

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TECNOLOGIA DE
MATERIAIS - CAMPUS DE BAURU

LUCAS GARCIA VERGA

Estudo dos efeitos de tamanho e comensurabilidade nas correntes críticas em fitas supercondutoras do tipo II com redes periódicas de *pinnings* à temperatura finita.

BAURU

2015

LUCAS GARCIA VERGA

Estudo dos efeitos de tamanho e comensurabilidade nas correntes críticas em fitas supercondutoras do tipo II com redes periódicas de *pinnings* à temperatura finita.

Dissertação apresentada como requisito à conclusão do curso de Mestrado em ciência e tecnologia de materiais com ênfase em modelagem e simulação da Faculdade de Ciências da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho

Área de Concentração:

Ciência dos Materiais – Modelagem e simulação.

Orientador:

Prof.Dr.Pablo A. Venegas Urenda.

BAURU

2015

Verga, Lucas Garcia.

Estudo dos efeitos de tamanho e comensurabilidade nas correntes críticas em fitas supercondutoras do tipo II com redes periódicas de *pinnings* à temperatura finita / Lucas Garcia Verga, 2015
114 f.

Orientador: Pablo Antonio Venegas Urenda

Dissertação (Mestrado)-Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Ciências, Bauru, 2015

1. Dinâmica de vórtices. 2. Efeitos de superfície.
3. *Pinnings* periódicos. I. Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia. II. Título.

LUCAS GARCIA VERGA

Estudo dos efeitos de tamanho e comensurabilidade nas correntes críticas em fitas supercondutoras do tipo II com redes periódicas de *pinnings* à temperatura finita.

Dissertação apresentada como requisito à conclusão do curso de Mestrado em ciência e tecnologia de materiais com ênfase em modelagem e simulação da Faculdade de Ciências da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Pablo A. Venegas Urenda – Orientador
Faculdade de Ciências – Unesp – Bauru

Prof. Dr. André Luiz Malvezzi
Faculdade de Ciências – Unesp – Bauru

Prof. Dr. Rafael Zadorosny
Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – Unesp – Ilha Solteira

BAURU

2015

ATA DA DEFESA PÚBLICA DA DISSERTAÇÃO DE Mestrado de LUCAS GARCIA VERGA, DISCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS, DO(A) FACULDADE DE CIÊNCIAS DE BAURU.

Aos 26 dias do mês de março do ano de 2015, às 14:00 horas, no(a) Anfiteatro do Prédio da Pós-graduação da Faculdade de Ciências, reuniu-se a Comissão Examinadora da Defesa Pública, composta pelos seguintes membros: Prof. Dr. PABLO ANTONIO VENEGAS URENDA do(a) Departamento de Física / Faculdade de Ciências de Bauru, Prof. Dr. ANDRE LUIZ MALVEZZI do(a) Departamento de Física / Faculdade de Ciências de Bauru, Prof. Dr. RAFAEL ZADOROSNY do(a) Departamento de Física e Química / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, sob a presidência do primeiro, a fim de proceder a arguição pública da DISSERTAÇÃO DE Mestrado de LUCAS GARCIA VERGA, intitulado "ESTUDOS DOS EFEITOS DE TAMANHO E COMENSURABILIDADE NAS CORRENTES CRÍTICAS EM FITAS SUPERCONDUTORAS DO TIPO II COM REDES PERIÓDICAS DE PINNINGS À TEMPERATURA FINITA". Após a exposição, o discente foi arguido oralmente pelos membros da Comissão Examinadora, tendo recebido o conceito final: APROVADO. Nada mais havendo, foi lavrada a presente ata, que, após lida e aprovada, foi assinada pelos membros da Comissão Examinadora.

Prof. Dr. PABLO ANTONIO VENEGAS URENDA

Prof. Dr. ANDRE LUIZ MALVEZZI

Prof. Dr. RAFAEL ZADOROSNY

Dedico esta dissertação aos meus familiares, minha esposa, amigos, professores e às demais pessoas que de alguma forma me ajudaram a trilhar esse caminho.

“Só se pode alcançar um grande êxito quando nos mantemos fiéis a nós mesmos”

Friedrich Nietzsche

AGRADECIMENTOS

Gostaria primeiramente de agradecer ao meu orientador e amigo Prof.Dr. Pablo A. Venegas Urenda por todo apoio, atenção, conselhos e esforços dedicados ao desenvolvimento desse trabalho e à minha formação.

Aos professores Dr. André Luiz Malvezzi, Dr. Rafael Plana Simões, Dr. Rafael Zadorosny, Dr. Paulo Noronha Lisboa Filho e Dra. Denise Fernandes de Mello pelas contribuições dadas a esta dissertação.

Gostaria de agradecer também aos professores Dr. Alexandre Fontes da Fonseca e Dr. Francisco Carlos Lavarda pelas conversas, incentivos, ensinamentos e amizade.

Agradeço também à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, Fapesp, pelos recursos financeiros destinados à execução desse projeto, cujo número do processo é 2012/22141 – 2.

Agradeço também ao programa de pós graduação POSMAT, pela estrutura fornecida.

Aos meus amigos, Maicon Carlone da Silva, Leonardo de Conti Aguiar, Gustavo Simão Albano e Pedro Cleto, agradeço à ajuda prestada e a amizade nutrida durante esses seis anos de UNESP.

Agradeço também ao grupo de modelagem e simulações, à todos os amigos que fizeram e fazem parte da minha vida e a todos os professores que contribuíram para minha formação acadêmica ou pessoal.

Agradeço à minha família, pai, mãe e irmã, pois reconheço todo o esforço necessário para superar as várias dificuldades e tropeços em todos os momentos de minha vida.

Por fim, agradeço à minha esposa Juliane, por estar ao meu lado em todos os momentos, pelo apoio incondicional e por fazer essa jornada cada vez mais fácil.

Resumo

No trabalho de pesquisa apresentado nesta dissertação, simulamos o comportamento dinâmico de vórtices magnéticos em fitas supercondutoras do tipo II. Consideramos tais fitas bidimensionais, com comprimento infinito, centros de *pinnings* distribuídos de maneira aleatória e com simetrias hexagonal e Kagomé e submetidas a um campo magnético perpendicular ao seu plano. Os cálculos foram realizados para diversas larguras de fita, buscando estudar os efeitos de tamanhos nas propriedades dinâmicas dos vórtices.

Nosso sistema foi descrito por um conjunto de equações de Langevin que foram resolvidas numericamente. Utilizando técnicas de dinâmica molecular obtivemos a evolução temporal das posições dos vórtices, o que nos permitiu analisar a média temporal das velocidades e da resistência diferencial em função da força de transporte aplicada. Para implementar os cálculos de dinâmica molecular, usamos o método de *Simulated Annealing* para encontrar os valores de campo magnético e as posições mais estáveis para cada densidade de vórtices considerada na simulação.

Constatamos que, assim como em filmes infinitos, a rede hexagonal de *pinnings* apresentou valores de forças críticas superiores ao da distribuição aleatória de *pinnings*. Entretanto, para fitas supercondutoras, a diferença entre as duas redes é muito menor do que para sistemas infinitos, devido à perda de comensurabilidade da rede hexagonal causada pelos efeitos de tamanho. Em contrapartida, pequenas deformações geométricas na rede hexagonal de *pinnings* permitiram um maior grau de comensurabilidade, e conseqüentemente, um aumento drástico nas correntes críticas. Observamos que além dos efeitos de tamanho, os efeitos de *pinnings* também alteram a densidade de vórtices presente na fita supercondutora, influenciando diretamente nos efeitos de comensurabilidade e nos valores de forças críticas.

Palavras chave: Dinâmica de vórtices, efeitos de tamanho, *pinnings* periódicos.

Abstract

In this work we simulate the dynamical behavior of a magnetic vortex system in a type II superconducting thin strip submitted to a perpendicular magnetic field. The systems were constituted by two-dimensional strips with an infinite length. In order to study the size effects in this superconducting strips, we considered systems with random pinning distributions and with hexagonal and Kagomé pinning lattices for several values of strip width.

Our system is described by a set of Langevin equations which were solved numerically. Using molecular dynamics techniques we obtained the temporal evolution of the vortex positions which allow us to analyze the time-average of the vortex velocity and the time-average of the differential resistance as a function of the transport force. We also used the simulated annealing method to find the most stable configuration of the vortex system and the coherent values of magnetic field for each vortex density considered in our simulations.

We observed the appearance of higher critical currents for the hexagonal pinning lattice when compared with random pinning distributions. These results were previously observed for infinite thin films. However, for superconducting thin strips, the difference of the critical current for such pinning distribution is severally smaller than the observed for infinite samples. This could be explained by the lost of commensurability of the hexagonal pinning lattice, caused by surface effects. Small geometric deformations in the hexagonal pinning lattice enabled the recovery of the commensurability between the vortex system and the pinning lattice, which induced increase dramatically the critical currents. We also observed that surface and pinning effects can change the vortex density inside the strip, these changes are directly related to the commensurability effects and, consequently, with the critical currents for each system.

Key words: Vortex dynamics, Surface effects, periodical pinning.

SUMÁRIO

<u>INTRODUÇÃO</u>	10
<u>1. HISTÓRIA DA SUPERCONDUTIVIDADE</u>	14
<u>1.1. Condutividade elétrica</u>	14
<u>1.2. Revisão histórica de pesquisas em supercondutividade</u>	15
<u>2. SUPERCONDUTIVIDADE</u>	19
<u>2.1. O fenômeno da supercondutividade</u>	19
<u>2.2. Teoria London-London para supercondutores do tipo I</u>	22
<u>2.3. Supercondutores do tipo II</u>	26
<u>2.4. Vórtices em supercondutores do tipo II</u>	29
<u>2.4.1. Modelo de London em sistemas com vórtices</u>	30
<u>2.4.2. A rede de vórtices</u>	34
<u>3. REGIMES DINÂMICOS E MECANISMOS DE <i>PINNING</i></u>	35
<u>3.1. Movimento dos Vórtices</u>	35
<u>3.2. <i>Pinning</i> de vórtices</u>	37
<u>3.3 Classificação dos <i>pinnings</i></u>	38
<u>3.4. Regimes Dinâmicos e as Medidas de Transporte</u>	40
<u>3.5 Geometrias de redes de <i>pinnings</i></u>	42
<u>3.6. Influência da Barreira Geométrica</u>	49

<u>4. MODELOS E MÉTODOS DE SIMULAÇÃO.....</u>	52
<u>4.1. Modelo</u>	52
<u>4.2. Metodologia.....</u>	62
<u>4.2.1 Monte Carlo e <i>Simulated Annealing</i>.....</u>	62
<u>4.2.2 Metodologia da Dinâmica de vórtices.....</u>	69
<u>5. RESULTADOS.....</u>	73
<u>5.1. Efeitos de tamanho em sistemas sem centros de <i>pinninig</i>.....</u>	74
<u>5.2. Análise dos efeitos de tamanho para H constante e distribuições aleatórias e hexagonais de centros de <i>pinning</i>.....</u>	80
<u>5.3. Campo magnético e densidade de <i>pinnings</i> constantes para três larguras de fita, considerando distribuições aleatórias, hexagonais e Kagomé de centros de <i>pinning</i>.....</u>	85
<u>5.4. Efeitos da temperatura para H e densidade de <i>pinnings</i> constantes, considerando distribuições aleatórias, hexagonais e Kagomé de centros de <i>pinning</i>.....</u>	91
<u>5.5. Alterações na geometria da rede hexagonal de <i>pinnings</i>.....</u>	99
<u>6. CONCLUSÕES.....</u>	104
<u>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</u>	107
<u>APÊNDICE A – ARTIGOS PRODUZIDOS NO PERÍODO.....</u>	112

INTRODUÇÃO

Uma das principais características de materiais supercondutores do tipo II é a existência do estado misto previsto por Abrikosov [1], no qual filamentos quantizados de campo magnético penetram o supercondutor. Esse estado é alcançado quando o campo magnético aplicado está dentro de limites críticos característicos $H_{c1} < H < H_{c2}$. Tais filamentos de campo magnético, ao penetrarem na amostra, são blindados por correntes supercondutoras, dando origem aos vórtices magnéticos.

De acordo com Anderson [2], os vórtices de Abrikosov quando submetidos a uma força de Lorentz, se movem de maneira a igualar a pressão magnética macroscópica, gerando campos elétricos que dissipam energia. Para evitar tal movimentação, alguns defeitos do material podem ser utilizados como centros de *pinning*, que atuam como uma barreira de energia que o vórtice deve ultrapassar para se mover livremente.

Ao aplicarmos uma corrente de transporte, a força de Lorentz gerada reduz efetivamente esta barreira energética. Sendo assim, a densidade de corrente crítica da amostra é alcançada quando esta força se igualar à força exercida pelos centros de *pinning* existentes. Para temperaturas finitas, as flutuações térmicas ajudam a reduzir a intensidade da barreira de energia criada pelo efeito de *pinning*, gerando uma dependência dos valores de corrente crítica da amostra com a temperatura.

Do ponto de vista teórico, resultados relevantes foram obtidos para sistemas infinitos por diversos autores. Por exemplo, para *pinning*s aleatórios, o trabalho desenvolvido por Koshelev e Vinokur [3], mostrou que quando uma corrente elétrica é aplicada e aumentada além de certa força de *depinning*, as fases tanto periódicas como vítreas se tornam móveis e o efeito do potencial aleatório é seriamente enfraquecido a altas velocidades, restabelecendo a

ordem de longo alcance. Simulações numéricas sugerem que estas mudanças acontecem abruptamente, dando origem a uma transição de fase dinâmica genuína [3–5].

Recentes avanços nas técnicas de litografia em escala nanométrica têm permitido controlar o tamanho, forma e composição dos arranjos centros de *pinning* [6], aumentando a eficiência destes efeitos e favorecendo o desenvolvimento de pesquisas aprofundadas nessa área. Estudos realizados em sistemas de vórtices interagindo com arranjos artificiais de *pinning* periódico exibem uma grande variedade de efeitos dinâmicos e de comensurabilidade que podem ser observados em propriedades tais como a corrente crítica e as fases dinâmicas dos vórtices [4,5,7–16].

Do ponto de vista teórico, é possível encontrar diversos estudos na literatura que têm como principal objetivo entender os efeitos de redes periódicas em sistemas infinitos de vórtices. Diversos trabalhos como os de C.Reichhardt e C.J. Olson Reichhardt [12–14], discutem os efeitos de comensurabilidade para redes periódicas de *pinnings* com extrema profundidade. Já do ponto de vista experimental, podemos ressaltar trabalhos como os desenvolvidos por T. C. Wu. et.al.[17], E R. Cao. et.al.[18] e J. Cupens. et.al.[19] que mostraram a importância dos efeitos de comensurabilidade e a existência de propriedades anisotrópicas em sistemas de vórtices interagindo com redes periódicas de *pinnings*.

Simulações computacionais com esses tipos de sistemas só foram possíveis nos últimos anos com o aumento da capacidade de processamento e armazenamento dos computadores atuais. Brandt [20] foi um dos pioneiros nesta área e, desde então, ocorreram grandes progressos nas técnicas e recursos teóricos utilizados.

Já no campo dos estudos dos efeitos de tamanho em supercondutores, podemos citar o trabalho desenvolvido por Bean e Livingston [21] que apontou a existência de duas forças entre a superfície e os vórtices. A primeira representa uma força de repulsão entre os vórtices e as correntes de blindagem geradas próximas às superfícies e a segunda uma força atrativa

entre os vórtices e suas anti-imagens. Essas duas forças geram uma barreira energética conhecida como barreira de Bean-Livingston, que consegue explicar como os efeitos de tamanho atuam sobre os vórtices.

Outros estudos realizados com supercondutores de geometria finita também podem ser encontrados na literatura [15,16,22–25], porém a quantidade de estudos em sistemas semi-infinitos, como é o caso da fita supercondutora, ainda é pequena quando comparada com sistemas infinitos.

Dentre os estudos realizados nessa área, podemos ressaltar trabalhos como os de Carneiro [26], Reis et. al.[27], C. C. de Souza Silva e J. Albino Aguiar [28,29], C. C. de Souza Silva, L. R. E. Cabral e J. Albino Aguiar [30] e E. Bronson, M. P. Gelfand e S. B. Field [31], cujos resultados abordam os efeitos de tamanho sobre características do sistema como, a densidade de vórtices, a configuração de mínima energia e as mudanças em fases dinâmicas ocasionadas pelos efeitos de tamanho. Entretanto, estudos sobre os efeitos de comensurabilidade em fitas supercondutoras com centros de *pinning* com simetria hexagonal ainda é escasso.

Portanto, o objetivo do presente trabalho foi realizar o estudo de um sistema semi-infinito com redes periódicas de *pinning*s, a temperatura finita, analisando como os centros de *pinning*, a temperatura e os efeitos criados pela superfície, decorrentes do tamanho finito, influenciam a dinâmica do sistema de vórtices.

Essa dissertação encontra-se organizada da seguinte maneira:

- Capítulo1 “História da Supercondutividade”: Visa introduzir uma visão geral das principais descobertas acerca do fenômeno da supercondutividade a partir de uma revisão cronológica;

- Capítulo 2 “Supercondutividade”: Discute com maior profundidade algumas das principais propriedades dos supercondutores, com maior enfoque nos assuntos mais relevantes ao trabalho de pesquisa da presente dissertação;
- Capítulo 3 “Regimes dinâmicos e mecanismos de *pinning*”: Desenvolve um estudo do funcionamento dos mecanismos de *pinning* e dos regimes dinâmicos de vórtices, apresentando resultados importantes da literatura nessa linha de pesquisa;
- Capítulo 4 “Modelos e métodos de simulação”: Apresenta e explica o modelo utilizado para representar o sistema em questão e as técnicas de simulação utilizadas para o desenvolvimento desta pesquisa;
- Capítulo 5 “Resultados”: Apresenta, discute e compara os principais resultados obtidos;
- Capítulo 6 “Conclusão”: Conclui a presente dissertação, reforçando as discussões do capítulo anterior e trazendo possibilidades para a continuidade do trabalho.

1. HISTÓRIA DA SUPERCONDUTIVIDADE

1.1 - Condutividade elétrica.

A condutividade elétrica e sua dependência com parâmetros como a temperatura, campo magnético e campo elétrico é um tema amplamente estudado na literatura. Podemos citar, por exemplo, o modelo de Drude [32], utilizado para explicar a condutividade elétrica em metais. O modelo considera os elétrons livres como partículas presas em uma caixa e os íons como esferas rígidas e fixas e utiliza ideias da teoria cinética dos gases para descrever o comportamento eletrônico de metais. Com o modelo proposto por Drude e algumas ideias da eletrostática é possível chegar teoricamente a algumas conclusões que concordam com os dados experimentais sobre o aumento da resistividade elétrica em função da temperatura que ocorre em materiais condutores.

Outro modelo teórico para a condutividade elétrica pode ser desenvolvido utilizando argumentos da mecânica quântica e considerando a nuvem eletrônica como um gás de Fermi ideal. Esse desenvolvimento teórico é conhecido como modelo quântico de um gás de elétrons [32], onde a temperatura não influencia a velocidade média dos elétrons, porém seu aumento diminui o livre caminho médio causando um aumento na resistividade do material.

Em ambos os casos é possível chegar às mesmas conclusões quanto ao comportamento da resistividade elétrica em função da temperatura. Nos dois modelos, somos levados a pensar que qualquer material com temperatura acima do zero absoluto e com defeitos na estrutura cristalina sempre apresentará resistividade elétrica. Entretanto, em 1911, Onnes [33] publicou resultados onde valores nulos de resistência foram alcançados em aproximadamente 4,2K.

1.2 - História da Supercondutividade.

O início da descoberta da supercondutividade aconteceu em 1908, quando Kammerlingh Onnes [33], conseguiu liquefazer o Hélio e estudar o comportamento de diversos materiais em baixas temperaturas. Três anos após sua descoberta, Onnes publicou resultados sobre seus experimentos com mercúrio sólido que, em aproximadamente 4,2K, apresentava uma queda abrupta na resistividade elétrica. Esse comportamento pode ser bem observado na Figura 1.1.

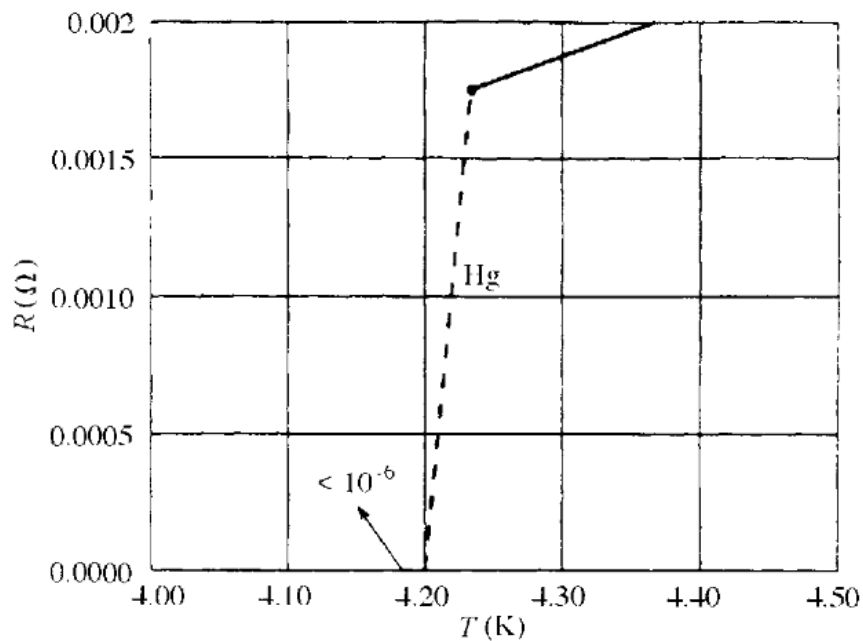


Figura 1.1: Resistência elétrica em função da temperatura para o mercúrio [33].

A transição entre o estado supercondutor e o estado normal acontece de forma abrupta a partir de uma temperatura de transição característica de cada material, conhecida como temperatura crítica T_c . Após as descobertas de Onnes, foi constatado que além do mercúrio, diversos elementos também apresentam essas características, sob determinadas condições.

Em 1933, Walther Meissner e Robert Oschensfeld descobriram a existência do diamagnetismo perfeito em materiais no estado supercondutor, conhecido como efeito Meissner [33]. Historicamente, o efeito Meissner foi essencial para diferenciar o estado supercondutor da idealização de um condutor perfeito.

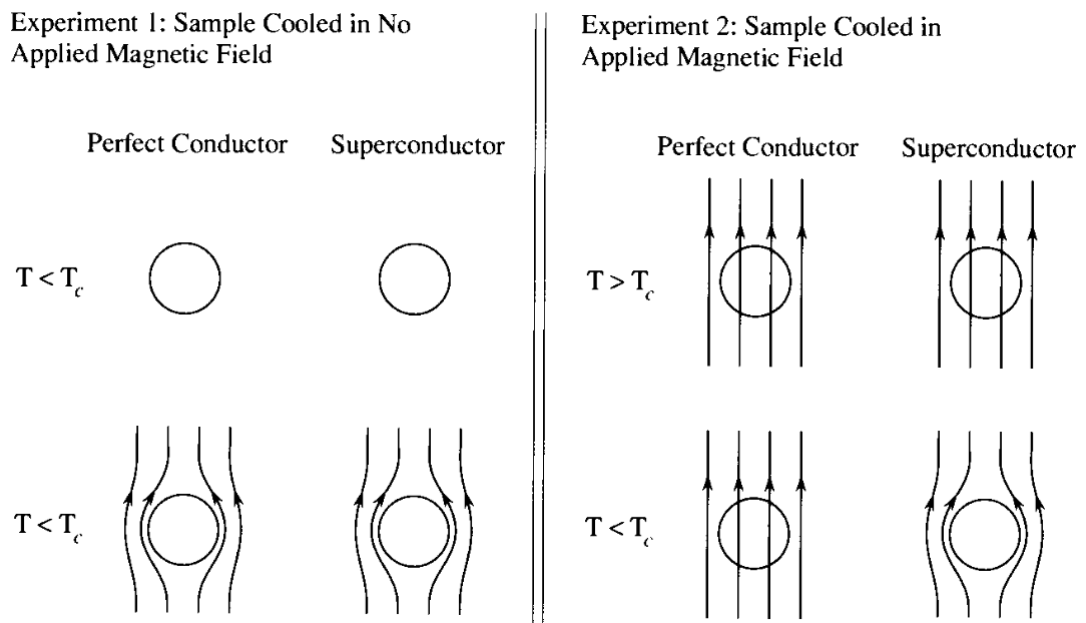


Figura 1.2: Diferenciação entre o supercondutor e condutor perfeito [34].

Como vemos na Figura 1.2, se um condutor perfeito fosse resfriado e submetido a um campo magnético externo, reagiria como um diamagneto perfeito da mesma maneira que um supercondutor, pois em ambos os casos uma corrente elétrica de blindagem seria formada como resposta à aplicação do campo magnético. Porém, se um condutor perfeito fosse primeiramente submetido a um campo magnético e posteriormente resfriado, seus momentos magnéticos se orientariam devido o campo magnético exterior, impossibilitando a criação de correntes elétricas de blindagem. Já no estado supercondutor o diamagnetismo perfeito é mantido independentemente da ordem das etapas entre o processo de resfriamento e aplicação de campo magnético.

Essa diferença entre o que era esperado para um condutor perfeito e o real comportamento magnético apresentado pelo estado supercondutor evidenciou a necessidade de teorias específicas para esse fenômeno. A primeira teoria utilizada para descrever os fenômenos presentes no estado supercondutor foi desenvolvida pelos irmãos Fritz e Heinz London [34], que utilizando as leis de Maxwell, foram capazes de descrever fenomenologicamente o aparecimento da resistência nula e do efeito Meissner.

Anos depois, Ginzburg e Landau [34], uniram argumentos de mecânica quântica, à eletrodinâmica de London e à teoria de transições de fases de Landau, fornecendo uma nova e mais completa descrição para a supercondutividade. Já em 1957, John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schrieffer [34] desenvolveram o primeiro modelo com explicações microscópicas para o fenômeno da supercondutividade. O modelo desenvolvido levou o nome de teoria BCS, em homenagem aos nomes de seus criadores.

Apesar dos avanços teóricos, alguns dados experimentais obtidos por Shubnikov em 1935 [35], continuavam sem resposta, até que Abrikosov [1] utilizando a teoria de Ginzburg-Landau, caracterizou os dados encontrados como evidência de uma nova classe de supercondutores chamados supercondutores do tipo II. Nestes materiais, a destruição da fase supercondutora devido ao campo magnético aplicado, acontece de maneira diferente à de supercondutores do tipo I.

Para supercondutores do tipo II, se o campo magnético aplicado exceder H_{c1} , acontece a penetração de vórtices magnéticos, que são filamentos quantizados de campo magnético, blindados por correntes elétricas. Na região de penetração do campo o sistema se comporta como um material normal, porém no resto do material ainda é possível observar as propriedades supercondutoras. Abrikosov também analisou a interação existente entre os vórtices e, minimizando a energia do sistema, predisse que em um sistema infinito os vórtices se arranjarão em uma rede hexagonal.

Anos após as descobertas de Abrikosov, outro fenômeno essencial acerca da supercondutividade foi descoberto. Em 1962, Brian David Josephson [34] descobriu a possibilidade de tunelamento de corrente elétrica entre dois supercondutores fracamente interligados, esse fenômeno é visto como um efeito macroscópico da mecânica quântica e possibilita diversas aplicações tecnológicas para materiais supercondutores.

A dificuldade em utilizar os supercondutores em aplicações práticas fez com que a busca por supercondutores com maior temperatura crítica fosse um dos principais temas de pesquisa da área de supercondutividade. Até 1986 a temperatura crítica mais alta encontrada havia sido de aproximadamente 23K para o composto Nb_3Ge . Em 1986, Berdnoz e Müller [36] descobriram a existência dos supercondutores de alta temperatura crítica (HTSC), aumentando as esperanças de ampliação das aplicações tecnológicas para o estado supercondutor.

2. SUPERCONDUTIVIDADE

2.1 - Fenomenologia de supercondutores do tipo I.

Um material no estado supercondutor deve apresentar certas respostas frente a variações de agentes externos como temperatura e campo magnético. Primeiramente nos ateremos às características básicas dos supercondutores do tipo I, apresentando o primeiro modelo fenomenológico da supercondutividade.

Uma das características básicas do estado supercondutor é a queda abrupta da resistividade elétrica quando o material está abaixo de sua temperatura crítica T_c e campo magnético crítico H_c .

Quando o campo magnético é aplicado com intensidade menor que H_c , os supercondutores tendem a expeli-lo de seu interior, permitindo apenas uma penetração superficial do campo magnético, que decairá a zero em regiões mais internas do material. Assim como acontece no caso da temperatura, quando excedemos o valor de H_c a supercondutividade desaparece. É válido ressaltar também, que o valor de H_c é dependente da temperatura e como vemos na Figura 2.1, é possível demonstrar experimentalmente que tal dependência se dá pela Eq. (2.1)

$$H_c(T) \approx H_c(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \quad (2.1)$$

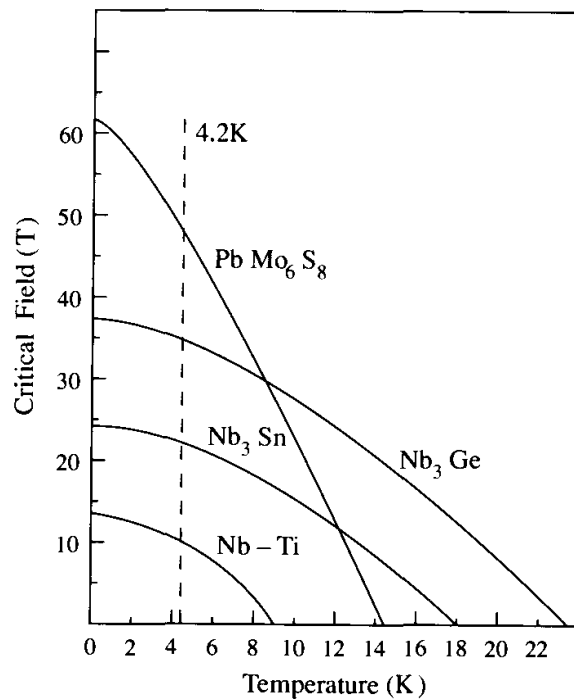


Figura 2.1: Gráfico de H_c em função de T para diversos compostos supercondutores [34].

