

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA E
TECNOLOGIA DE MATERIAIS – CAMPUS BAURU**

NICOLAS PORTO VIZARIM

**Efeitos de superfície na força de *depinning* e fases dinâmicas em fitas
supercondutoras do tipo II com redes de centros de aprisionamento conformes**

BAURU

2018

NICOLAS PORTO VIZARIM

**Efeitos de superfície na força de *depinning* e fases dinâmicas em fitas
supercondutoras do tipo II com redes de centros de aprisionamento conformes**

Dissertação apresentada como requisito à obtenção do título de Mestre à Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” – Programa de Pós-Graduação em Ciência e Tecnologia de Materiais, área de concentração Modelagem e Simulação, sob orientação do Prof. Dr. Pablo Antonio Venegas Urenda.

Bauru

2018

Vizarim, Nicolas Porto.

Efeitos de superfície na força de depinning e fases dinâmicas em fitas supercondutoras do tipo II com redes de centros de aprisionamento conformes / Nicolas Porto Vizarim, 2018

126 f.

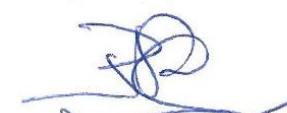
Orientador: Pablo Antonio Venegas Urenda

Dissertação (Mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Ciências, Bauru, 2018

1. Supercondutividade. 2. Fitas Supercondutoras. 3. Força de Depinning. 4. Arranjo Conforme I. Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Ciências. II. Título.

ATA DA DEFESA PÚBLICA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE NICOLAS PORTO VIZARIM, DISCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS, DA FACULDADE DE CIÊNCIAS - CÂMPUS DE BAURU.

Aos 26 dias do mês de fevereiro do ano de 2018, às 14:00 horas, no(a) Anfiteatro do Departamento de Química 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. MAYCON MOTTA do(a) Departamento de Física / Universidade Federal de São Carlos, Prof. Dr. FELIPE FERNANDES FANCHINI do(a) Departamento de Física / UNESP - Câmpus de Bauru, sob a presidência do primeiro, a fim de proceder a arguição pública da DISSERTAÇÃO DE MESTRADO de NICOLAS PORTO VIZARIM, intitulada **Efeitos de superfície na força depinning e fases dinâmicas em fitas supercondutoras do tipo II com redes de centros de aprisionamento conformes**. 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. MAYCON MOTTA
Prof. Dr. FELIPE FERNANDES FANCHINI

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao apoio da minha família, Neuma, Pedro e Rafaela nesta jornada da pós-graduação por todo incentivo e apoio incondicional. Dedico este trabalho a vocês.

Gostaria de agradecer também minha namorada, Marina, por toda a paciência neste período, forte incentivo e também por me auxiliar nos caminhos da carreira acadêmica.

Agradecimentos importantes aos amigos e colegas de laboratório Maicon, Davi e Lucas presentes neste período sempre dispostos a ajudar da melhor maneira possível.

Agradeço também ao meu orientador, Prof. Dr. Pablo Antonio Venegas Urenda por me guiar, orientar e ensinar durante o Mestrado. Obrigado pela confiança e oportunidade de trabalhar em seu grupo de pesquisa.

Por fim, gostaria de agradecer ao financiamento da CAPES para que eu pudesse ter dedicação exclusiva ao desenvolvimento deste trabalho. Agradeço também aos recursos computacionais do GridUNESP que tornou possível a realização deste trabalho.

Resumo

O estudo do comportamento de vórtices em supercondutores de tipo II com centros de aprisionamento (CAs) vem atraindo muita atenção nas últimas décadas devido a possibilidade de aumento da corrente crítica, assim como pela variedade de comportamentos que o sistema pode apresentar. Muito foi feito nos últimos anos na tentativa de compreender os mecanismos de aprisionamento, incluindo estudos de filmes infinitos sob influência de arranjos periódicos e quase-periódicos focando nos efeitos de comensurabilidade, correntes críticas e fases dinâmicas. No entanto, quando se trata de fitas supercondutoras muito trabalho ainda é necessário, especialmente para verificar como os CAs influenciam o sistema. Neste trabalho, foi simulado computacionalmente, utilizando técnicas de Dinâmica Molecular, o comportamento dinâmico de vórtices no interior de uma fita supercondutora do tipo II sob a influência de CAs com distribuição aleatória, hexagonal e dois tipos de arranjos conformes. A simulação foi feita considerando fitas imersas no plano xy , finita em x e infinita em y , com um campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano das fitas e temperatura nula. Como resultado, encontramos que a fita com aprisionamento aleatório apresentou, na média, um decaimento suave da força de *depinning* (força necessária para libertar os vórtices dos CAs) em função do campo aplicado. Além disso, foi observada a presença de vórtices intersticiais fracamente ancorados, resultando em baixos valores de força de *depinning*. Já a fita com arranjo hexagonal apresentou efeitos significativos de comensurabilidade apenas no primeiro *matching field*, onde há um grande aumento da força de *depinning*, diferentemente do observado em filmes supercondutores infinitos, onde vários picos de comensurabilidade na corrente crítica são observados. Para os arranjos conformes, a força de *depinning* muda muito pouco em função do campo aplicado apresentando uma leve tendência decrescente, o que está de acordo com o que foi observado em filmes infinitos. Este comportamento está associado ao gradiente de defeitos e a simetria hexagonal que a rede conforme preserva, tornando o aprisionamento mais efetivo. Em um dos arranjos conforme foi obtido um aumento significativo nas forças de *depinning* em baixos campos, quando comparado aos outros arranjos. Com relação aos regimes dinâmicos, em fitas os vórtices tendem a formar canais devido a influência da corrente superficial, que reduz o movimento transversal dos vórtices, diferentemente do observado em filmes infinitos.

Palavras chave: Supercondutividade. Fitas Supercondutoras. Força de Depinning. Arranjo Conforme.

Abstract

The behavior of vortices in type II superconductors in the presence of artificial pinning centers has attracted much attention in the last two decades, due to the possibility of enhancing the critical currents, as well as the variety of behaviors that the system can exhibit. Much has been done in recent years to understand the pinning mechanisms, including studies of infinite films under the influence of periodic and quasi-periodic arrays focusing on the commensurability effects, critical currents and vortex dynamic phases. However, when it comes to superconducting strips a lot of work is still required, especially when the system is under the influence of pinning centers. In this work, we study the dynamic behavior of vortices inside a type II superconducting strip in the presence of pinning centers with random distribution, hexagonal and two types of conformal arrays. The simulation was performed considering strips using Molecular Dynamics technique, each with different arrays of defects, immersed in the xy plane, with finite dimension in x and infinite in y , under a magnetic field applied perpendicular to the plane of the strips and zero temperature. As a result, it was found that the strip with random pinning distribution showed a gentle decay of the depinning forces as a function of the applied field. In addition, the presence of weakly pinned interstitial vortices was observed, resulting in low values of depinning force. The hexagonal array showed significant commensurability effects only at the first matching field, where there is a great increase of the depinning force, unlike that observed in infinite superconducting films, where several commensurability peaks in the critical current is observed. For the conformal arrays, we observed a depinning force stability as a function of the applied field, which agrees with what has been observed in infinite films. This stability is associated to the gradient distribution of defects in the central region of the sample associated with sixfold symmetry that the conformal transformation preserves, resulting in a more effective pinning. In one of the conformal lattices, a significant increase in the depinning forces in low fields was obtained when compared to the other arrays. Concerning to the dynamic regimes, vortices in strips tend to form well defined channels due to the influence of the surface current, which reduces the transverse motion of the vortices, different to that observed in infinite films.

Keywords: Superconductivity. Superconducting Strips. Depinning Forces. Conformal Arrays.

Sumário

1.	Introdução.....	10
1.1	Motivação	10
1.2	Histórico.....	12
2.	Supercondutividade.....	15
2.1.	Fenomenologia da supercondutividade	15
2.2	Supercondutores do tipo I e tipo II	20
2.3	Teoria London-London.....	24
2.4	Quantização do vórtice e interação entre vórtices	27
2.5	Efeitos de superfície em supercondutores com dimensão finita.....	30
2.6	Dinâmica de vórtices	32
3.	<i>Pinning</i>	34
3.1	Centros de <i>Pinning</i>	34
3.2	Redes de centros de <i>pinning</i>	38
3.2.1	Arranjo aleatório.....	39
3.2.2	Arranjo quadrado.....	40
3.2.3	Arranjo triangular ou hexagonal.....	43
3.2.4	Arranjo conforme	46
4	Modelo	53
4.1	Modelagem de uma fita supercondutora de tipo II.....	54
4.2	Metodologia e simulação.....	60
4.2.1	Simulated Annealing	61
4.2.2	Metodologia.....	66
4.2.3	Dinâmica de Langevin.....	67
5	Resultados	70
5.1	Fita com arranjo aleatório de centros de aprisionamento	70

5.2	Fita com arranjo periódico e quase-periódico de centros de aprisionamento.....	76
5.2.1	Comparativo com arranjo aleatório com baixos campos aplicados	76
5.2.2	Análise de comportamento dos vórtices sob influência da rede Hexagonal de centros de <i>pinning</i>	84
5.2.3	Análise de comportamento dos vórtices sob influência da rede Conforme1 de centros de <i>pinning</i>	90
5.2.4	Análise de comportamento dos vórtices sob influência da rede Conforme2 de centros de <i>pinning</i>	97
5.2.5	Comparativo geral entre os arranjos periódicos e quase-periódicos para campos magnéticos mais intensos	103
6	Conclusões e Perspectivas.....	112
7	Produção Científica	115
	Referências Bibliográficas.....	116

1. Introdução

1.1 Motivação

A possibilidade de criar novos dispositivos com uma maior eficiência energética se tornou viável após a descoberta de materiais supercondutores. Esses materiais são capazes de conduzir corrente elétrica sem dissipação até um determinado valor, denominado corrente crítica. Uma das áreas de pesquisa mais relevantes em supercondutividade, por causa das implicações tecnológicas, é justamente a que estuda o aumento da densidade de corrente crítica (J_C) do material.

Em supercondutores do tipo II, a resistência elétrica está associada ao movimento de vórtices. Se os vórtices se movimentam, estes induzem um potencial elétrico que dissipa energia no material, ou seja, surge uma resistência elétrica efetiva. Desta forma, a procura por meios de aprisionar um vórtice numa determinada posição, dificultando seu movimento, se tornou uma das principais áreas de pesquisa em supercondutividade. O meio mais eficaz de aprisionar vórtices é baseado em defeitos estruturais, que podem ser naturais ou artificiais (conhecidos como centros de *pinning*, ou centros de aprisionamento). Os centros de aprisionamento artificiais (CAs) são implementados para aprisionar vórtices em determinadas posições, dificultando assim seu movimento e aumentando a densidade de corrente crítica do material supercondutor (MATSUMOTO; MELE, 2010). No entanto, ainda não existe um consenso sobre a melhor forma de dispor estes CAs no material. Diversos estudos nas últimas décadas sobre filmes supercondutores implementaram distribuições aleatórias (KOLTON; DOMÍNGUEZ; GRØNBECH-JENSEN, 1999; OLSON; REICHHARDT, 2000; OLSON; REICHHARDT; BHATTACHARYA, 2001), periódicas (HARADA et al., 1996; REICHHARDT; GRONBECH-JENSEN, 2001; JAQUE et al., 2002; VELEZ et al., 2002; REICHHARDT; REICHHARDT, 2007; OOI; MOCHIKU; HIRATA, 2009a; REICHHARDT; OLSON REICHHARDT, 2009; CUPPENS et al., 2011; VERGA et al., 2013; SADOVSKYY et al., 2017; VIZARIM et al., 2017a), quase periódicas e conformes (MISKO; SAVEL'EV; NORI, 2006; SILHANEK et al., 2006; KRAMER et al., 2009; MISKO; NORI, 2012; GUÉNON et al., 2013; MOTTA et al., 2013; WANG et al., 2013; RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014a; REICHHARDT; REICHHARDT, 2016;

OLSON REICHHARDT et al., 2017), assim como mais recentemente os substratos periódicos de uma dimensão (GUILLAMÓN et al., 2014; LE THIEN et al., 2016) e com uma distribuição hiperuniforme de CAs (THIEN et al., 2016).

Para o caso de filmes infinitos, cada um destes arranjos de centros de *pinning* apresenta características que lhe são particulares, tanto no que se refere as densidades de correntes críticas, como as suas fases dinâmicas. Com relação as correntes críticas, por exemplo, o arranjo aleatório é o que apresenta os menores valores, devido a estabilização de vórtices em regiões intersticiais, tornando-os mais suscetíveis ao movimento (KOLTON; DOMÍNGUEZ; GRØNBECH-JENSEN, 1999; OLSON; REICHHARDT, 2000; OLSON; REICHHARDT; BHATTACHARYA, 2001). Os arranjos periódicos apresentam picos expressivos de corrente crítica quando a razão entre o campo magnético externo aplicado e o primeiro *matching field* corresponde a um número inteiro ou uma fração racional, onde o primeiro *matching field* é o campo necessário para que o número de vórtices seja igual ao número de CAs. Para esses valores de campo, devido aos efeitos de comensurabilidade entre a rede de vórtices e a rede de CAs, as correntes críticas crescem abruptamente, mas decaem também abruptamente ante qualquer variação de campo (REICHHARDT; GRONBECH-JENSEN, 2001; JAQUE et al., 2002; WU et al., 2004; CAO et al., 2007; REICHHARDT; REICHHARDT, 2007; REICHHARDT; OLSON REICHHARDT, 2009; CUPPENS et al., 2011; SADOVSKYY et al., 2017; VIZARIM et al., 2017a, 2017b). Por outro lado, os arranjos conformes apresentaram destaque nos últimos anos e vem sendo bastante pesquisado em filmes supercondutores de tipo II já que apresentam características muito importantes para aplicações tecnológicas, tais como; valores expressivos de corrente crítica e sua variação suave ante mudanças do campo magnético aplicado. (GUÉNON et al., 2013; WANG et al., 2013; RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014b; REICHHARDT; REICHHARDT, 2016; OLSON REICHHARDT et al., 2017).

No entanto, todos esses estudos de efeitos de *pinning* sobre a rede de vórtices foram realizados com filmes supercondutores infinitos (definimos aqui filmes infinitos como filmes com largura $w \gg \lambda$), onde os efeitos de superfície são menores (e nos casos de simulações numéricas, são desprezados). No caso de fitas supercondutoras, onde a largura da amostra é comparável ao comprimento de penetração λ , pouco tem sido feito (CARNEIRO, 1998; PLOURDE et al., 2000; DE SOUZA SILVA; CABRAL; AGUIAR, 2001; DE SOUZA SILVA; CABRAL; ALBINO AGUIAR, 2004; STAN; FIELD;

MARTINIS, 2004; REIS et al., 2007; KUIT et al., 2008; BARBA; AGUIAR, 2009; BERDIYOROV et al., 2015; VERGA, 2015; FILENGA, 2016; SILVA et al., 2016). Nesse caso, a interação das correntes superficiais com os vórtices é importante e estudos com arranjos de CAs quase inexistem teoricamente (REIS et al., 2007; BERDIYOROV et al., 2015; VERGA, 2015; FILENGA, 2016) ou experimentalmente (BRONSON; GELFAND; FIELD, 2006), devido à dificuldade na preparação de amostras com essas características. Por este motivo o objetivo deste trabalho é investigar o comportamento dos vórtices sobre a influência de um arranjo aleatório, um hexagonal e de dois tipos de arranjos conforme de CAs numa fita supercondutora. O cálculo será feito para campos magnéticos externos indo de zero até valores pouco acima do primeiro *matching field*. Iremos comparar os resultados referentes as correntes críticas e propriedades dinâmicas para os quatro diferentes tipos de arranjos de centros de *pinning* na fita, e também deveremos comparar estes resultados com os observados em filmes infinitos, com os mesmos arranjos de defeitos.

1.2 Histórico

Em 1911, enquanto Heike Kamerlingh Onnes investigava o mercúrio resfriado a baixas temperaturas, em aproximadamente 4,2K, ele descobriu um novo fenômeno. Nessa temperatura, o mercúrio deixava de exibir resistência elétrica de forma abrupta e completa (ONNES, 1911). Onnes denominou “supracondutividade” esse novo estado de resistência elétrica nula, e mais tarde ficou conhecido como “supercondutividade”. Pelo fato de ter sido o primeiro a liquefazer o hélio, permitindo o estudo de materiais a baixíssimas temperaturas, e pela descoberta da supercondutividade, Onnes ganhou o prêmio Nobel em 1913 (“Heike Kamerlingh Onnes - Biographical”, 2014). Desde então, o interesse em descrever o fenômeno da supercondutividade e os novos tipos de materiais que apresentavam esta característica aumentou consideravelmente (KETTERSON, 1999; POOLE et al., 2007).

Uma segunda característica fundamental da supercondutividade foi descoberta pouco depois por Walther Meissner e Robert Oschensfeld em 1933, mostrando que o supercondutor é mais do que simplesmente um condutor perfeito (MEISSNER; OCHSENFELD, 1933). Na idealização de um condutor perfeito, se o material for resfriado e submetido a um campo magnético externo, reagirá como um diamagneto

perfeito da mesma maneira que um supercondutor. A diferença entre eles ocorre se o processo for feito na ordem inversa. Se o material for primeiramente submetido a um campo magnético externo e depois resfriado, o supercondutor manterá seu comportamento de expelir o campo magnético, enquanto que o condutor perfeito não se torna um diamagneto perfeito. Esse comportamento presente em supercondutores é denominado efeito Meissner. Assim, a supercondutividade passa então a ser considerada um novo estado da matéria (MEISSNER; OCHSENFELD, 1933; KETTERSON, 1999; HOTT et al., 2005).

A primeira teoria que tornou possível uma descrição da supercondutividade foi idealizada pelos irmãos F. London e H. London em 1934 (LONDON; LONDON, 1935). Com uma teoria relativamente simples, suas equações complementam as equações de Maxwell descrevendo propriedades eletrodinâmicas dos supercondutores utilizando um modelo composto por dois fluidos, os elétrons normais e os superelétrons. Uma das grandezas mais importantes da supercondutividade leva o nome deles, a profundidade de penetração de London, usualmente denotado por λ .

A descoberta de supercondutores do tipo II só ocorreu com Shubnikov em 1935 (RJABININ; SHUBNIKOW, 1935), quando ele descobriu a existência de uma nova classe de supercondutores. Diferentemente dos supercondutores conhecidos até então, esta nova classe de materiais perdia sua característica supercondutora de uma maneira mais suave, não abrupta. Estes foram chamados, mais recentemente, de supercondutores do tipo II.

Em 1950, os físicos soviéticos Vitaly Ginzburg e Lev Landau desenvolveram uma outra teoria que descreve as propriedades termodinâmicas da transição do estado normal para o estado supercondutor. A teoria de Ginzburg-Landau, como é conhecida, é fenomenológica e utiliza alguns argumentos de mecânica quântica para sua formulação, como a “função de onda efetiva Ψ ”, que descreve o comportamento dos superelétrons no material supercondutor. Além disso, a teoria prevê a existência do comprimento de coerência (ξ), que é também uma grandeza fundamental na supercondutividade. A razão entre as duas grandezas fundamentais citadas dá origem ao chamado parâmetro de Ginzburg-Landau, $\kappa = \lambda/\xi$. Este parâmetro se tornou crucial para definir se um supercondutor é do tipo I ou do tipo II.

A primeira teoria microscópica da supercondutividade surgiu com Bardeen, Cooper e Schrieffer e ficou conhecida como teoria BCS em 1957 (BARDEEN; COOPER; SCHRIEFFER, 1957). Esta teoria possui uma sofisticada matemática e consegue descrever a origem microscópica da supercondutividade dos supercondutores ditos convencionais, dando fundamento as teorias de London e a de Ginzburg-Landau. Em 1972, os três envolvidos receberam o prêmio Nobel por sua grande contribuição. A teoria BCS descreve a interação atrativa entre elétrons, denominados pares de Cooper, interagindo com a rede através de fônons e considerando a existência de uma lacuna de energia entre o estado normal e o supercondutor. Segundo esta teoria, a formação dos pares de Cooper ocorre quando um elétron ao se mover pela rede causa uma deformação (fônon) devido à atração coulombiana. Essa densidade de carga positiva formada pela deformação na rede, atrai outro elétron que interage com este fônon e o primeiro elétron, formando um par de Cooper. No interior do supercondutor, todos os elétrons estão em constante processo de criação e destruição dos pares de Cooper, que possuem estado energético inferior aos elétrons normais. A teoria BCS explica o fato de a resistência elétrica ser nula, pois não há troca de energia entre o elétron e a rede (KETTERSON, 1999; HOTT et al., 2005; POOLE et al., 2007). No entanto, a teoria BCS é incapaz de descrever microscopicamente o interior dos supercondutores ditos não-convencionais e de alta temperatura crítica.

Alexei Abrikosov, em 1957, utilizou a teoria de Ginzburg e Landau para investigar o que ocorreria com o material se o parâmetro de ordem κ fosse grande, ou seja, $\xi < \lambda$. Isto levou a uma energia de superfície negativa que proporcionou a penetração de domínios magnéticos limitados pelo comprimento ξ , denominados vórtices. Para diferenciar esses supercondutores dos demais, ele os denominou como supercondutores do tipo II. Ele mostrou que o limite entre o que deveria ser definido como um supercondutor de tipo I e um de tipo II ocorria em $\kappa = 1/\sqrt{2}$. Ou seja, para $\kappa > 1/\sqrt{2}$ existe um aumento contínuo na penetração de fluxo partindo de um campo crítico inferior H_{c1} até um campo crítico superior H_{c2} . Outro resultado importante de Abrikosov foi a descoberta de que os vórtices no interior da amostra tendem a se organizar em uma rede regular, cada um com um quantum de fluxo $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-7} G.cm^2$. Apesar de Abrikosov ter previsto que a rede regular seria quadrada devido a um erro numérico, foi mostrado posteriormente que a rede triangular possuía um valor energético levemente inferior (ABRIKOSOV, 1957; KETTERSON, 1999).

Outro fenômeno importante foi descoberto pelo físico inglês Brian David Josephson em 1962, o denominado efeito Josephson (JOSEPHSON, 1962). Utilizando a teoria BCS, Josephson mostrou que quando dois materiais supercondutores estão fracamente interligados, separados apenas por uma barreira isolante muito fina, os pares de Cooper conseguem transpor a barreira energética criada pelo isolante, mesmo havendo uma diferença de potencial nula entre os dois supercondutores (KETTERSON, 1999). Devido a esta descoberta, Josephson ganhou o prêmio Nobel em 1973 e proporcionou a criação de magnetômetros muito sensíveis chamados SQUIDS (*Superconducting Quantum Interference Device*) (MAKHLIN; SCHÖN; SHNIRMAN, 2001).

Em 1962, Philip Warren Anderson mostrou que os vórtices na presença de uma força de Lorentz movimentam-se para equalizar a pressão magnética externa. O movimento destes vórtices cria campos elétricos ocasionando a dissipação de energia. Na tentativa de evitar o movimento dos vórtices, defeitos estruturais intrínsecos e artificiais denominados centros de aprisionamento (CAs) tem sido alvo de estudos (ANDERSON, 1962).

Mais recentemente em 1986 com Bednorz e Müller ocorreu a descoberta dos supercondutores de alta temperatura crítica (HTSC ou *high-T_c*), e como consequência houve um grande interesse pela física de vórtices. Para os HTSC o diagrama de fases do sistema de vórtices é complexo, exibindo uma grande variedade de fases termodinâmicas e transições de fase, das quais muitas ainda não são bem entendidas (KETTERSON, 1999).

2. Supercondutividade

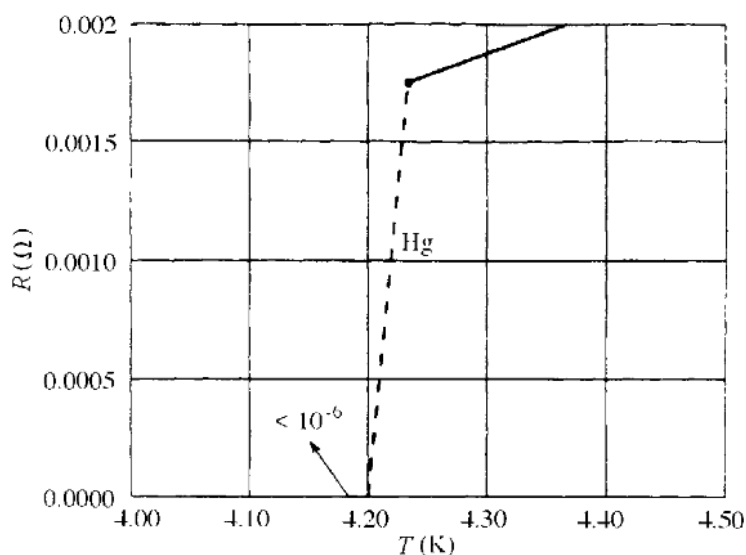
2.1. Fenomenologia da supercondutividade

Muitos materiais metálicos e de outros tipos podem apresentar uma transição de fase quando submetidos a uma determinada temperatura inferior a T_c . O material transiciona para um estado de resistência nula, como mostrado na Figura 2.1, o qual é chamado de estado supercondutor.

W. Meissner e R. Ochsenfeld em 1933 descobriram que quando o material supercondutor está imerso em um campo magnético, este consegue deter a penetração do

campo aplicado induzindo uma magnetização contrária ao campo aplicado. Esta segunda característica fundamental ficou conhecida como o efeito Meissner.

Figura 2.1 – Gráfico de resistência elétrica versus temperatura para o Hg, mostrando a abrupta mudança de resistência elétrica quando o material atinge a temperatura crítica, T_c



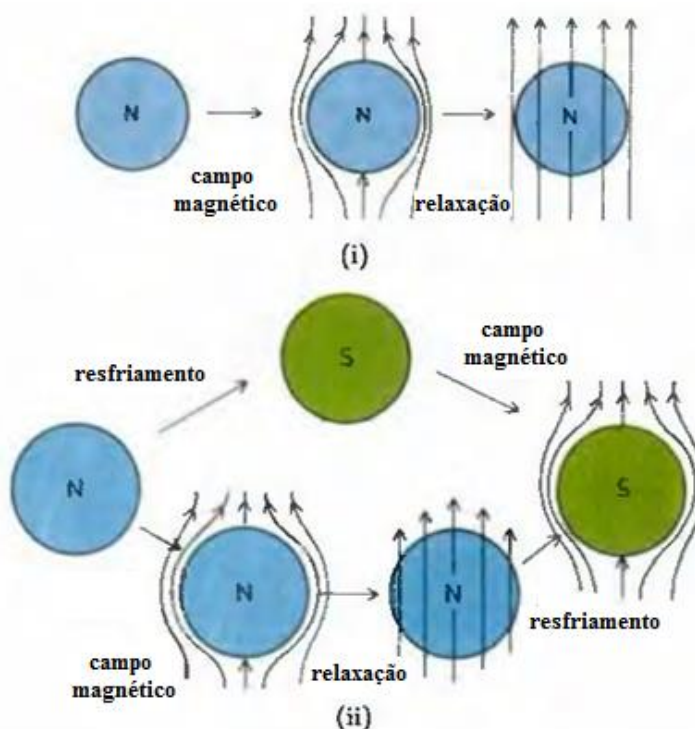
Fonte: Ketterson (1999), pg. 1

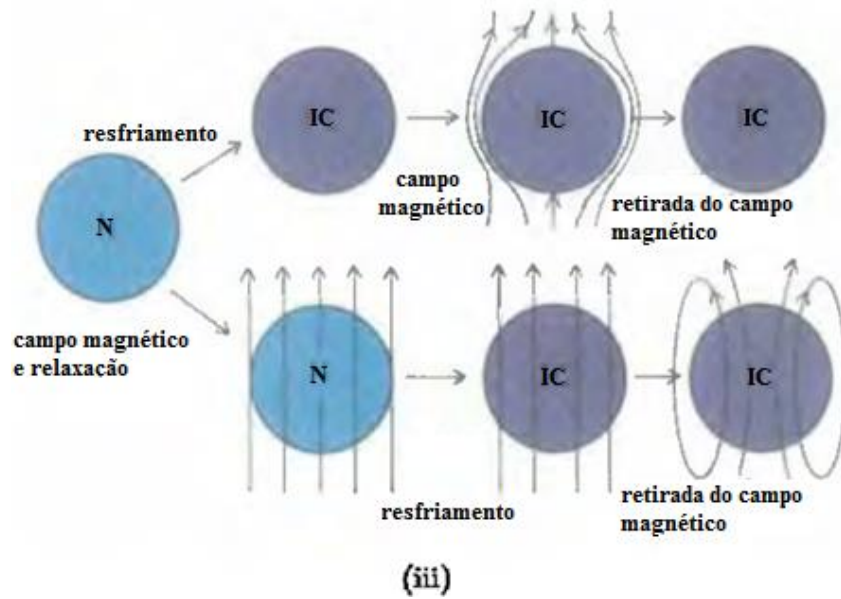
Ao unirmos as duas características fundamentais (resistência nula e efeito Meissner), podemos diferenciar o material supercondutor de um material condutor perfeito hipotético, o qual também não apresenta resistência elétrica mas não apresenta o efeito Meissner. Com este objetivo, pode-se realizar o experimento mental da Figura 2.2 (ANDRYUSHIN; GINZBURG, 2004), onde temos três possibilidades: (i), (ii) e (iii). As linhas de campo magnético são esquematizadas utilizando as setas que podem penetrar ou fluir ao redor da amostra. O estado do material pode ser denotado pela letra N (estado normal), S (estado supercondutor) ou por IC (condutor perfeito idealizado). As três possibilidades disponíveis são:

- (i) Um material condutor normal que possui uma determinada resistência não-nula: quando este material é submetido a um campo magnético externo, as leis da indução eletromagnética indicam o surgimento de correntes de Foucault que induzem um campo oposto ao externo, resistindo assim à penetração do campo magnético. Porém, devido à resistência não ser nula, essas correntes induzidas decaem rapidamente e a penetração do campo externo ocorre.

- (ii) Um material supercondutor: consideramos agora a transição para o estado supercondutor por dois caminhos distintos. Primeiramente, o material é resfriado até que atinja um valor abaixo da temperatura crítica T_c e posteriormente aplicamos o campo magnético externo. Devido ao efeito Meissner, o campo não pode penetrar na amostra. No entanto, um outro caminho possível seria primeiramente submeter o material a um campo magnético externo e depois resfriar a amostra. Nessa hipótese, durante a aplicação do campo magnético ocorre o processo descrito em (i) ainda acima de T_c . Mas ao resfriar a amostra abaixo de T_c , o material consegue expelir o campo que já estava em seu interior.
- (iii) Um material condutor perfeito idealizado: nesse material, o efeito Meissner não ocorre e é possível notar diferenças importantes. Se o material é resfriado na presença de um campo magnético, quando o estado de resistência nula é alcançado o campo magnético é conservado mesmo após a retirada do campo externo. No entanto, um material com estas características nunca foi observado.

Figura 2.2 – Esboço de comportamento de um material supercondutor e um hipotético material condutor perfeito. Na Figura N representa o material no estado normal, S no estado supercondutor e IC representa um condutor perfeito idealizado.



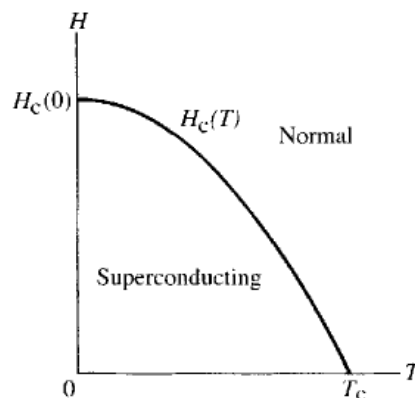


Fonte: Adaptação de Andryushin e Ginzburg (2004), pg. 15 - 16

No entanto, a supercondutividade não consegue se manter para altos valores de campo magnético externo. Para cada valor de temperatura, existe um valor de campo magnético crítico, $H_c(T)$, que destrói a supercondutividade. A Figura 2.3 ilustra de maneira geral a dependência do campo magnético crítico em função da temperatura. Experimentalmente é possível obter a expressão da Eq.(2-1) que mostra a dependência do campo magnético crítico em função da temperatura (TINKHAM, 2004),

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

Figura 2.3 – Dependência do campo magnético crítico em função da temperatura para supercondutores.



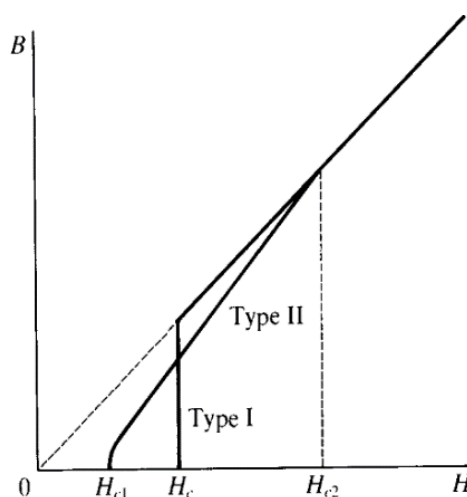
Fonte: Ketterson (1999), pg. 3

Vale ressaltar que, como dito anteriormente, a primeira teoria que surgiu para descrever fenomenologicamente as propriedades eletrodinâmicas de materiais supercondutores foi desenvolvida por F. London e H. London em 1935, conhecida como teoria London-London.

2.2 Supercondutores do tipo I e tipo II

Os supercondutores são classificados em duas classes, os do tipo I e os do tipo II. A principal diferença entre os dois tipos está relacionada à transição do estado supercondutor para o estado normal.

Figura 2.4 – Comparação da penetração de fluxo entre supercondutores de tipo I e tipo II, onde H é campo aplicado e B é o induzido.