Utilizando a Eq. (2.2) e sabendo do comportamento de um supercondutor frente a variações do campo magnético, percebemos que a magnetização no interior de um supercondutor do tipo I quando $H < H_c$ é igual a $\vec{M} = -\mu_0 \vec{H}$, onde \vec{M} é a magnetização, \vec{H} o campo magnético aplicado e \vec{B} o campo magnético interno.

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.2)$$

Outra propriedade presente em supercondutores e decorrente da resistência elétrica nula, é a existência de correntes permanentes. Para exemplificar, consideremos um anel supercondutor com um campo magnético externo aplicado menor que H_c , pela lei de Lenz, sabemos que uma corrente elétrica seria gerada como reação ao campo externo.

Quando o estado estacionário é alcançado e o campo magnético deixa de ser aplicado sobre a amostra, podemos tratar matematicamente o sistema obtido de maneira similar ao circuito RC em seu estado natural. Na Figura 2.2, apresentamos ambos os sistemas.

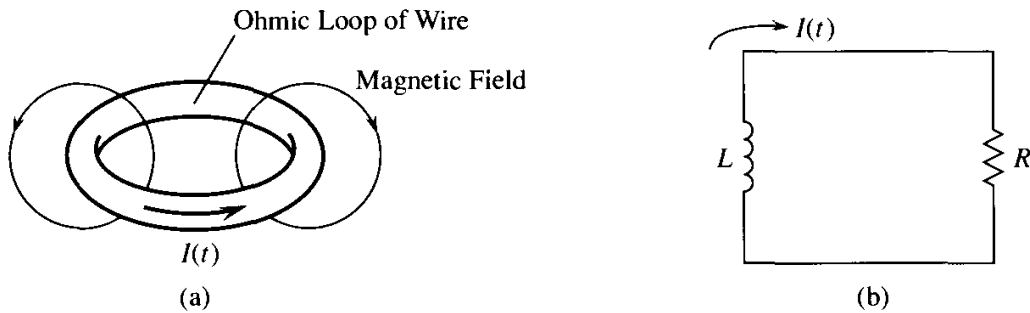


Figura 2.2: a) Sistema supercondutor descrito; b) aproximação para o circuito RC [34].

O circuito RC pode ser resolvido pela Eq.(2.3), resultante da aplicação da Lei das Malhas de Kirchoff nesse circuito, onde é possível encontrar a dependência da corrente elétrica com o tempo como mostrado na Eq.(2.4).

$$V_L + V_R = L \frac{di}{dt} + Ri = 0 \quad (2.3)$$

$$I(t) \approx I(0)e^{\left(\frac{-t}{\tau_{RL}}\right)} \quad (2.4)$$

Considerando na Eq. (2.4) que $\tau_{RL} = \frac{L}{R}$ e lembrando que a resistência elétrica do supercondutor tende a zero, temos que $I(t) = I(0)$ para qualquer $t > 0$. Esse efeito também pode ser observado experimentalmente e resultados desse tipo podem ser encontrados em livros básicos de supercondutividade [34].

Já no campo da termodinâmica dos supercondutores, é importante ressaltar que para os supercondutores do tipo I, se o campo magnético é nulo, a transição do estado supercondutor

para metal normal produz uma mudança descontínua no calor específico sem a existência de calor latente, caracterizando uma transição de fase de segunda ordem. Quando um campo magnético externo menor que H_c é aplicado, a transição do estado supercondutor para o normal se torna uma transição de fase de primeira ordem, havendo de calor latente no processo.

Em supercondutores do tipo I, outra característica importante a ser citada é o chamado efeito isotópico. Experimentalmente, observou-se que a temperatura crítica de supercondutores varia de acordo com a massa isotópica, ou seja, quanto maior a massa isotópica, menor a temperatura crítica. Essa constatação sugere que a supercondutividade está relacionada, de alguma maneira, com os íons da rede cristalina do material e apoia as ideias apresentadas pela teoria BCS.

2.2 - Teoria London-London para supercondutores do tipo I.

A teoria desenvolvida pelos irmãos Fritz e Heinz London [34] em 1935, tem caráter fenomenológico e visa uma descrição macroscópica do estado supercondutor. Uma das grandes conquistas desta teoria é a capacidade de descrever propriedades eletrodinâmicas dos supercondutores como o efeito Meissner e a condutividade infinita. Mesmo com uma teoria baseada na física clássica e abordagem macroscópica, é possível apresentar justificativas físicas que fornecem algum nível de entendimento sobre este fenômeno complexo.

A obtenção da primeira equação de London parte dos mesmos princípios do modelo de Drude utilizado para materiais condutores. Para modelar a resistência nula da supercondutividade, a força sofrida pelo choque de elétrons e íons é desconsiderada, como mostrado na Eq.(2.5). Já a Eq.(2.6), apresenta a densidade de corrente para o caso

supercondutor identicamente à conhecida para materiais condutores, porém utilizaremos a notação n_s para descrever o número de elétrons supercondutores.

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \quad (2.5)$$

$$\vec{J}_s = -n_s e \vec{v}_s \quad (2.6)$$

Com algumas manipulações algébricas é possível chegar à primeira equação de London, apresentada pela Eq.(2.7), que fornece as características básicas da condutividade perfeita para supercondutores.

$$\frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{ne^2}{m} \vec{E} \quad (2.7)$$

Aplicando o resultado obtido na Eq. (2.7) na equação de Ampère – Maxwell obtemos a Eq. (2.8)

$$\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\mu_0 ne^2}{m} \vec{E} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.8)$$

Onde ϵ_0 é a permissividade elétrica. Tomando o rotacional em ambos os lados da Eq. (2.8) e considerando a Lei de Indução de Faraday, apresentada pela Eq.(2.9), chegaremos à Eq.(2.10).

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\vec{\nabla} x \vec{\nabla} x \vec{B} + \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.10)$$

Onde $\lambda_L^2 = m/\mu_0 n_s e$. Considerando todo o argumento da derivada como nulo e utilizando o caso estacionário, onde a derivada temporal de \vec{B} também se anula, temos a Eq.(2.11), conhecida como a segunda equação de London.

$$\vec{\nabla} x \vec{\nabla} x \vec{B} + \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2} = \nabla \vec{B} - \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2} = 0 \quad (2.11)$$

Consideremos agora, o caso de um supercondutor retangular como o da Figura 2.3, supondo que o campo magnético externo esteja aplicado na direção do eixo z e que a largura do supercondutor em x seja igual a 2a.

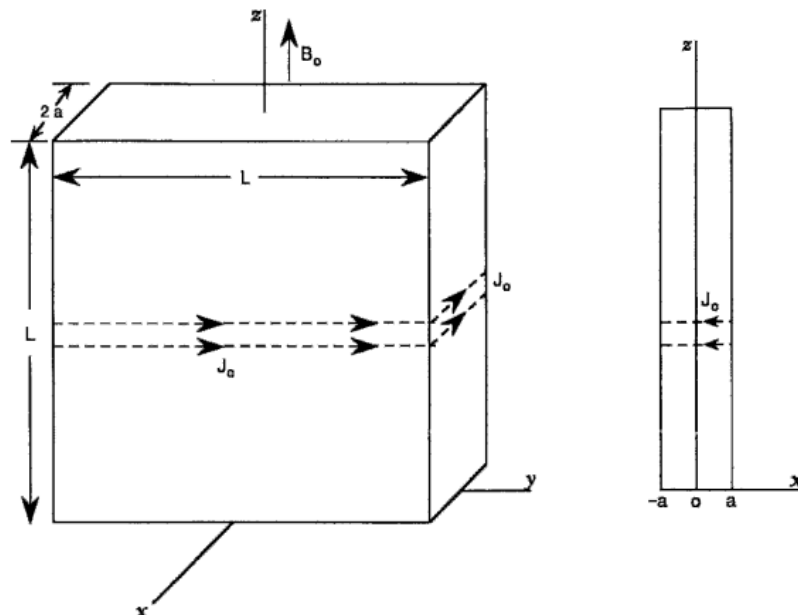


Figura 2.3. Supercondutor retangular utilizado para a determinação de B em função de x [35].

Nesse sistema, se resolvermos a equação diferencial de segunda ordem utilizando as condições de contorno $\vec{B}_z(a) = \vec{B}_z(-a) = B_0$ e considerando que $\lambda_L \ll a$, chegaremos à conclusão que $\vec{B}_z(x) = B_0 \exp\left(-\frac{a-|x|}{\lambda_L}\right)$ para $-a < x < a$, gerando o resultado apresentado na Figura 2.4.

Com esse resultado, podemos perceber que a segunda equação de London consegue prever a entrada de campo magnético nas superfícies do material supercondutor e seu decaimento com o aumento da distância em relação à borda.

Ainda na equação de $\vec{B}_z(x)$, podemos perceber que quando o campo se encontra a uma distância λ_L da interface supercondutor-normal, ou seja, quando $|x| = a - \lambda_L$, a expressão se torna $\vec{B}_z(x) = B_0 \exp(-1) \approx 0.663B_0$. Sendo assim, podemos determinar λ_L como uma distância característica, na qual o campo magnético decai a aproximadamente 0.65 de seu valor aplicado quando aplicado no material supercondutor.

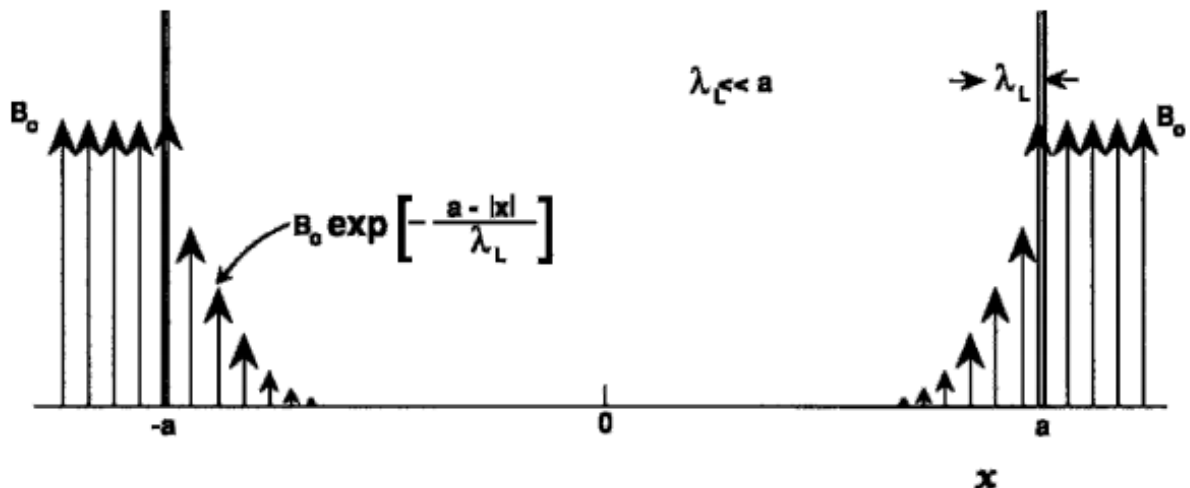


Figura 2.4. Campo magnético em função da distância com a superfície normal encontrado com a segunda equação de London [35].

2.3 - Supercondutores do tipo II.

Os dados experimentais obtidos por Shubnikov [34] em 1935 trouxeram à tona uma nova classe de supercondutores, que foi caracterizada teoricamente por Abrikosov [1]. Nestes supercondutores, quando o campo magnético excede um valor crítico, conhecido como H_{c1} , filamentos de campo magnético começam a penetrar no material de maneira quantizada e são blindados por correntes supercondutoras, formando vórtices magnéticos.

Dentre os elementos puros, somente o Nióbio, sob algumas condições, apresenta as características de supercondutor do tipo II, porém é possível encontrar diversas ligas e compostos que também possuam essas propriedades. O fato dos valores de H_{c2} serem, normalmente, muito mais altos que os valores de H_c encontrados para supercondutores do tipo I, faz com que os supercondutores do tipo II tenham maior aplicabilidade tecnológica.

Para essa classe de supercondutores, se o campo magnético aplicado possui valor superior à H_{c1} a energia livre diminuirá com a entrada dos vórtices, nestas regiões o material se comporta de maneira normal e nas demais o material permanece com propriedades supercondutoras. O campo magnético na região interna de um vórtice é forte no núcleo e decai radialmente, tornando-se insignificante fora do mesmo.

Aumentos do campo magnético externo geram aumentos na densidade de vórtices na amostra. O aumento no valor do campo magnético até um certo valor crítico H_{c2} , faz que as propriedades supercondutoras sejam completamente perdidas.

Podemos ver na Figura 2.5-a, que em supercondutores do tipo I a magnetização cresce linearmente para valores de campo menores que H_c e cai abruptamente em H_c . Já com a Figura 2.5-b, vemos que supercondutores do tipo II apresentam um comportamento diferente. A magnetização cresce linearmente até H_{c1} , na região de campo magnético entre H_{c1} e H_{c2} ela decai suavemente e, em $H = H_{c2}$, o material passa para o estado normal.

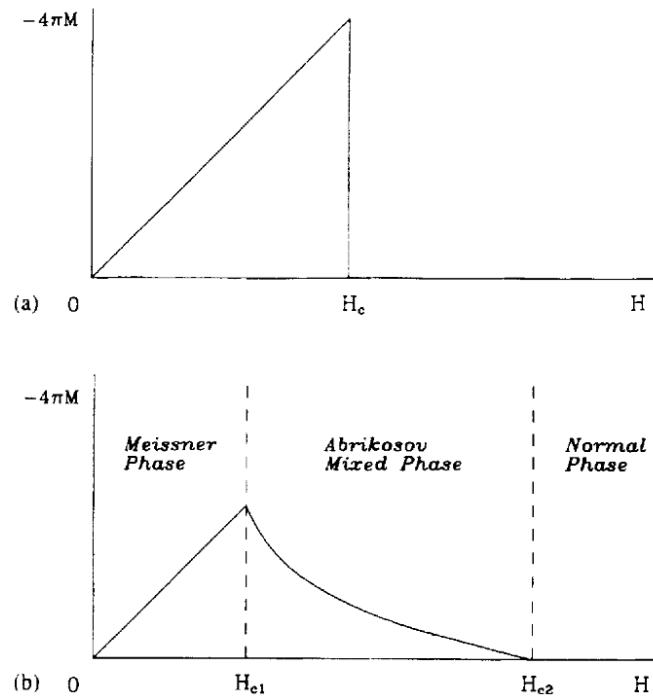


Figura 2.5: Magnetização $-4\pi M$ x Campo aplicado H para os dois tipos de supercondutores [33].

Além de explicar os dados experimentais de Shubnikov [34], o trabalho de Abrikosov [1] com supercondutores do tipo II ajudou a caracterizar a rede hexagonal de vórtices como a configuração de menor energia para esse sistema e, ainda mostrou como distinguir os tipos de supercondutores através do parâmetro κ , conhecido como parâmetro de Ginzburg e Landau.

A teoria fenomenológica de Ginzburg e Landau considera uma função de onda Ψ para descrever os elétrons supercondutores, sendo a densidade local dos elétrons supercondutores igual ao módulo quadrado desta função de onda. A densidade de elétrons supercondutores é nula na interface com a superfície normal e constante no interior do material supercondutor.

O parâmetro de Ginzburg e Landau é encontrado ao efetuarmos a razão entre o comprimento de coerência ξ e a profundidade de penetração λ . A profundidade de penetração λ , já explicada anteriormente, tem seu significado atrelado à distância em relação à superfície normal em que o campo magnético interno decai. Já o comprimento de coerência ξ é distância em que a densidade de elétrons varia do zero a seu valor constante. Abrikosov definiu em seu

trabalho que materiais com $\kappa < 1/\sqrt{2}$, seriam os supercondutores do tipo I e materiais com $\kappa > 1/\sqrt{2}$ os supercondutores do tipo II, essa distinção é exemplificada na Figura (2.6).

Em supercondutores do tipo II, o interior dos vórtices não é supercondutor e o campo magnético confinado decai radialmente, enquanto isso, a densidade de elétrons supercondutores deve ser nula no interior do vórtice e crescer radialmente em relação ao seu núcleo.

Sendo assim, as constantes ξ e λ também podem ser definidas em relação ao tamanho do vórtice. O núcleo do vórtice terá um raio ξ , pois após essa distância a densidade de elétrons supercondutores é alta novamente. Já a constante λ pode ser definida como a distância do decaimento do campo magnético em relação ao centro do vórtice.

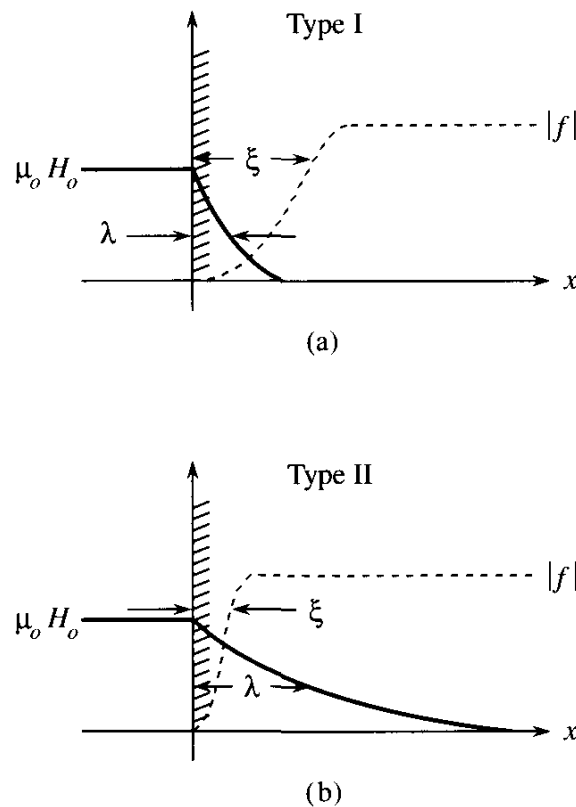


Figura 2.6: Comparação do comprimento de coerência ξ e a profundidade de penetração λ para supercondutores dos dois tipos [34].

2.4 - Vórtices em supercondutores do tipo II.

Como vimos na seção anterior, supercondutores do tipo II quando submetidos a um campo magnético $H_{c1} < H < H_{c2}$ permitem a entrada de filamentos quantizados de campo magnético que são blindados por elétrons supercondutores que formam uma densidade de corrente ao redor do campo magnético. Esses domínios da fase normal são conhecidos como vórtices magnéticos e possuem um quantum de fluxo, dado por $\Phi_0 = hc/2e$.

É possível observar na Figura 2.7, que o núcleo do vórtice possui raio ξ , pois a partir dessa distância em relação ao centro do núcleo a densidade de elétrons supercondutores é alta o suficiente para desenvolver o efeito de blindagem necessário. O campo magnético decai com comprimento λ . Sendo assim, é possível entender o motivo dos supercondutores do tipo II serem mais estáveis quando o valor de ξ é pequeno quando comparado com λ . Se ξ é maior que λ o campo magnético decairá dentro do supercondutor sem uma densidade suficientemente grande de elétrons supercondutores para realizar o efeito de blindagem.

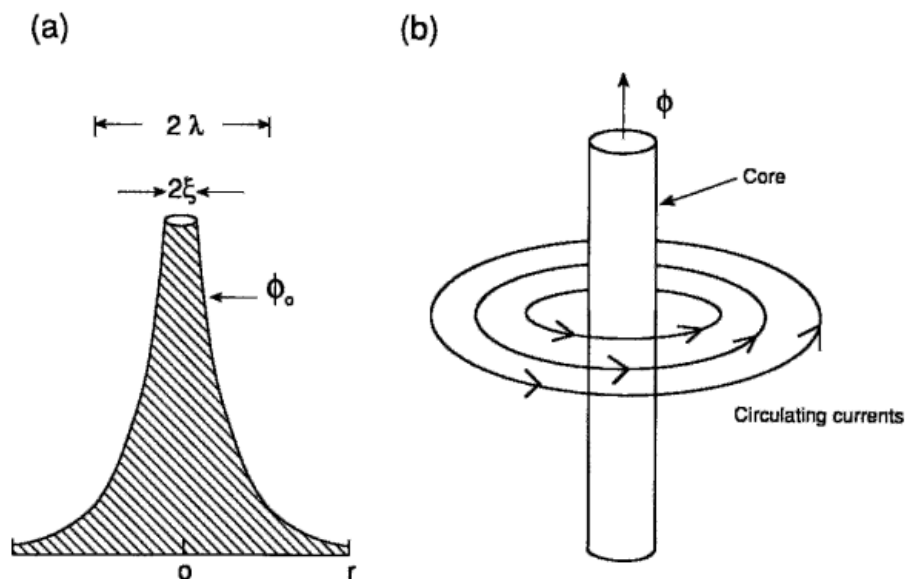


Figura 2.7: Comparação do comprimento de coerência ξ e a profundidade de penetração λ em um vórtice [35].

2.4.1 - Modelo de London em um sistema com vórtices.

Uma descrição do estado supercondutor do tipo II com a presença de vórtices pode ser obtida utilizando a teoria de London sob algumas aproximações. Para isso, assumimos o vórtice como um cilindro na fase normal com núcleo de raio ξ . Esta aproximação é válida para campos magnéticos $H_{c1} < H \ll H_{c2}$, onde a densidade de vórtices não é tão alta e os vórtices não se sobrepõem.

Em um primeiro estudo, podemos modificar a segunda equação de London incluindo no cálculo uma linha de vórtice orientada no sentido de \hat{z} , como mostrado na Eq.(2.12). Assim podemos entender como a inclusão de um vórtice modifica as soluções obtidas anteriormente para um supercondutor do tipo I.

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} + \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2} = \nabla \vec{B} - \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2} = \Phi_0 \delta^2 \hat{z} \quad (2.12)$$

Onde Φ_0 é o quantum de fluxo magnético presente no vórtice, δ é uma função delta bidimensional, \hat{z} representa um vetor unitário na direção em que o vórtice aponta e \vec{B} é o campo magnético interno ao supercondutor.

Essa equação diferencial de segunda ordem pode ser resolvida quando levada para o espaço recíproco com uma transformada de Fourier. Para facilitar sua solução é possível utilizar coordenadas cilíndricas devido à simetria dos vórtices. Se a Eq. (2.12) é resolvida para $\vec{B}(\vec{r})$, temos como resposta:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} K_0\left(\frac{r}{\lambda_L}\right) \quad (2.13)$$

Na solução apresentada pela Eq. (2.13), K_0 é a função de Bessel modificada de ordem zero cujos limites assintóticos estão apresentados nas Eq.(2.14) e Eq.(2.15).

$$K_0(x) = -\ln(x); \quad x \rightarrow 0 \quad (2.14)$$

$$K_0(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x}; \quad x \rightarrow \infty \quad (2.15)$$

Utilizando a lei de Ampère-Maxwell, dada na Eq.(2.16), e o valor de $\vec{B}(\vec{r})$ encontrado anteriormente, podemos calcular a densidade de corrente \vec{J} em função de \vec{r} , apresentada na Eq. (2.17).

$$\vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{B} \quad (2.16)$$

$$\vec{J} = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\lambda_L^2} \frac{\hat{\theta}}{r}; \quad \xi < r \ll \lambda \quad (2.17)$$

O resultado de \vec{J} é, na verdade, uma função dependente de K_1 , que é a função de Bessel modificada de primeira ordem, sendo o resultado da Eq.(2.17) uma aproximação no limite $\xi < r \ll \lambda$. Para valores de $r < \xi$ a densidade de corrente é nula.

A Figura 2.8 ajuda a entender melhor o comportamento da densidade de corrente e do campo magnético em função da distância do centro do vórtice.

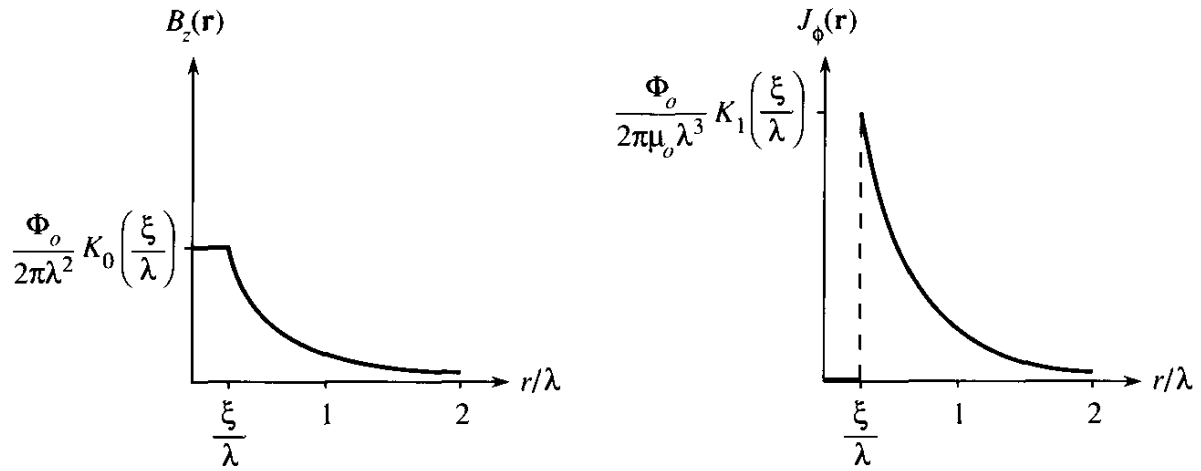


Figura 2.8: Gráfico do comportamento de \vec{B} e \vec{J} em função da distância em relação ao centro de um vórtice [34].

A expressão apresentada na Eq.(2.18) é derivada de definições termodinâmicas aplicadas aos supercondutores [33], com ela é possível calcular a energia do supercondutor na presença de um vórtice, utilizando os resultados obtidos para \vec{B} com a resolução da equação de London.

$$\frac{E}{L} = \frac{1}{8\pi} \int [\vec{B} + \lambda_L^2 (\vec{\nabla} \times \vec{B})] d r \quad (2.18)$$

Onde L é o comprimento da linha de vórtice. Integrando essa expressão, temos como resposta a Eq. (2.19) da energia por unidade de comprimento em um sistema com um único vórtice.

$$\frac{E}{L} = \frac{\Phi_0}{16\pi \lambda_L^2} \ln \frac{\lambda_L}{\xi} \quad (2.19)$$

Considerando agora um sistema com n vórtices, a equação de London pode ser novamente modificada [33–35].

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} + \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2} = \nabla \vec{B} - \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2} = \Phi_0 \hat{z} \sum_{i=1}^n \delta^2(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (2.20)$$

Como \vec{B} total será uma superposição dos valores de \vec{B} para cada vórtice, ao resolvermos a Eq.(2.20) chegamos a um resultado análogo ao encontrado para o sistema com apenas um vórtice, como mostrado na Eq.(2.21).

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} \sum_{i=1}^n K_0\left(\frac{|\vec{r} - \vec{r}_i|}{\lambda_L}\right) \quad (2.21)$$

Novamente, podemos encontrar a expressão de energia para o caso com n vórtices, utilizando o resultado obtido para \vec{B} na Eq. (2.21). Para esse sistema, a energia por unidade de comprimento pode ser representada pela Eq.(2.22).

$$\frac{E}{L} = \frac{\Phi_0}{16\pi\lambda_L^2} \left[nK_0\left(\frac{\xi}{\lambda_L}\right) + \sum_{i,j}^n (i \neq j) K_0\left(\frac{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}{\lambda_L}\right) \right] \quad (2.22)$$

Nessa expressão temos dois termos dependentes da função de Bessel modificada de ordem zero. O primeiro representa a energia de cada vórtice e o segundo a energia de interação entre cada par de vórtices. Como visto anteriormente na Figura 2.8, a função de Bessel decai logarithmicamente para baixas distâncias, ou seja, a energia total diminui com o aumento da distância entre os vórtices.

2.4.2. A rede de vórtices.

A energia de um sistema de vórtices é dada por um somatório da função de Bessel de ordem zero, sendo assim, a energia total do sistema diminuirá com o aumento da distância entre os vórtices, ou seja, a força de interação entre dois vórtices será repulsiva. A expressão para a força de interação entre vórtices, apresentada na Eq.(2.23), pode ser encontrada realizando a derivada da energia de interação em relação à distância.

$$\frac{\vec{F}}{L} = -\frac{1}{L} \frac{dE}{d\vec{r}} = \vec{J}(\vec{r}) \times \vec{\Phi}_0 \quad (2.23)$$

A corrente de blindagem é proporcional à derivada da função Bessel de ordem zero, fazendo com que a força entre dois vórtices tenha forma análoga à expressão de uma força de Lorentz. A minimização da expressão de energia, apresentada pela Eq.(2.22), nos traz como resposta que a configuração mais estável da rede de vórtices em um supercondutor infinito é a rede de Abrikosov, cuja célula unitária pode ser vista pela Figura 2.9.