Fonte: Tinkham (2004), pg. 12

Como pode ser visto na Figura 2.4, os supercondutores do tipo I são aqueles que apresentam uma transição direta e abrupta do estado supercondutor para o estado normal. Esta transição ocorre quando o material é submetido a valores de campo magnético, temperatura ou corrente elétrica acima de seus valores críticos. No entanto, os supercondutores do tipo II apresentam uma característica única com relação a sua transição do estado supercondutor para o normal. Com o aumento do campo magnético externo, o supercondutor do tipo II consegue se magnetizar expelindo totalmente o campo aplicado (estado de Meissner) até um certo valor crítico, denominado H_{c1} . Após este valor crítico, o material ainda se mantém no estado supercondutor, porém permite a entrada de linhas de fluxo de campo magnético quantizados [estado misto de Abrikosov

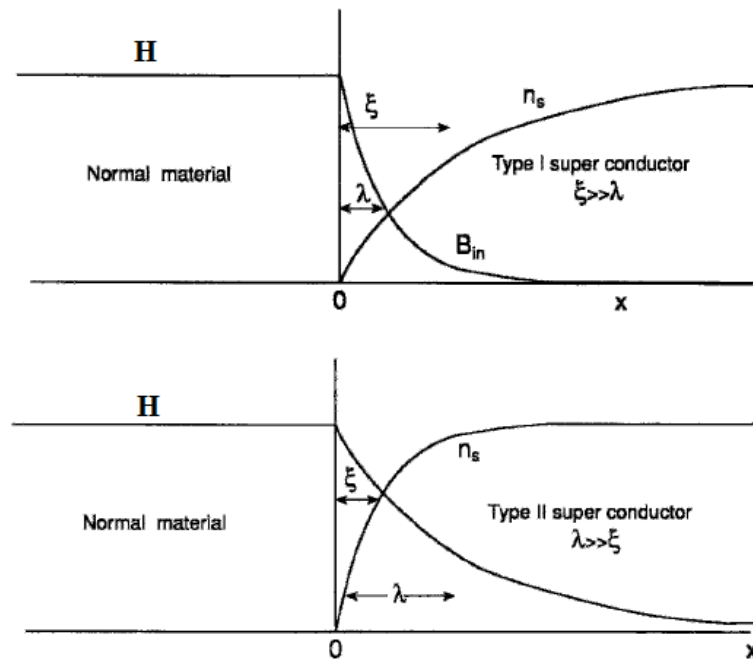
(ABRIKOSOV, 1957)], denominados vórtices. Esta densidade de vórtices no interior da amostra aumenta proporcionalmente conforme o campo externo é aumentado até atingir um segundo campo magnético crítico H_{c_2} , onde a densidade das linhas de fluxo é tão grande no interior da amostra que a supercondutividade é destruída.

Um parâmetro importante que determina se um supercondutor é do tipo I ou do tipo II é o parâmetro de Ginzburg-Landau, κ . Cada supercondutor possui um determinado valor κ obtido experimentalmente através da razão entre as duas grandezas importantes na supercondutividade [Eq.(2-2)], a profundidade de penetração λ e o comprimento de coerência ξ . A profundidade de penetração será discutida com mais detalhes posteriormente na teoria London-London, porém o comprimento de coerência só é inserido pela teoria de Ginzburg-Landau. Nessa teoria, o comprimento de coerência corresponde a distância na qual a densidade de elétrons supercondutores n_s aumenta de zero até um certo valor constante,

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi}. \quad (2-2)$$

Abrikosov mostrou que para valores de $\kappa < 1/\sqrt{2}$ o supercondutor é dito tipo I e não existe a penetração de vórtices, e para valores de $\kappa > 1/\sqrt{2}$ o supercondutor é de tipo II e vórtices podem penetrar no material (KETTERSON, 1999). A Figura 2.5 ilustra o comportamento dos supercondutores do tipo I e II com relação as grandezas fundamentais.

Figura 2.5 – Esboço de comportamento de supercondutor de tipo I e II com relação as grandezas fundamentais λ e ξ .

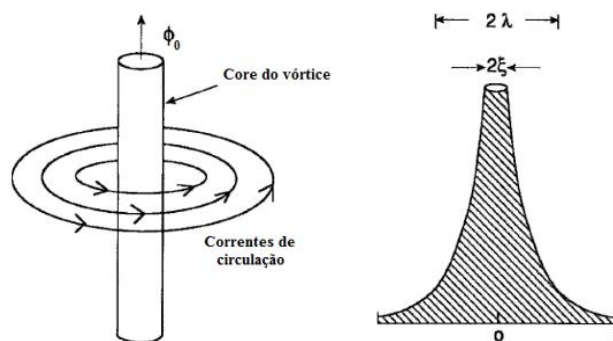


Fonte: Adaptação de Poole (2007), pg. 341

Os vórtices, em supercondutores de tipo II no estado misto (região de campos entre H_{c1} e H_{c2}), possuem um núcleo no estado normal por onde fluem as linhas de fluxo. Essas linhas de fluxo são circundadas por correntes de circulação que envolvem seu núcleo (Veja a Figura 2.6), fazendo com que o restante da amostra se mantenha no estado supercondutor. Pelo fato de ser quantizado, cada vórtice carrega consigo uma quantidade Φ_0 [Veja a Eq. (2-3)] de fluxo e organizam-se numa rede hexagonal, devido as interações do mesmo com os demais vórtices no interior da amostra supercondutora,

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2.07 \times 10^{-7} G \cdot cm^2. \quad (2-3)$$

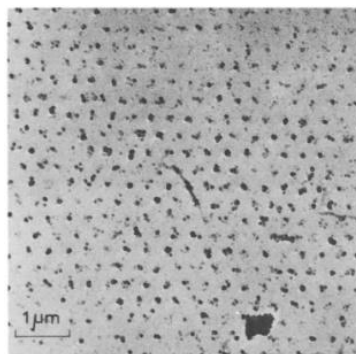
Figura 2.6 – Representações esquemáticas de um vórtice. Em (a) a representação do fluxo Φ_0 sendo blindado pelas correntes de circulação, e em (b), o comprimento de coerência ξ como sendo o raio do vórtice e o comprimento de penetração λ representando a penetração do fluxo Φ_0 no material.



Fonte: Adaptação de Poole (2007), pg. 342 e 346

A rede hexagonal de vórtices foi observada experimentalmente pela primeira vez por Essmann e Träuble em 1967 (ESSMANN; TRÄUBLE, 1967) através de decoração magnética associada com microscopia eletrônica, mostrado na Figura 2.7.

Figura 2.7 – Rede hexagonal de vórtices na superfície de Pb-4at%In com temperatura de 1,1K. Os pontos escuros são pequenas partículas ferromagnéticas presas pelas linhas de fluxo.



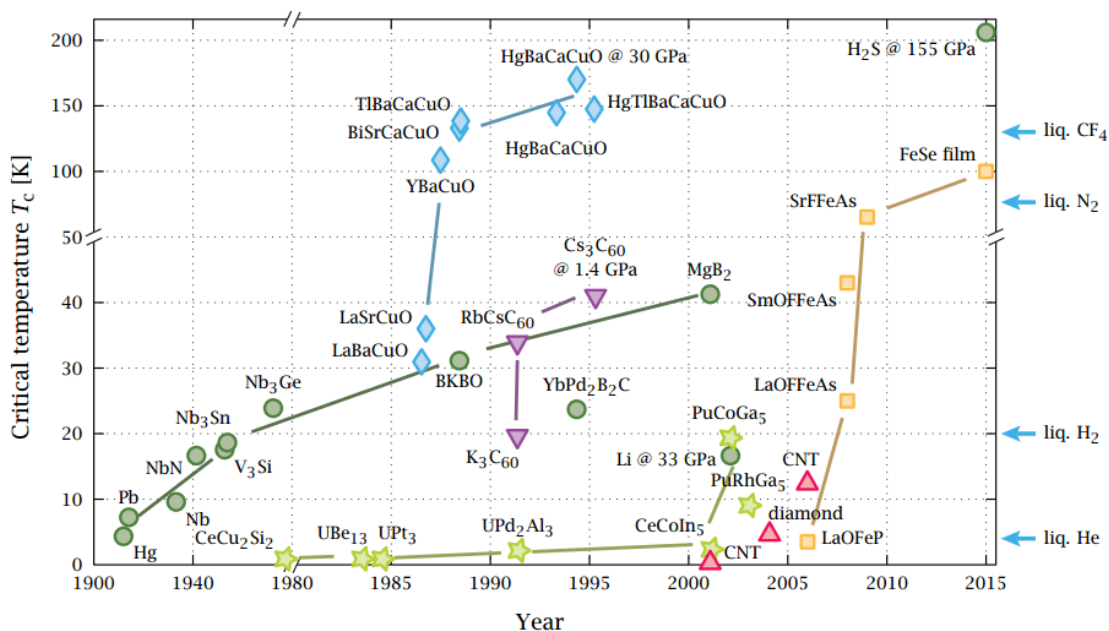
Fonte: Essbann e Träuble (1967)

Os conhecidos supercondutores de alta temperatura crítica (HTSC) estão dentro da classe de supercondutores de tipo II. O primeiro supercondutor de alta temperatura crítica foi descoberto por Bednorz e Muller em 1986, usando $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_{4-y}$ ($x = 0.2$) chegando a uma temperatura crítica de 30K. Recentemente muitos HTSC foram descobertos com temperatura crítica acima da temperatura do nitrogênio líquido (77K), entre eles podemos citar, por exemplo, o $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ que foi o primeiro a ultrapassar

a barreira do nitrogênio líquido (RAYCHAUDHURI et al., 1987), também podemos citar o $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, conhecido como Bi-2223 com $T_c = 110\text{K}$ e o $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$, conhecido como Hg-1223 com $T_c = 134\text{K}$ (KHARE, 2003).

A evolução dos supercondutores com relação a temperatura crítica pode ser vista também através da Figura 2.8, que mostra a T_c de alguns supercondutores convencionais de tipo I, passando pelos HTSC, pnictídeos até os mais recém-descobertos H_2S (RAY, 2016).

Figura 2.8 – A história da descoberta de alguns materiais supercondutores e suas temperaturas críticas.



Fonte: Ray (2016), pg. 8

2.3 Teoria London-London

A teoria de London-London consegue descrever fenomenologicamente algumas propriedades importantes dos supercondutores. A teoria parte do modelo de Drude-Lorentz para descrever o movimento dos elétrons em um metal. Com o intuito de modelar a resistência nula em materiais supercondutores, a interação dos elétrons com os íons da rede é desconsiderada conforme mostrado na Eq. (2-4), assim, os mesmos sentem apenas a influência do campo elétrico aplicado,

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}. \quad (2-4)$$

Sabendo que a densidade de corrente é dada pela Eq. (2-5), podemos reorganizar os termos e escrever a velocidade $\vec{v}$ em função da densidade de corrente $\vec{j}$, conforme apresentado na Eq. (2-6),

$$\vec{j} = n_s e \vec{v}, \quad (2-5)$$

$$\vec{v} = \frac{1}{n_s e} \vec{j}, \quad (2-6)$$

onde e é a carga do elétron e n é a densidade de elétrons condutores.

Ao aplicarmos a Eq. (2-6) na Eq. (2-4) e organizando os termos, chegamos na primeira equação de London [Eq. (2-7)]. Esta equação nos fornece informações sobre a condutividade perfeita em materiais supercondutores,

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{E}. \quad (2-7)$$

Para chegarmos a segunda equação de London, precisamos utilizar a quarta equação de Maxwell do eletromagnetismo, também conhecida como equação Ampère-Maxwell [Eq. (2-8)] e derivá-la no tempo, resultando na Eq. (2-9),

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad (2-8)$$

$$\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \frac{n_s e^2}{m} \vec{E}. \quad (2-9)$$

Tomando o rotacional em ambos os lados da Eq. (2-9) e usando a lei de indução de Faraday [Eq. (2-10)], chegamos na expressão da Eq. (2-11),

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2-10)$$

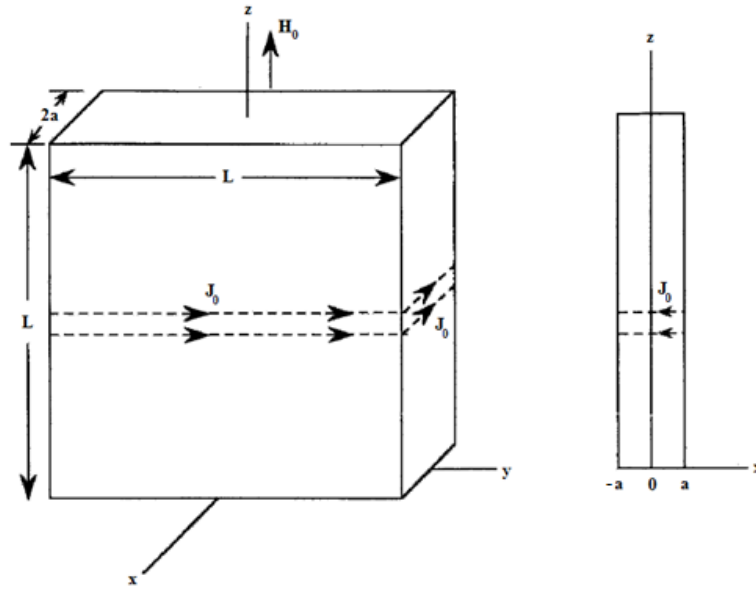
$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{4\pi n_s e^2}{mc^2} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2-11)$$

de onde podemos reorganizar os termos e escrever a segunda equação de London na Eq. (2-12), sabendo que $\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}$ é a conhecido profundidade de penetração de London,

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} + \frac{1}{\lambda^2} \vec{H} = 0. \quad (2-12)$$

Para entender como funciona a profundidade de penetração de London, utilizaremos um exemplo de um supercondutor retangular, conforme mostrado na Figura 2.9. O campo magnético é aplicado na direção z e as dimensões do supercondutor são $2a$ de espessura e L de comprimento e de altura.

Figura 2.9 – Ilustração de um supercondutor retangular com $2a$ de espessura muito menor que o comprimento e altura L . O campo H_0 é aplicado na direção z de forma a induzir uma corrente superficial J_0 conforme ilustrado.



Fonte: Adaptação de Poole (2007), pg. 156

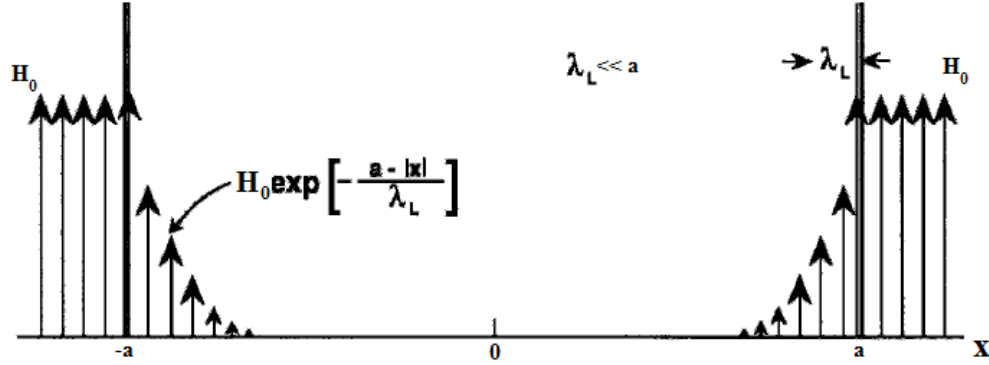
Para resolver o problema, utilizaremos a condição de contorno de que $\vec{H}_z(a) = \vec{H}_z(-a) = H_0 \hat{z}$. Desta forma, resolvendo a Eq. (2-12) com estas condições de contorno chegamos como resultado na expressão da Eq. (2-13). No entanto, esta expressão pode ser aproximada para a Eq. (2-14) desde que $\lambda \ll a$,

$$H_z(x) = H_0 \frac{\cosh\left(\frac{x}{\lambda}\right)}{\cosh\left(\frac{a}{\lambda}\right)}, \quad (2-13)$$

$$H_z(x) \approx H_0 \exp\left[\frac{-(a-|x|)}{\lambda}\right], \quad \lambda \ll a. \quad (2-14)$$

Um esboço deste resultado está ilustrado na Figura 2.10, onde é possível ver como ocorre o decaimento do campo magnético no interior do supercondutor de acordo com a profundidade de penetração λ .

Figura 2.10 – Ilustração do decaimento exponencial do campo magnético no interior de uma amostra supercondutora para o caso onde $\lambda \ll a$. A figura possui simetria em relação ao ponto de origem $x = 0$.



Fonte: Adaptação de Poole (2007), pg. 156

2.4 Quantização do vórtice e interação entre vórtices

Como discutido anteriormente, em supercondutores de tipo II ocorre a penetração de vórtices no chamado estado misto. Nesta seção, mostraremos que a penetração ocorre de forma quantizada e que a interação de um vórtice com os demais é repulsiva. Para isso, consideraremos um único vórtice no limite extremo que $\xi \rightarrow 0$, para o qual a aproximação de London é uma boa descrição do fenômeno. Usando então a Eq. (2-12) derivada no tempo, temos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} + \frac{4\pi n_s e^2}{mc^2} \vec{H} \right] = 0. \quad (2-15)$$

Utilizando a Lei de Ampère [Eq.(2-8)] e integrando sobre uma área $\mathcal{A}$ interseccionando o vórtice no plano perpendicular ao seu eixo, temos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \left[\frac{mc^2}{n_s e^2} \vec{\nabla} \times \vec{j} + \vec{H} \right] d\mathcal{A} = 0. \quad (2-16)$$

Ao integrar Eq.(2-16) no tempo permitimos a possibilidade de uma constante de integração não nula, assim:

$$\int \left[\frac{mc^2}{n_s e^2} \vec{\nabla} \times \vec{j} + \vec{H} \right] \cdot d\mathcal{A} = \Phi. \quad (2-17)$$

Agora aplicando a Lei de Stokes em Eq.(2-17) temos:

$$\frac{mc}{n_s e^2} \oint \vec{j} \cdot d\vec{\ell} + \int \vec{H} \cdot d\vec{\mathcal{A}} = \Phi. \quad (2-18)$$

Se considerarmos o contorno da área $\mathcal{A}$ sendo suficientemente grande, podemos esperar que o primeiro termo da Eq.(2-18) seja exponencialmente pequeno (pois a corrente decai exponencialmente com λ). Assim, identificamos Φ como o fluxo total contido no filamento. Fazemos então a substituição de $\vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$, com $\vec{A}$ sendo o potencial vetor, na Eq.(2-18) e chegamos em:

$$\frac{mc}{n_s e^2} \oint \vec{j} \cdot d\vec{\ell} + \int \vec{\nabla} \times \vec{A} \cdot d\vec{\mathcal{A}} = \Phi. \quad (2-19)$$

Aplicando novamente a Lei de Stokes em Eq(2-19) temos:

$$\oint \left[\frac{mc}{n_s e^2} \vec{j} + \vec{A} \right] \cdot d\vec{\ell} = \Phi. \quad (2-20)$$

Usando a Eq.(2-5) e que o momento $\vec{p} = m\vec{v}$, chegamos em:

$$\oint \left[\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right] \cdot d\vec{\ell} = \frac{e}{c} \Phi. \quad (2-21)$$

O integrando pode ser identificado como o momento canônico associado ao movimento de uma partícula carregada na formulação da mecânica Hamiltoniana. Desta forma, London concluiu que a supercondutividade era um fenômeno quântico macroscópico e sugeriu que a Eq.(2-21) deveria seguir a regra de quantização de Bohr-Sommerfield para o movimento de um elétron (KETTERSON, 1999), ou seja,

$$\frac{|e|\hbar}{c} \Phi = nh, \quad (2-22)$$

onde n é um inteiro. Posteriormente, a teoria de Ginzburg-Landau permitiu um caso mais geral, onde $e \rightarrow e^*$, e pelo trabalho de Bardeen, Cooper e Schrieffer (Teoria BCS) é mostrado que $e^* = 2e$, devido ao par de Cooper. Logo, a Eq.(2-22) se torna,

$$\Phi = n\Phi_0, \quad (2-23)$$

onde $\Phi_0 = hc/2e$.

Dessa forma, a penetração de fluxo ocorre na forma de domínios quantizados chamados vórtices em supercondutores de tipo II. No modelo descrito, onde tratamos $\xi \rightarrow 0$, adicionamos o vórtice na equação de London [Eq.(2-10)] da seguinte forma:

$$\lambda^2 \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} + \vec{H} = \Phi_0 \hat{z} \delta^{(2)}(\vec{r}), \quad (2-24)$$

onde $\delta^{(2)}(\vec{r})$ é a função delta de Dirac em duas dimensões e $\hat{z}$ é o vetor unitário paralelo ao eixo do vórtice. Ao escrevermos a Eq.(2-24) em coordenadas cilíndricas chegamos na expressão da Eq.(2-25).

$$H_z - \frac{\lambda^2}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dH_z}{dr} \right) = \Phi_0 \hat{z} \delta^{(2)}(\vec{r}), \quad (2-25)$$

onde o lado esquerdo da expressão da Eq.(2-25) é um caso especial da equação de Bessel e sua solução para o caso onde r é próximo de zero é dado por

$$H_z = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0 \left(\frac{r}{\lambda} \right), \quad (2-26)$$

onde K_0 é a função de Bessel modificada de ordem zero.

A energia do vórtice pode ser descrita através da energia cinética de um superfluido e da equação de London. Assim, considerando apenas um único vórtice, sua energia pode ser descrita como:

$$E = \frac{L}{8\pi} \int \left[\vec{H}^2 + \lambda^2 (\vec{\nabla} \times \vec{H})^2 \right] d^2r, \quad (2-27)$$

onde L é o comprimento do vórtice. Ao integrarmos por partes a Eq.(2-24) chegaremos em:

$$\frac{E}{L} = \frac{\lambda^2}{8\pi} \oint \vec{H} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \cdot d\ell + \frac{1}{8\pi} \int \vec{H} \cdot [\vec{H} + \lambda^2 \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H}] d^2r. \quad (2-28)$$

Como resultado final desta integração chegaremos a uma expressão para a energia do vórtice por unidade de comprimento dada pela expressão da Eq.(2-29),

$$\frac{E}{L} = \frac{\Phi_0^2}{(4\pi\lambda)^2} \ln \left(\frac{\lambda}{\xi} \right). \quad (2-29)$$

Com o intuito de analisar a interação entre vórtices, faremos agora a generalização da Eq.(2-12) para o caso de dois vórtices paralelos,

$$\lambda^2 \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} + \vec{H} = \Phi_0 \hat{z} [\delta^{(2)}(\vec{r} - \vec{r}_1) + \delta^{(2)}(\vec{r} - \vec{r}_2)]. \quad (2-30)$$

Seguindo um procedimento análogo ao descrito anteriormente, ou seja, tratando a energia dos vórtices como a energia cinética de superfluidos e integrando toda a expressão, chegamos ao resultado da interação de dois vórtices descrito pela Eq.(2-31),

$$\frac{E^{(1,2)}}{L} = 2 \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 K_0 \left(\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{\lambda} \right), \quad (2-31)$$

sendo que esta expressão de energia possui sinal positivo e, portanto, a interação entre os vórtices é repulsiva.

2.5 Efeitos de superfície em supercondutores com dimensão finita

Como o objetivo deste trabalho é simular um sistema de vórtices no interior de uma fita supercondutora, é necessário considerar os efeitos de superfície nas proximidades da borda da fita. Para isso, utilizaremos o modelo de Bean-Livingston (BEAN; LIVINGSTON, 1964) para entender como funciona a interação dos vórtices com as correntes de blindagem superficiais que circulam o supercondutor.

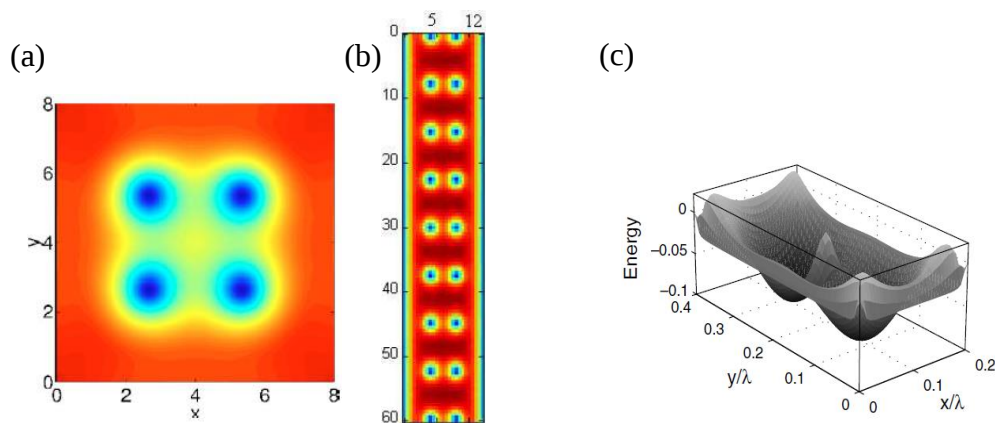
O modelo de Bean-Livingston introduz duas interações para satisfazer as condições de contorno da borda do material. A primeira é a interação do vórtice com sua “imagem” na parte exterior do material. O vórtice “imagem” possui vorticidade oposta ao do vórtice real e, portanto, eles possuem uma interação atrativa. Este método se assemelha ao método das imagens utilizada no eletromagnetismo clássico com cargas pontuais. A outra interação é a do vórtice com as correntes superficiais da borda, que é repulsiva e faz com que o vórtice seja empurrado para o centro da amostra. A competição entre essas duas interações é capaz de simular o efeito de superfície numa amostra supercondutora finita.

Uma grande variedade de trabalhos experimentais e teóricos vem sendo conduzidos verificando os efeitos de superfície em supercondutores semi-infinitos (fitas e fios) e finitos (discos e placas) com relação a dinâmica de vórtices, magnetização, correntes críticas e fases dinâmicas (CARNEIRO, 1998; VENEGAS, 1999; PLOURDE

et al., 2000; DE SOUZA SILVA; CABRAL; AGUIAR, 2001; SANCHEZ; NAVAU, 2001; DE SOUZA SILVA; CABRAL; ALBINO AGUIAR, 2004; STAN; FIELD; MARTINIS, 2004; BRONSON; GELFAND; FIELD, 2006; SARDELLA et al., 2006; REIS et al., 2007; BARBA; AGUIAR, 2009; KRAMER et al., 2010; SARDELLA; BRANDT, 2010; BARBA-ORTEGA; SARDELLA; AGUIAR, 2011; BERDIYOROV et al., 2015; SILVA et al., 2016). No entanto, o número de estudos especificamente com fitas supercondutoras ainda é muito menor que o número de trabalhos com filmes infinitos, os quais estudam configurações de vórtices, correntes críticas, magnetização, efeitos de comensurabilidade, fases dinâmicas, entre outros (HARADA et al., 1996; MOSHCHALKOV et al., 1998; KOLTON; DOMÍNGUEZ; GRØNBECH-JENSEN, 1999; METLUSHKO et al., 1999; ZHU et al., 2001; JAQUE et al., 2002; VELEZ et al., 2002; WU et al., 2004; CAO et al., 2007; REICHHARDT; REICHHARDT, 2007; OOI; MOCHIKU; HIRATA, 2009b; REICHHARDT; OLSON REICHHARDT, 2009; YETİŞ, 2010; CUPPENS et al., 2011; HE et al., 2012; SHI-KUN et al., 2012; GUÉNON et al., 2013; VERGA et al., 2013; BOTHNER et al., 2014; CUADRA-SOLÍS et al., 2014; YETİS, 2015; LE THIEN et al., 2016; REICHHARDT; REICHHARDT, 2016; OLSON REICHHARDT et al., 2017; SADOVSKYY et al., 2017; VIZARIM et al., 2017a).

Como forma de melhor ilustrar o comportamento de vórtices nas proximidades da superfície do material supercondutor, a Figura 2.11 (a) e (b) mostram resultados de simulação da configuração de equilíbrio de vórtices em um supercondutor quadrado e em uma fita, respectivamente. A Figura 2.11 (c) mostra a energia total do sistema com um vórtice localizado no centro de um supercondutor retangular.

Figura 2.11 – Resultados de simulações da interação de vórtices com a superfície do material supercondutor. No painel (a) está ilustrada a configuração de equilíbrio de vórtices num supercondutor quadrado, distâncias normalizadas por $\xi(0)$. Em (b) está a configuração de equilíbrio de vórtices numa fita supercondutora com distâncias normalizadas por $\xi(0)$, e em (c) a energia total de um vórtice no centro de um supercondutor retangular.



Fonte: Sardella et al. (2006), Barba; Aguiar (2009), De Souza Silva; Cabral; Aguiar (2001)

2.6 Dinâmica de vórtices

Como mostrado na seção 2.4, a interação que existe entre vórtices é repulsiva. Isto também pode ser entendido como a interação repulsiva das correntes de circulação que aprisionam as linhas de fluxo. Dessa forma, é intuitivo pensar que os vórtices também sentem a influência de uma corrente elétrica de transporte aplicada no material.

De acordo com Anderson (ANDERSON, 1962), o movimento de vórtices no interior da amostra supercondutora ocorre de maneira a igualar a pressão magnética externa no supercondutor. Esse movimento de vórtices induz um potencial elétrico no interior da amostra que funciona como uma resistência efetiva, dissipando energia e destruindo a supercondutividade localmente. Na teoria de Bardeen-Stephen (BARDEEN; STEPHEN, 1965) foi possível estimar pela primeira vez o coeficiente de dissipação de energia gerado pela interação dos fluxóides com a corrente de transporte. De maneira análoga à teoria de London, o modelo de Bardeen-Stephen considera o vórtice como um cilindro de raio ξ , o qual em seu interior o material está no estado normal. Dessa forma, a dissipação é dada pela expressão da Eq. (2-29), onde Φ_0 é o quantum de fluxo, H_{c_2} é o campo magnético crítico superior, c é a velocidade da luz no vácuo e ρ_n é a resistividade do material no estado normal,

$$\eta = \frac{\Phi_0 H_{c2}}{c^2 \rho_n}. \quad (2-29)$$

Assim, a força que causa a dissipação deve ser análoga a uma força de arraste de uma partícula pontual com velocidade $\vec{v}$ imersa num fluido viscoso com coeficiente de atrito viscoso η ,

$$\eta \vec{v} = \frac{\Phi_0 \vec{J}}{c}. \quad (2-30)$$

Pela lei de Ohm, podemos associar o campo elétrico a resistividade através da Eq.(2-31a). Quando um estado estável é mantido (com uma corrente $\vec{J}$ constante), o campo elétrico gerado pelo movimento do fluxo é escrito pela Eq.(2-31b),

$$\vec{E} = \rho_f \vec{J}, \quad (2-31 a)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{c} \vec{B} \times \vec{v}. \quad (2-31 b)$$

Se igualarmos as expressões para o campo elétrico das Eq. (2-31a) e (2-31b), podemos encontrar que a resistividade de *flux flow* devido ao arraste dos vórtices imersos no fluido viscoso será descrito pela Eq. (2-32),

$$\rho_f = \frac{dE}{dJ} = B \frac{\Phi_0}{\eta c^2}. \quad (2-32)$$

Finalmente, substituindo o coeficiente de atrito viscoso de Bardeen-Stephen, mostrado na Eq.(2-29), na Eq.(2-32) chegaremos na razão entre a resistividade de *flux flow* e a resistividade do material no estado normal [Eq.(2-33)],

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{B}{H_{c2}}. \quad (2-33)$$

Assim, quando $B = H_{c2}$ temos o material no seu estado normal, e as resistências de *flux flow* e do material no estado normal se igualam. Portanto, se tivermos algo que impeça a movimentação dos vórtices, conseguimos manter o material supercondutor sem uma resistência efetiva para um valor mais alto de corrente de transporte aplicada, o que torna interessante para aplicações tecnológicas. Para isso, surgem os centros de *pinning*, ou centros de aprisionamento.

3. *Pinning*

No final dos anos 80, houve uma grande dúvida sobre a real aplicação da supercondutividade devido ao movimento dos vórtices dissipar energia (ANDERSON, 1962; POOL, 1989a), porém pouco tempo depois foi publicado outro artigo referenciando a implementação de defeitos artificiais para aumentar a corrente crítica do supercondutor (POOL, 1989b). Desde então, uma grande variedade de pesquisas tem sido elaborada visando implementar e compreender os efeitos desses defeitos artificiais nos materiais supercondutores com intuito de controlar e aumentar a corrente crítica.

3.1 Centros de *Pinning*

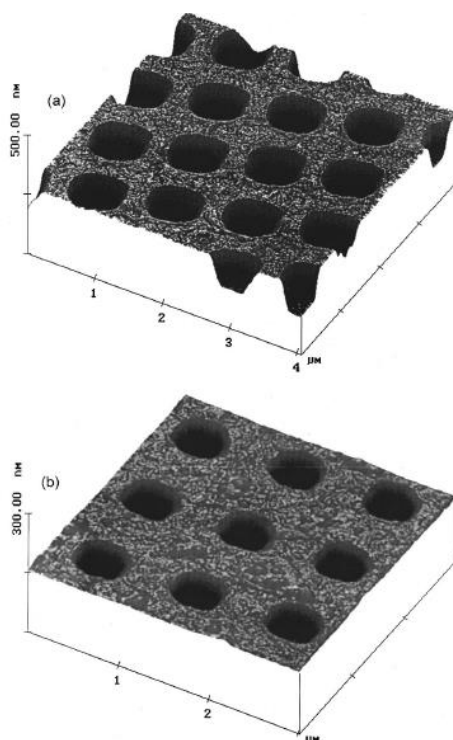
Centros de *pinning* são defeitos presentes no material que podem ser intrínsecos ou podem ser colocados artificialmente. Se pensarmos numa tradução literal, estes seriam centros de “aprisionamento” (CAs). Estes centros funcionam como potenciais atrativos aprisionando os vórtices em determinadas posições ou ao menos dificultando seu movimento. Este aprisionamento é essencial para aplicações tecnológicas de supercondutores. Devido à grande variedade de tipos de centros de *pinning*, estes podem ser divididos de diversas formas, como por exemplo, divididos por tamanho em 0D, 1D, 2D ou 3D (SIMÕES, 2007a; MATSUMOTO; MELE, 2010).

Os centros de *pinning* de dimensão zero (0D), são aqueles que possuem tamanho menor que uma célula unitária do supercondutor. Nessa escala, os centros de *pinning* mais comuns são vacâncias, átomos substitucionais ou intersticiais. Os chamados de dimensão um (1D), são aqueles que possuem o tamanho da ordem de grandeza da célula unitária, por exemplo, podem-se destacar as maclas, deslocamentos, falhas de empilhamento ou ainda defeitos colunares provocados por bombeamento de íons pesados no material supercondutor. Por fim, os chamados 2D ou 3D, são aqueles defeitos de contorno de grão e precipitados.

Com o avanço da nanotecnologia tornou-se mais fácil trabalhar com a criação desses centros de *pinning*, inclusive implementando-os na amostra com periodicidade, adicionando características importantes aos supercondutores. Existem diversas formas de introduzir centros de *pinning*s na amostra, por exemplo, furos em nanoescala, litografia por feixe de elétrons (EBL), sobreposição de pontos magnético, tratamentos térmicos para aumentar ou diminuir contornos de grão, entre outros (MATSUMOTO; MELE, 2010; YU, 2010).

Os furos em nanoescala, ou “*nanoscale holes*”, é uma técnica que consiste basicamente em perfurar o material. Estes furos podem ser feitos de duas formas: a perfuração total da amostra, conhecido como “*antidots*”, ou o furo parcial, conhecido como “*blind holes*”, que são realizados utilizando o bombardeamento com íons pesados, ou por litografia de feixe de elétrons. O aprisionamento ideal, ou seja, a quantidade, tamanho e formatos ideais dos centros de *pinning* tem intrigado os cientistas recentemente. (MOSHCHALKOV et al., 1998; HOFFMANN; PRIETO; SCHULLER, 2000; YU, 2010; HE et al., 2012; KOSHELEV et al., 2016; SADOVSKYY et al., 2017).