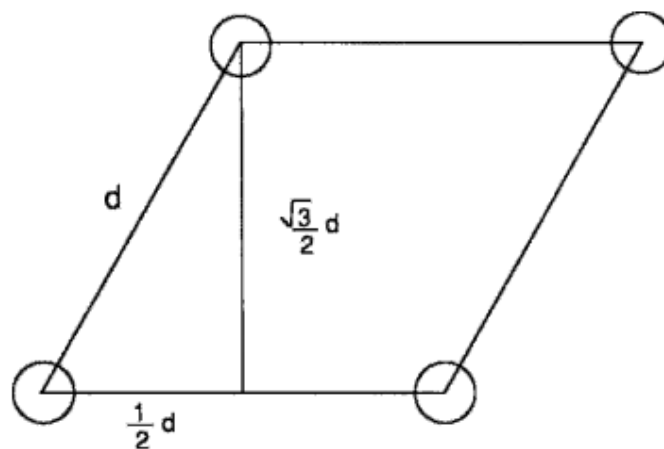


Figura 2.9: Célula unitária de uma rede Hexagonal [35].

3. MECANISMOS DE *PINNING* E MOVIMENTO DE VÓRTICES.

3.1. Movimento dos vórtices.

No último capítulo vimos que em supercondutores do tipo II, uma força similar à força de Lorentz aparece devido à interação repulsiva entre dois vórtices. Essa força pode ser explicada pela interação entre as correntes de blindagem de um vórtice com o campo magnético do outro. Sendo assim, é possível imaginar que os vórtices também deverão sentir uma força similar quando interagirem com uma corrente elétrica de transporte aplicada no material.

Segundo Anderson [2], os vórtices de Abrikosov na presença de uma corrente de transporte, se movem de maneira a igualar a pressão magnética macroscópica. Esse movimento da rede de vórtices gera campos elétricos, paralelos à corrente aplicada criando uma resistência elétrica e dissipando energia.

Em 1965, um modelo teórico desenvolvido por Bardeen-Stephen [37] permitiu estimar o coeficiente de dissipação de energia gerado pela interação entre os vórtices e as correntes aplicadas. Assim como nas equações de London, o modelo de Bardeen-Stephen considera o vórtice como um cilindro de raio ξ que possui um núcleo na fase normal. Segundo este modelo, o coeficiente de dissipação é dado pela Eq.(3.1), onde Φ_0 é o quantum de fluxo magnético presente em um vórtice, H_{c2} o campo magnético crítico, ρ_n a resistividade do material em seu estado normal e c a velocidade da luz.

$$\eta = \frac{\Phi_0 \mu_0 H_{c2}}{\rho_n} \quad (3.1)$$

Com o coeficiente de dissipação podemos escrever que a força que causa a dissipação deverá ser análoga a uma força de arraste de uma partícula com velocidade v em um fluido com coeficiente de atrito η , como apresentado pela Eq.(3.2).

$$\eta \vec{v} = \vec{J} \quad (3.2)$$

Já a Eq.(3.3), nos mostra que a resistividade elétrica de um material pode ser associada ao campo elétrico.

$$\vec{E} = \rho_f \vec{J} = \vec{B} \times \vec{v} \quad (3.3)$$

Se dividirmos toda a Eq.(3.3) por J e manipularmos cuidadosamente as propriedades vetoriais, podemos encontrar que a resistividade do *flux flow* devido o arraste das linhas de vórtice será dada pela Eq.(3.4).

$$\rho_f = B \frac{0}{\eta} \quad (3.4)$$

Substituindo o valor do coeficiente de atrito de Bardeen-Stephen da Eq.(3.1) na Eq.(3.4) e manipulando-a algebricamente, podemos encontrar uma razão entre a resistividade causada pela movimentação dos vórtices ρ_f e a resistividade do material normal ρ_n .

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{B}{\mu_0 H_{c2}} \quad (3.5)$$

Com este resultado, quando $B = H_{c2}$, temos que a resistividade pelo arraste dos vórtices se iguala a resistividade do material na fase normal. Se a velocidade do vórtice for diminuída por outros fatores, como forças geradas por heterogeneidades no material, o campo elétrico induzido e conseqüentemente a resistividade elétrica, serão menores. Sendo assim, enquanto o núcleo do vórtice estiver estático nenhum campo elétrico é induzido e dissipações não ocorrerão durante o estado supercondutor.

3.2. *Pinning* de vórtices.

As previsões de Anderson quanto à dissipação de energia devido ao movimento dos vórtices, confirmadas por trabalhos experimentais nesta área, diminuíram as esperanças em relação à aplicabilidade de supercondutores de alta temperatura crítica [38]. Entretanto, para retardar a movimentação dos vórtices e diminuir a dissipação de energia, heterogeneidades espaciais existentes no material podem ser utilizadas para gerar um potencial atrativo aos vórtices.

Algumas dessas heterogeneidades espaciais, também conhecidas como centros de *pinning*s, favorecem a permanência do vórtice em determinadas regiões criando uma barreira energética que se contrapõe ao movimento dos mesmos. A força de Lorentz gerada sobre um vórtice, devida à aplicação de uma corrente de transporte, reduz esta barreira e a densidade de corrente crítica da amostra será alcançada quando a força de *pinning* for igual à força de Lorentz.

Os centros de *pinning*s podem ser intrínsecos, naturalmente criados pelo processo de formação do material, ou extrínsecos, artificialmente criados. Entretanto, os *pinning*s intrínsecos existentes em supercondutores de alta temperatura crítica, em geral não possibilitam a obtenção de altos valores de corrente crítica. Por esse motivo, a possibilidade

da criação e controle experimental dos centros de *pinnings* recuperou as esperanças na aplicabilidade tecnológica dos supercondutores do tipo II [39], tornando fundamental a realização de pesquisas acerca das técnicas e efeitos que as redes de *pinning* causam sobre os vórtices.

3.3. Classificação dos *pinnings*.

Dentre as diversas maneiras que podemos separar os tipos de *pinning*, escolhemos uma classificação de acordo com seu tamanho, dividindo-os em microscópicos, mesoscópicos e macroscópicos [9].

Os *pinnings* podem ser considerados microscópicos quando menores que o tamanho da célula unitária do material no estado supercondutor, os mais comuns nessa escala são vacâncias atômicas e desvios estequiométricos em células unitárias. *Pinnings* microscópicos, apesar de serem considerados fracos podem ser de grande importância na caracterização do material quando atuam coletivamente.

Os *pinnings* mesoscópicos são caracterizados por terem tamanhos aproximadamente iguais ao da célula unitária do material. São formados, principalmente, por defeitos de empilhamento ou bombardeio por elétrons ou íons pesados. Já os macroscópicos podem acontecer principalmente por aprisionamento nas fronteiras de grãos, precipitados de fases normais ou fases alternativas da própria composição supercondutora [9].

Dentre as diversas técnicas de criação de centros de *pinning* artificiais podemos citar, por exemplo, processos de tratamento térmicos e químicos que podem criar diferenças estequiométricas no material. Atualmente o desenvolvimento de técnicas de nanolitografia facilitou a criação de centros de *pinnings* dos tipos *nanoscale holes* e *magnetic dots* em filmes supercondutores [22].

A criação de *pinning*s do tipo *nanoscale holes* pode ser feita pelo bombardeamento de íons pesados, que perfuram completamente o material, ou com feixes de elétrons, que por serem mais leves perfuram apenas a superfície da amostra supercondutora. Já a sobreposição de *magnetic dots* em filmes supercondutores, tem como principal característica a interação eletromagnética do *pinning* e do vórtice, que gera uma força atrativa e impede a movimentação do mesmo [22].

Por serem técnicas diferentes, cada uma é favorável a diferentes situações e a discussão sobre suas eficiências e sobre o tamanho dos *pinning*s criados é um tópico de pesquisa ainda estudado [6]. Entretanto ambas as técnicas têm um importante ponto em comum que é a facilidade no controle da geometria da rede de *pinning*s, como mostrado na Figura 3.1, tornando o estudo de geometrias das redes de *pinning*s uma importante parte nas pesquisas sobre supercondutividade [6].

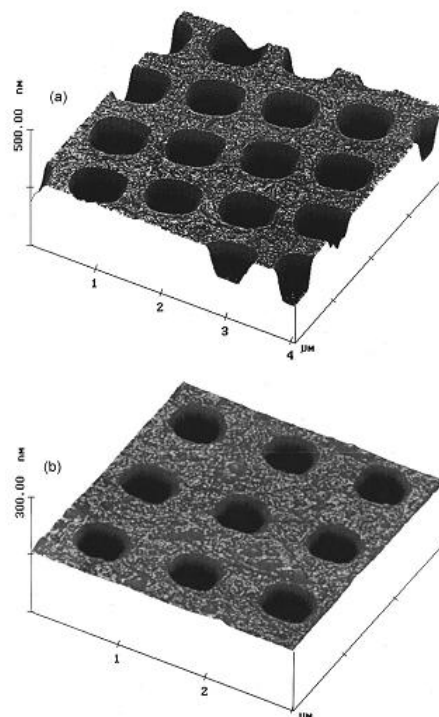


Figura 3.1: Rede quadrada de *antidots* [6].

Nas simulações teóricas da dinâmica de vórtices em um supercondutor, apresentadas nessa dissertação, associamos o tipo de *pinning* utilizado a um potencial atrativo dependente do espaço [4,7–11] e trabalhamos para tentar entender como a geometria das redes pode influenciar a movimentação dos vórtices.

3.4. Regimes dinâmicos e as medidas de transporte.

Em 1994 Koshelev e Vinokur [3] desenvolveram um trabalho que forneceu contribuições importantes e impulsionou o estudo teórico e experimental dos regimes dinâmicos. Nesse trabalho foi previsto o possível congelamento da rede de vórtices com o mesmo ordenamento de uma rede perfeita de Abrikosov se os vórtices se movessem suficientemente rápido.

O congelamento da rede de vórtices e o aparecimento de diferentes fases dinâmicas no estudo da rede de vórtices foram obtidos através de simulações que consideraram a componente dependente do tempo da força de *pinning* como uma perturbação no sistema.

Como podemos ver na Figura 3.2, essas simulações possibilitam observar a dependência das fases dinâmicas com a força aplicada aos vórtices, devido à interação com as correntes de transporte e com as forças geradas pelos efeitos da temperatura. As fases dinâmicas encontradas foram caracterizadas com base no movimento dos vórtices e ordenamento cristalino. Para pequenos valores de força, no regime conhecido como *plastic flow*, a configuração dos vórtices perde a ordem de longo alcance, alguns vórtices continuam ilhados e sem movimentação.

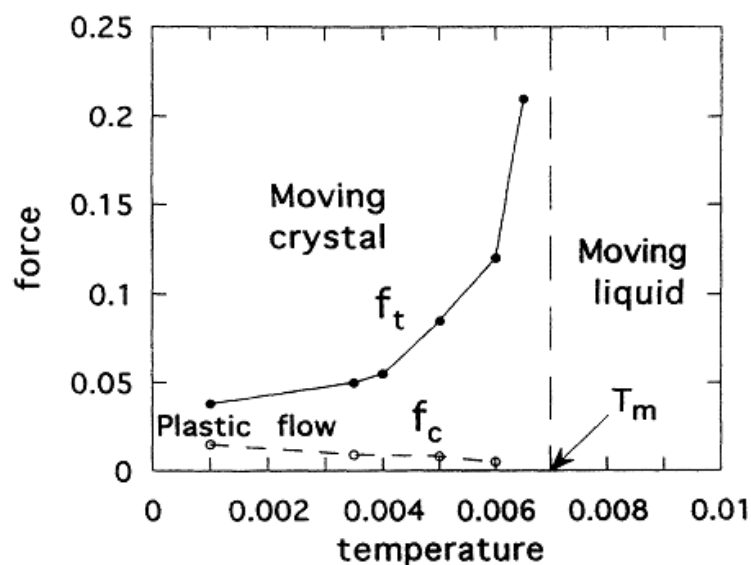


Figura 3.2: Diagrama de fases obtido numericamente por Koshelev e Vinkour, onde a força e a temperatura estão apresentadas de maneira normalizada [3].

Para valores maiores de corrente de transporte e consequentemente maiores valores de força aplicada, uma transição de fase pode ser observada, nessa nova fase, conhecida como *moving crystal*, o ordenamento da rede de vórtices é alcançado, pois a altas velocidades, a força gerada pela distribuição aleatória de *pinnings* flutua rapidamente e sua média se anula. Para valores de temperatura acima da temperatura de *melting* da rede, o sistema atinge a fase de *moving liquid*, onde a agitação térmica sobrepõe-se às interações entre vórtices e às interações entre vórtices e *pinnings*, sendo assim, o ordenamento da rede é perdido.

O estudo da dinâmica de vórtices também foi desenvolvido no âmbito experimental. Por exemplo, Pardo et al. [40] conseguiram evidências experimentais de transições de fase dinâmicas localizando os vórtices através de partículas magnéticas que se direcionam devido à interação com as linhas de campo magnético formadas pelos vórtices.

3.5 Geometrias das redes de *pinnings*.

Atualmente é possível encontrar diversos trabalhos, tanto teóricos quanto experimentais que estudam as transições de fases dinâmicas da rede de vórtices. Essa seção traz alguns resultados relacionados a diferentes geometrias de *pinning*, buscando mostrar como as diferenças geométricas das redes influenciam no movimento dos vórtices.

Para o caso de desordem aleatória, por exemplo, o trabalho teórico desenvolvido por Kolton, Domingues e Gronbech [4] mostrou que se uma corrente de transporte é aplicada e aumentada além de certa força de *depinning*, as fases tanto periódica como vítrea se tornam móveis. O efeito do potencial aleatório é seriamente enfraquecido a altas velocidades, restabelecendo a ordem de longo alcance. Essas simulações numéricas sugerem que esta mudança acontece abruptamente, dando origem a uma transição de fase dinâmica genuína.

Os resultados apresentados nas Figuras 3.3 (a) mostram o comportamento da média temporal da velocidade e da resistência diferencial, que é a derivada da velocidade em função da força, para o caso de uma rede de *pinnings* aleatória. É possível perceber a existência de um pico na resistência diferencial que ilustra uma mudança brusca na maneira como os vórtices estão se movimentando. As forças críticas para as mudanças de fase estão sinalizadas com linhas verticais.

Já as Figuras 3.3 (b) e (c) mostram a diferença no ordenamento da rede de vórtices em função da força. Na Figura 3.3 (b) a linha nomeada $K_y=0$, mostra um aumento brusco nos picos de Bragg após a terceira força de transição o que significa um aumento no ordenamento transversal à força aplicada.

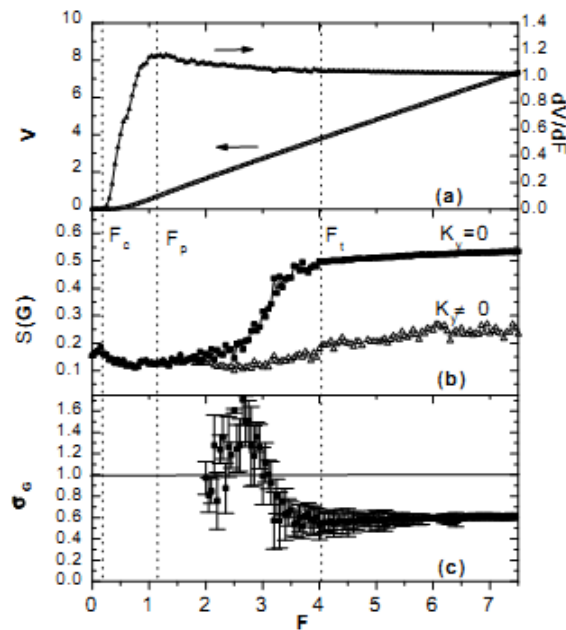


Figura 3.3: Resultados de (a) Velocidade e Resistência diferencial, (b) Intensidade dos picos secundários do fator de estrutura e (c) Expoente de cálculo do fator de estrutura da relação $S(G) \sim N_v^{-\sigma_G}$. Todos os gráficos são apresentados em função da força aplicada [4]. As linhas pontilhadas verticalmente representam as mudanças de fases dinâmicas presentes no sistema, sendo possível perceber claramente o aumento do ordenamento da rede de vórtices conforme o aumento da força aplicada pelo aumento da intensidade dos picos secundários do fator de estrutura apresentada pela figura (b)

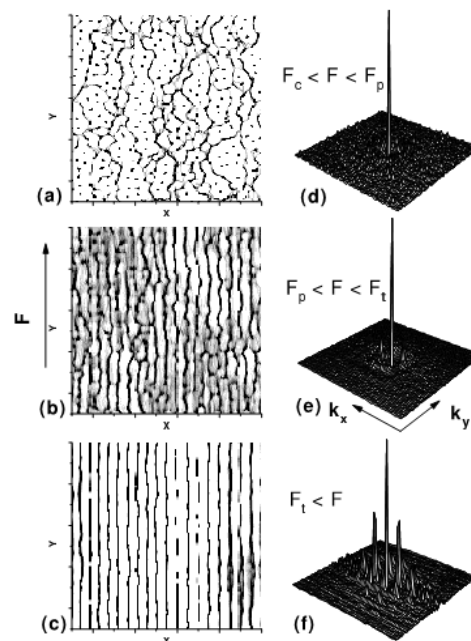


Figura 3.4: Movimentações dos vórtices e o fator de estrutura nos valores de força: (a) e (d) $F=0.5$; (b) e (e) $F=2.5$; (c) e (f) $F=7$ [4]. Nessas figuras é possível perceber as mudanças de fases e o ordenamento da rede de vórtices que ocorre devido ao aumento da força de transporte.

Já a Figura 3.4 mostra claramente a diferença nas três fases dinâmicas, onde as Figuras 3.4 (a) e (d) representam a existência da fase *plastic flow* prevista por Koshelev e Vinkour [3], as Figuras 3.4 (b) e (e) mostram a fase conhecida como *smectic flow*, onde todos os vórtices começam a se movimentar em canais com interconectividade. Por fim, as Figuras 3.4 (c) e (f) apresentam a última fase dinâmica prevista na simulação, conhecida como *frozen transverse solid*, que é caracterizada por um aumento no ordenamento transversal à força aplicada, com a criação de canais bem definidos onde ocorre a movimentação dos vórtices.

Além dos trabalhos com arranjos aleatórios, uma das áreas mais ativas nos últimos anos no estudo dos regimes dinâmicos foram as pesquisas com arranjos periódicos de *pinnings*, dos quais podemos citar trabalhos com rede quadrada [12,13], hexagonal [5,7–10,12,13,17,18], *honeycomb* [13,14] e Kagomé [5,7–10,13,14].

Dentre os diversos estudos, uma grande variedade de efeitos dinâmicos e de comensurabilidade é observada. Por exemplo, redes cristalinas de vórtices sob a ação de arranjos periódicos quadrados de *pinnings* foram observadas experimentalmente, revelando diversos tipos distintos de estruturas ou fases associadas a vórtices intersticiais [41].

Já em estudos teóricos, podemos ressaltar o trabalho desenvolvido por C.Reichhardt e C.J. Olson Reichhardt [13] que trata os efeitos de anisotropia e o aparecimento de vórtices intersticiais nas diversas redes periódicas mostradas na Figura 3.5. A metodologia do trabalho foi desenvolvida de maneira análoga ao estudo de Kolton, Domingues e Gronbech [4]. Diferentemente do caso anterior, esse estudo foi direcionado aos efeitos de comensurabilidade, ou seja, diversas relações entre o número de vórtices e *pinnings* foram estudadas para cada uma das redes de *pinnings*.

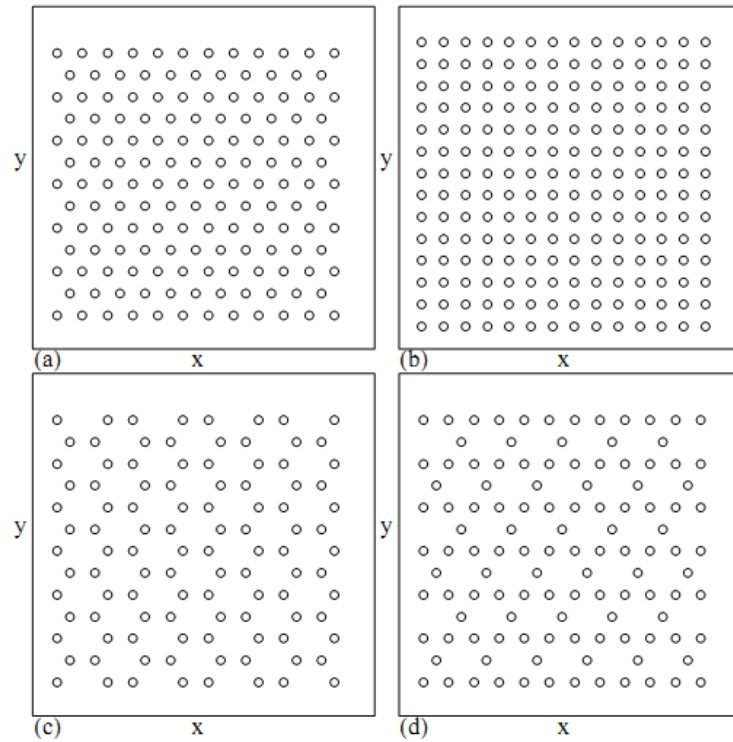


Figura 3.5: Configuração das redes de *pinning*s para os casos: (a) rede triangular ou hexagonal, (b) rede quadrada, (c) rede honeycomb e (d) rede Kagomé [13].

O resultado apresentado na Figura 3.6 mostra os efeitos de comensurabilidade para a rede hexagonal, com a corrente de transporte na direção x e na direção y . Nessa figura podemos ver as mudanças das correntes críticas F_c^x e F_c^y em função da razão entre o número de vórtices e o número de *pinning*s, que é proporcional à razão B/B_Φ . É possível perceber picos na corrente crítica para valores inteiros de B/B_Φ , mostrando a importância da comensurabilidade na obtenção de altos valores de corrente crítica.

É possível perceber que os valores de corrente crítica e as curvas de comensurabilidade são diferentes quando a força é aplicada nas direções x e y , ou seja, a anisotropia acontece devido à diferença nos efeitos de comensurabilidade de cada uma das direções.

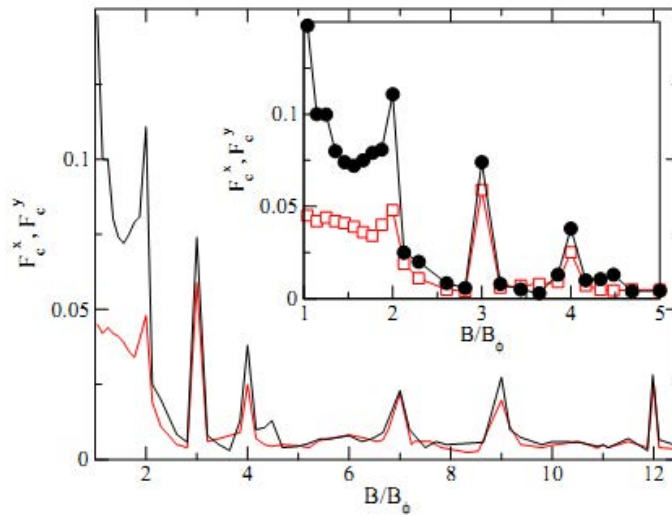


Figura 3.6: Análise das correntes críticas em função da razão B/B_0 para o caso de uma rede de *pinings* hexagonal, as linhas vermelhas representam a curva com F_c^x e as linhas pretas F_c^y [13].

Já a Figura 3.7 apresenta os resultados da média temporal da velocidade dos vórtices em função da força de transporte para diferentes valores da razão $\mathbf{B}/\mathbf{B}_\Phi$, mostrando que além das diferenças nas correntes críticas, também é possível perceber um comportamento anisotrópico em toda a movimentação dos vórtices e que esta anisotropia é diferente para cada valor da razão $\mathbf{B}/\mathbf{B}_\Phi$.

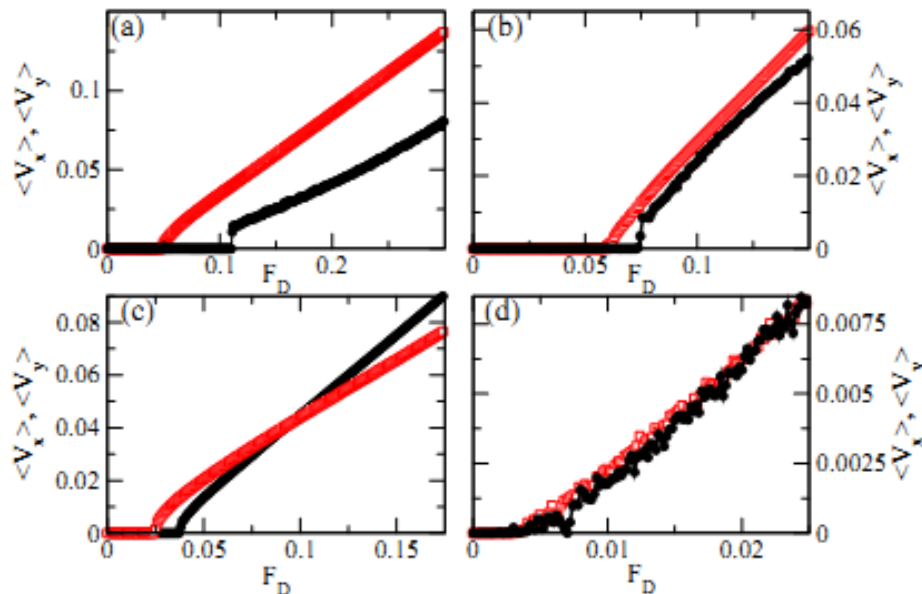


Figura 3.7: Análise da média temporal da velocidade dos vórtices em função da força de transporte para os casos (a) $B/B_0 = 2$, (b) $B/B_0 = 3$, (c) $B/B_0 = 4$ e (d) $B/B_0 = 5$ as linhas vermelhas representam a curva para F_c^x e as linhas pretas F_c^y [13].

O estudo ainda mostrou alguns efeitos causados por mudanças na intensidade da interação entre os vórtices e os *pinning*s. Esse efeito pode ser controlado experimentalmente construindo *pinning*s individuais mais eficientes. No caso analisado e representado na Figura 3.8 a força de *pinning* foi normalizada por $f_0 = \phi_0^2/2\pi\lambda^3$.

Os resultados novamente foram feitos para diferentes razões de B/B_ϕ e além de apresentarem as forças críticas em função da força de *pinning*, também apresentam a razão entre as duas direções, nos fornecendo uma ideia mais direta dos efeitos de anisotropia.

Além das análises já mostradas, o trabalho trata também das influências da temperatura sobre o sistema de vórtices. Na Figura 3.9 os mesmos resultados podem ser observados em relação à temperatura aplicada. A escala de temperatura é normalizada pela temperatura de *melting* do sistema, que pode ser definida como o valor de temperatura onde a rede de vórtice deixa de estar ordenada, apresentando somente um pico central no gráfico de fator de estrutura.

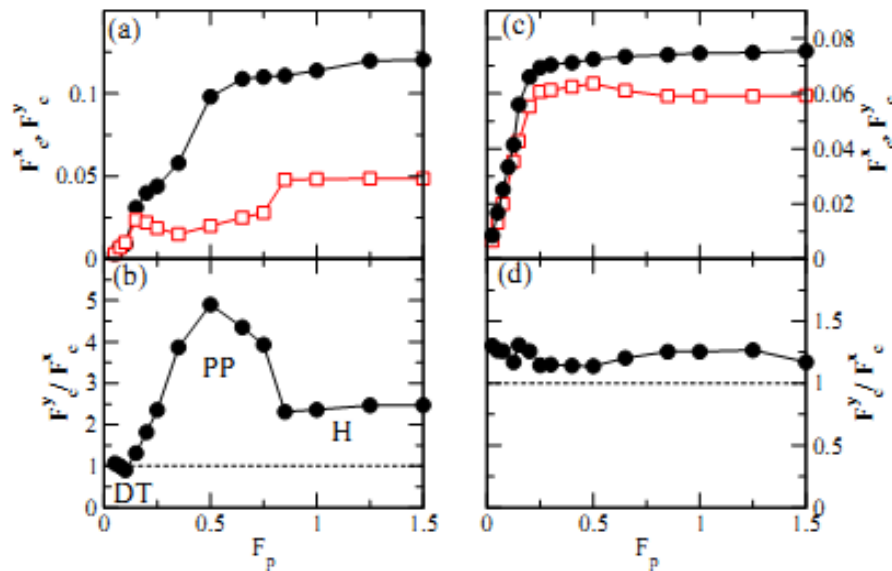


Figura 3.8: Análise dos valores de corrente crítica em (a) e (c) e da razão entre os valores de corrente crítica para diferentes direções em (b) e (d) em função da força máxima de *pinning*. As Figuras (a) e (b) representam o caso $B/B_\phi = 2$ e as Figuras (c) e (d) o caso em que $B/B_\phi = 3$ as linhas vermelhas representam a curva para F_c^x e as linhas pretas F_c^y [13].

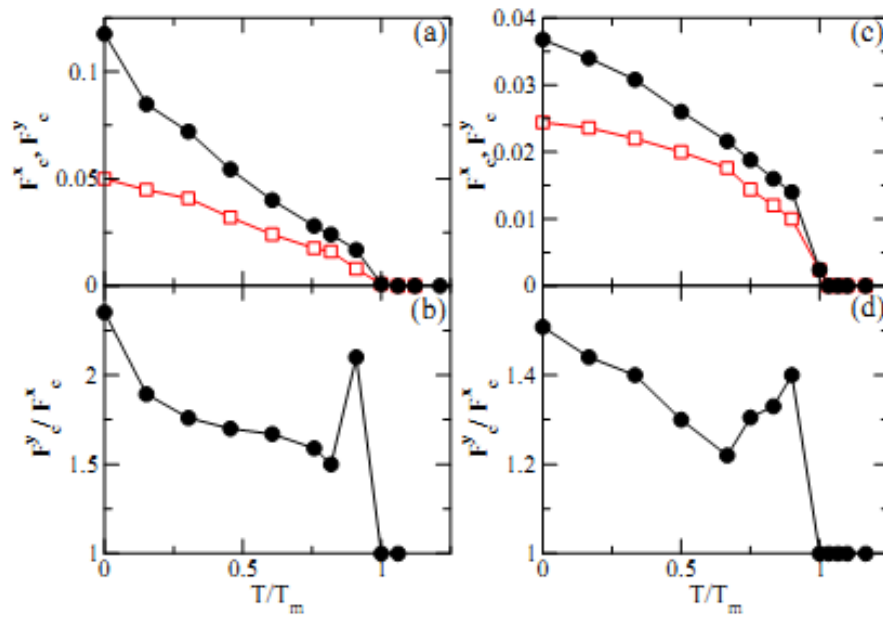


Figura 3.9: Análise dos valores de corrente crítica (a) e (c) e da razão entre os valores de corrente crítica para diferentes direções (b) e (d) em função da temperatura. As Figuras (a) e (b) representam $B/B_\Phi = 2$ e as Figuras (c) e (d) o caso em que $B/B_\Phi = 3$ as linhas vermelhas representam a curva para F_c^x e as linhas pretas F_c^y [13].