Figura 3.1 – Em (a) a imagem de AFM das redes de centros de aprisionamento na multicamada de [Pb(150Å)/Ge(140Å)] com *antidots* de diâmetro $D = 0.6 \mu\text{m}$ distribuídos com simetria quadrada. Em (b) a imagem AFM do filme de WGe (600Å) com a rede quadrada de antidots com diâmetro $D = 0.35 \mu\text{m}$.

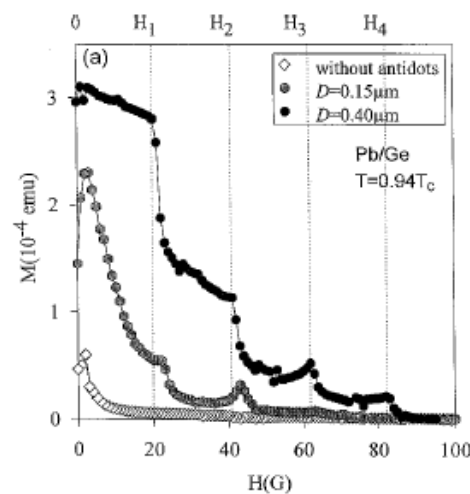


Fonte: Moshchalkov et al. (1998)

Com relação ao tamanho do centro de *pinning*, foi realizado um trabalho experimental conduzido por Moshchalkov (MOSHCHALKOV et al., 1998) utilizando multicamadas supercondutoras de Pb/Ge e um filme único de WGe decorados com uma rede quadrada de centros de aprisionamento artificiais (Figura 3.1). Neste trabalho, foram medidas as densidades de corrente crítica em função dos tamanhos dos centros de *pinning*

(Figura 3.2). Como resultado, os centros de *pinning* que possuíam um tamanho maior que $\xi(T)$ eram mais eficientes que aqueles que possuíam o tamanho da ordem do comprimento de coerência. O argumento para corroborar este resultado é que os defeitos com tamanho maior conseguiam aprisionar mais vórtices no mesmo centro de *pinning*, arranjo conhecido como *multiquanta*. Já os centros de *pinning* menores saturavam mais facilmente, permitindo que vórtices ficassem localizados em regiões intersticiais facilitando assim o seu movimento com a aplicação da corrente de transporte.

Figura 3.2 – Magnetização M em função do campo aplicado H primeiramente sem defeitos e depois variando o tamanho dos *antidots*.

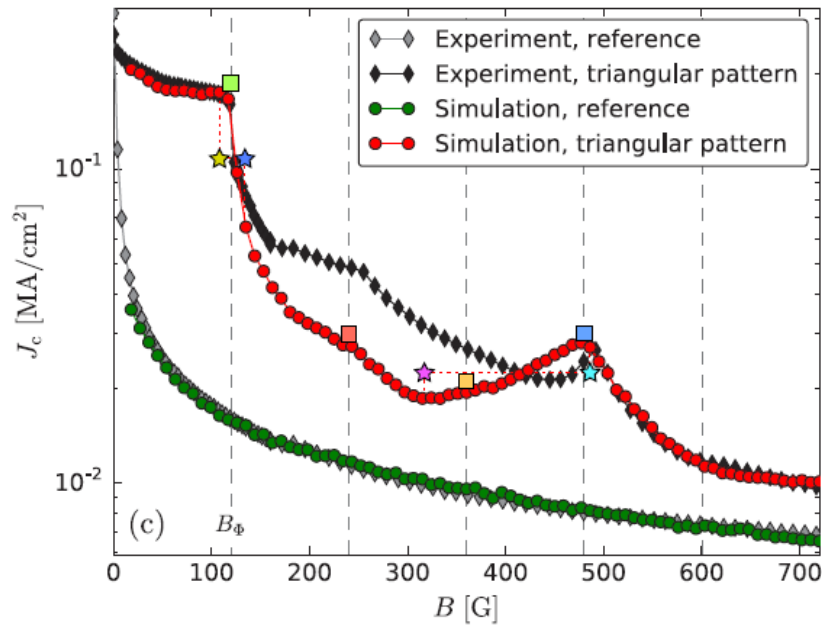


Fonte: Moshchalkov et al. (1998)

Outro exemplo de trabalho, este bem mais recente, conduzido por Sadovskyy (SADOVSKYY et al., 2017) procurou analisar experimentalmente e teoricamente o comportamento dos centros de *pinning* com relação ao seu tamanho, força e a densidade dos defeitos na amostra. Foi preparado um filme de MoGe com uma rede hexagonal de centros de *pinning* com parâmetro de rede de 446 nm, cada defeito com diâmetro de 150 nm. Os defeitos foram introduzidos na amostra por litografia por feixe de elétrons e pela técnica de corrosão por íon reativo. Também foi realizada a simulação utilizando as equações de Ginzburg-Landau para verificar o comportamento dinâmico dos vórtices sobre a influência da rede hexagonal de centros de *pinning*. Como resultado, Sadovskyy observou boa concordância entre os resultados experimentais e os simulados. A Figura 3.3 mostra a corrente crítica em função do campo aplicado, verificando picos da corrente crítica para alguns valores do campo aplicado. Os picos de corrente nestes valores específicos de campo magnético aplicado são consequência do efeito de

comensurabilidade entre a rede de vórtice e a rede de centros de *pinning*. Usualmente estes efeitos ocorrem para valores inteiros ou frações racionais de H/H_ϕ , onde H é o campo aplicado e H_ϕ é o primeiro *matching field*.

Figura 3.3 – Densidade de corrente crítica J_c em função do campo aplicado B do filme de MoGe sob influência da rede hexagonal de defeitos. Curvas obtidas experimentalmente e através da simulação.

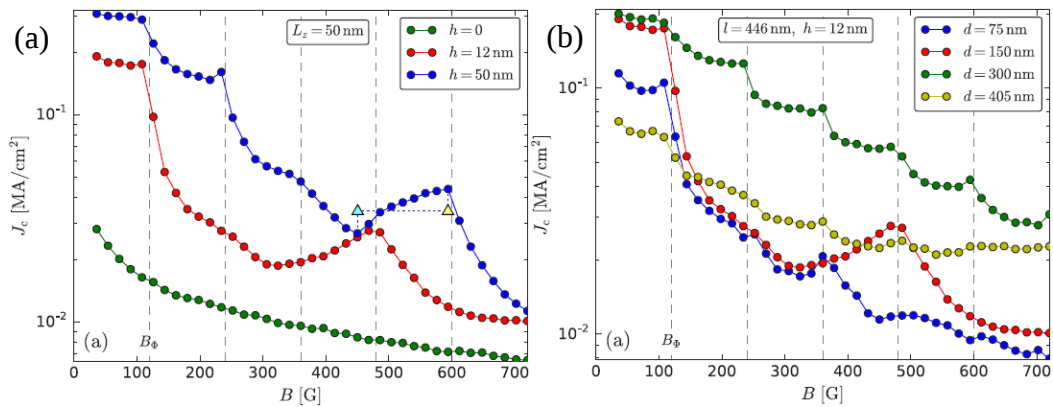


Fonte: Sadovskyy et al. (2017)

Como foi dito anteriormente, o trabalho buscava compreender a influência da força e do tamanho do defeito. Para isso, ele simulou o sistema variando a profundidade do furo na amostra (ou seja, variou a força do centro de *pinning*) e também o diâmetro do furo. Como resultado ele obteve os gráficos mostrados na Figura 3.4 (a) e (b), que mostram a densidade de corrente crítica em função do campo aplicado. É possível ver que, de maneira geral, a densidade de corrente crítica aumenta com a profundidade (h) do furo, porém os picos podem se deslocar [Figura 3.4(a)]. Isto é consequência do ordenamento da rede de vórtices que se altera de acordo com a força do centro de *pinning*. Este tipo de influência da força do centro de *pinning* já foi investigada em trabalhos anteriores (REICHHARDT et al., 2001; REICHHARDT; GRØNBECH-JENSEN, 2001; REICHHARDT; REICHHARDT, 2007; REICHHARDT; OLSON REICHHARDT, 2009; WANG et al., 2013). Já o efeito de tamanho mostra que a densidade de corrente crítica depende fortemente do diâmetro (d) do defeito [Figura 3.4 (b)]. Pelo fato do menor

centro de *pinning* conseguir aprisionar apenas um vórtice, a corrente crítica é menor de maneira geral e exibe picos pronunciados apenas para $B = B_\phi$ e $B = 3B_\phi$. Porém, ao utilizar um defeito grande demais (é o caso de $d = 405$ nm), grande parte da amostra foi perfurada e parte da supercondutividade é perdida. Os efeitos de tamanho do centro de *pinning* também já foram amplamente estudados na literatura (AL KHAWAJA et al., 2006; BERDIYOROV; MILOŠEVIĆ; PEETERS, 2006a, 2006b, 2009).

Figura 3.4 – Densidade de corrente crítica J_c em função do campo aplicado B do filme de MoGe sob influência da rede hexagonal de defeitos. Curvas obtidas através da simulação.



Fonte: Sadovskyy et al. (2017)

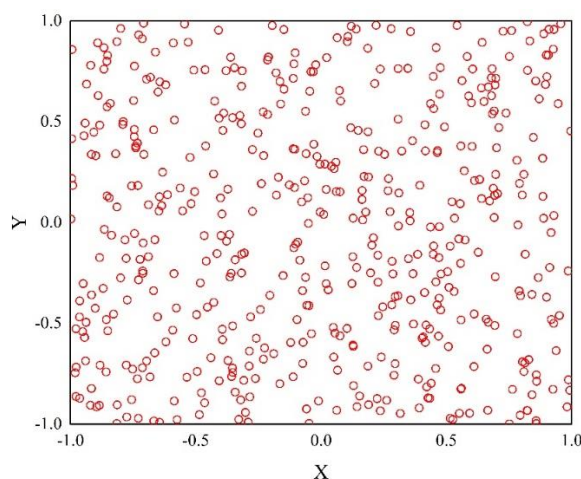
3.2 Redes de centros de *pinning*

A rede de centros de *pinning* podem ser dispostos em um filme supercondutor de diversas formas. Muitos trabalhos já foram realizados investigando os efeitos de vários arranjos de centros de aprisionamento (CAs). Podemos listar os mais comuns como sendo: o arranjo aleatório, triangular, quadrado, retangular, *Kagomé* e *honeycomb* (favo de mel). Porém, mais recente os arranjos quase-periódicos vem atraindo muita atenção, como por exemplo, arranjo Penrose, *shield tiling*, redes de Arquimedes, *tuebingen triangle tiling* e *hyperbolic-tessellation* devido a sua capacidade de ter efeitos de comensurabilidade não usuais (KEMMLER et al., 2006; MISKO; SAVEL'EV; NORI, 2006; SILHANEK et al., 2006; MISKO; NORI, 2012; BOTHNER et al., 2014; RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014a). Também citamos o arranjo conforme, que consiste em aplicar uma transformação matemática a uma rede de pontos qualquer, resultando numa corrente crítica relativamente estável, sem sofrer flutuações muito intensas com a variação do campo magnético externo. Nesta seção vamos listar os principais arranjos de centros de *pinning* e seus efeitos sobre os vórtices.

3.2.1 Arranjo aleatório

O arranjo aleatório de centros de *pinning* foi um dos primeiros arranjos a ser utilizado e, por isso, existem muitos trabalhos utilizando este arranjo tanto em filmes infinitos (GRØNBECH-JENSEN; BISHOP; DOMÍNGUEZ, 1996; RYU et al., 1996; KOLTON; DOMÍNGUEZ; GRØNBECH-JENSEN, 1999; OLSON; REICHHARDT, 2000) como em fitas (REIS et al., 2007). A Figura 3.5 exemplifica uma distribuição aleatória de centros de *pinning*.

Figura 3.5 – Exemplo de distribuição aleatória de centros de aprisionamento.

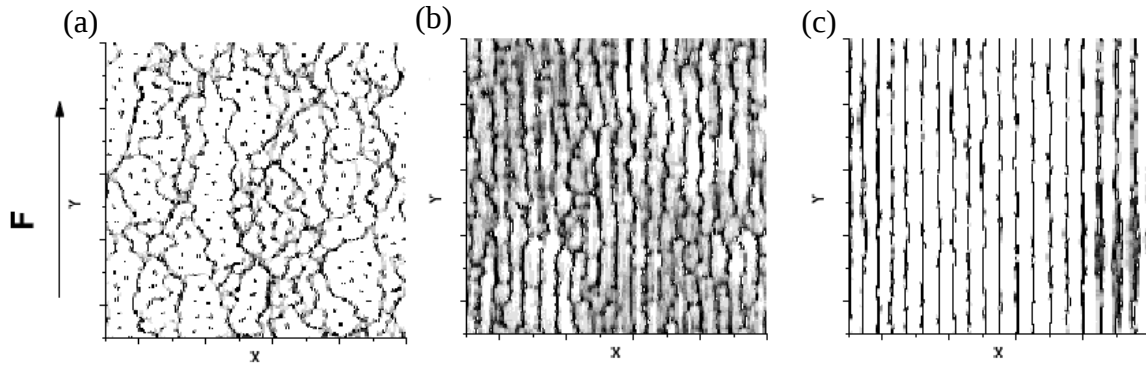


Fonte: Vizarim (2017)

No entanto, a influência deste arranjo sobre os vórtices de maneira geral não produz altos valores de corrente crítica. Isto se deve ao fato de muitos vórtices permanecerem em posições intersticiais (ou seja, posições onde o vórtice não está ancorado a um CA), facilitando seu movimento quando uma corrente de transporte é aplicada. Acima da corrente crítica, os vórtices tendem a se movimentar em um regime plástico chamado *plastic flow*, onde alguns vórtices permanecem fixos enquanto outros fluem por uma intrincada rede de canais podendo, inclusive, se movimentar com uma componente na direção perpendicular à força gerada pela corrente de transporte, como mostra a Figure 3.6 (a). Com o aumento da corrente, todos vórtices passam a se mover em canais com interconectividade, conhecido como regime *smectic flow* [Figura 3.6 (b)]. Finalmente, quando a força de transporte atinge um determinado valor, os vórtices passam a se movimentar por canais bem definidos, sem interconectividade, conhecido como

frozen transverse solid [Figura 3.6 (c)] (KOLTON; DOMÍNGUEZ; GRØNBECH-JENSEN, 1999).

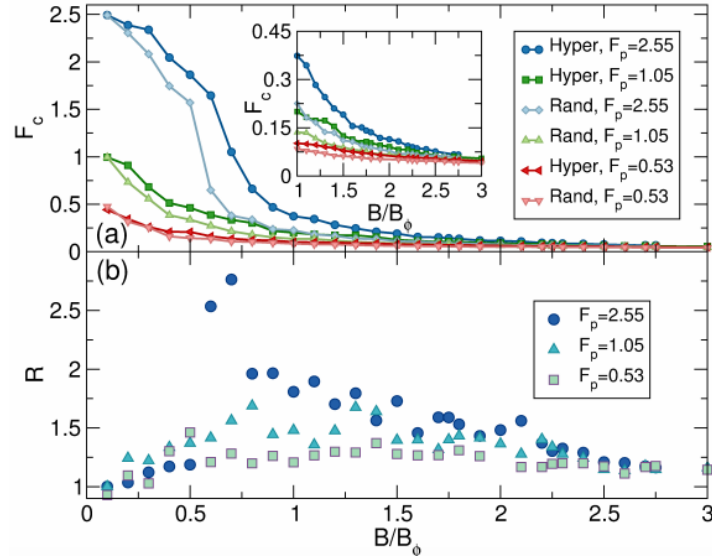
Figura 3.6 – Regimes dinâmicos dos vórtices sob influência do arranjo aleatório de CAs. Em (a) o regime *plastic flow*, em (b) *smectic flow* e em (c) *transverse solid flow*



Fonte: Kolton, Domínguez, Grønbech-Jensen (1999)

Mais recentemente, um novo tipo de arranjo (semelhante ao aleatório) de centros de aprisionamento vem sendo utilizado e estudado, trata-se do hiperuniforme, baseado na hiperuniformidade (TORQUATO; STILLINGER, 2003; TORQUATO, 2016). Esse arranjo vem sendo utilizado recentemente e comparado ao aleatório convencional, mostrando que no arranjo hiperuniforme as forças de *depinning* são um pouco maiores devido a probabilidade do centro de aprisionamento estar ocupado por um vórtice ser maior (THIEN et al., 2016). Na Figura 3.7, retirada do trabalho de Le Thien, é possível ver o comportamento da força de *depinning*, F_c , em função do campo aplicado B/B_ϕ e também a razão entre as forças de *depinning* $R = F_c^{hiper} / F_c^{aleatório}$ em função de B/B_ϕ . Os resultados mostram uma clara melhora quando utilizado o arranjo hiperuniforme.

Figura 3.7 – Na figura (a), força de *depinning*, F_c , versus campo aplicado B/B_ϕ para diversos valores de força do *pinning* utilizando arranjo aleatório e hiperuniforme. Na figura (b) a razão $R = F_c^{hiper} / F_c^{aleatório}$ entre as forças de *depinning* em função do campo aplicado para diversos valores de força do *pinning*.



Fonte: Le Thien *et al.* (2016)

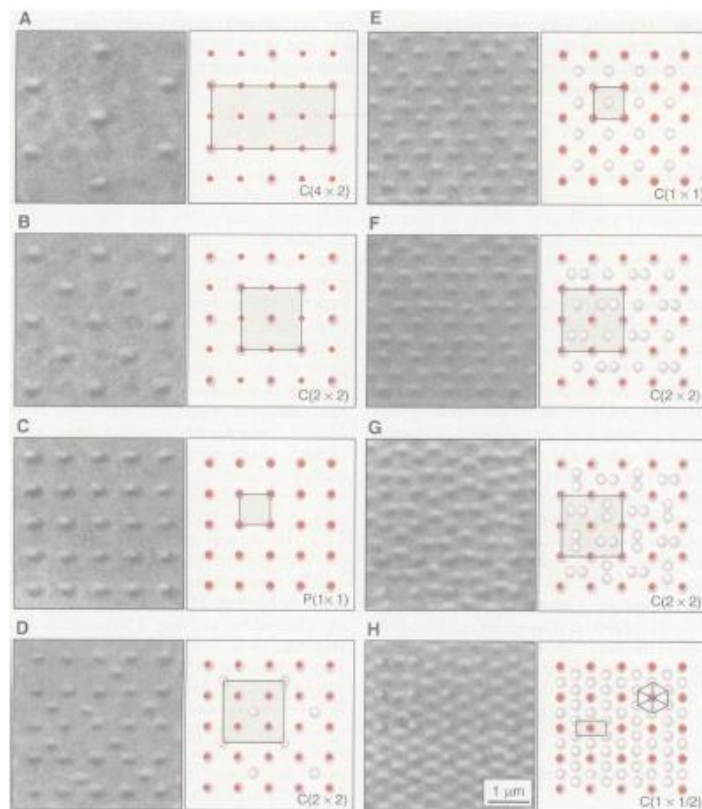
3.2.2 Arranjo quadrado

O arranjo quadrado de defeitos foi um dos primeiros tipos de *pinning* periódico a ser implementado experimentalmente. Um grande número de trabalhos experimentais e teóricos com este arranjo foram publicados (HARADA *et al.*, 1996; REICHHARDT; OLSON; NORI, 1997; MOSHCHALKOV *et al.*, 1998; REICHHARDT; OLSON; NORI, 1998a; METLUSHKO *et al.*, 1999; GRIGORENKO *et al.*, 2001; FIELD *et al.*, 2002; JAQUE *et al.*, 2002; REICHHARDT; OLSON REICHHARDT, 2009; CUADRA-SOLÍS *et al.*, 2014; YETIS, 2015). Na presença desse arranjo periódico, os vórtices podem se organizar formando configurações comensuradas e ordenadas, como pode ser visto na Figura 3.8, retiradas do trabalho de Harada *et al.* Como consequência da comensurabilidade, surgem picos de corrente crítica para valores específicos de campo aplicado, como mostra a Figura 3.9.

A periodicidade dos defeitos influencia diretamente na dinâmica dos vórtices, onde diversas fases dinâmicas foram caracterizadas inclusive com efeitos de anisotropia, ou seja, dependendo da direção da corrente aplicada o sistema apresenta comportamento

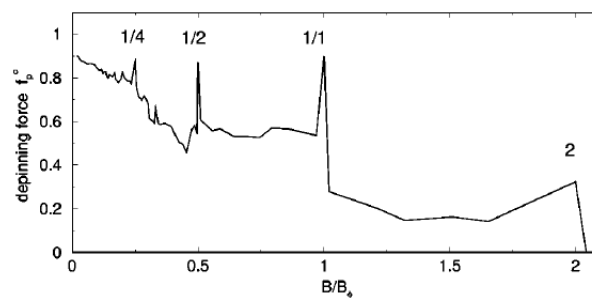
distintos (REICHHARDT; OLSON; NORI, 1997; REICHHARDT; OLSON REICHHARDT, 2009).

Figura 3.8 – Configurações de vórtices obtidas através de microscopia de Lorentz a esquerda e a direita a ilustração das configurações, onde os círculos vermelhos são os centros de aprisionamento e os círculos cinzas são os vórtices. (A) $B/B_\phi = 1/4$, (B) $B/B_\phi = 1/2$, (C) $B/B_\phi = 1$, (D) $B/B_\phi = 3/2$, (E) $B/B_\phi = 2$, (F) $B/B_\phi = 5/2$, (G) $B/B_\phi = 3$, (H) $B/B_\phi = 4$.



Fonte: Harada *et al.* (1996)

Figura 3.9 – Força de *depinning*, f_c , em função do campo aplicado B/B_ϕ para o arranjo quadrado.

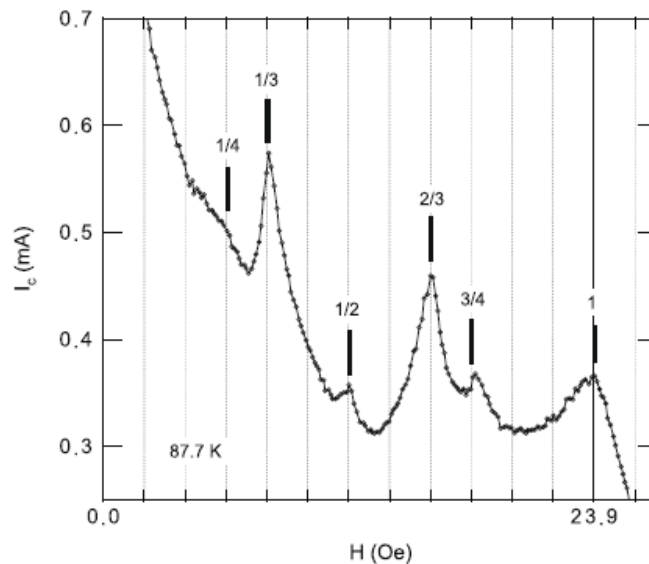


Fonte: Reichhardt e Grønbech-Jensen (2001)

3.2.3 Arranjo triangular ou hexagonal

O arranjo triangular é um dos mais estudados em dinâmica de vórtices pelo fato dos vórtices se organizarem naturalmente numa rede triangular, a rede de Abrikosov. Como consequência, muitos efeitos de comensurabilidade também podem ser encontrados, resultando em picos de corrente crítica (REICHHARDT; OLSON; NORI, 1998a; REICHHARDT; GRØNBECH-JENSEN, 2001; CAO et al., 2007, 2009; OOI; MOCHIKU; HIRATA, 2009b; REICHHARDT; OLSON REICHHARDT, 2009; BOTHNER et al., 2014; SADOVSKYY et al., 2017; VIZARIM et al., 2017a). No entanto, os valores de campo onde ocorrem os picos são distintos dos valores de campo da rede quadrada. Este é um dos motivos da dificuldade de se encontrar uma rede de aprisionamento ideal, cada rede apresenta características bem diferentes. Na Figura 3.10 está apresentado um resultado experimental obtido por Ooi *et al.* (OOI; MOCHIKU; HIRATA, 2009b) mostrando a corrente crítica em função do campo aplicado. Neste trabalho foi utilizado um filme de Bi2212 a uma temperatura de $T = 87.7\text{ K}$. Efeitos de *matching* podem ser vistos claramente em $B/B_\phi = 1/4, 1/3, 1/2, 2/3, 3/4$ e 1.

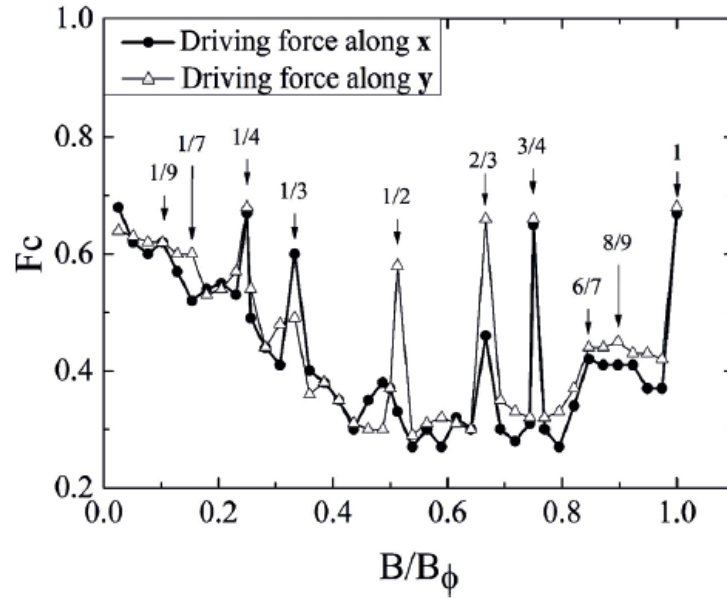
Figura 3.10 – Corrente crítica, I_c , em função do campo aplicado H para o arranjo triangular.



Fonte: Ooi, Mochiku, Hirata (2009)

Através de simulação computacional foi possível reproduzir resultados experimentais (OOI; MOCHIKU; HIRATA, 2009b; BOTHNER et al., 2014) e ilustrar as configurações de vórtices que correspondem aos picos. Estes dados estão presentes nas Figuras 3.11 e 3.13. Na Figura 3.11 é notório o efeito anisotrópico do sistema.

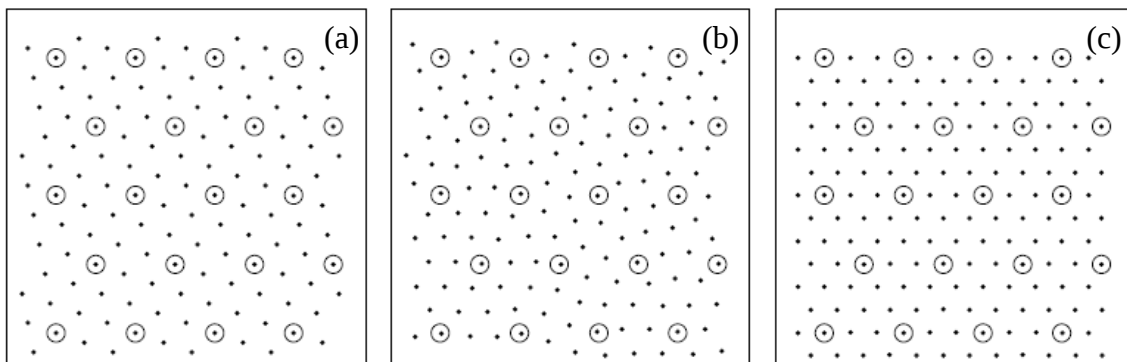
Figura 3.11 – Força de *depinning*, F_c , em função do campo aplicado B/B_ϕ para o arranjo triangular.



Fonte: Vizarim *et al.* (2017)

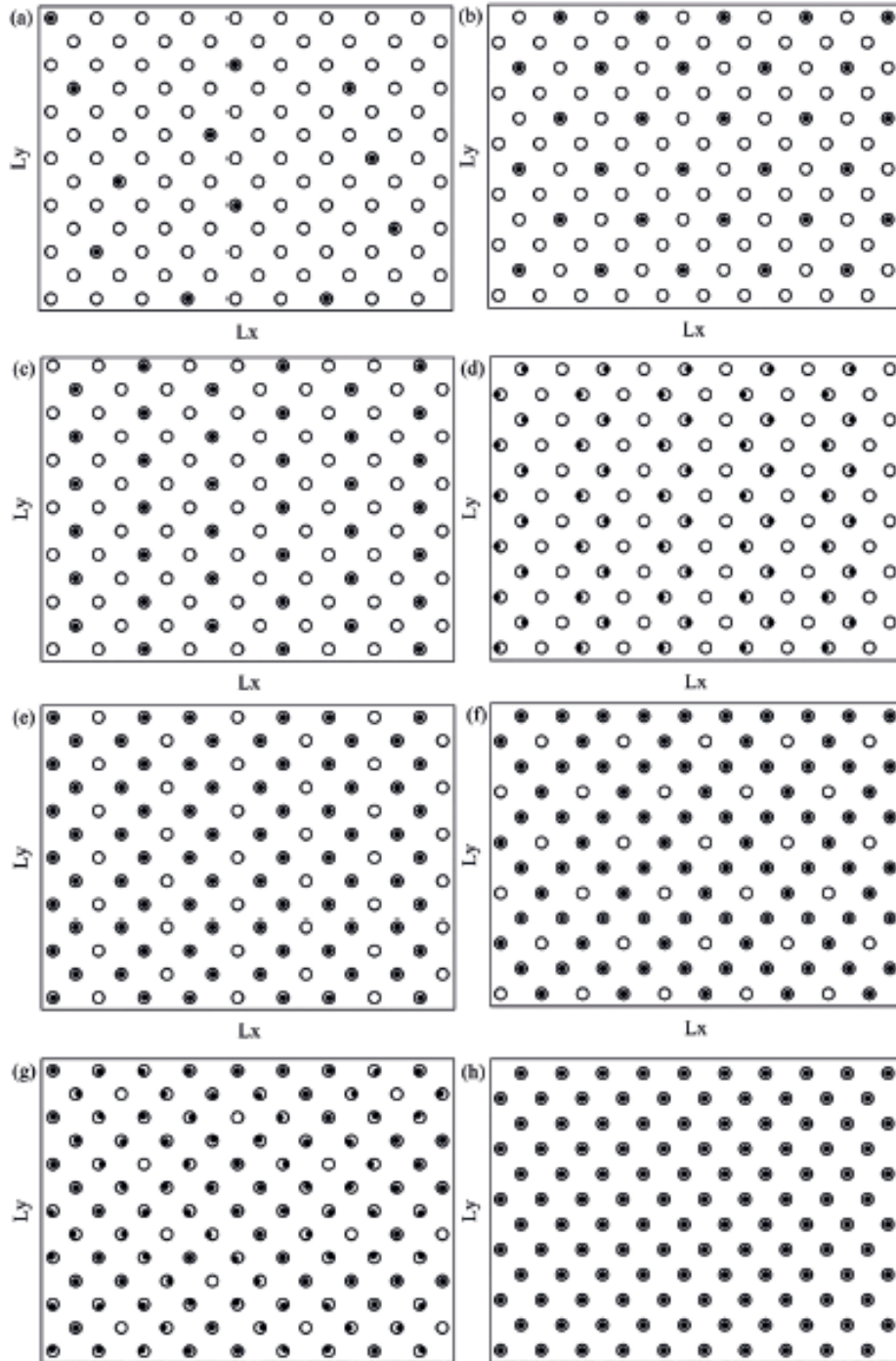
Para campos onde $B/B_\phi > 1$ a rede triangular pode apresentar efeitos de *matching* para $B = nB_\phi$ dependendo do tamanho e força dos CAs, onde n é um inteiro (REICHHARDT; OLSON; NORI, 1998a; REICHHARDT; REICHHARDT, 2007; SADOVSKYY *et al.*, 2017). A Figura 3.12 mostra exemplos de configurações de vórtice com altos valores de campo aplicado.

Figura 3.12 – Configuração de vórtices, onde os pontos são os vórtices e os círculos correspondem aos CAs. Em (a) para $B/B_\phi = 7$, (b) para $B/B_\phi = 8$, (c) para $B/B_\phi = 9$.



Fonte: Reichhardt, Olson, Nori (1998)

Figura 3.13 – Configuração de vórtices, onde os pontos são os vórtices e os círculos correspondem aos CAs. Em (a) para $B/B_\phi = 1/9$, (b) para $B/B_\phi = 1/4$, (c) para $B/B_\phi = 1/3$, (d) para $B/B_\phi = 1/2$, (e) para $B/B_\phi = 2/3$, (f) para $B/B_\phi = 3/4$, (g) para $B/B_\phi = 8/9$ e (h) para $B/B_\phi = 1$.

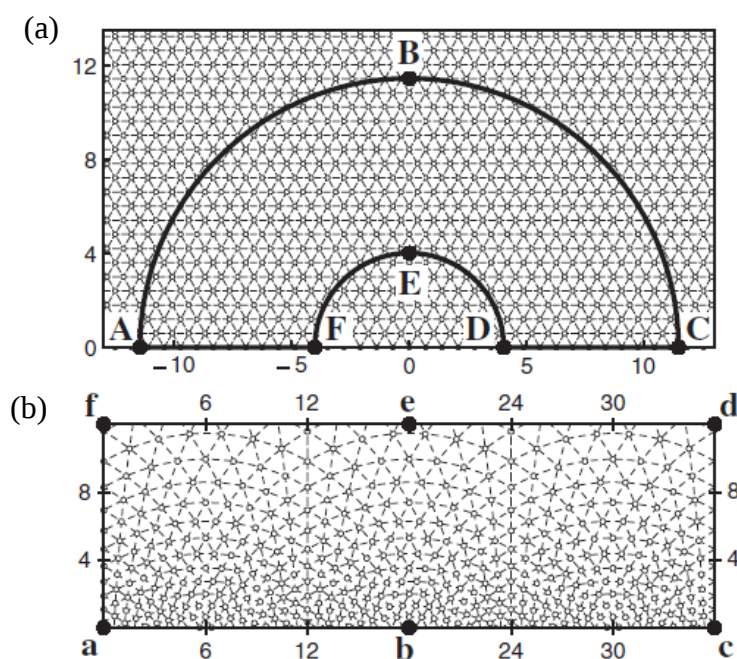


Fonte: Vizarim *et al.* (2017)

3.2.4 Arranjo conforme

O arranjo conforme é o resultado de uma transformação matemática aplicada a uma rede de pontos qualquer. No trabalho, onde pela primeira vez foi proposto esse arranjo de centros de *pinning*, conduzido por Ray *et al.* (RAY *et al.*, 2013), foi aplicada a transformação conforme sobre uma rede triangular de CAs resultando no arranjo ilustrado pela Figura 3.14 (b).

Figura 3.14 – Demonstração do procedimento de aplicação da transformação conforme numa seção semianular da rede triangular mostrado em (a) para criar o cristal conforme mostrado em (b). Os pontos de A-F em (a) são transformados nos pontos a-f em (b). Os centros de *pinning* são implantados nos vértices das intersecções das linhas de contorno em (b).