É possível perceber na Figura 3.9, que os efeitos de temperatura tendem a diminuir a anisotropia nas propriedades dinâmicas dos vórtices. Pois, se a força associada à flutuação térmica for comparável às forças de pinning, a influência da rede de *pinnings* sobre o sistema será atenuada. Atualmente, além dos estudos com redes periódicas, geometrias semi-periódicas, como as redes Penrose e conformal [42–44], possibilitaram a obtenção de altas correntes críticas em uma maior variedade de valores de B/B_Φ , ou seja, permitindo correntes críticas mais estáveis quanto às mudanças do campo magnético externo.

Também é possível encontrar estudos que mostram a existência de efeitos de comensurabilidade para valores semi-inteiros da razão B/B_Φ , como por exemplo, o trabalho realizado experimentalmente por J. Cupens. et. al.[19], onde aumentos da corrente crítica foram encontrados para valores como $B/B_\Phi = 1/3$ e $B/B_\Phi = 2/3$ em um sistema de vórtices interagindo com uma rede Kagome de *pinnings*.

3.6. Influência da Barreira Geométrica.

Em todos os casos apresentados até agora, somente foram levadas em conta a interação vórtice-vórtice e dos vórtices com os centros de *pinning*, pois as simulações tratavam de sistemas infinitos. Obviamente em situações reais devemos considerar também a interação entre a linha de vórtice e a superfície do material, pois segundo Bean e Livingston [21], a superfície gerará uma barreira de energia fazendo com que o vórtice se desloque na direção perpendicular à superfície, rumo ao centro da amostra.

O cálculo da contribuição da superfície na energia total do sistema dependerá da geometria da amostra e do modelo usado em cada caso estudado [21,23,24,26,27,45–47]. Especificamente para o estudo de fitas infinitas podemos ressaltar alguns trabalhos teóricos como o desenvolvido por Carneiro[26], que analisou a configuração de equilíbrio dos vórtices incluindo os efeitos de superfície. As equações de energia para esse sistema foram obtidas utilizando o método das imagens para resolver a segunda equação de London com as condições de contorno necessárias [46,47].

Em seu trabalho, Carneiro minimizou numericamente uma expressão de energia para vórtices perpendiculares ao plano do filme fino. A simulação foi desenvolvida utilizando técnicas de *simulated annealing* para várias quantidades de vórtices, como pode ser visto na Figura 3.10.

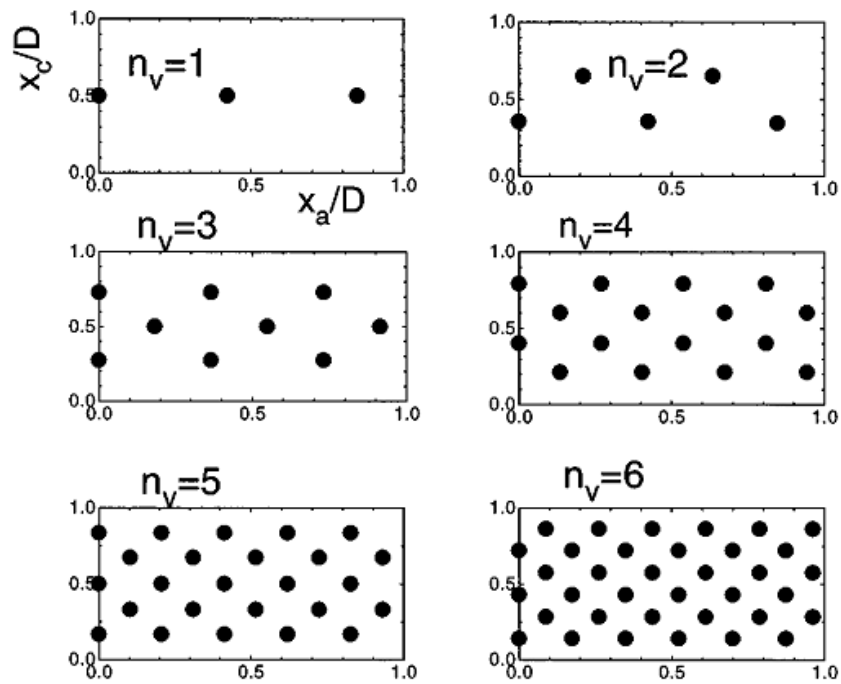


Figura 3.10: Configuração de equilíbrio para fitas supercondutoras com largura a para diferentes valores de campo magnético e densidade de vórtices [26].

Outros trabalhos como o desenvolvido por Reis et. al. [27] também estudaram as influências da superfície na dinâmica dos vórtices. Neste caso, o trabalho foi realizado considerando uma rede aleatória de *pinnings* com densidade constante em larguras diferentes da fita. Os resultados, apresentados na Figura 3.11, indicaram que sistemas em fitas mais estreitas tendem a alcançar fases mais ordenadas mais facilmente, ou seja, em menores valores de corrente.

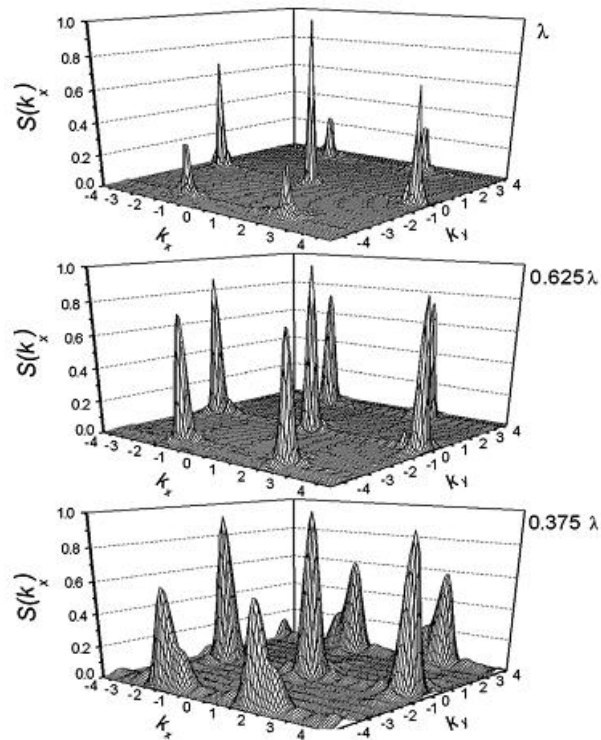


Figura 3.11: Média temporal do fator de estrutura para o mesmo valor de força para três larguras diferentes sob a influência de um arranjo aleatório de *pinning*s [27].

Além desses trabalhos, ainda podemos citar outras contribuições importantes para o estudo de fitas supercondutoras com as desenvolvidas por C. C. de Souza Silva e J. Albino Aguiar [28,29], C. C. de Souza Silva, L. R. E. Cabral e J. Albino Aguiar [30] e E. Bronson, M. P. Gelfand e S. B. Field [31], cujos resultados abordam os efeitos de tamanho sobre características do sistema como, a densidade de vórtices em função da largura da fita e as configurações mínimas de energia dos sistemas de vórtices.

A quantidade de trabalhos em sistemas semi-infinitos ainda é muito pequena quando comparada aos estudos já realizados para sistemas infinitos [4,5,7–14], nanoscópicos [15,16,22] ou mesoscópicos [23–25]. Aliando isso à importância dos efeitos de borda na dinâmica dos vórtices, podemos considerar que estudos de diferentes geometrias de pinning em sistemas similares à fita supercondutora se mostram uma linha de pesquisa interessante para futuras aplicações de materiais supercondutores do tipo II.

4. MODELOS E MÉTODOS DE SIMULAÇÃO:

Nesta dissertação consideramos uma fita supercondutora bi-dimensional, localizada no plano x - y , finita na direção x e infinita em y . Consideramos a aplicação de campos magnéticos perpendiculares ao plano da fita com diferentes distribuições de pinnings e diversas larguras de fita. Para descrever tal sistema, modelamos as interações existentes a partir de soluções da equação de London encontradas na literatura[26,27]. A aproximação de London, apesar de algumas limitações, consegue descrever de maneira adequada a situação física quando $k \gg 1$ e a densidade de vórtices é pequena o suficiente para evitar superposições de vórtices. Para estudar o comportamento dinâmico dos vórtices, fizemos as simulações usando os métodos de Dinâmica Molecular e *Simulated Annealing*.

4.1 Modelo

De acordo com Carneiro [26], a energia do nosso sistema pode ser descrita pela Eq.(4.1).

$$E = U_{vv} + U_p + U_H + U_S \quad (4.1)$$

Onde o primeiro termo representa a interação entre os vórtices, o segundo a interação entre vórtices e *pinnings*, o terceiro descreve a interação entre os vórtices e as correntes superficiais geradas pelo campo magnético aplicado e o quarto termo a auto-energia dos vórtices e a interação dos vórtices com suas autoimagens. Seguindo Carneiro e Mawatari [26,46], as energias associadas as interações do sistema de vórtices, sem incluir a interação com os centros de *pinning*, podem ser obtidas analiticamente usando o método das imagens.

Para analisar em detalhes cada um dos termos envolvidos no cálculo da energia, calculamos computacionalmente os valores de energia em função das posições dos vórtices para uma situação hipotética. Nesse teste posicionamos dois vórtices dentro de uma fita supercondutora do tipo II em extremidades opostas na direção x , ou seja, $x_1 = 0$ e $x_2 = L_x$, onde L_x é a largura da fita supercondutora e x_1 e x_2 são as coordenadas na direção x de cada um dos vórtices. Na direção y , consideramos ambos os vórtices na mesma posição, além disso, posicionamos um *pinning* no centro da amostra em x e com coordenada idêntica aos vórtices em y .

Calculamos a intensidade de cada interação alterando sistematicamente as posições de ambos os vórtices. Para cada novo cálculo energético, consideramos $x_1 = x_1 + \Delta x_1$ e $x_2 = x_2 - \Delta x_2$. Nesses testes utilizamos $\Delta x = 10^{-2}$ e, assim como em todos os cálculos computacionais realizados, as grandezas energéticas foram normalizadas por C_v e os comprimentos por 4ξ . Para todos os casos consideramos $\lambda = 100\xi$.

O primeiro termo analisado representa a interação vórtice-vórtice e de cada vórtice com os vórtices imagem, criados para simular a direção infinita da fita supercondutora [26]. Estas interações foram modeladas conforme a Eq.(4.2), onde k é o índice das caixas imagem, L_y é o comprimento da caixa de simulação, L_x é a largura da fita simulada e $C_v = (\phi_0/4\pi\lambda)$.

$$U_{vv}(r_{i,j}) = \frac{C_v}{2} \sum_{kij} \ln \left\{ \frac{\cosh\left[\frac{\pi(kL_y+y_i-y_j)}{L_x}\right] - \cos\left[\frac{\pi(x_i+x_j)}{L_x}\right]}{\cosh\left[\frac{\pi(kL_y+y_i-y_j)}{L_x}\right] - \cos\left[\frac{\pi(x_i-x_j)}{L_x}\right]} \right\} \quad (4.2)$$

Na Figura 4.1, é possível observar que a interação entre vórtices possui um mínimo de energia quando a distância entre os mesmos é a maior possível. Este comportamento é esperado devido à interação repulsiva entre os vórtices.

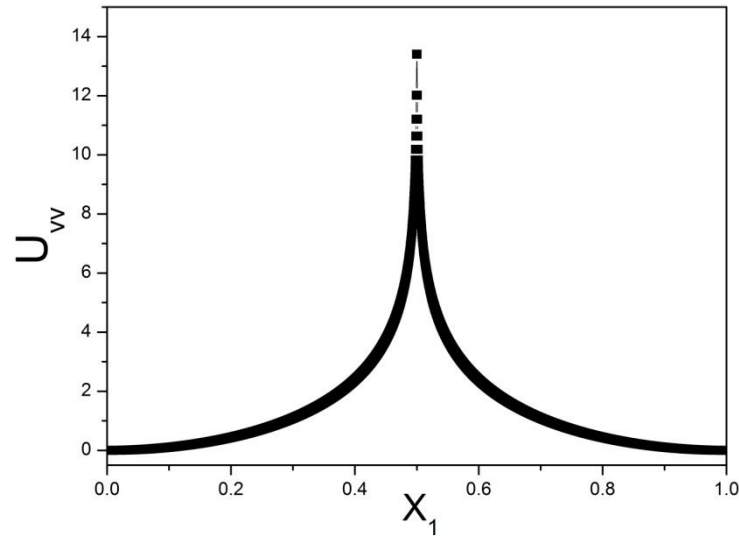


Figura 4.1: Energia de interação entre vórtices em função da coordenada x de um dos vórtices.

Já a Eq.(4.3), tem origem fenomenológica, reproduzindo um potencial gaussiano entre um centro de *pinning* e um vórtice. Essa equação foi utilizada previamente em diversos trabalhos [4,7–11] devido sua coerência com resultados experimentais. Nessa equação C_p representa a intensidade da interação vórtice *pinning* e r_{ip} a distância entre o vórtice i e o *pinning* p . A razão entre C_p e C_v fornece comparações entre as intensidades de cada uma das interações. Assim como em outros trabalhos da área, nessa dissertação utilizamos $C_p/C_v = 0.2$ e consideramos *pinning*s com raio de ação, de aproximadamente ξ .

$$U_p(\mathbf{r}) = -C_p e^{-(r_p/\xi)^2} \quad (4.3)$$

É possível ver na Figura 4.2, que a interação entre vórtices e *pinning*s considerada nessa dissertação é de curto alcance, possuindo o mínimo energético quando vórtices e *pinning*s estão sobre a mesma posição. Além disso, é possível perceber que o pico de

intensidade da interação entre os vórtices e um único *pinning* é menor que a interação repulsiva entre os vórtices, apresentada anteriormente na Figura 4.1.

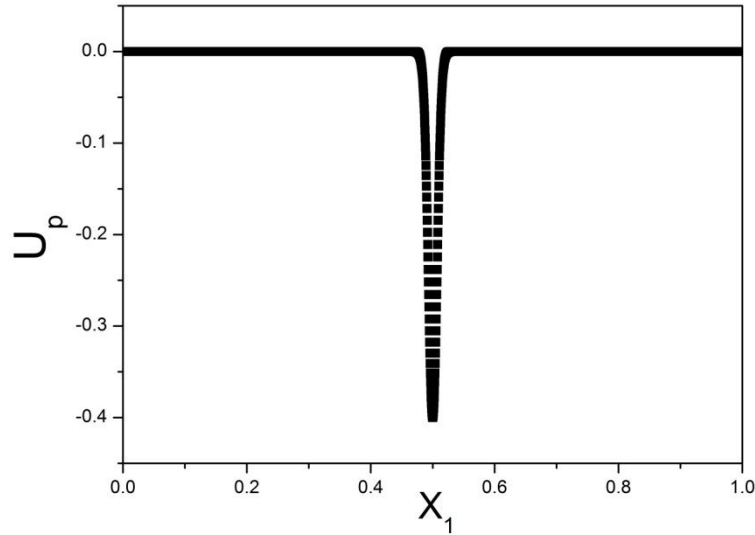


Figura 4.2: Energia de interação entre vórtices e *pinnings* em função da coordenada x de um dos vórtices

A Eq(4.4), descreve a auto-energia dos vórtices e a interação dos vórtices com suas autoimagens [26]. Enquanto isso, a Eq.(4.5), descreve a interação entre os vórtices e as correntes superficiais geradas pelo campo magnético aplicado [26] A união desses dois termos representa a barreira de Bean-Livingston [21], ou seja, uma barreira energética que atua na direção finita da fita supercondutora.

$$U_S(r) = \frac{C_v}{2} \sum_i \ln \left\{ \frac{4 \operatorname{sen} \left[\frac{\pi x_i}{L_x} \right] + \left(\frac{\pi \xi}{L_x} \right)}{\left(\frac{\pi \xi}{L_x} \right)} \right\} \quad (4.4)$$

$$U_H(r) = \frac{C_v 4\pi \lambda^2 H}{\phi_0} \sum_i \left\{ \frac{\cosh \left[\frac{(x_i - L_x/2)}{\lambda} \right]}{\cosh \left[\frac{L_x}{2\lambda} \right]} - 1 \right\} \quad (4.5)$$

Para o termo descrito pela Eq.(4.4) obtivemos o resultado apresentado na Figura 4.3. Essa interação tem caráter atrativo, o que pode ser verificado com as posições de menor

energia correspondentes a vórtices próximos às bordas da fita. Dessa maneira, cada vórtice permanece o mais próximo possível de seu antivórtice.

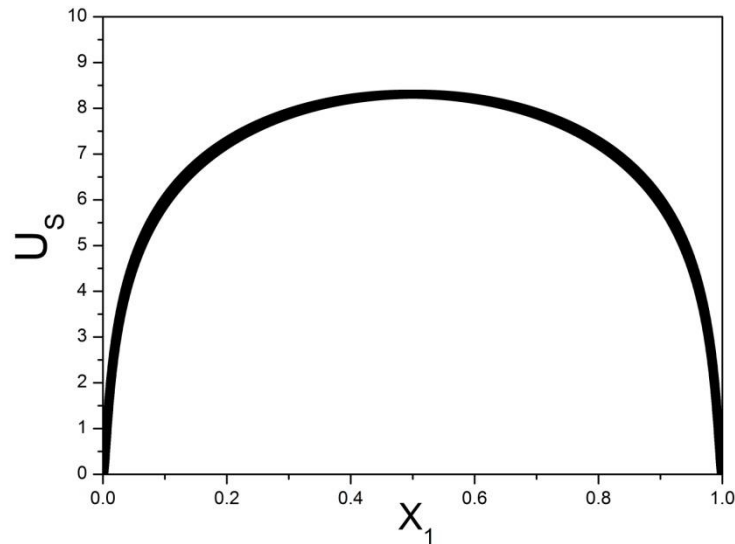


Figura 4.3: Autoenergia e interação de cada vórtice com sua respectiva imagem em função da coordenada x de um dos vórtices.

Para a energia de interação entre as correntes superficiais e os vórtices, obtivemos o resultado apresentado na Figura 4.4. Para esse teste, consideramos 3 valores diferentes de campos magnéticos. O primeiro valor utilizado não seria suficiente para a entrada dos dois vórtices, o segundo está dentro da faixa de campo magnético que possibilita a entrada de dois vórtices e o terceiro está acima do campo magnético máximo para essa configuração.

Como é possível verificar, o mínimo de energia sempre ocorreu para as situações com os vórtices localizados no centro da amostra, ou seja, ambas as superfícies interagem com a mesma intensidade com os vórtices posicionados no interior da fita supercondutora. Além disso, para campos mais fortes a intensidade da interação aumenta drasticamente.

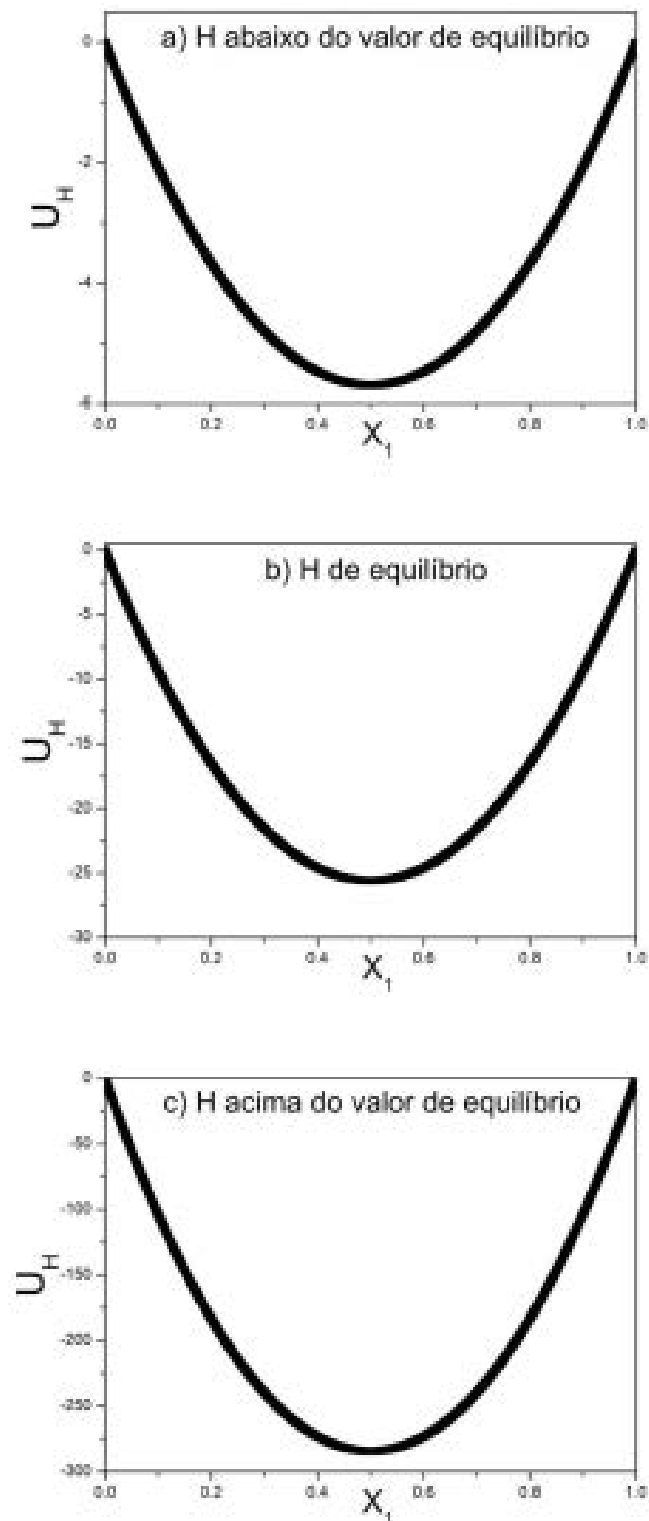


Figura 4.4: Energia de interação entre vórtices e o campo externo H em função da coordenada x de um dos vórtices.

Ao somarmos as contribuições 4.4 e 4.5, para os 3 valores de campo magnético, observamos com mais clareza a existência de uma barreira energética que os vórtices

precisam ultrapassar para se tornarem energeticamente estáveis no interior da fita supercondutora. A Figura 4.5, nos traz os resultados dessa soma quando consideramos os três valores de H utilizados anteriormente na Figura 4.3.

É possível perceber que para o valor de campo magnético abaixo do necessário a existência dos vórtices no interior da fita não é uma situação energeticamente estável, pois os mínimos de energia se encontram nas bordas das fitas. Nessa situação os máximos da função, que representam a barreira de Bean-Livingston, têm alta intensidade e largura, o que dificultaria aos vórtices a penetração efetiva na fita supercondutora.

Já no segundo caso ainda é possível observar a barreira energética, uma simples análise nos mostra que vórtices que permanecerem entre o pico da barreira e a borda da amostra rumarão para seus antivórtices.

O terceiro caso, mostra uma situação em que o campo magnético aplicado é muito superior ao necessário para 2 vórtices, para esse caso podemos observar que a intensidade da interação é desproporcional ao restante das interações apresentadas anteriormente.

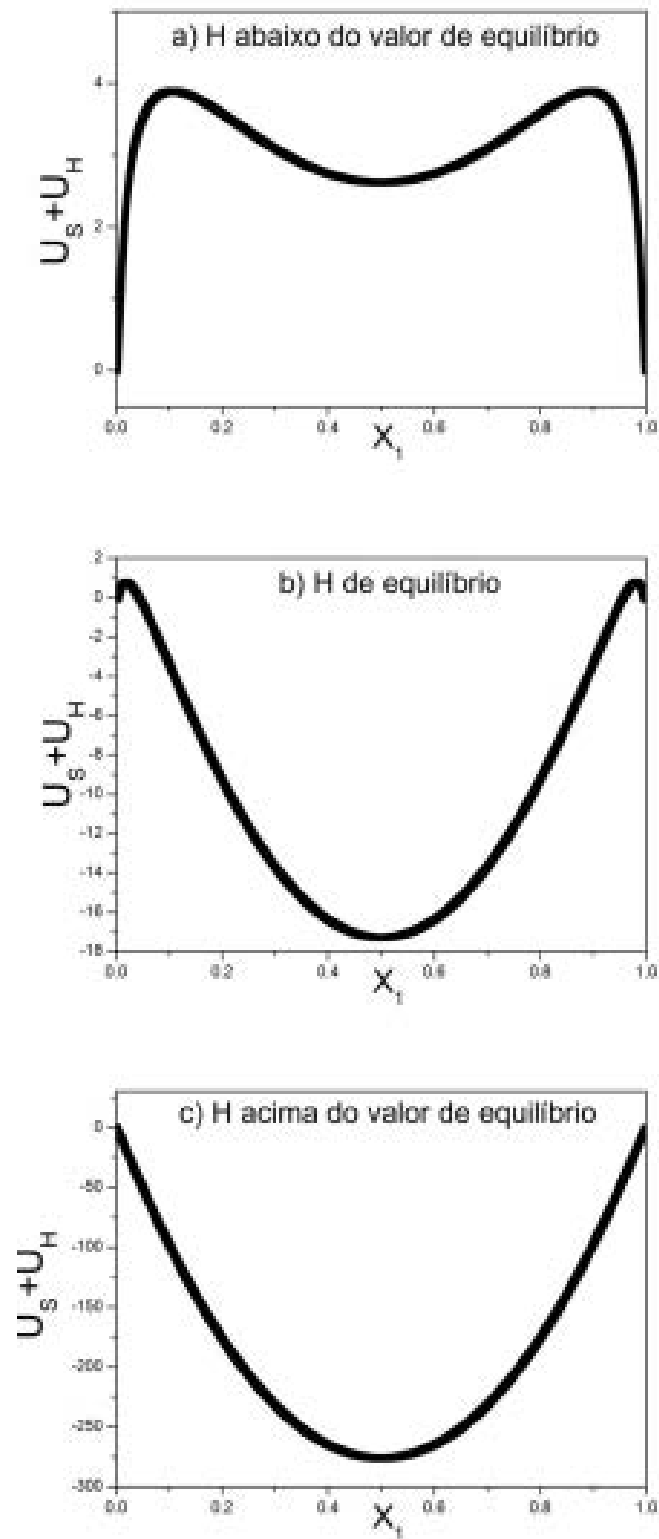


Figura 4.5: Soma das energias de interação entre vórtices e campo magnético externo H e da energia de interação entre os vórtices e suas respectivas imagens em função da coordenada x de um dos vórtices. Esse somatório de energias representa a barreira de Bean-Livingston[21].

Ao somarmos todas as interações conseguimos observar a complexidade do sistema proposto. Na Figura 4.6, apresentamos os resultados da soma total de energia para os três valores de H propostos na Figura 4.3.

Primeiramente, é válido ressaltar a existência dos máximos da função próximos às bordas e a variação dos mesmos com a alteração do campo magnético. Tais picos energéticos nos fornecem uma boa análise qualitativa da influência da barreira de Bean Livingston, que faz com que somente uma determinada densidade de vórtices seja suportada dentro da fita supercondutora para cada valor de campo magnético, uma vez que qualquer vórtice que permanecer entre a borda e o pico será atraído e aniquilado pela superfície lateral da amostra.

É possível perceber também que para valores muito baixos de campo magnético o sistema se torna instável. Em contrapartida, para o maior valor de campo magnético, a interação com a corrente superficial se torna dominante em relação às demais interações e as posições mais estáveis se deslocam para o centro da amostra, o que também não deveria acontecer devido à interação entre vórtices. Sendo assim, podemos perceber a importância de utilizar valores de densidade de vórtices compatível com o campo magnético aplicado.

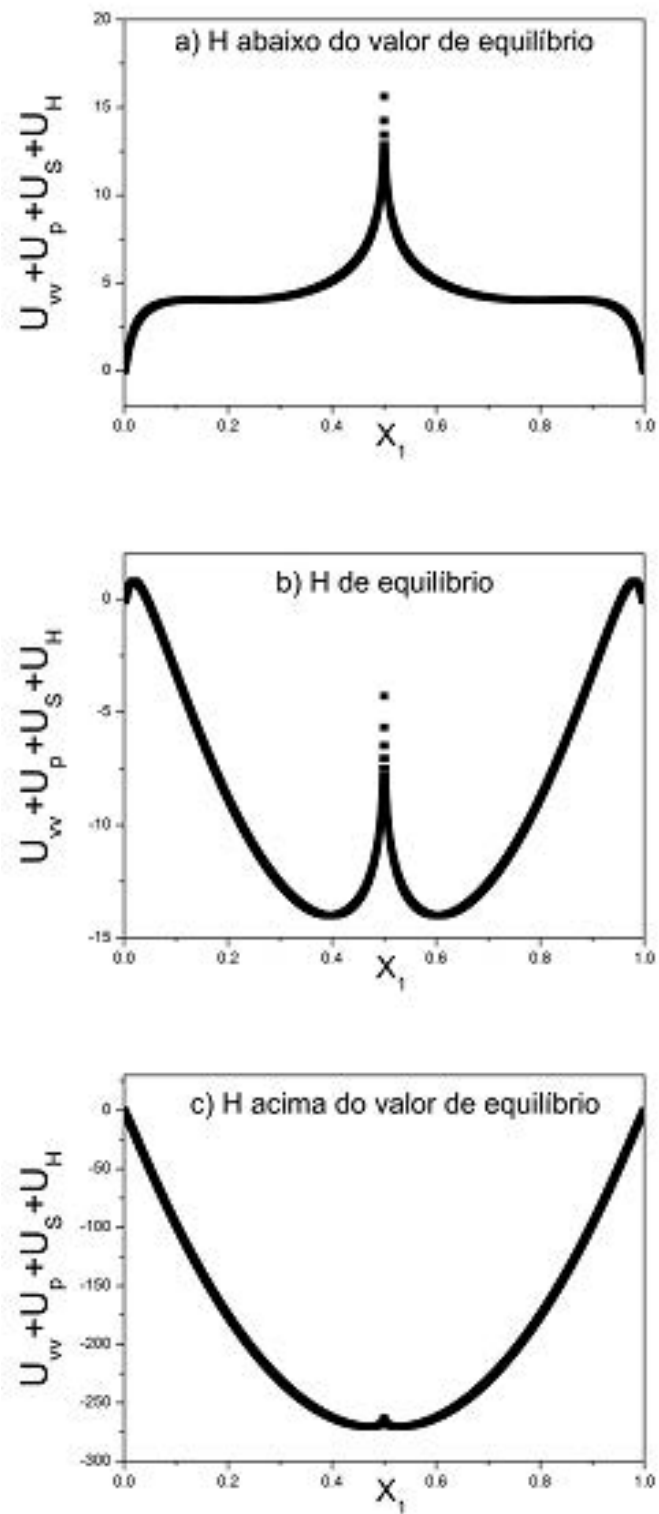


Figura 4.6: Soma de todas as energias presentes nesse sistema em função da coordenada x de um dos vórtices.

4.2 METODOLOGIA

4.2.1. Monte Carlo e *Simulated Annealing*

O método de *simulated annealing* tem como objetivo encontrar o mínimo global de funções com múltiplas variáveis, cujas soluções analíticas sejam inviáveis. O algoritmo de *simulated annealing* é uma das variantes do método de Monte Carlo.

Usando o método de Monte Carlo, as mudanças aleatórias geradas passam por um critério de seleção que visa buscar o menor valor possível da função. Um dos critérios de seleção que pode ser escolhido é o critério de Glauber, que somente aceitará a nova configuração encontrada quando o valor da função for menor que o precedente. Após uma grande quantidade de passos é provável que o valor mínimo da função seja encontrado [25,48].

Além do critério de Glauber, outros critérios de aceitação também podem ser utilizados. O critério de Metrópolis, por exemplo, aceita novas configurações com uma análise baseada em duas condições. Em um primeiro caso, quando a nova configuração gera um valor de função menor que o anterior, tal modificação no sistema deverá ser aceita. Num segundo caso, quando a configuração gera um valor maior para a função que seu valor precedente, a probabilidade de ser aceita será calculada baseada na probabilidade de Boltzman. Este procedimento permite que o sistema se mova buscando um mínimo global com maior eficiência, pois a aceitação de valores maiores para a função pode ser um bom mecanismo para evitar a acomodação em mínimos locais.

No caso de algoritmos de *simulated annealing* o método de Monte Carlo é utilizado em conjunto com o critério de Metropolis, porém a temperatura inicial, instaurada para desenvolver o cálculo de probabilidades de Boltzman, é lentamente diminuída. Assim, a

probabilidade de Boltzman fica menor conforme a simulação ocorre e a probabilidade de aceitar diferenças energéticas muito altas diminui com o decorrer da simulação. Esse algoritmo, apresentado em um fluxograma na Figura 4.7, direciona o fluxo de tentativas da simulação, aumentando a velocidade de convergência [25].

Em algoritmos dessa natureza, a complexidade da solução aumenta conforme o número de parâmetros a serem minimizados. Em nosso caso, o número de parâmetros que podem ser alterados é sempre o dobro do número de vórtices presentes na caixa de simulação. Dado o grande número de vórtices que íamos simular, percebemos que a utilização do algoritmo de *simulated annealing* padrão seria pouco eficiente e necessitaria de um esforço computacional demasiadamente grande.

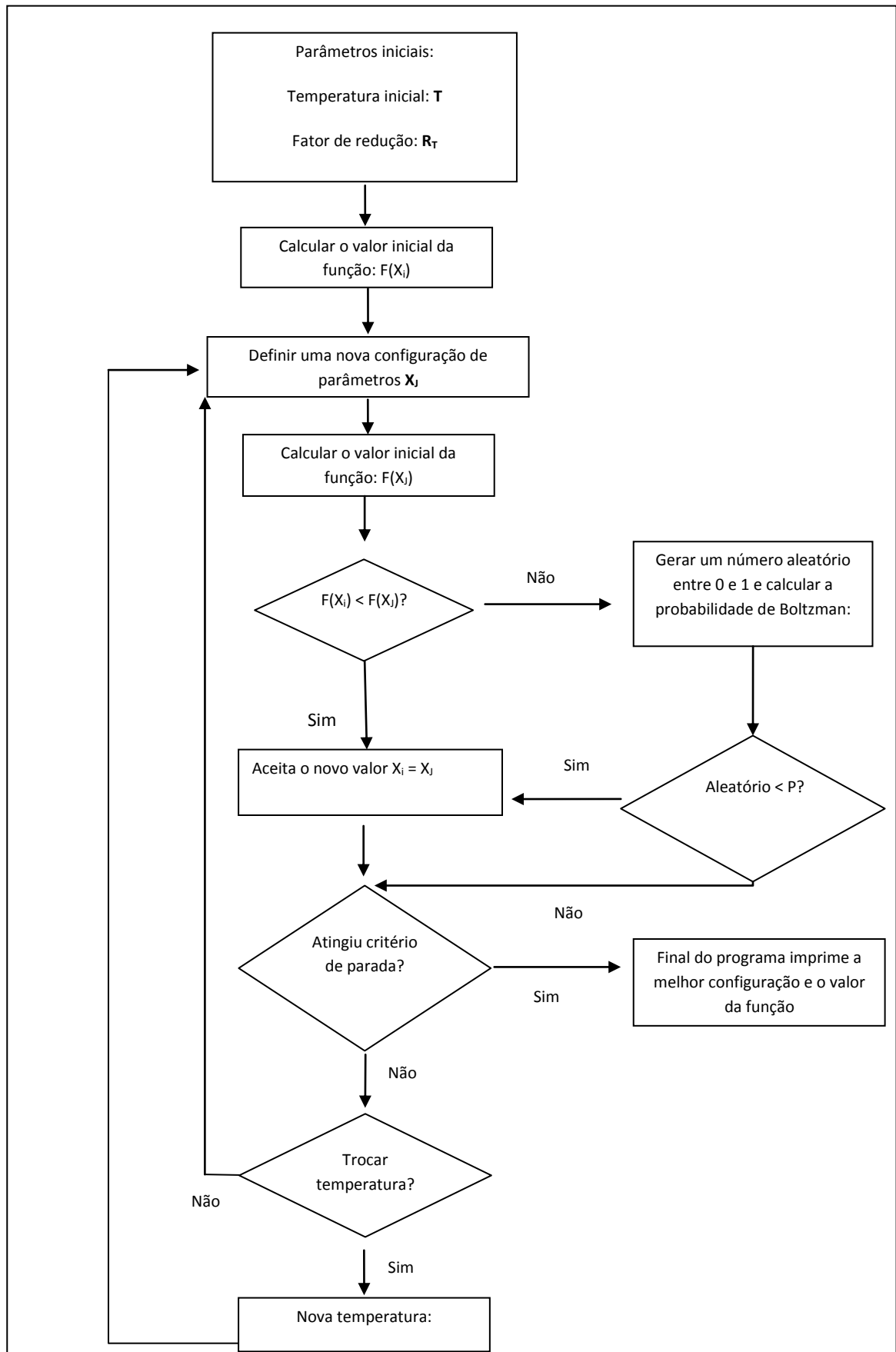


Figura 4.7: Fluxograma do algoritmo de *simulated annealing*.

Como solução alternativa, utilizamos uma variação do algoritmo de *simulated annealing*, conhecida como *generalized simulate annealing* [49]. Nesse algoritmo, parâmetros como o *acceptance function*, que determina quando aceitar uma nova configuração, e o *visiting function*, que determina o domínio da função e a amplitude em que as posições podem ser aleatoriamente alteradas, são controlados pela estatística de Tsallis[50]. Enquanto isso, no algoritmo de *simulated annealing* esses mesmos parâmetros são controlados pela estatística de Boltzman.

A utilização de algoritmos estatísticos é altamente dependente dos parâmetros iniciais escolhidos, onde os principais parâmetros são: parâmetro de aceitação, parâmetro de visitação, parâmetro de redução de temperatura e temperatura inicial.

O parâmetro de aceitação ajuda a controlar como a *acceptance function* irá escolher valores de energia durante a simulação, essa função também depende da temperatura para cada passo de simulação, sendo assim, os parâmetros de temperatura inicial e redução de temperatura também a influenciam fortemente. Já o parâmetro de visitação, controla a *visiting function*, ou seja, controla a maneira como são alteradas as posições dos vórtices, é importante ressaltar que a temperatura também influencia a *visiting function*.

Para encontrarmos conjuntos de parâmetros que pudessem realizar a minimização do sistema, desenvolvemos um teste de alterações sistemáticas em tais parâmetros visando a comparação dos resultados. Utilizamos como sistema de controle uma fita supercondutora sem pinnings, uma vez que é possível encontrar na literatura diversas citações das posições de equilíbrio para sistemas desse tipo [26,28–31].

Com o desenvolvimento desse teste, pudemos obter uma sequência de conjuntos de parâmetros eficientes para nossa simulação. Observamos também, que é possível aumentar a convergência da simulação utilizando uma sequência interativa de processos de *generalized simulated annealing*, ou seja, utilizando como condição inicial os resultados obtidos pelo

algoritmo. Esse processo gera um aumento do tempo computacional, pois a minimização energética é efetuada por diversas vezes, porém aumenta a confiabilidade do resultado.

A expressão minimizada foi construída pelo somatório das interações apresentadas anteriormente, essa expressão é dependente das posições dos vórtices e do campo H de maneira similar à realizada por Carneiro [26]. Para o procedimento de minimização, consideramos somente as posições dos vórtices como variáveis e mantivemos o campo magnético H constante.

Em um primeiro momento buscamos, para um número fixo de vórtices, os limites de campo magnético que poderiam ser utilizados. Nesse caso, unimos nosso algoritmo com o método da secante, que nos possibilitou a encontrar os limites inferiores e superiores de H para cada densidade de vórtice. Para encontrarmos o limite inferior de campo magnético H para um dado número N de vórtices, criamos a Eq.(4.6), cuja raiz seria encontrada pelo método da secante:

$$F(H) = E_N(H) - E_{N-1}(H) \quad (4.6)$$

Na Eq.(4.6), representada pela Figura 4.8, E_N é o valor mínimo de energia para um dado número N de vórtices sob determinado valor H de campo magnético. Sendo assim, ao encontrarmos a maior raiz dessa equação em função de H, descobrimos o valor do campo magnético, cujo mínimo de energia é igual para duas configurações de vórtices. Acima desse valor de H, a energia é menor para a configuração com N vórtices possibilitando a entrada de mais um vórtice. Observando a Figura 4.8 podemos perceber que a partir do valor $H=3.17$ a energia obtida para N vórtices é consideravelmente menor que a energia para N-1 vórtices.

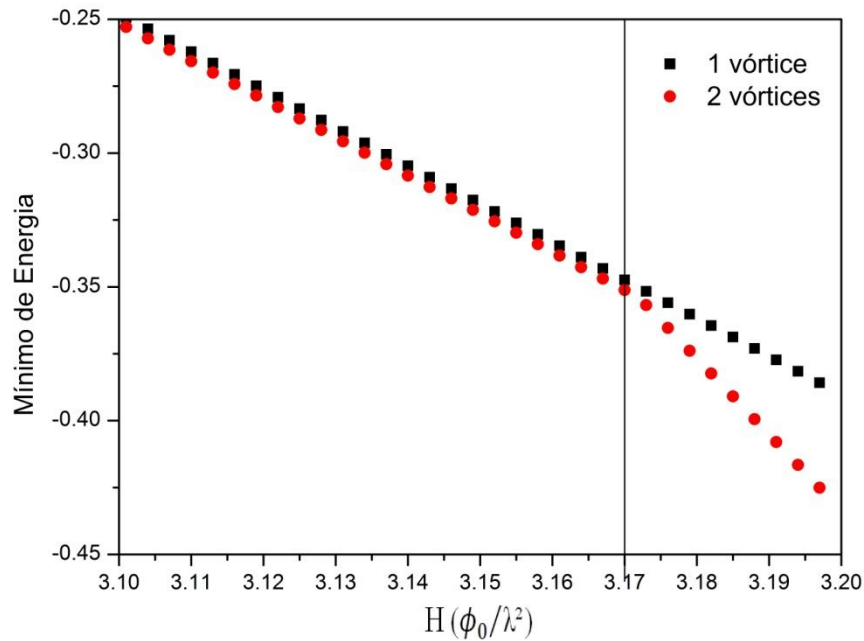


Figura 4.8: Mínimo de energia obtido em função do valor de H utilizado.

O método da secante forneceu os valores de H de maneira aproximada e uma análise mais refinada foi desenvolvida calculando a posição de menor energia para diferentes valores de H nas redondezas do valor encontrado. Para valores de H abaixo do valor de transição, um vórtice se posicionava nas bordas da caixa junto ao seu anti-vórtice.

Já a Figura 4.9, nos mostra as configurações mais estáveis dos vórtices para dois valores diferentes de H. É possível notar na Figura 4.9-c, que para valores menores que $H=3.16$ a configuração com dois vórtices não é estável, pois um deles é lançado para a borda da amostra. Já a Figura 4.9-d, nos mostra que para valores de H acima do valor de transição, a configuração do sistema com dois vórtices também passa a ser coerente com a teoria. Unindo essas duas abordagens, fomos capazes de determinar os limites de H para todos os casos que decidimos simular com maior precisão que a obtida somente com o método da secante.

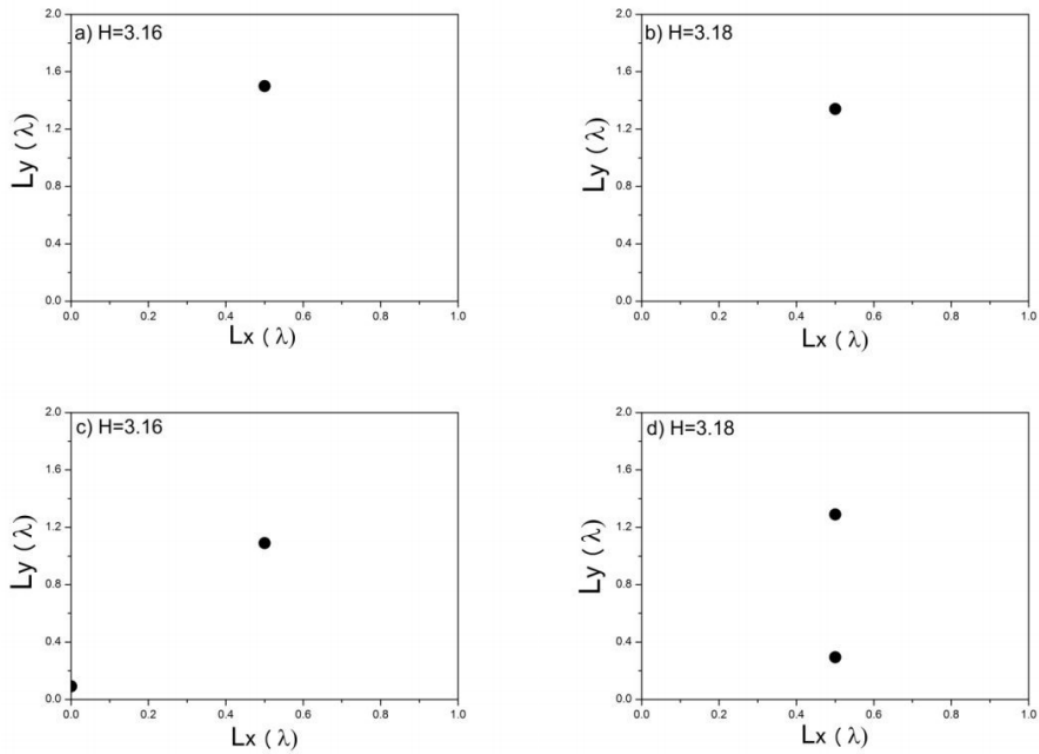


Figura 4.9: Posição de estabilidade dos vórtices para: a) 1 vórtice $H=3.16$, b) 1 vórtice $H=3.18$, c) 2 vórtices $H=3.16$ e d) 2 vórtices $H=3.18$, onde H está normalizado por ϕ_0/λ .

Além de buscarmos o campo magnético correto para cada densidade de vórtices, também utilizamos o algoritmo de *generalized simulated annealing* para desenvolver o processo contrário, ou seja, encontrar a densidade de vórtices correta para cada campo magnético escolhido. Para isso, somente a análise das posições foi o suficiente, sendo assim, o procedimento para essa tarefa é simplesmente aumentar o número de vórtices e minimizar a energia até o momento em que um vórtice seja expulso da amostra.

Em todas as simulações as equações foram normalizadas, as escalas de distância por 4ξ , as escalas de tempo por $\eta 16\xi^2/C_v$, as escalas de energia por C_v e o campo magnético H por ϕ_0/λ .

4.2.2 Metodologia da Dinâmica de vórtices.

Para o estudo da dinâmica dos vórtices utilizamos técnicas de dinâmica molecular para resolver um conjunto de equações de Langevin, apresentada na Eq.(4.7), que contém as forças geradas pelas interações existentes na amostra[27,45]:

$$\eta \frac{dr_i(t)}{dt} = - \sum U_w(r_{ij}) - \sum \nabla_i U_p(r_{ip}) + \nabla_i U_H(r_i) + \nabla_i U_S(r_i) + \frac{\phi_0}{c} J \times \hat{z} + F_i^T(t) \quad (4.7)$$

O termo à esquerda representa a velocidade do vórtice i , onde η é o coeficiente de atrito de Bardeen-Stephen. Os primeiros quatro termos à direita representam respectivamente as forças geradas pelas interações entre vórtices, vórtices e pinnings, vórtices e corrente superficial e a força gerada pela interação dos vórtices com suas anti-imagens.

O quinto termo é a interação de um dado vórtice com a corrente de transporte. Essa força é adicionada ao problema como uma variável que será alterada após um número fixo de passos de integração, possibilitando o estudo da mudança da dinâmica dos vórtices em função da corrente de transporte. O sexto termo representa a força Browniana, associada ao ruído térmico gaussiano devido aos efeitos da temperatura [8,13,51] e possui as seguintes propriedades:

$$\langle \vec{F}_T(t) \vec{F}_T(t') \rangle = \Gamma \delta(t - t') \quad (4.7)$$

$$\langle \vec{F}_T(t) \rangle = 0 \quad (4.8)$$

Temos então, uma rede de N vórtices descritos por um sistema com $2N$ equações de Langevin acopladas (uma para cada dimensão). As densidades de vórtices, suas posições

iniciais e os campos magnéticos foram escolhidos com os resultados obtidos pela minimização energética com o algoritmo de *generalized simulated annealing*.

Para simular o sistema de vórtices descrito, utilizamos uma caixa de simulação com dimensões L_x por L_y , onde L_x é a largura da fita. Na direção y , foram utilizadas condições periódicas de contorno por conta de sua natureza infinita. Para isso, utilizamos caixas imagens nos dois sentidos e contabilizamos a interação dos vórtices na caixa de simulação com os vórtices presentes nas imagens. Além disso, utilizamos condições de contorno periódicas na direção y , fazendo com que os vórtices ao saírem da caixa de simulação fossem substituídos por suas imagens. Para facilitar o trabalho da construção de redes de *pinnings* hexagonais e Kagomé, como as apresentadas na Figura 4.10, consideramos $L_y = 100\xi * (2/\sqrt{3}) = \lambda * (2/\sqrt{3})$.

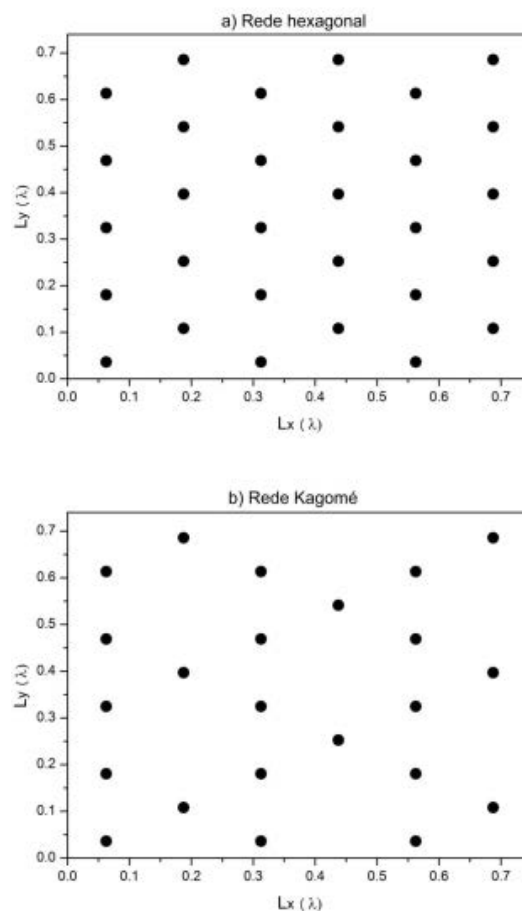


Figura 4.10: Redes de *pinnings* a) hexagonal e b) Kagomé.

Para verificar o método desenvolvemos uma simulação à temperatura nula, excluindo a interação com os *pinnings* e com a corrente de transporte. Partindo de uma rede aleatória de vórtices, deixamos o sistema evoluir até o equilíbrio e obtivemos concordância entre as simulações realizadas pela dinâmica de vórtices e pelo algoritmo de *generalized simulated annealing*.

Para as análises da dinâmica de vórtices iniciamos as simulações considerando como configuração inicial aquela obtida pela minimização de energia. Aumentamos sistematicamente a força F_c que foi aplicada na direção y . Para cada valor de força, o sistema evoluiu por 100000 passos de integração, onde metade dos passos é utilizada para estabilização do sistema e a metade final para os cálculos das propriedades físicas.

A quantidade de passos de integração foi escolhida com base no maior sistema simulado. Esse valor foi obtido repetindo o cálculo da dinâmica dos vórtices para diferentes números de passos de integração, buscando atingir a situação onde as quantidades físicas, como a média da velocidade dos vórtices e resistência diferencial, não apresentassem variações consideráveis.

Para comparar os resultados obtidos com os existentes na literatura em [26,27,45], usamos as posições de estabilidade dos vórtices, as trajetórias e as médias das velocidades na direção perpendicular à corrente. Também calculamos a derivada da velocidade em relação à força de transporte que é proporcional à resistência diferencial.

Desenvolvemos as simulações com um campo externo H e densidade de *pinnings* constantes para todas as amostras, buscando simular um caso mais próximo de aplicações reais, provendo melhores comparações para as diferentes larguras de fita. Fizemos uma comparação para as distribuições aleatória e hexagonal de *pinnings*, desenvolvendo simulações com 14 larguras diferentes de fita, observando a evolução das correntes críticas e as alterações das densidades de vórtices estáveis dentro da fita para cada caso.

Além disso, aprofundamos as análises para as amostras com $L_x=0.5\lambda$, $L_x=0.75\lambda$ e $L_x=1\lambda$, nesse caso simulamos as fitas em contato com distribuições aleatórias, redes com simetria hexagonal e Kagomé. Analisamos esses sistemas à temperatura nula e também considerando efeitos gerados pela agitação térmica. Uma variação geométrica aplicada na rede hexagonal de pinnings também foi testada na busca de melhores resultados de correntes críticas.

5. RESULTADOS

Os resultados mostrados a seguir estão organizados em cinco seções. Na primeira, testamos a validade do modelo e dos algoritmos utilizados. Para isso, minimizamos a energia do sistema sem a presença de *pinings* e comparamos os resultados com o trabalho realizado por Carneiro [26]. Além disso, analisamos como a densidade de vórtices varia em função da largura das fitas em sistemas sem a presença de centros de *pinning*.

Na segunda seção abordamos os efeitos de tamanho em sistemas com distribuições de centros de *pinnings*. Essas simulações foram realizadas para fitas supercondutoras com largura entre $L_x = 1.5\lambda$ e $L_x = 0.375\lambda$. Em cada nova amostra, reduzimos a largura da fita em $\Delta L_x = 0.125\lambda$, totalizando dez larguras diferentes. Mantivemos a densidade de *pinnings* e o campo magnético H constantes em todas as amostras e consideramos a interação dos sistemas de vórtices com distribuições aleatórias e hexagonais de *pinnings*. Nessas simulações, buscamos comparar as mudanças que ocorrem nas densidades de vórtices e correntes críticas entre as diferentes larguras das fitas supercondutoras.

Na terceira seção apresentamos os resultados referentes às velocidades e resistências diferenciais para os casos particulares de fitas com larguras iguais a $L_x = 1\lambda$, $L_x = 0.75\lambda$ e $L_x = 0.5\lambda$, simuladas dentro das mesmas condições de campo magnético apresentadas na seção anterior. Entretanto, para esses sistemas consideramos a interação com distribuições de *pinnings* aleatórias, hexagonais e Kagomé.

Na quarta seção, simulamos os mesmos sistemas da terceira seção, porém analisamos como os efeitos de temperatura influenciam nas velocidades e correntes críticas.

Finalmente, na última seção, apresentamos os resultados obtidos para uma geometria de *pinnings* que permite aumentar a comensurabilidade com as posições dos vórtices. Essa

geometria de *pinnings* foi criada modificando a estrutura de uma rede hexagonal e simulada somente para uma largura de fita onde os efeitos de tamanho são importantes.

5.1 Efeitos de tamanho em sistemas sem centros de *pinninig*

Nesta seção apresentaremos os resultados da minimização de energia para o caso da fita infinita sem a presença de *pinnings*. Apesar das distâncias serem normalizadas por 4ξ , apresentaremos todos os resultados com a distância normalizada por λ , simplesmente para facilitar a compreensão do trabalho e comparações com a literatura [26–31].

Como explicado na seção 4.2.1, utilizamos o algoritmo de *simulated annealing* em conjunto com o método da secante para determinarmos os limites inferiores e superiores de H para diferentes densidades de vórtices. Os resultados obtidos nessa fase somente foram utilizados como parâmetros iniciais para comparar nossos resultados com os desenvolvidos por Carneiro [26], testando assim a confiabilidade do nosso algoritmo.

Utilizamos então, uma caixa de simulação duas vezes maior que a usada por Carneiro [26] e consideramos como direção infinita a direção y . Ainda assim, obtivemos resultados concordantes com a literatura quanto aos valores de H permitidos para cada uma das densidades de vórtices. Além disso, conseguimos encontrar configurações de mínima energia iguais às da referência como mostrado na Figura 5.1.

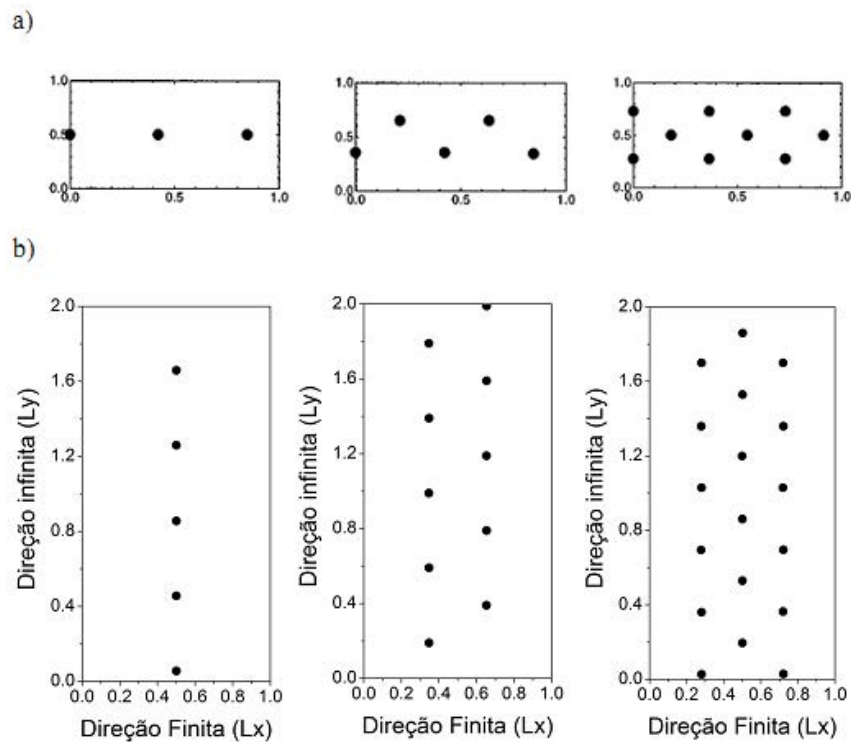


Figura 5.1: Comparação entre as configurações de vórtices obtidas como resultado para a) Carneiro [26] e b) pelo nosso *simulated annealing*. Em todos os casos, a densidade de vórtices e os valores de H foram os mesmos, porém no cálculo de Carneiro a direção considerada infinita é perpendicular à utilizada em nossos cálculos.