Fonte: Ray *et al.* (2013)

O procedimento para gerar o cristal conforme é ilustrado pela Figura 3.14, onde foi criada uma seção semianular indo dos pontos “A” até “F”. A partir destes pontos, é gerada a nova estrutura ilustrada em (b) indo dos pontos “a” até “f”. Como resultado final vemos que a rede deixa de ser uniforme, ou seja, existe um gradiente de vértices onde a maior densidade está localizada na região inferior do retângulo a-f da Figura 3.13 (b).

Para realizar a transformação é necessário primeiramente escrever a rede regular triangular no plano complexo, ou seja, pegamos a localização (x, y) de cada ponto e levamos para o número complexo $z = x + iy$, com b sendo a constante de rede triangular. Assim, os pontos da rede estarão localizados em

$$z = n_1 \cdot (1 \cdot b) + n_2 \cdot (e^{i\pi/3} \cdot b), \quad (3-1)$$

onde n_1 e n_2 são inteiros quaisquer.

Quando consideramos a região semianular da rede triangular, como ilustrado na Figura 3.13 (a), definido por $\text{Im } z \geq 0$ e $r_{in} \leq |z| \leq r_{out}$ e aplicamos a transformação conforme levando de z para $w \equiv u + iv$, dado por

$$w = \frac{\pi}{2\alpha} + \frac{1}{i\alpha} \ln(i\alpha z), \quad (3-2)$$

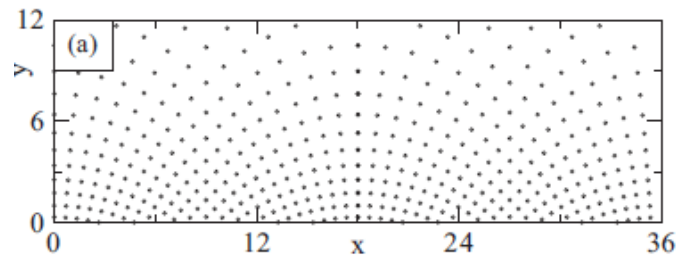
onde $\alpha \equiv 1/r_{out}$, r_{in} é o raio interior da seção semianular e r_{out} é o raio exterior. Desta forma, aplicando (3-1) em (3-2) e separando a parte real da imaginária temos as coordenadas (u, v) da nova rede conforme ilustrada em 3-13 (b).

$$u = r_{out} \left\{ \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left(\frac{2n_1 + n_2}{n_2 \sqrt{3}} \right) \right\} \quad (3-3a)$$

$$v = r_{out} \ln \left(\frac{r_{out}}{b \cdot \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_1 n_2}} \right) \quad (3-3b)$$

Estas são as expressões utilizadas para gerar a rede de centros de aprisionamento conforme que foram simuladas neste trabalho. Porém, como dito anteriormente, é possível fazer a transformação conforme para qualquer configuração de pontos desde que levemos as coordenadas (x, y) de cada ponto para o plano complexo e façamos a transformação de $z \rightarrow w$. Como exemplo, está ilustrada na Figura 3.15 o arranjo quadrado de centros de aprisionamento após sofrer a transformação conforme.

Figura 3.15 – Rede de centros de aprisionamento quadrados após a transformação conforme

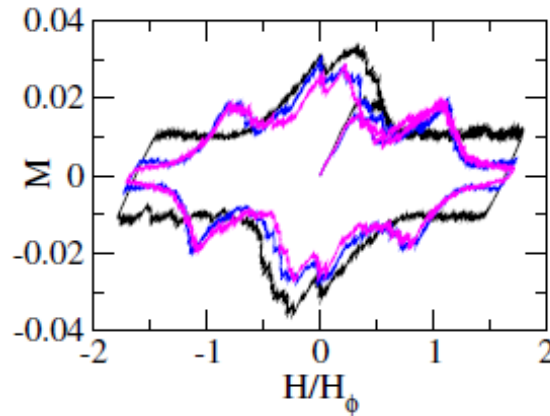


Fonte: Ray, Reichhardt, Olson Reichhardt (2014)

A característica especial desse tipo de arranjo conforme é o resultado da densidade de corrente crítica em função do campo aplicado. Diferentemente de arranjos periódicos e semi-periódicos, o arranjo conforme não possui picos de corrente crítica pronunciados para valores específicos de campo aplicado, no entanto, este arranjo consegue manter a corrente crítica com poucas flutuações em função do campo aplicado. Este comportamento já foi observado para diversos arranjos conforme diferentes, tanto experimentalmente quanto teoricamente (GUÉNON et al., 2013; RAY et al., 2013; WANG et al., 2013; RAY et al., 2014; RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014b; OLSON REICHHARDT et al., 2017).

No primeiro trabalho onde foi proposto a rede de centros de *pinning* conformes em filmes infinitos supercondutores de tipo II, foi simulada a curva de magnetização de três amostras: uma com arranjo conforme, uma com arranjo quadrado e outra com arranjo triangular (RAY et al., 2013). Como resultado, foi obtido que os arranjos periódicos (quadrado e triangular) apresentaram efeitos de *matching* através de picos da curva de magnetização para determinados valores de campo, como ilustrado na Figura 3.16, e posteriormente um decréscimo alto na magnetização após $H/H_\phi = 1$. Já o arranjo conforme apresentou um comportamento praticamente constante em função do campo aplicado após $H/H_\phi = 1$.

Figura 3.16 – Curva de magnetização para o arranjo conforme (cor preta), arranjo quadrado (cor azul) e arranjo triangular (cor rosa).



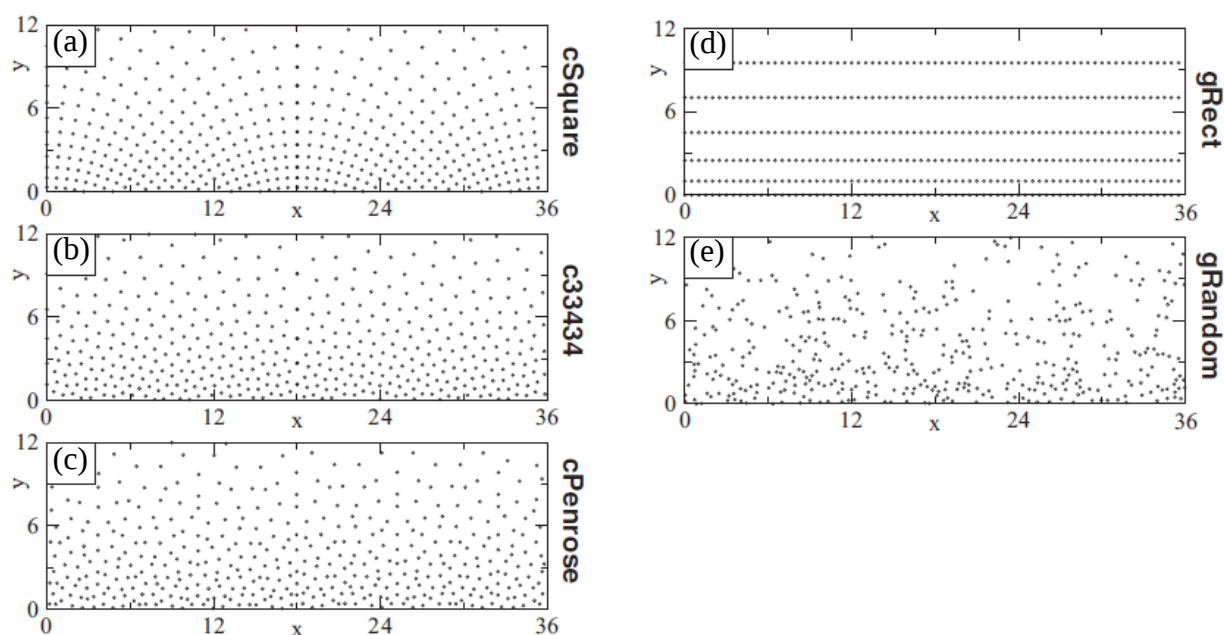
Fonte: Ray *et al.* (2013)

A corrente crítica pode ser obtida através das curvas de magnetização utilizando a relação mostrada na Eq.(3-4), onde J_c é a densidade de corrente crítica, $\Delta M = M_+ - M_-$ é a variação do valor da magnetização, onde M_+ é o ramo superior e M_- é o ramo inferior do loop de histerese, e C é uma constante que depende da geometria do material (POOLE *et al.*, 2007),

$$J_c = C \cdot \Delta M. \quad (3-4)$$

Um outro trabalho importante de redes conformes foi feito em 2014 por D. Ray, C. Reichhardt e C. J. Olson Reichhardt investigando a transformação conforme em arranjos hexagonais, quadrados, Penrose e em redes de Arquimedes (RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014b). Além disso, foram investigados também os efeitos de modificar os arranjos aleatório e retangular adicionando um gradiente de CAs baseado no trabalho de M. Motta *et al.* (MOTTA *et al.*, 2013). Os arranjos de defeitos utilizados neste trabalho podem ser vistos na Figura 3.17.

Figura 3.17 – Arranjos de defeitos utilizados no trabalho de Ray *et al.* (RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014b) onde “cSquare” [(a)] é o resultado da transformação conforme do arranjo quadrado (uSquare), “c33434” [(b)] o resultado da transformação conforme do arranjo Arquimedes 33434 (u33434), “cPenrose” [(c)] o resultado da transformação conforme do arranjo Penrose (uPenrose), “gRect” [(d)] é aplicação de um gradiente no arranjo retangular convencional (uRect) e “gRandom” [(e)] é aplicação de um gradiente no arranjo aleatório (uRandom).

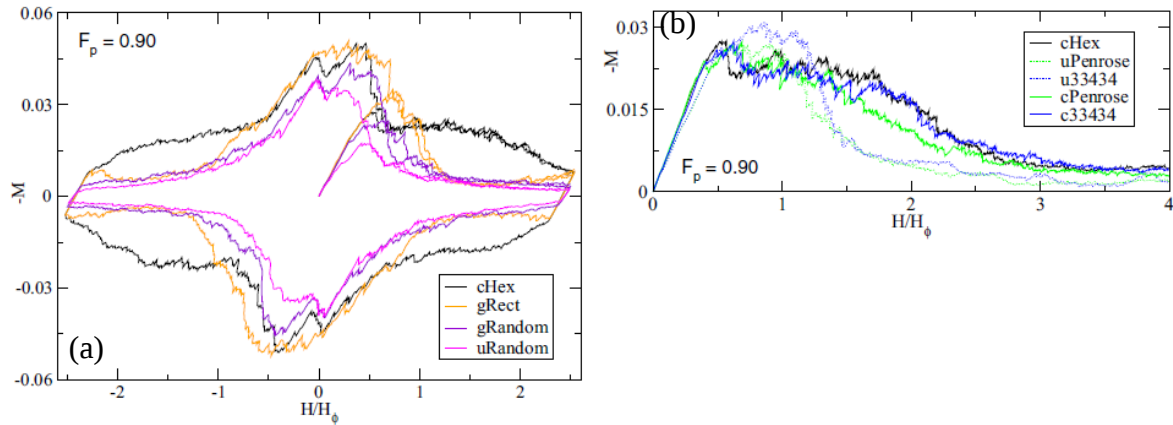


Fonte: Ray, Reichhardt, Olson Reichhardt (2014)

Os resultados mostram que, de maneira geral, ao aplicar a transformação conforme sobre um arranjo de centros de aprisionamento os picos pronunciados de densidade de corrente crítica para certos valores de campo desaparecem, em lugar disso, a densidade de corrente crítica apresenta um comportamento mais estável em função do campo. Isto pode ser visto na Figura 3.18, mostrando os resultados da simulação para as amostras ilustradas na Figura 3.17.

No entanto, a aplicação do gradiente nos arranjos retangular e aleatório não surtiu efeitos semelhantes ao dos arranjos conforme. Este resultado sugere que o aumento do aprisionamento não está simplesmente relacionado ao gradiente de defeitos, mas sim relacionado a manutenção da periodicidade local da transformação conforme associado com o gradiente de defeitos (RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014b).

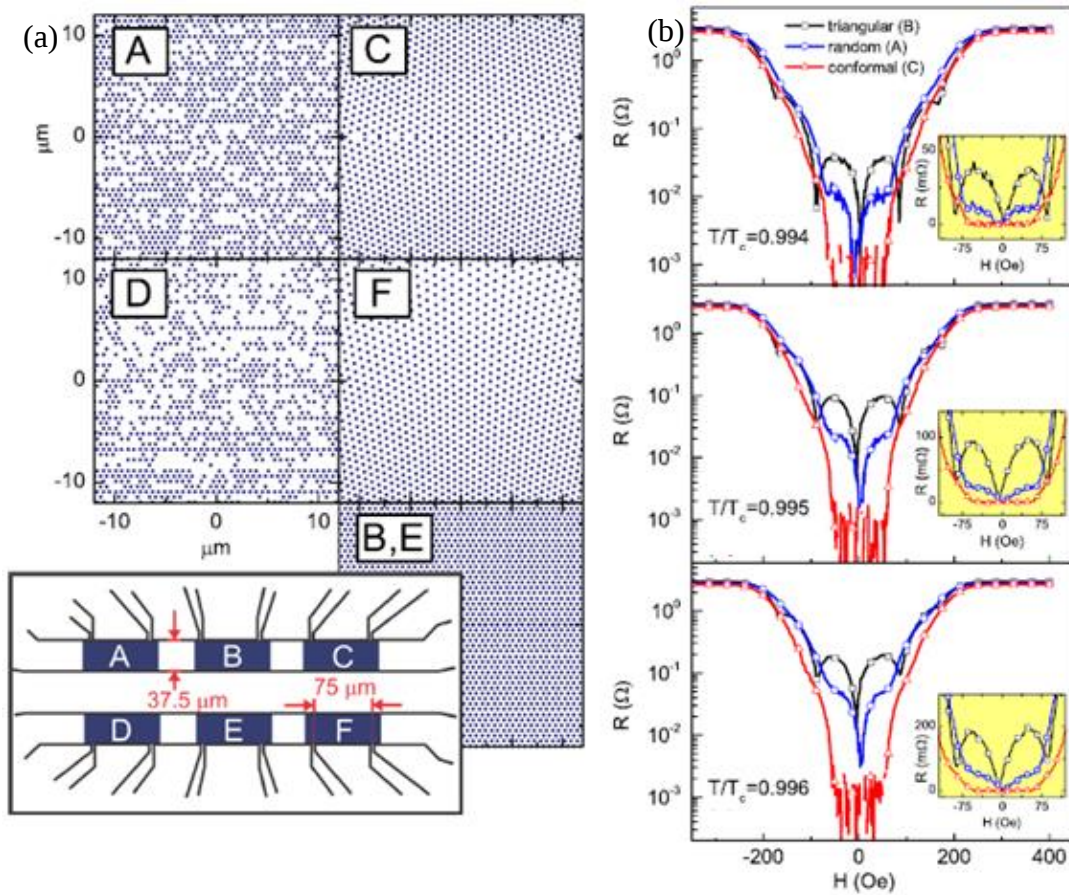
Figura 3.18 – Na Figura (a) temos a curva de magnetização para o cHex (transformação conforme do arranjo hexagonal), gRect, gRandom e uRandom, evidenciando um ΔM maior para cHex em função do campo aplicado. Em (b) temos a magnetização $-M$ em função do campo H/H_ϕ para cHex, uPenrose, u33434, cPenrose e c33434.



Fonte: Ray, Reichhardt, Olson Reichhardt (2014)

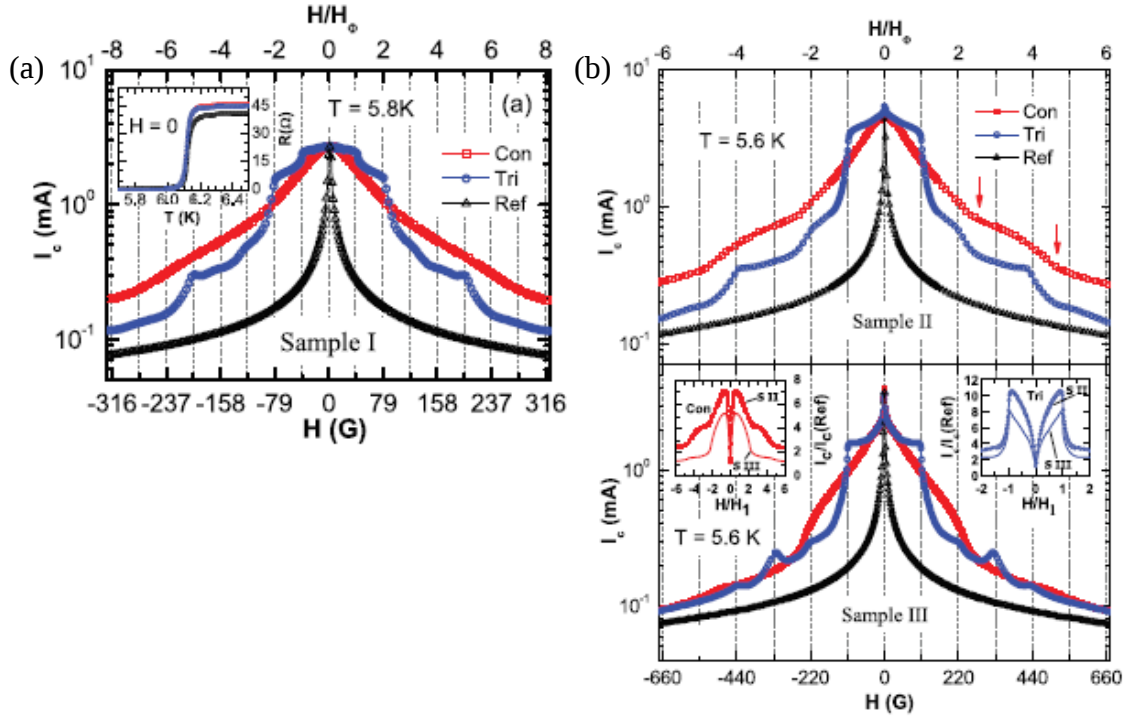
Estes resultados foram corroborados experimentalmente, especialmente para valores de campo o qual $H/H_\phi > 1$. Guénon *et al.* (GUÉNON et al., 2013) realizou experimentos comparando o arranjo conforme com aleatório e triangular [Figura 3.19 (a)], inclusive observando os efeitos de temperatura. Os resultados obtidos [Figura 3.19 (b)] mostram que a resistência é menor na amostra com arranjo conforme comparado aos outros arranjos mesmo com a variação da temperatura. Em um outro experimento, conduzido por Wang *et al.*, foi medida a corrente em função do campo aplicado para um filme de MoGe supercondutor com arranjos de *antidots* conforme e triangular. No entanto, neste trabalho Wang *et al.* também investiga as propriedades dos *antidots*, variando seu tamanho e profundidade (WANG et al., 2013). Os resultados de trabalho de Wang *et al.* mostram que o arranjo conforme apresenta valores maiores de corrente crítica para campo em que $H/H_\phi > 2$ (amostra I). No entanto, com a variação do tamanho do centro de aprisionamento e da profundidade do furo (ou seja, utilizando um *blind hole* ao invés do *antidot*) esses resultados podem mudar. Utilizando um *antidot* com tamanho menor, ele obteve o arranjo conforme aprisionando os vórtices de maneira mais eficaz que o arranjo triangular, resultando num aumento considerável da corrente crítica (amostra II). No entanto, ao trocar o *antidot* da amostra II pelo *blind hole* de mesmo tamanho, ele obteve um resultado bem diferente, onde o arranjo conforme é mais eficaz apenas entre $1 < H/H_\phi < 2$ aproximadamente [veja Figura 3.20].