Estudamos também a evolução da densidade de vórtices em função da largura da fita. Esses resultados foram essenciais para a escolha do valor de H utilizado nas próximas seções. Para essas simulações, mantivemos o valor de campo magnético constante e calculamos a configuração mais estável de vórtices em cada sistema. O cálculo foi desenvolvido para diversos valores de H , a fim de buscar qual H que nos permitiria simular sistemas em que as densidades de vórtices fossem próximas à densidade de *pinning* escolhida para as seções 5.2 à 5.5.

Na Figura 5.2, podemos observar que os três valores de H apresentados possuem um comportamento semelhante quanto à evolução da densidade de vórtices em função da largura da fita. Adicionamos na Figura 5.2 uma linha horizontal pontilhada que indica a densidade de *pinning* utilizada nessa dissertação para as distribuições hexagonais e aleatórias.

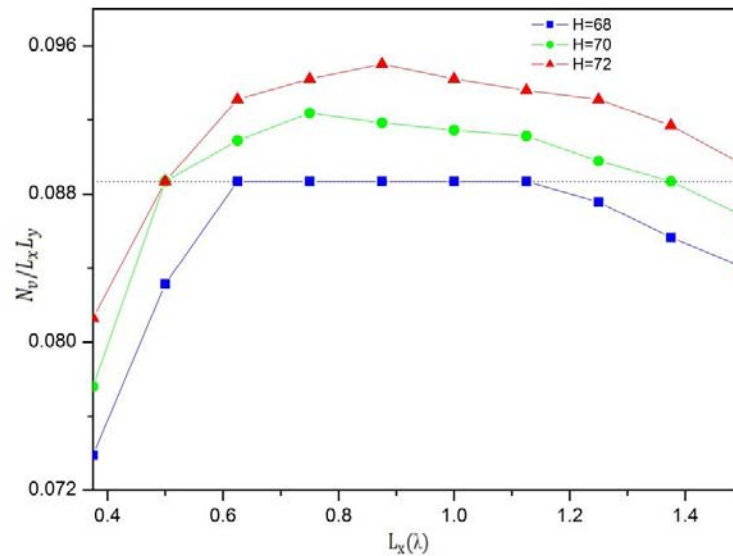


Figura 5.2: Densidade de vórtices em função da largura da fita, para três valores de H , normalizados por ϕ_0/λ . Uma linha horizontal pontilhada foi adicionada para indicar a densidade de pinnings que será utilizada nas próximas seções para as distribuições hexagonais e aleatórias.

Na Figura 5.2 podemos observar que os efeitos de tamanho têm influencia significativa na densidade de vórtices presente em cada sistema. Analisando a figura a partir dos valores mais altos de largura de fita e comparando os resultados com as Figuras 5.3 a 5.8, percebemos que a diminuição da largura da fita impulsiona os vórtices para o centro da amostra. Durante esse processo alguns vórtices são expulsos da amostra, porém a diminuição da área da desta é maior que a diminuição do número de vórtices, resultando em um aumento da densidade.

A partir de uma determinada largura de fita a compressão dos vórtices se torna insustentável, sendo energeticamente favorável ao sistema expulsar uma grande quantidade de vórtices. Abaixo desse valor, a densidade de vórtices começa a cair drasticamente.

As Figuras 5.3 a 5.8 representam as posições de estabilidade dos vórtices para cada largura de fita com $H = 68 \phi_0/\lambda$. Em todas as simulações L_y foi mantido constante e L_x representa a largura da fita.

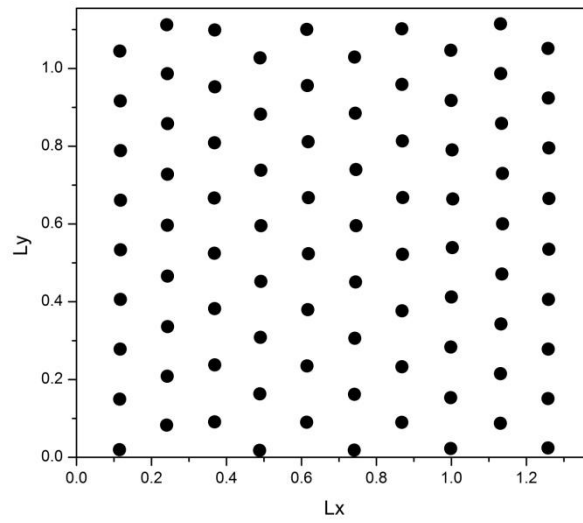


Figura 5.3: Posições de estabilidade dos vórtices, sem a interação vórtice - *pinning*, para $L_x = 1.375\lambda$ e $H=68\phi_0/\lambda$.

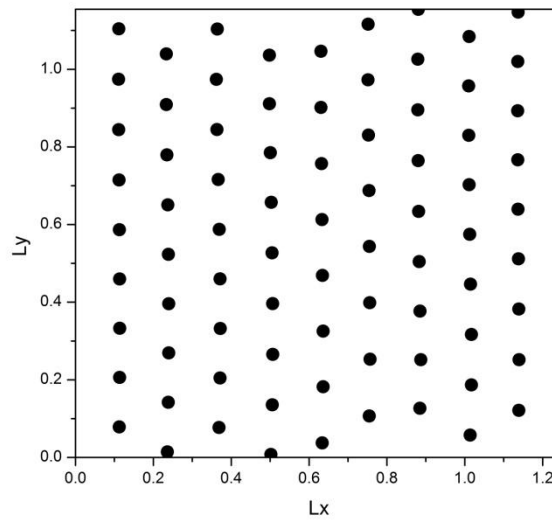


Figura 5.4: Posições de estabilidade dos vórtices, sem a interação vórtice - *pinning*, para $L_x = 1.25\lambda$ e $H=68\phi_0/\lambda$.

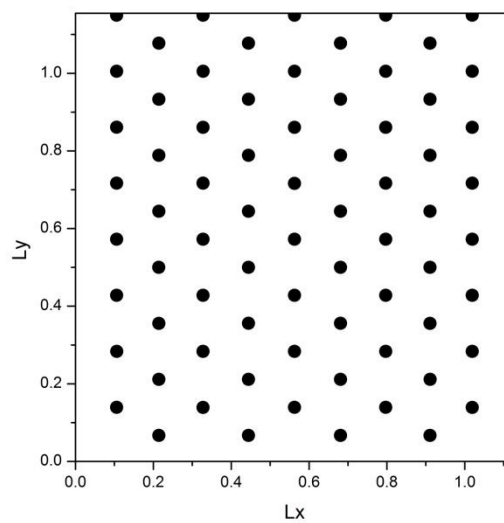


Figura 5.5: Posições de estabilidade dos vórtices, sem a interação vórtice - *pinning*, para $L_x = 1.125\lambda$ e $H=68\phi_0/\lambda$.

Percebemos pela Figura 5.3 que, para $L_x = 1.375\lambda$, os vórtices se distribuem em 10 colunas com 9 ou 8 vórtices cada. Colunas mais externas, por serem mais espaçadas entre si, conseguem alocar um número maior de vórtices. Já na Figura 5.4, a diminuição da largura da fita fez com que os vórtices se distribuíssem em 9 colunas com 9 ou 8 vórtices cada. Nesse caso a grande maioria das colunas possui 9 vórtices, indicando que alguns vórtices da coluna mais externa em $L_x = 1.375\lambda$ foram realocados dentro das colunas internas. Em $L_x = 1.125\lambda$, representado na Figura 5.5, os vórtices se distribuem em 9 colunas com 8 vórtices cada, com essa distribuição a distância entre as colunas diminui significativamente.

Tanto a diminuição das distâncias entre colunas, quanto a realocação de vórtices em colunas mais internas, contribuem para o aumento da densidade, que pode ser observado na Figura 5.2. A partir da largura de fita $L_x = 1.125\lambda$, todas as diminuições efetuadas foram capazes de remover uma coluna completa de vórtices, o que contribuiu para a manutenção de uma densidade de vórtices constante, até $L_x = 0.625\lambda$.

A comparação entre as Figuras 5.5 e 5.6, nos mostra os extremos do efeito contínuo de exclusão de colunas que ocorre entre as larguras $L_x = 1.125\lambda$ e $L_x = 0.625\lambda$. Para valores abaixo de $L_x = 0.625\lambda$, os efeitos de borda se tornam mais intensos que a interação entre vórtices, impedindo a manutenção da proporção de colunas. Nessa situação, o número de colunas expelidas é maior. A interação entre vórtices na direção y é menor que a energia gerada pelos efeitos de borda, o que acarreta na aceitação de colunas com maior quantidade de vórtices, porém a interação entre vórtices na direção y não é pequena o suficiente para permitir que todos os vórtices se realoquem.

A concorrência dessas duas interações faz com que seja mais estável a diminuição da densidade de vórtices que acontecerá até o momento em que a amostra não permita mais a formação de nenhuma coluna de vórtices.

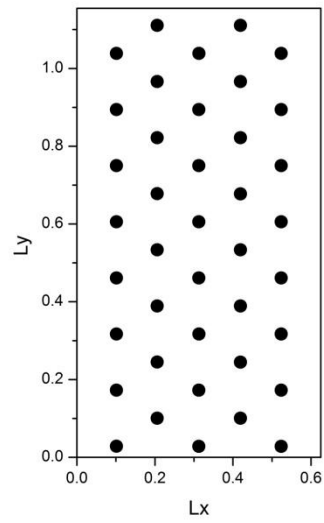


Figura 5.6: Posições de estabilidade dos vórtices, sem a interação vórtice - *pinning*, para $L_x = 0.625\lambda$ e $H=68\phi_0/\lambda$.

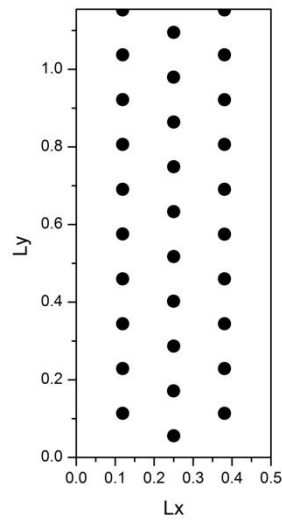


Figura 5.7: Posições de estabilidade dos vórtices, sem a interação vórtice - *pinning*, para $L_x = 0.5\lambda$ e $H=68\phi_0/\lambda$.

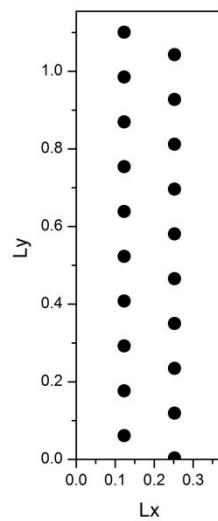


Figura 5.8: Posições de estabilidade dos vórtices, sem a interação vórtice - *pinning*, para $L_x = 0.375\lambda$ e $H=68\phi_0/\lambda$.

5.2. Análise dos efeitos de tamanho para H constante e distribuições aleatórias e hexagonais de centros de *pinning*.

Nessa seção apresentamos os resultados obtidos ao considerarmos o fluxo magnético constante $H = 68 \phi_0/\lambda$, para dez larguras diferentes de fita supercondutora. Durante esses cálculos, foram utilizadas redes hexagonais e distribuições aleatórias de *pinnings*.

Todos os cálculos foram realizados mantendo a densidade de *pinnings* e o valor de H constantes. A escolha do valor de H foi realizada com base nos resultados obtidos na Figura 5.2., buscando trabalhar próximo à relação $dv/dp = 1$, onde dv é a densidade de vórtices, que varia devido aos efeitos de tamanho e dp é a densidade de *pinnings*.

Assim como na seção 5.1, estudamos a evolução da densidade de vórtices em função da largura da fita, calculando a configuração mais estável de vórtices em cada sistema. Na Figura 5.9, podemos observar claramente a dependência da densidade de vórtices com as larguras da fita nas três situações.

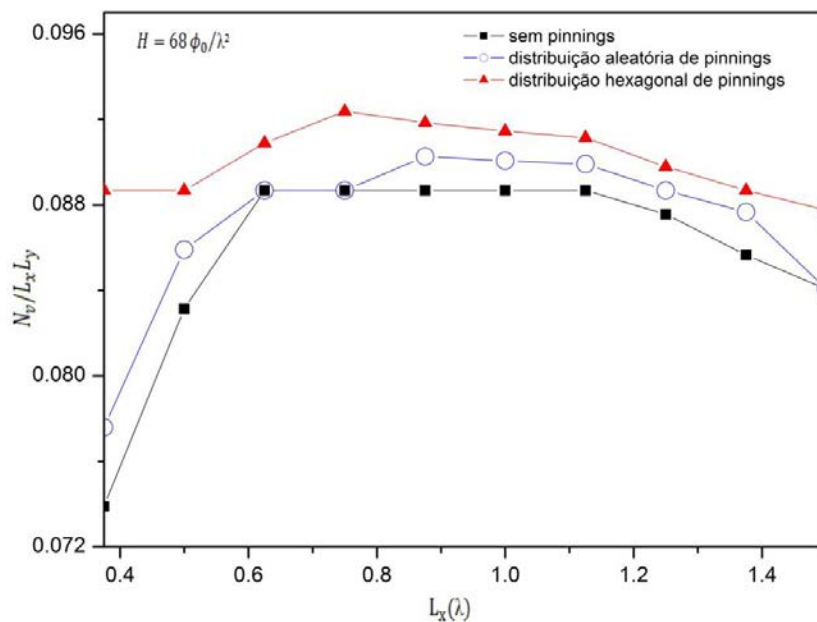


Figura 5.9: Densidade de vórtices em função da largura da fita.

Como é possível observar na Figura 5.9, os efeitos de tamanho ocorridos em sistemas com *pinnings* são similares aos efeitos observados na seção 5.1. Entretanto, a existência de distribuições de *pinnings* na fita supercondutora possibilita uma penetração maior de vórtices na amostra, pois a interação vórtice-pinning se contrapõe aos efeitos repulsivos da interação vórtice-vórtice.

Além do aumento que observamos devido à utilização de distribuições de *pinnings*, é possível ver também que para a rede hexagonal de *pinnings* há uma penetração ainda maior de vórtices que para a distribuição aleatória. Utilizamos como exemplo os resultados obtidos para a largura de fita $L_x = 0.5\lambda$. Na Figura 5.10, podemos perceber que a geometria da rede hexagonal faz com que a distância entre as colunas de vórtices seja maior, possibilitando a criação de uma nova coluna central de vórtices, atuando assim, na diminuição da interação vórtice-vórtice na direção x de uma maneira mais eficiente.

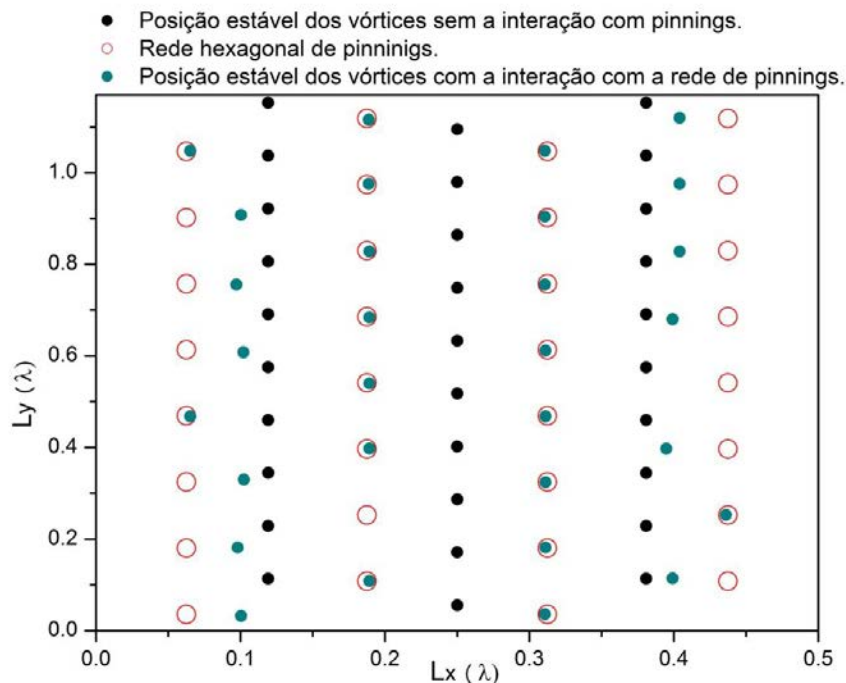


Figura 5.10: Posição de estabilidade dos vórtices sem a interação com *pinnings* (pontos pretos) e posição de estabilidade dos vórtices (pontos verdes) considerando a interação com a rede hexagonal de *pinnings* (círculos vermelhos).

Calculamos então, as correntes críticas do sistema, utilizando as densidades de vórtices e as configurações de menor energia encontradas para cada largura de fita como condições iniciais para os cálculos da dinâmica dos vórtices. Usamos o método de Dinâmica Molecular para calcular a média temporal das velocidades dos vórtices, $\langle V_y \rangle = \langle \frac{1}{N_v} \sum_i \frac{dy_i}{dt} \rangle$, na direção da força de transporte. Iniciamos as simulações com a força de transporte $F = 0$ e a aumentamos sistematicamente na direção y . Consideramos como força de transporte crítica o último valor de força onde a velocidade média dos vórtices é aproximadamente zero. Mais especificamente, utilizamos como critério que qualquer valor de velocidade $\langle V_y \rangle \leq 0.001$ seria considerado nulo [8], pois nessa faixa de velocidades, os vórtices apenas apresentam pequenas flutuações em torno da posição de equilíbrio.

Nessas condições obtivemos as Figuras 5.11 a) e 5.12 a), que nos mostram, respectivamente, o comportamento da força crítica em função da largura da fita para as distribuições de *pinnings* aleatórias e hexagonais. Ambas as figuras foram feitas utilizando as mesmas escalas para possibilitar comparações diretas.

É possível perceber que a variação da força crítica é inversamente proporcional às variações das densidades de vórtices. Além disso, uma comparação entre as duas distribuições de *pinnings*, nos mostra que as mudanças ocorridas devidas aos efeitos de tamanho são muito maiores na rede hexagonal que na distribuição aleatória de *pinnings*. Para essas redes, além das alterações nas densidades, os efeitos de tamanho também proporcionam mudanças nas configurações de mínima energia, adicionando efeitos de comensurabilidade ao problema.

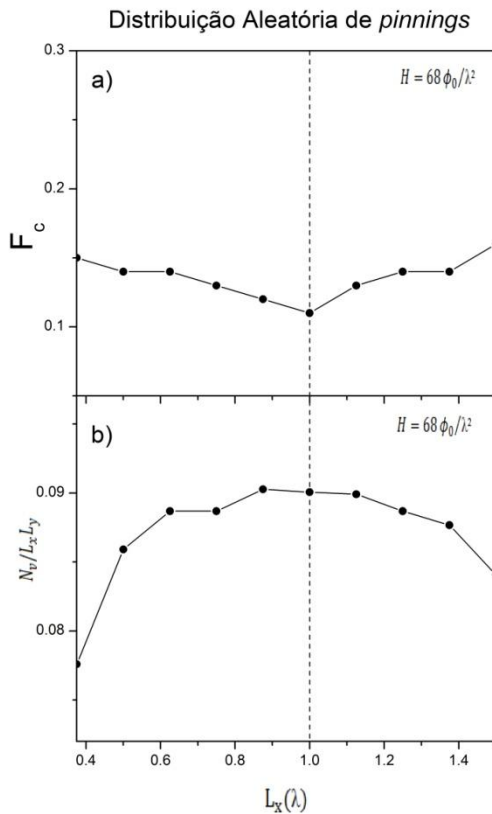


Figura 5.11: Resultados obtidos para a distribuição aleatória de *pinnings*, onde a) variação da força crítica e b) variação da densidade de vórtices, ambas em função da largura da fita. Uma linha vertical tracejada foi desenhada para indicar a correlação entre o aumento da densidade de vórtices e a diminuição da corrente crítica.

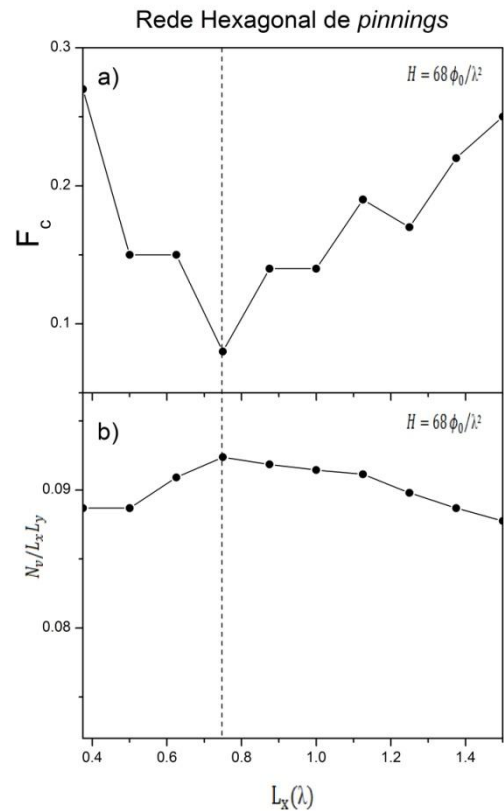


Figura 5.12: Resultados obtidos para a rede hexagonal de *pinnings*, onde a) variação da força crítica e b) variação da densidade de vórtices, ambas em função da largura da fita. Uma linha vertical tracejada foi desenhada para indicar a correlação entre o aumento da densidade de vórtices e a diminuição da corrente crítica.

Analisando os resultados para a rede hexagonal de vórtices mais profundamente, é possível perceber a existência de vórtices intersticiais, que são de extrema importância para explicar as variações dos valores de força crítica. Na Figura 5.12 a) podemos perceber uma enorme diferença na força crítica entre as amostras $L_x = 0.375\lambda$ e $L_x = 0.5\lambda$. Nesses dois casos as densidades de vórtices, *pinnings* e o campo magnético H são iguais, entretanto a força crítica para $L_x = 0.5\lambda$ é praticamente a metade da força crítica para $L_x = 0.375\lambda$.

A comparação entre as Figuras 5.13 e 5.14, nos ajudam a perceber como a presença e o aumento do número de vórtices intersticiais pode contribuir de maneira crucial na diminuição da força crítica.

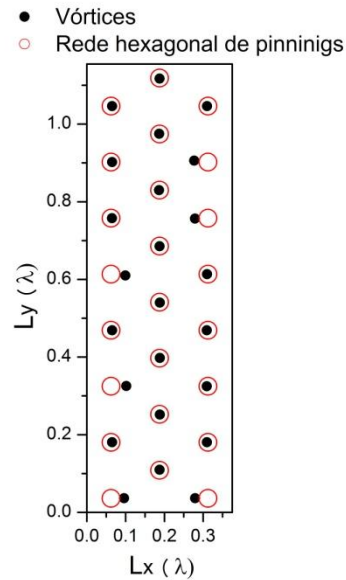


Figura 5.13: Posição de estabilidade dos vórtices (pontos pretos) ao interagirem com as redes de pinnings (círculos vermelhos) para o caso da rede hexagonal de *pinnings*, para a fita com $L_x = 0.375\lambda$.

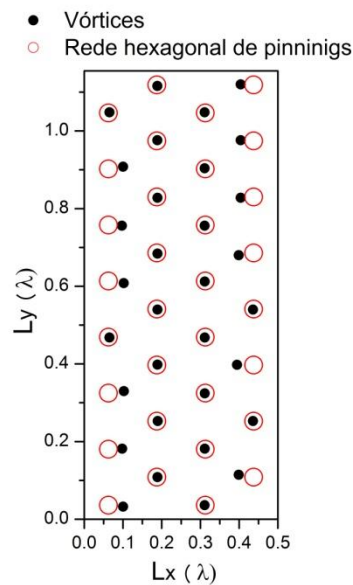


Figura 5.14: Posição de estabilidade dos vórtices (pontos pretos) ao interagirem com as redes de pinnings (círculos vermelhos) para o caso da rede hexagonal de *pinnings*, para a fita com $L_x = 0.5\lambda$.

Acreditamos que a análise desenvolvida nessa seção, pode contribuir para o entendimento de como os efeitos de tamanho atuam na dinâmica dos vórtices em fitas supercondutoras. A variação da densidade de vórtices é um efeito diretamente relacionado à largura das fitas e provoca, como consequência, mudanças nas forças críticas de cada sistema.

Assim como em filmes infinitos [4,5,9], a rede hexagonal apresentou valores de forças críticas superiores aos da distribuição aleatória de *pinnings*. Entretanto, em sistemas infinitos, a diferença entre as duas distribuições é muito maior. Isso se justifica pela perda de comensurabilidade da rede hexagonal em fitas supercondutoras, causada pelos efeitos de borda.

5.3. Campo magnético e densidade de *pinnings* constantes para três larguras de fita, considerando distribuições aleatórias, hexagonais e Kagomé de centros de *pinnings*.

Nessa seção apresentamos com mais detalhes os resultados obtidos por algumas das simulações apresentadas na seção 5.2. Novamente, nossos cálculos foram realizados mantendo a densidade de *pinnings* constante entre as diferentes larguras de fita. A densidade de *pinnings* escolhida para as redes hexagonais e aleatórias foi igual à utilizada na seção 5.2.

Na construção das redes Kagomé, utilizamos a relação $dp_K = dp_h 3/4$, onde dp_K é a densidade de *pinnings* da rede Kagome, e dp_h a densidade da rede hexagonal, como mostrado na Figura 5.15. Sendo assim, optamos por não utilizá-la na seção anterior para compararmos somente sistemas com as mesmas densidades de *pinnings*.

As larguras de fita escolhidas para essas simulações foram iguais a: a) 0.5λ b) 0.75λ e c) 1λ . A seguir, apresentaremos os resultados da média temporal da velocidade dos vórtices na direção da força de transporte, $\langle V_y \rangle = \langle \frac{1}{N_v} \sum_i \frac{dy_i}{dt} \rangle$ e de sua derivada em relação à força aplicada, que é proporcional à resistência diferencial.

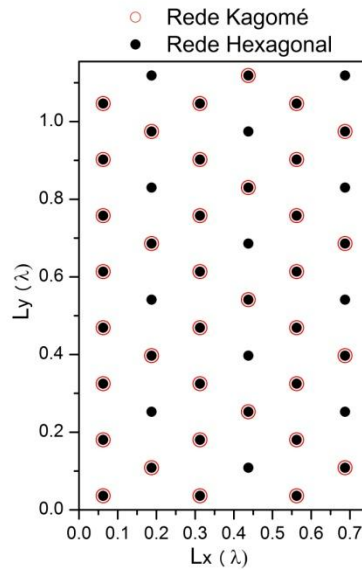


Figura 5.15: Rede Kagomé de *pinninigs* e sua comparação com uma rede hexagonal.

Na Figura 5.16 podemos observar o comportamento da velocidade em função da força aplicada para as três larguras de fita interagindo com uma distribuição aleatória de *pinninigs*. Nessas figuras representamos com linhas pontilhadas os valores de força crítica obtida para cada caso. É possível observar que, em geral, o comportamento da velocidade em função da força aplicada não apresenta grandes alterações para a distribuição aleatória de *pinninigs*. Para as amostras apresentadas obtivemos a) $F_c = 0.14$, b) $F_c = 0.13$ e c) $F_c = 0.11$. Entretanto, a evolução das forças críticas em função da largura da amostra pode ser melhor visualizada na Figura 5.11.

Os cálculos de resistência diferencial nos servem para discutir as fases dinâmicas presentes em cada sistema. Entretanto, para a distribuição aleatória de *pinninigs* a curva característica da resistência diferencial não é tão bem definida quanto no caso de redes periódicas. Sendo assim, optamos por não apresentar as curvas de resistência diferencial para esse caso, pois elas somente apresentarão contribuições apreciáveis para a análise das fases dinâmicas do sistema quando analisadas conjuntamente com as trajetórias dos vórtices, o que acabou sendo inviável devido às limitações impostas pelo tempo de processamento.

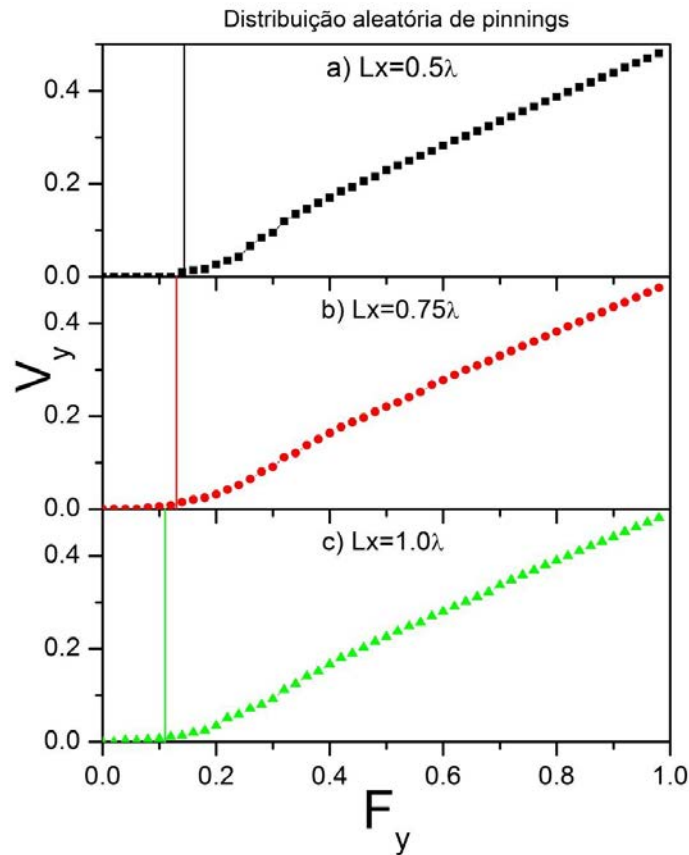


Figura 5.16: Média temporal da velocidade média dos vórtices em função da força aplicada para: a) $Lx=0.5\lambda$, b) $Lx=0.75\lambda$ e c) $Lx=1.0\lambda$, para uma distribuição aleatória de *pinnings* com densidade constante.

As Figuras 5.17 e 5.18 nos trazem, respectivamente, informações quanto à evolução da velocidade média e resistência diferencial dos vórtices em função da força aplicada para sistemas de vórtices interagindo com redes hexagonais de *pinnings*. Nessa sequência de figuras podemos observar as mudanças nas forças críticas, explicadas em maiores detalhes pela seção 5.2, e também algumas variações no comportamento dinâmico dos sistemas.

Na Figura 5.17 é possível observar diversas mudanças bruscas no comportamento da velocidade em função da força aplicada. Esse comportamento sugere o aparecimento de diversos regimes dinâmicos intermediários, onde parte dos vórtices está se movimentando e parte deles ainda permanecem ancorados. Em sistemas infinitos de vórtices interagindo com redes hexagonais de *pinnings*, somente é possível observar uma única descontinuidade, onde

uma transição de fase ocorre e o sistema passa da *pinned phase* para a fase conhecida como *moving crystal* [9].

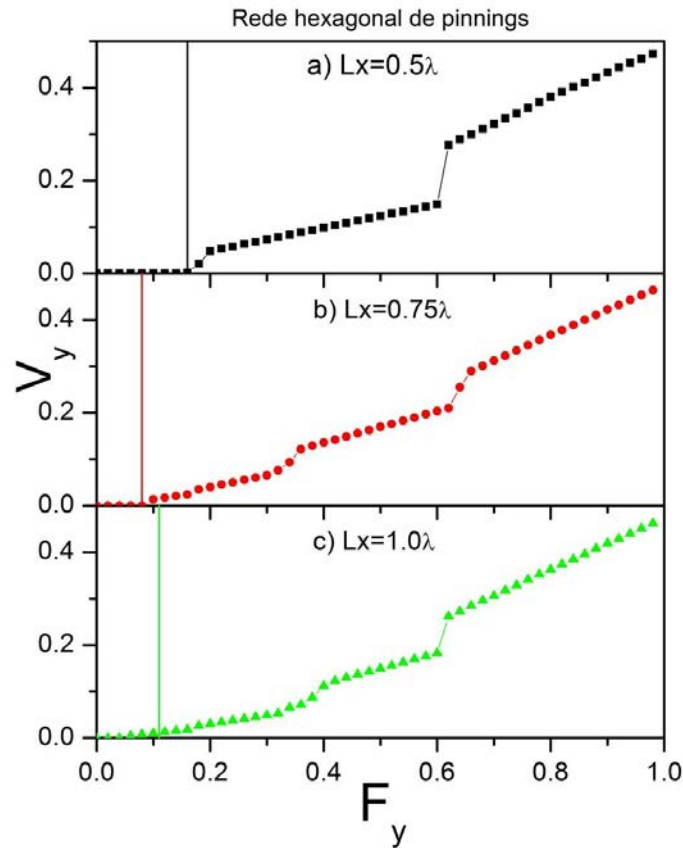


Figura 5.17: Média temporal da velocidade média dos vórtices em função da força aplicada para: a) $Lx=0.5\lambda$, b) $Lx=0.75\lambda$ e c) $Lx=1.0\lambda$, para uma rede hexagonal de *pinnings* com densidade constante.

Esse resultado demonstra claramente a diferença do sistema com *pinnings* hexagonais para a distribuição aleatória de *pinnings*, uma vez que tais transições não são encontradas na Figura 5.16. Além disso, nos mostra a existência de fases dinâmicas para a rede hexagonal de *pinnings* não observadas em sistemas infinitos. Em nossas simulações, não fizemos a caracterização das fases, e o cálculo do fator de estrutura do sistema de vórtices devido às limitações impostas pelo tempo de processamento.

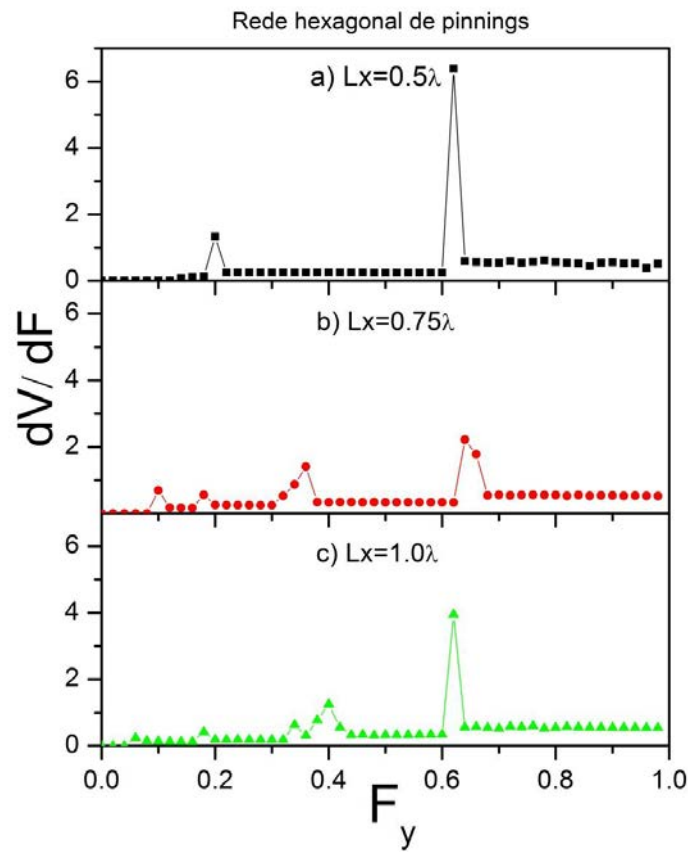


Figura 5.18: Média temporal da resistência diferencial média dos vórtices em função da força aplicada para: a) $L_x=0.5\lambda$, b) $L_x=0.75\lambda$ e c) $L_x=1.0\lambda$, considerando uma rede hexagonal de *pinning*s com densidade constante.

Já a Figura 5.18 representa a média temporal da resistência diferencial do sistema, que é proporcional à derivada da velocidade em função da força aplicada. Podemos observar claramente, que as descontinuidades presentes na Figura 5.17 geram os picos presentes na Figura 5.18. É possível perceber também, que a quantidade de picos presentes nas Figuras 5.18 b) e c) é maior que a quantidade de picos na Figura 5.18 a) o que sugere uma maior quantidade de estados intermediários apresentados pelos vórtices mais fracamente ligados aos *pinning*s.

Além disso, a diferença de intensidade do último pico das Figuras 5.18 a) à c), sugere que a amostra com $L_x = 0.75\lambda$ possui uma menor densidade de vórtices fortemente ligados aos *pinning*s, pois o início da movimentação desses vórtices provoca uma alteração menos

intensa na velocidade média que em outros casos. O valor de força crítica obtida para cada caso foi igual à: a) $F_c = 0.17$, b) $F_c = 0.08$ e c) $F_c = 0.11$.

As Figuras 5.19 e 5.20 nos trazem análises sobre as mesmas propriedades físicas apresentadas nas figuras anteriores, porém considerando os sistemas em contato com redes Kagomé de *pinnings*.

Os sistemas com a rede Kagomé apresentaram resultados similares aos obtidos para a rede hexagonal de *pinnings*, sendo os valores de força crítica para a rede Kagomé inferiores aos da rede hexagonal. As Figuras 5.19 e 5.20, também sugerem o aparecimento de uma maior quantidade de regimes intermediários, esse efeito também foi observado na literatura para sistemas infinitos [5,7,12,14]. Os valores de força crítica encontrados foram iguais a: a) $F_c = 0.08$, b) $F_c = 0.06$ e c) $F_c = 0.06$.

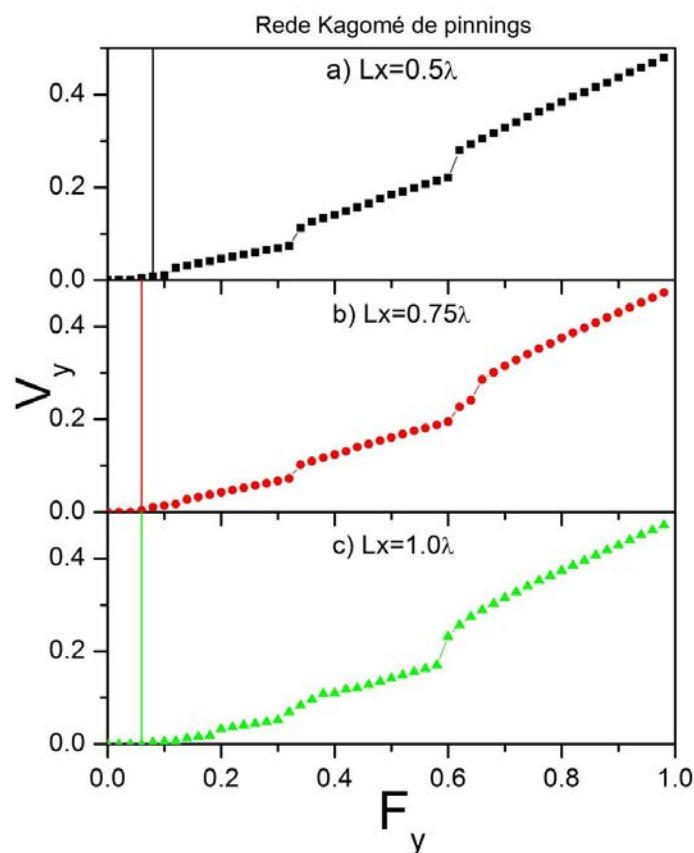


Figura 5.19: Média temporal da velocidade média dos vórtices em função da força aplicada para: a) $Lx=0.5\lambda$, b) $Lx=0.75\lambda$ e c) $Lx=1.0\lambda$, considerando uma rede Kagomé de *pinnings* com densidade constante.

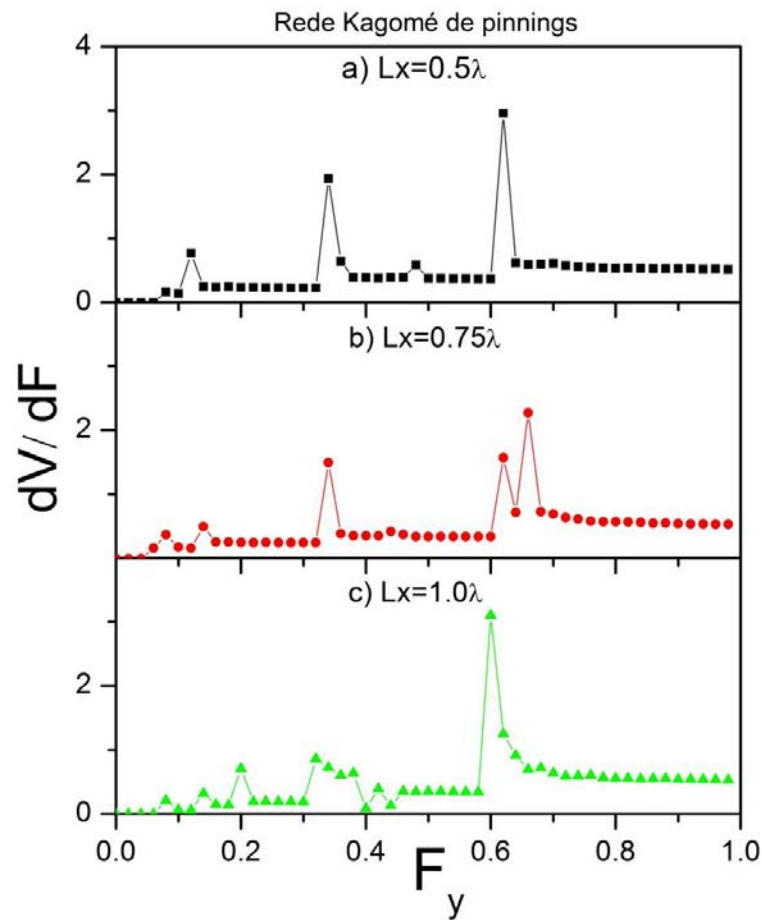


Figura 5.20: Média temporal da resistência diferencial média dos vórtices em função da força aplicada para: a) $L_x=0.5\lambda$, b) $L_x=0.75\lambda$ e c) $L_x=1.0\lambda$, considerando uma rede Kagomé de *pinnings* com densidade constante.

5.4. Efeitos da temperatura para H e densidade de *pinnings* constantes, considerando distribuições aleatórias, hexagonais e Kagomé de centros de *pinning*.

Os resultados apresentados até agora foram desenvolvidos à temperatura nula. Nesta seção simularemos os mesmos sistemas da seção anterior, porém a temperatura finita. Variamos a temperatura de $T=0$ até $T=0.2$, com $\Delta T=0.01$. Costumeiramente, cálculos à temperatura finita são apresentados em função da temperatura de *melting* do sistema. A determinação da temperatura de *melting* depende de cálculos do fator de estrutura, que não foram possíveis de serem realizados devido o tempo de processamento. Sendo assim, nos

baseamos na temperatura de *melting* encontrada para sistemas infinitos [8], para definir os limites de temperatura utilizados e buscar trabalhar numa situação fisicamente factível.

Em supercondutores do tipo II, o aumento da temperatura acarreta em um aumento do raio do vórtice, porém esse aumento não é levado em conta por nosso modelo, pois consideramos os vórtices como partículas adimensionais. Entretanto, nosso modelo consegue reproduzir a agitação térmica decorrente do aumento da temperatura, cuja ação enfraquece a barreira energética gerada pela interação vórtice - *pinning*.

Nas Figuras 5.21 a 5.23 podemos ver os efeitos da temperatura nas velocidades dos vórtices. Nos três gráficos foram utilizados padrões de cores para facilitar o entendimento. É possível perceber que o aumento da temperatura faz com que o começo da movimentação não seja abrupto, como no caso da temperatura nula, uma vez que o potencial atrativo de *pinning* é enfraquecido pelas flutuações na posição dos vórtices causadas pela temperatura.

Assim como nas seções anteriores, utilizamos como critério que a força crítica será obtida para o último valor de força onde $\langle V_y \rangle \leq 0.001$ [8]. Para as três larguras de fita o aumento da temperatura diminuiu a força crítica. Nas Figuras 5.20 a 5.22 também podemos perceber que o aumento da temperatura modifica a relação da velocidade média com a força aplicada. Para as redes hexagonais e Kagomé de *pinning*s, o formato característico da curva de velocidades é perdido, sugerindo o enfraquecimento do potencial de *pinning* e o desaparecimento dos regimes intermediários existentes quando $T=0$.

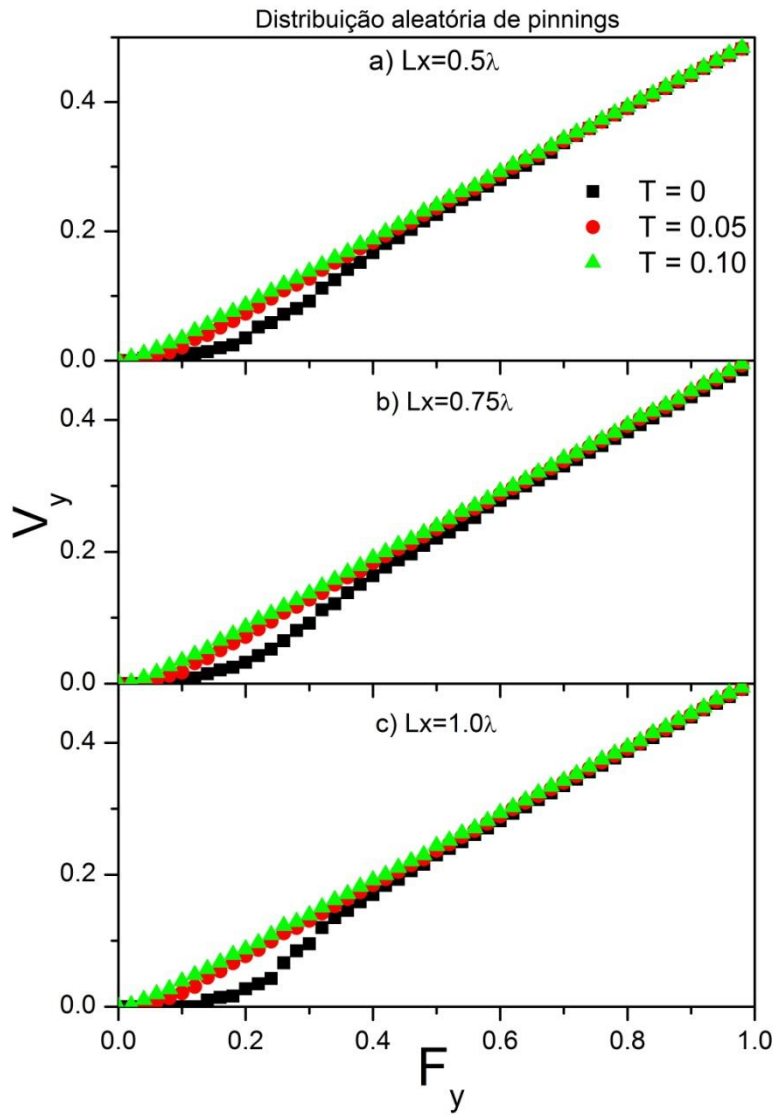


Figura 5.21: Média temporal da velocidade média dos vórtices em função da força aplicada para: a) $Lx=0.5\lambda$, b) $Lx=0.75\lambda$ e c) $Lx=1.0\lambda$, considerando uma distribuição aleatória de *pinnings* com densidade constante.

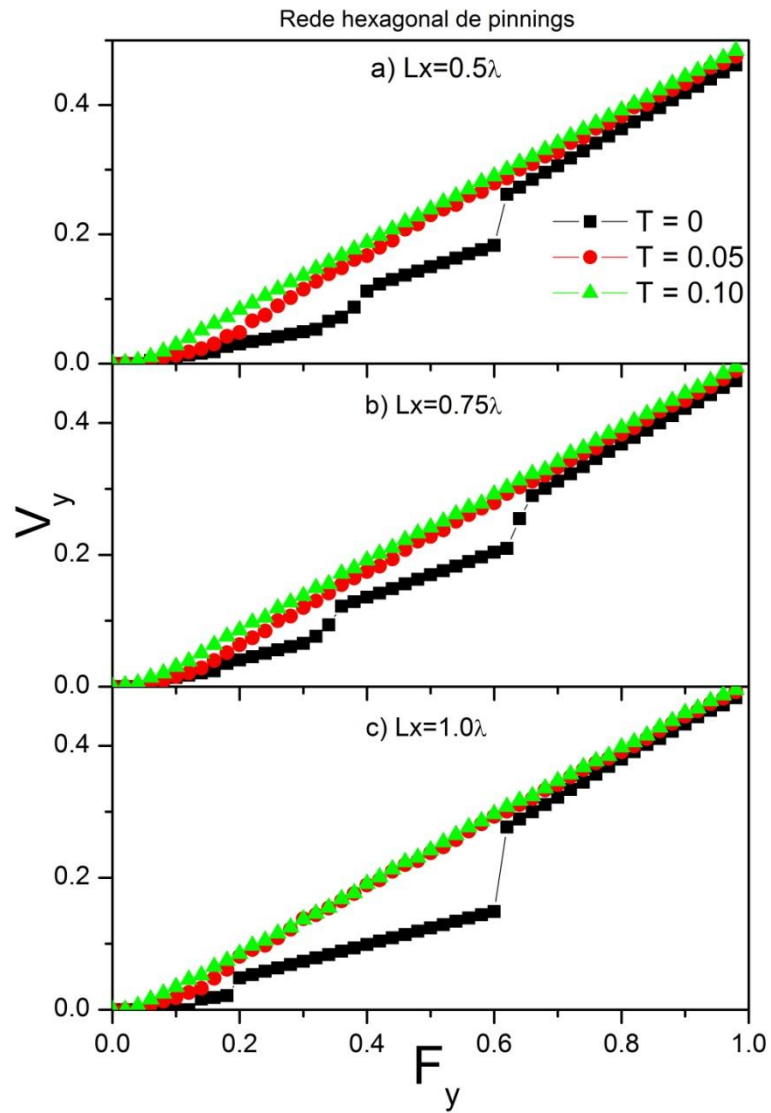


Figura 5.22: Média temporal da velocidade média dos vórtices em função da força aplicada para: a) $Lx=0.5\lambda$, b) $Lx=0.75\lambda$ e c) $Lx=1.0\lambda$, considerando uma rede hexagonal de *pinnings* com densidade constante.

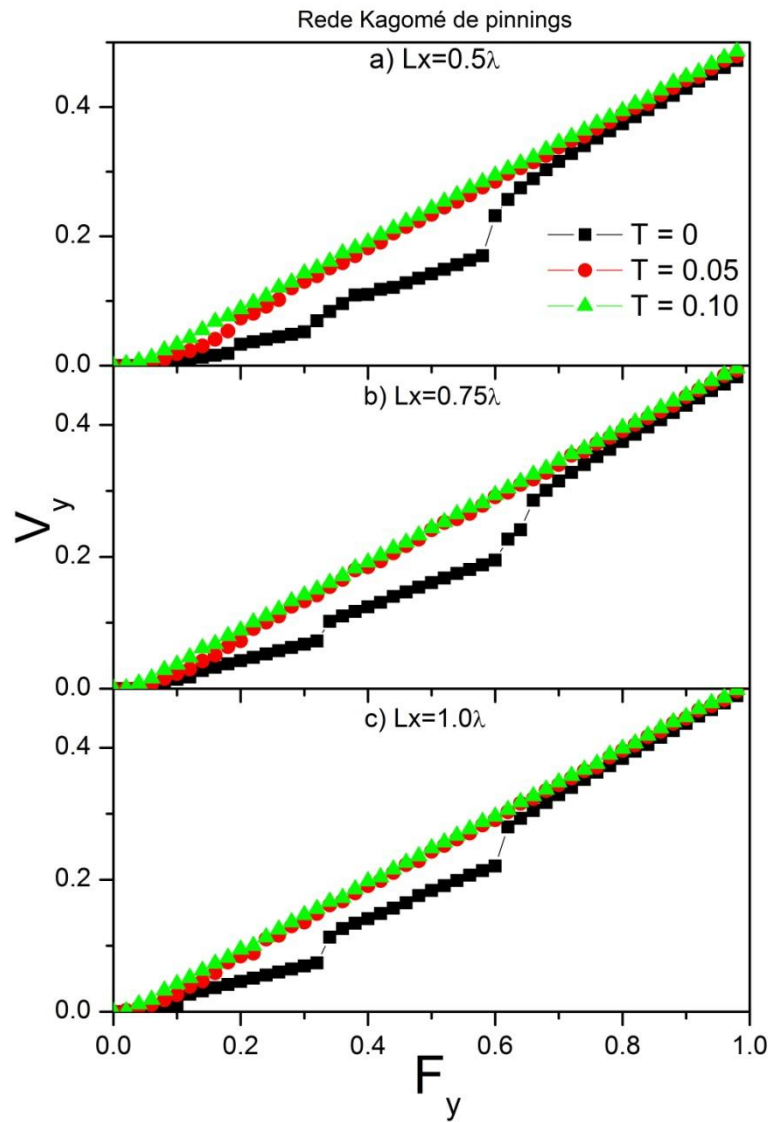


Figura 5.23: Média temporal da velocidade média dos vórtices em função da força aplicada para: a) $L_x = 0.5\lambda$, b) $L_x = 0.75\lambda$ e c) $L_x = 1.0\lambda$, considerando uma rede Kagomé de *pinnings* com densidade constante.

Os valores de força crítica para cada caso são apresentados nas 5.24 a 5.26, nelas podemos ver uma clara queda da corrente crítica em função da temperatura para todos os sistemas simulados.

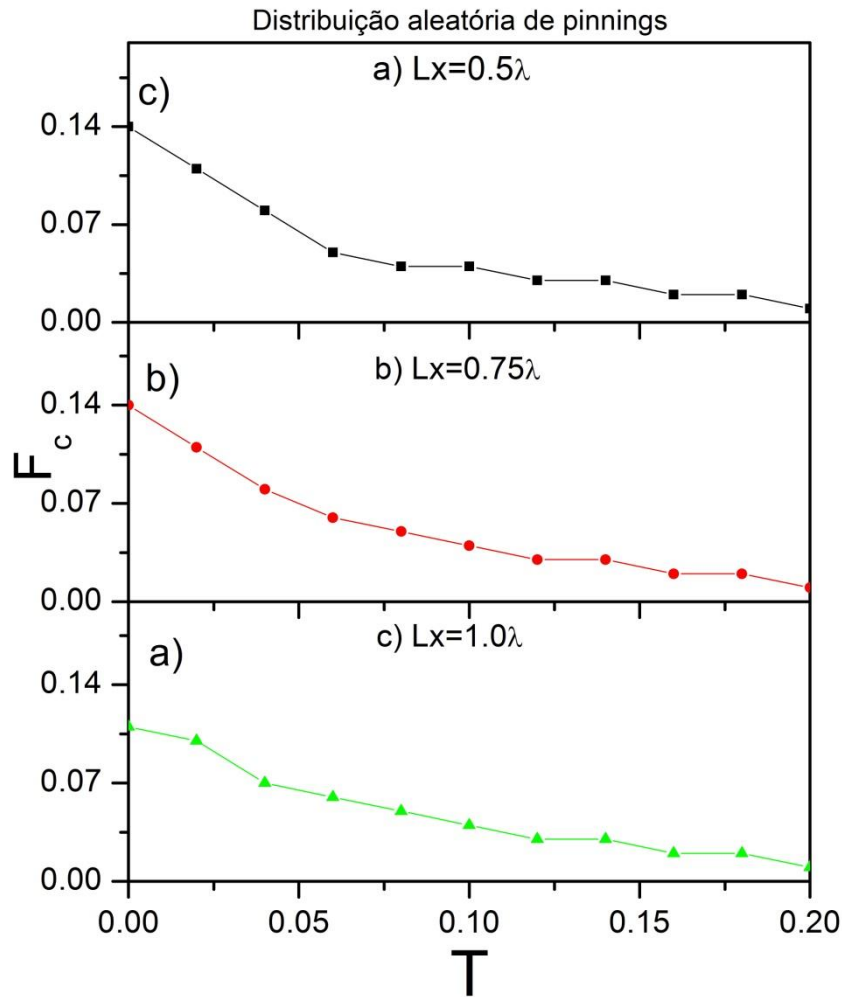


Figura 5.24: Força crítica em função da temperatura para : a) $Lx=0.5\lambda$, b) $Lx=0.75\lambda$ e c) $Lx=1.0\lambda$. Considerando uma distribuição aleatória de *pinnings* com densidade constante.

Para a distribuição aleatória de *pinnings*, não é possível observar grandes mudanças no efeito da temperatura conforme o aumento da largura da fita. Já para a rede hexagonal, podemos perceber que os efeitos de temperatura são maiores nas fitas com $Lx=0.5\lambda$ e $Lx=1.0\lambda$ do que na fita com $Lx=0.75\lambda$.

Na fita com $Lx=0.75\lambda$ a $T=0$, o valor de força crítica é inferior aos outros casos devido à falta de comensurabilidade entre o sistema de vórtices e a rede de *pinnings*. Sendo assim, pequenas flutuações sobre o ponto de estabilidade pouco influenciaram a dinâmica desse sistema.

Em fitas com $Lx=0.5\lambda$ e $Lx=1.0\lambda$, a $T=0$, os sistemas se encontram comensurados e apresentam altos valores de corrente crítica. Assim, ao aumentarmos a temperatura, produzimos pequenas flutuações térmicas nas posições de estabilidade, diminuindo os efeitos de comensurabilidade. Uma vez perdida a comensurabilidade o comportamento dos três sistemas se torna similar, tanto na evolução das forças críticas quanto no comportamento das velocidades.

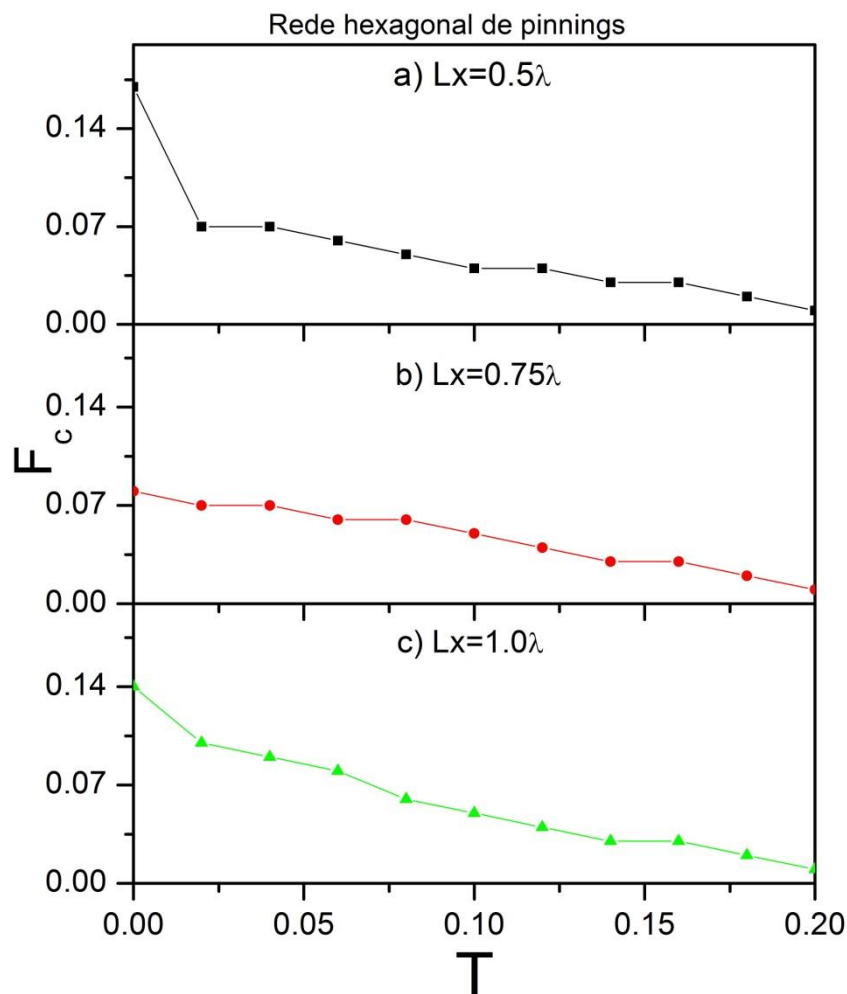


Figura 5.25: Força crítica em função da temperatura para : a) $Lx=0.5\lambda$, b) $Lx=0.75\lambda$ e c) $Lx=1.0\lambda$. Considerando uma rede hexagonal de *pinnings* com densidade constante.

A mesma análise foi desenvolvida para a rede Kagomé de *pinnings* e, como apresentado na Figura 5.26, os comportamentos obtidos foram similares, a grande diferença foi que as forças críticas tenderam a zero mais rapidamente que no caso da rede hexagonal, o que é natural, uma vez que, para $T=0$ os valores de força crítica para essa simetria de *pinnings* também são baixos, pois sistemas com a rede Kagomé de *pinnings* permitem a formação de uma maior quantidade de vórtices intersticiais.

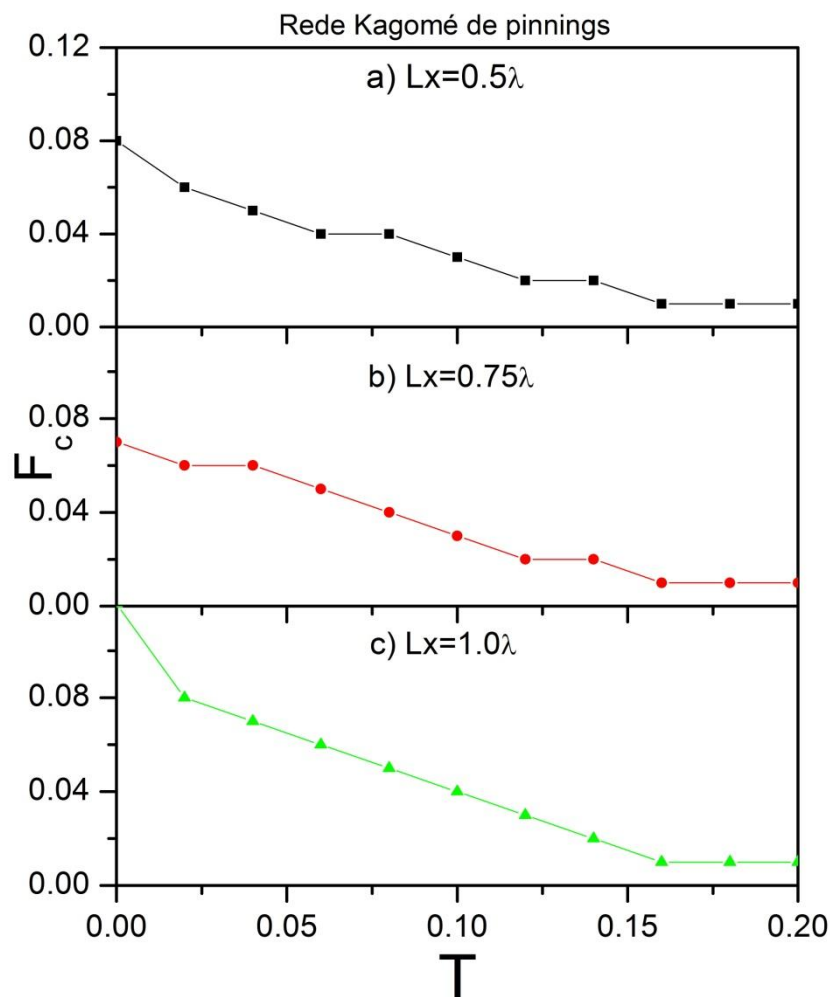


Figura 5.26: Força crítica em função da temperatura para : a) $Lx=0.5\lambda$, b) $Lx=0.75\lambda$ e c) $Lx=1.0\lambda$. Considerando uma rede Kagomé de *pinnings* com densidade constante.

5.5. Alterações na geometria da rede de *pinnings*.

Nas simulações apresentadas até agora, escolhemos situações onde a densidade de vórtices foi aproximadamente igual à densidade de *pinnings*, ou seja, $dv/dp \approx 1$. Essa escolha foi feita na intenção de evidenciarmos como os efeitos de tamanho alteram a dinâmica de vórtices em sistemas com *pinnings* periódicos.

Como mostrado na seção 3.4, alguns estudos na literatura [4,5,9] apontam a alta eficiência do uso de redes periódicas de *pinnings* em sistemas infinitos onde $dv/dp \approx 1$. Em situações em que o tamanho do sistema tende ao infinito, a posição de menor energia dos vórtices corresponde a uma rede hexagonal perfeita que será comensurada com a rede de *pinnings*. Nesta, cada vórtice se ancora fortemente a um centro de aprisionamento, sendo possível atingir altos valores de força crítica sem necessitar de altas densidades de centros de *pinnings* [7,13].

Nessa dissertação, observamos que a perda da comensurabilidade, ocasionada pelos efeitos de tamanho, reduz significativamente a eficiência do uso de redes periódicas de *pinnings* em fitas supercondutoras com largura comparável à λ . Em situações onde a comensurabilidade foi perdida, os valores de força crítica obtidos foram aproximadamente iguais aos encontrados para distribuições aleatórias de *pinnings*. Já em situações onde o efeito de comensurabilidade foi parcialmente recuperado, observamos um aumento significativo das forças críticas em comparação aos outros sistemas.

Na Figura 5.27, podemos observar como os efeitos de tamanho afetam a posição de dos vórtices em uma fita supercondutora. Essa simulação foi realizada sem a interação com os *pinnings*, buscando apontar a deformação que o sistema sofre quando comparado com o sistema infinito.

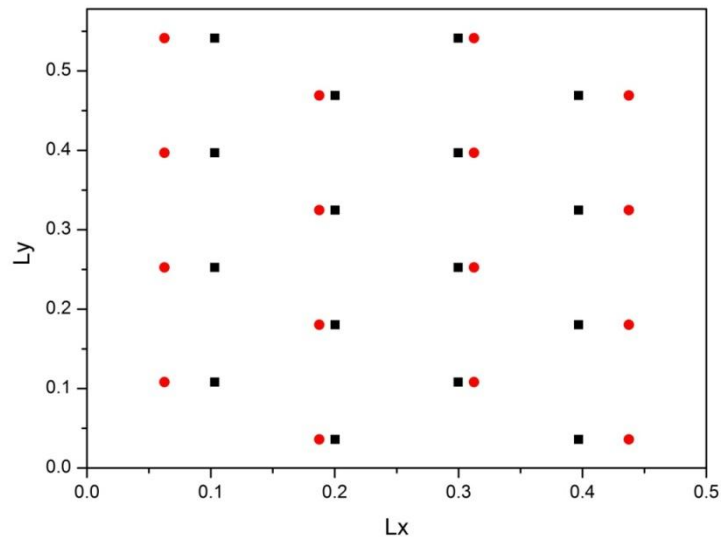


Figura 5.27: Posições de estabilidade dos vórtices (pontos pretos) para o caso $Lx=0.5\lambda$ e comparação com a rede hexagonal perfeita formada em casos infinitos (círculos vermelhos), sem força de transporte e sem a interação vórtice - *pinning*.

Buscando reaver uma rede de *pinning*s comensurada com nosso sistema de vórtices, realizamos uma alteração na rede hexagonal de *pinning*s, deformando-a na mesma proporção que os efeitos de borda deformam o sistema de vórtices. Na Figura 5.28 e 5.29, podemos comparar os resultados de força crítica e o comportamento do sistema quando utilizadas as duas redes de *pinning*. Em ambos os casos utilizamos a relação $dv/dp=1$, desenvolvendo a simulação em uma fita supercondutora com $Lx=0.5\lambda$ e $H = 68\phi_0/\lambda^2$.

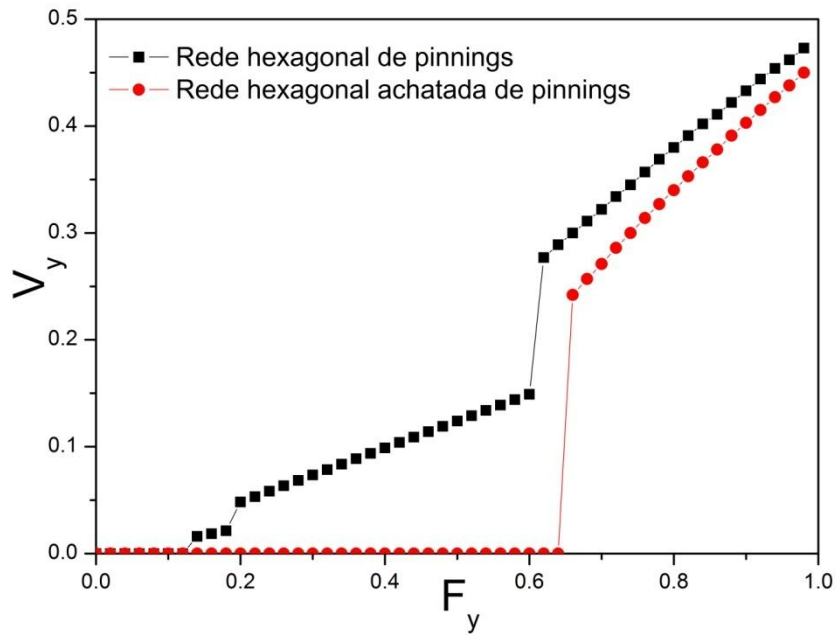


Figura 5.28: Média temporal da velocidade média dos vórtices em função da força aplicada para as duas geometrias da rede de *pinnings* considerando a relação $dv/dp = 1$.

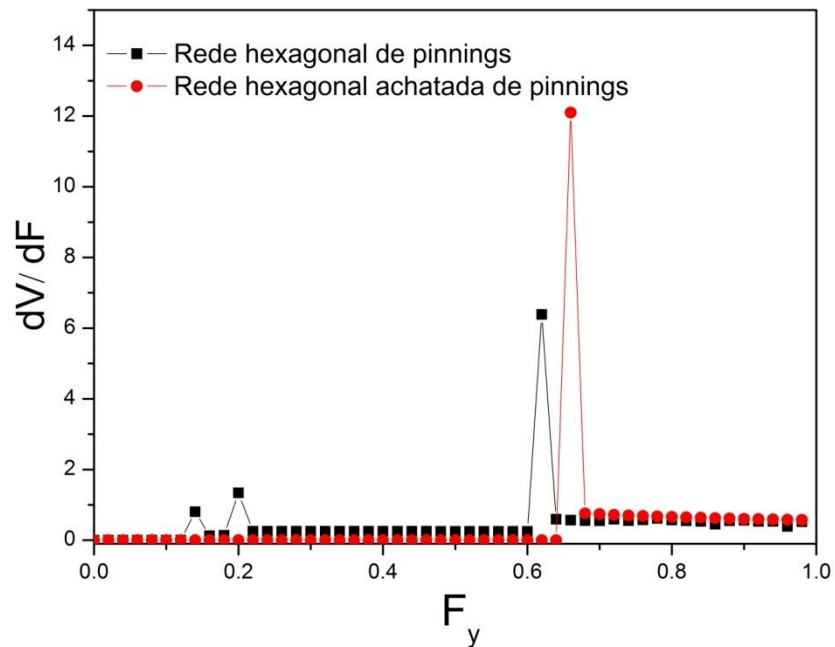


Figura 5.29: Média temporal da resistência diferencial dos vórtices em função da força aplicada para as duas geometrias da rede de *pinnings* considerando a relação $dv/dp = 1$.

Para a rede achatada a força crítica obtida foi de $F_c = 0.64$, enquanto para a rede de *pinnings* hexagonal $F_c = 0.17$. Na Figura 5.29, podemos ver também que a resistência diferencial para a rede achatada apresenta somente um pico bem definido, enquanto para a rede hexagonal é possível observar a existência de outras variações. Tanto esse efeito, quanto a diferença da força crítica entre as duas redes podem ser explicados observando as Figuras 5.14 e 5.30, que apresentam as configurações de menor energia da rede de vórtices interagindo com cada uma das redes de *pinnings*.

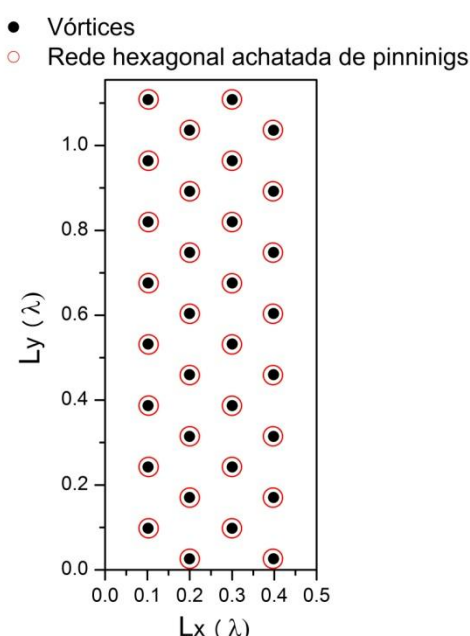


Figura 5.30: Posição de estabilidade dos vórtices (pontos pretos) ao interagirem com as redes de pinnings (círculos vermelhos) para o caso da rede hexagonal achatada de *pinnings*.

Na Figura 5.14 podemos ver claramente que a força de interação entre os vórtices e a borda impede que estes se estabilizem sobre a rede de *pinnings*, fazendo com que apareçam vórtices intersticiais. Neste caso, quase metade dos vórtices estão nas posições intersticiais, o que diminui consideravelmente o valor de força crítica. A presença de múltiplos picos na Figura 5.29, para a rede hexagonal de *pinnings*, nos mostra que os vórtices intersticiais começam a se movimentar primeiro e diminuem a capacidade da coluna central em suportar

maiores valores de forças críticas, fazendo com que os vórtices centrais também se movimentem para valores abaixo do encontrado como força crítica para a rede achatada.

A grande diferença nos valores de força crítica encontrados para as duas redes, nos ajuda a concluir que os principais efeitos que a amostra finita pode incluir estão nas variações das densidades de vórtices em função da largura da fita e nas alterações geométricas que essas forças induzem na rede de vórtices. Quando consideramos as interações com redes periódicas de *pinnings*, ambos os efeitos acarretam em perdas de comensurabilidade, que se mostraram determinantes para o bom funcionamento do sistema proposto.

6. CONCLUSÕES

Nesse trabalho, apresentamos simulações do comportamento dinâmico de vórtices magnéticos em fitas supercondutoras do tipo II, submetidas a um campo magnético perpendicular a seu plano. As fitas foram consideradas como sendo bidimensionais, com comprimento infinito. Foram incluídos centros de *pinnings* distribuídos de maneira aleatória e com simetrias hexagonal e Kagomé. Além disso, submetemos as fitas a uma corrente de transporte, visando estudar os efeitos de tamanho nas propriedades dinâmicas dos vórtices.

Para analisar a média temporal da velocidade dos vórtices, as correntes críticas de cada sistema e a média temporal da resistência diferencial, resolvemos numericamente um sistema de equações de Langevin [26,27,45] utilizando técnicas de dinâmica molecular,

Durante o desenvolvimento da pesquisa adaptamos um algoritmo do método de *generalized simulated annealing* para minimizar a energia do sistema. Com essa minimização obtivemos a densidade e as posições dos vórtices para os valores de campo magnético e largura de fita utilizados. Esses resultados, além de servirem como dados de entrada para o algoritmo de dinâmica molecular, são essenciais na análise dos efeitos de comensurabilidade presentes em redes periódicas de *pinnings*.

Nossos resultados relativos às posições de estabilidade e valores correspondentes de campo magnético para diferentes densidades de vórtices foram compatíveis com os resultados observados por Carneiro [26], C. C. de Souza Silva e J. Albino Aguiar [28,29], C. C. de Souza Silva, L. R. E. Cabral e J. Albino Aguiar [30].

A rede hexagonal apresentou valores de forças críticas superiores ao da distribuição aleatória de *pinnings*, assim como previamente constatado em filmes infinitos [4,5,9]. Entretanto, em sistemas infinitos a diferença nas forças críticas entre as duas distribuições é

muito maior, o que mostra a importância dos efeitos de tamanho quando trabalhamos com redes periódicas.

A análise das mudanças nos valores de força crítica em função da largura da fita, nos ajudaram a concluir que os efeitos de tamanho atuam, principalmente, na mudança das densidades de vórtices em função da largura da fita e em alterações geométricas nas posições de equilíbrio das redes de vórtices. Em redes periódicas de *pinninigs*, ambos os efeitos acarretam em sérias perdas de comensurabilidade, fazendo com que a eficiência da rede periódica de *pinninigs* diminua, quando comparada com o sistema infinito.

Variações bruscas existentes nas velocidades dos vórtices mostraram a existência de regimes dinâmicos intermediários em sistemas em que a rede hexagonal de *pinnings* foi utilizada. Essa multiplicidade de regimes dinâmicos também pode ser observada através dos picos existentes nas resistências diferenciais.

Já as comparações entre as redes de *pinnings* com simetria hexagonal e Kagomé, mostraram a maior eficiência da rede hexagonal em todos os casos, o que também já havia sido verificado para sistemas infinitos [5,7,8,12,13]. Além disso, como esperado e constatado para o caso infinito, o aumento da temperatura fez com que a força crítica diminuísse em todas as larguras de fita.

Entre todos os resultados obtidos, a criação de redes achatadas, derivadas da rede hexagonal, merece destaque. O grande aumento dos valores de força crítica devido, unicamente, à alteração da geometria da rede de *pinnings*, mostrou a importância dos efeitos de comensurabilidade para o caso de fitas supercondutoras, evidenciando a necessidade de pesquisas em busca de novas geometrias de redes de *pinnings* para este tipo de sistema.

Acreditamos que excelentes opções para trabalhos futuros sejam: i) a caracterização das fases dinâmicas para diferentes larguras de fitas, ii) desenvolver uma varredura de campo magnético para diferentes larguras de fita, utilizando redes periódicas de *pinnings*, visando

determinar os valores para os quais a comensurabilidade entre a rede de vórtices e *pinnings* aumenta e gera picos de corrente crítica e iii) pesquisas de outras redes de *pinnings*.

Pelo apresentado anteriormente, consideramos que os objetivos propostos para este trabalho foram atingidos. Conseguirmos concordância entre nossos resultados e os resultados encontrados na literatura, além de uma grande quantidade de resultados inéditos que consideramos importantes para área de pesquisa.

Referências Bibliográficas

- [1] ABRIKOSOV, A. A. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group. **Phys. JETP**, v. 5, p. 1174, 1957.
- [2] ANDERSON, P. W.; KIM, Y. B. Hard Superconductivity: Theory of the Motion of Abrikosov Flux Lines. **Reviews of Modern Physics**, v. 36, n. 1, p. 39–43, 1 jan. 1964.
- [3] KOSHELEV, A. E.; VINOKUR, V. M. Dynamic Melting of the Vortex Lattice. **Physical Review Letters**, v. 73, n. 26, p. 3580–3583, Dezembro 1994.
- [4] KOLTON, A. B.; DOMÍNGUEZ, D.; GRØNBECH-JENSEN, N. Hall Noise and Transverse Freezing in Driven Vortex Lattices. **Physical Review Letters**, v. 83, n. 15, p. 3061–3064, Outubro 1999.
- [5] LAGUNA, M. F. et al. Vortex structure and dynamics in kagomé and triangular pinning potentials. **Physical Review B**, v. 64, n. 10, p. 104505, Agosto 2001.
- [6] MOSHCHALCOV, V. V. et al. Pinning by an antidot lattice: The problem of the optimum antidot size. **Physical Review B**, v. 57, n. 6, p. 3615–3622, Fevereiro 1998.
- [7] VERGA, L. G. et al. Anisotropy in the Transport Properties of Type II Superconducting Films with Periodic Pinning. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, v. 26, n. 2, p. 351–359, 1 fev. 2013a.
- [8] VERGA, L. G. et al. Critical Currents and Melting Temperature of a Two-Dimensional Vortex Lattice with Periodic Pinning. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, v. 26, n. 6, p. 2147–2151, 1 jun. 2013b.
- [9] SIMÕES, R. **Efeitos do Pinning nos regimes dinâmicos de Vórtices em Supercondutores do tipo II**. Dissertação de Mestrado em ciências dos materiais—Bauru: Posmat, Universidade Estadual Paulista, 2007.
- [10] SIMÕES, R. P.; VENEGAS, P. A.; MELLO, D. F. Role of Interstitial Pinning in the Dynamical Phases of Vortices in Superconducting Films. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, v. 26, n. 6, p. 2277–2279, 1 jun. 2013.

- [11] KOLTON, A. B. et al. Driven vortices in three-dimensional layered superconductors: Dynamical ordering along the *c* axis. **Physical Review B**, v. 62, n. 22, p. R14657–R14660, Dezembro 2000.
- [12] REICHHARDT, C.; OLSON, C. J.; NORI, F. Commensurate and incommensurate vortex states in superconductors with periodic pinning arrays. **Physical Review B**, v. 57, n. 13, p. 7937–7943, Abril 1998.
- [13] REICHHARDT, C.; OLSON REICHHARDT, C. J. Transport anisotropy as a probe of the interstitial vortex state in superconductors with artificial pinning arrays. **Physical Review B**, v. 79, n. 13, p. 134501, Abril 2009.
- [14] REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O. Vortex molecular crystal and vortex plastic crystal states in honeycomb and kagomé pinning arrays. **Physical Review B**, v. 76, n. 6, p. 064523, Agosto 2007.
- [15] BERDIYOROV, G. R.; MILOŠEVIĆ, M. V.; PEETERS, F. M. Superconducting film with weak pinning centers: Incommensurate vortex lattices. **Physical Review B**, v. 76, n. 13, p. 134508, Outubro 2007.
- [16] BERDIYOROV, G. R.; MILOŠEVIĆ, M. V.; PEETERS, F. M. Novel Commensurability Effects in Superconducting Films with Antidot Arrays. **Physical Review Letters**, v. 96, n. 20, p. 207001, Maio 2006.
- [17] WU, T. C. et al. Anisotropic pinning effect on a Nb thin film with triangular arrays of pinning sites. **Journal of Applied Physics**, v. 95, n. 11, p. 6696–6698, 1 jun. 2004.
- [18] CAO, R. et al. Anisotropic pinning in Nb thin films with triangular pinning arrays. **Solid State Communications**, v. 143, n. 3, p. 171–175, jul. 2007.
- [19] CUPPENS, J. et al. Vortex Dynamics in a Superconducting Film with a Kagome and a Honeycomb Pinning Landscape. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, v. 24, n. 1-2, p. 7–11, 30 set. 2010.
- [20] BRANDT, E. H. Computer Simulation of Flux Pinning in Type-II Superconductors. **Physical Review Letters**, v. 50, n. 20, p. 1599–1602, Maio 1983.
- [21] BEAN, C. P.; LIVINGSTON, J. D. Surface Barrier in Type-II Superconductors. **Physical Review Letters**, v. 12, n. 1, p. 14–16, 6 jan. 1964.

- [22] YU, K. **Vortex Dynamics in Nanostructured Superconducting Weak-Pinning Channels**. Tese de doutorado—Syracuse: Syracuse University, 2010.
- [23] VENEGAS, P. A.; SARDELLA, E. Vortex lattice and matching fields for a long superconducting wire. **Physical Review B**, v. 58, n. 9, p. 5789–5794, Setembro 1998.
- [24] SARDELLA, E.; DORIA, M. M.; NETTO, P. R. S. Matching fields of a long superconducting film. **Physical Review B**, v. 60, n. 18, p. 13158–13163, 1 nov. 1999.
- [25] ROMAGUERA, A. R. DE C. **VÓRTICES EM SUPERCONDUTORES COM INDENTACÃO E EM GEOMETRIAS CONFINADAS**. Dissertação de Mestrado—Recife: Universidade Federal de Pernambuco, 2003.
- [26] CARNEIRO, G. Equilibrium vortex-line configurations and critical currents in thin films under a parallel field. **Physical Review B**, v. 57, n. 10, p. 6077–6083, 1 mar. 1998.
- [27] REIS, J. D. et al. Surface effects on moving vortices in superconducting stripes. **Physica C: Superconductivity**, v. 454, n. 1–2, p. 15–19, Abril 2007.
- [28] DE SOUZA SILVA, C. C.; ALBINO AGUIAR, J. Vortex dynamics in mesoscopic strips. **Physica C: Superconductivity**, Proceedings of the 23rd International Conference on Low Temperature Physics (LT23). v. 388–389, p. 673–674, Maio 2003.
- [29] DE SOUZA SILVA, C. C.; ALBINO AGUIAR, J. Irreversible matching effects in homogeneous and layered superconducting films. **Physica C: Superconductivity**, v. 354, n. 1–4, p. 232–236, Maio 2001.
- [30] DE SOUZA SILVA, C. C.; CABRAL, L. R. E.; ALBINO AGUIAR, J. Vortex configurations and metastability in mesoscopic superconductors. **Physica C: Superconductivity**, Proceedings of the Third European Conference on Vortex Matter in Superconductors at Extreme Scales and Conditions. v. 404, n. 1–4, p. 11–17, Maio 2004.
- [31] BRONSON, E.; GELFAND, M. P.; FIELD, S. B. Equilibrium configurations of Pearl vortices in narrow strips. **Physical Review B**, v. 73, n. 14, p. 144501, Abril 2006.
- [32] KITTEL, C. **Introduction to Solid State Physics**. 8 edition ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2004.
- [33] KETTERSON, J. B. **Superconductivity**. Cambridge; New York: Cambridge University Press, 1999.

- [34] ORLANDO, T. P. **Foundations of Applied Superconductivity**. Reading, Mass.: Prentice Hall, 1991.
- [35] JR, C. P. P.; PROZOROV, R. **Superconductivity, Second Edition**. 2 edition ed. Amsterdam; Boston: Academic Press, 2007.
- [36] BEDNORZ, J. G.; MÜLLER, K. A. Possible highT_c superconductivity in the Ba–La–Cu–O system. **Zeitschrift für Physik B Condensed Matter**, v. 64, n. 2, p. 189–193, 1 jun. 1986.
- [37] BARDEEN, J.; STEPHEN, M. J. Theory of the Motion of Vortices in Superconductors. **Physical Review**, v. 140, n. 4A, p. A1197–A1207, 15 nov. 1965.
- [38] POOL, R. Superconductivity: Is the Party Over? **Science**, v. 244, n. 4907, p. 914–916, 26 maio 1989a.
- [39] POOL, R. Superconductivity: Party Time Again. **Science**, v. 246, n. 4935, p. 1243–1243, 8 dez. 1989b.
- [40] PARDO, F. et al. Observation of smectic and moving-Bragg-glass phases in flowing vortex lattices. **Nature**, v. 396, n. 6709, p. 348–350, 26 nov. 1998.
- [41] CHEN, Q. H. et al. Pinning properties and vortex dynamics in thin superconducting films with ferromagnetic and antiferromagnetic arrays of magnetic dots. **Physical Review B**, v. 73, n. 1, p. 014506, 9 jan. 2006.
- [42] KEMMLER, M. et al. Commensurability Effects in Superconducting Nb Films with Quasiperiodic Pinning Arrays. **Physical Review Letters**, v. 97, n. 14, p. 147003, Outubro 2006.
- [43] RAY, D. et al. Vortex transport and pinning in conformal pinning arrays. **Physica C: Superconductivity**, v. 503, p. 123–127, Agosto 2014.
- [44] RAY, D. et al. Strongly Enhanced Pinning of Magnetic Vortices in Type-II Superconductors by Conformal Crystal Arrays. **Physical Review Letters**, v. 110, n. 26, p. 267001, 24 jun. 2013a.
- [45] REIS, J. D. **Dinâmica de Vórtices em Sistemas com Geometria finita**. Dissertação de Mestrado—Campinas: Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, 2004.

[46] MAWATARI, Y.; YAMAFUJI, K. Critical current density in thin films due to the surface barrier. **Physica C: Superconductivity**, v. 228, n. 3–4, p. 336–350, 20 jul. 1994.

[47] BRONGERSMA, S. H. et al. Series of maxima in the field dependent magnetic moment of layered superconductors. **Physical Review Letters**, v. 71, n. 14, p. 2319–2322, Outubro 1993.

[48] BARROSO et al. **Calculo Numerico (com Aplicações)**. São Paulo, HARBRA, 1987.

[49] DALL'IGNA JÚNIOR, A. et al. Performance and parameterization of the algorithm Simplified Generalized Simulated Annealing. **Genetics and Molecular Biology**, v. 27, n. 4, p. 616–622, jan. 2004.

[50] TSALLIS, C. Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics. **Journal of Statistical Physics**, v. 52, n. 1-2, p. 479–487, 1 jul. 1988.

[51] OLIVEIRA, M. J. DE. **Dinâmica Estocástica e Irreversibilidade Vol. 35**. São Paulo, EdUSP, 2001.

APÊNDICE A – ARTIGOS PRODUZIDOS NO PERÍODO

VERGA, L. G. et al. Anisotropy in the Transport Properties of Type II Superconducting Films with Periodic Pinning. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, v. 26, n. 2, p. 351–359, 1 fev. 2013a.

VERGA, L. G. et al. Critical Currents and Melting Temperature of a Two-Dimensional Vortex Lattice with Periodic Pinning. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, v. 26, n. 6, p. 2147–2151, 1 jun. 2013b.