Figura 3.19 – Na Figura (a) estão representados os arranjos de centros de aprisionamento utilizados no experimento de Guénon *et al.* Em A o arranjo triangular diluído aleatoriamente de maneira simétrica, em B e E o arranjo triangular, em C o cristal conforme simétrico, em D o arranjo triangular diluído aleatoriamente de maneira assimétrica, e em F o cristal conforme assimétrico. Na Figura (b) estão os gráficos da resistência $R(\Omega)$ em função do campo $H(Oe)$ para três valores de temperatura.



Fonte: Guénon *et al.* (2013)

Figura 3.20 – Na Figura (a) estão apresentados os resultados da amostra I de Wang *et al.*, com diâmetro do *antidot* de $d = 220 \text{ nm}$. Na Figura (b) o resultado para a amostra II, com *antidot* de $d = 110 \text{ nm}$. Na Figura (c) o resultado para a amostra III, com *blind hole* de profundidade metade da profundidade do *antidot* e diâmetro $d = 110 \text{ nm}$.



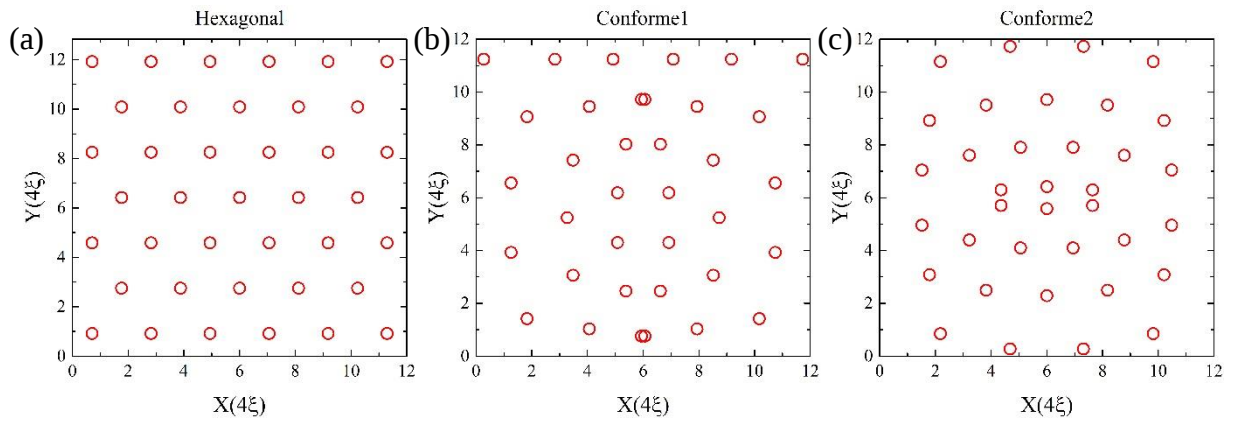
Fonte: Wang *et al.* (2013)

4 Modelo

A simulação foi feita considerando uma fita supercondutora infinita na direção y e finita na direção x ($L_x = 0,48\lambda$), localizada no plano xy com um campo magnético $\vec{H}$ aplicado perpendicularmente à fita. São consideradas amostras de fita com diferentes geometrias de redes de centros de aprisionamento aleatório, hexagonal e dois tipos de arranjo conforme, que chamamos de Conforme1 e Conforme2. Em cada caso é calculada a força de *depinning* em função do campo magnético aplicado e analisadas as fases dinâmicas para valores selecionados de campo. Identificamos o arranjo Conforme1 como aquele que possui seu eixo de simetria paralelo à fita, e o Conforme2 aquele que possui o eixo de simetria perpendicular à fita. A Figura 4.1 ilustra as amostras simuladas nesta pesquisa.

Os vórtices são considerados seguindo o limite de London, onde $\kappa \gg 1$, tornando possível assim descrever os vórtices como partículas que se movem em um fluido viscoso descrito por um conjunto de equações de Langevin. Estão inclusas no sistema as interações vórtice-vórtice, vórtice-antivórtice, vórtice-*pinning*, vórtice-correntes de blindagem e a interação entre vórtices e a corrente de transporte. Desta forma, é possível simular o comportamento dinâmico de vórtices em uma fita supercondutora de tipo II.

Figura 4.1 – Ilustração dos arranjos de centros de aprisionamento utilizados na simulação. Em (a) o arranjo hexagonal, em (b) o arranjo conforme1 e em (c) o arranjo conforme2. Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ .



Fonte: Vizarim (2017)

4.1 Modelagem de uma fita supercondutora de tipo II

A modelagem de uma fita supercondutora de tipo II segue o modelo proposto por Carneiro (CARNEIRO, 1998), onde a energia do sistema pode ser descrita como mostra a Eq.(4-1).

$$E = U_{vv} + U_{vp} + U_H + U_S \quad (4-1)$$

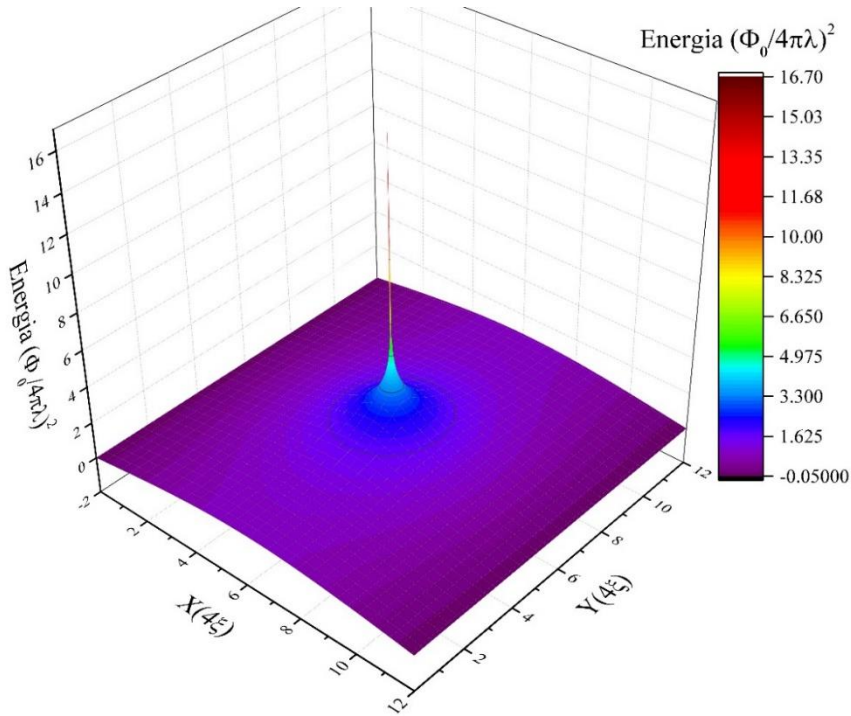
Na Eq.(4-1) o primeiro termo é responsável por tratar a interação de um vórtice com os demais vórtices no interior da fita, o segundo termo trata a interação dos vórtices com os centros de aprisionamento dispostos na amostra, o terceiro termo trata da interação dos vórtices com as correntes de blindagem nas bordas da fita e o último termo corresponde a interação dos vórtices com suas auto-imagens no exterior da fita, numa analogia ao método da imagem utilizada no eletromagnetismo clássico.

A interação vórtice-vórtice é descrita pela Eq.(4-2), onde $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$, (x_i, y_i) é a coordenada do vórtice i , (x_j, y_j) é a coordenada do vórtice j , L_x é a largura finita da fita, L_y é o comprimento da caixa de simulação utilizada, k é o índice de caixas imagens utilizada para as condições de contorno periódicas e $C_v = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2$,

$$U_{vv}(r_{ij}) = \frac{C_v}{2} \sum_{kij} \ln \left\{ \frac{\cosh\left[\frac{\pi(kL_y + y_i - y_j)}{L_x}\right] - \cos\left[\frac{\pi(x_i + x_j)}{L_x}\right]}{\cosh\left[\frac{\pi(kL_y + y_i - y_j)}{L_x}\right] - \cos\left[\frac{\pi(x_i - x_j)}{L_x}\right]} \right\}. \quad (4-2)$$

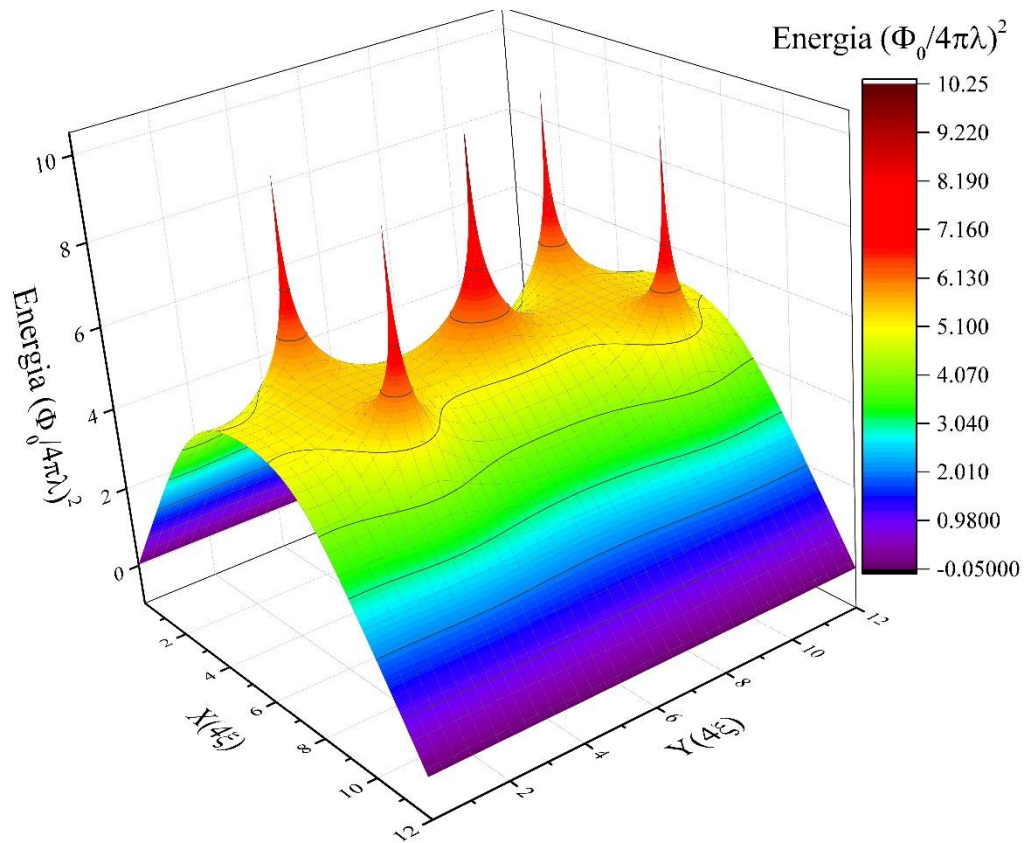
Como forma de ilustrar o comportamento desta interação, construímos o gráfico na Figura 4.2 a energia da interação de dois vórtices, onde um deles está fixo no centro da amostra ($x_i = 6.0, y_i = 6.0$) e o outro em diversas posições dentro da fita. É possível verificar que existe uma descontinuidade quando os vórtices se sobrepõem, isto ocorre devido ao modelo basear-se no modelo de London, o qual não é capaz de simular a interação de vórtices suficientemente próximos.

Figura 4.2 – Gráfico do potencial energético de dois vórtices, onde um está fixo no centro da amostra e o outro caminha por todo o espaço. Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ e a energia por C_v .



Ilustramos também na Figura 4.3, o potencial energético de 6 vórtices, onde 5 estão fixos em posições de equilíbrio e um vórtice caminha por todo o espaço. Os 5 vórtices estão fixos nas posições $(x_1 = 6.00, y_1 = 6.42)$, $(x_2 = 3.88, y_2 = 10.10)$, $(x_3 = 8.12, y_3 = 10.10)$, $(x_4 = 3.88, y_4 = 2.73)$, $(x_5 = 8.12, y_5 = 2.73)$. O fato da interação vórtice-vórtice ser nula na extremidade da fita é mais evidente neste caso. Isto ocorre devido ao confinamento dos vórtices no interior da amostra pelos efeitos da borda.

Figura 4.3 – Gráfico do potencial energético de seis vórtices, onde cinco estão fixos e o outro caminha por todo o espaço. Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ e a energia por C_v .



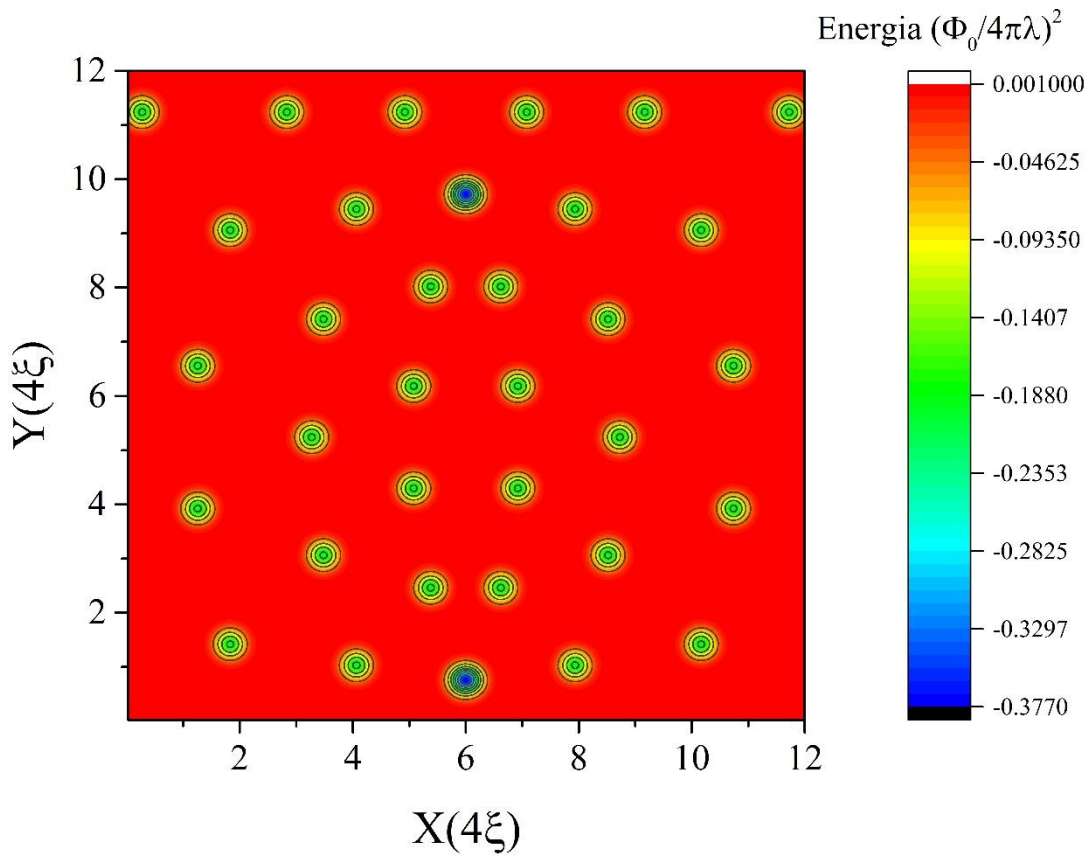
Fonte: Vizirim (2017)

A interação entre um vórtice e um centro de aprisionamento é descrito por uma gaussiana da Eq.(4-3), onde $r_{ip} = |\vec{r}_i - \vec{r}_p|$ é a distância do vórtice i ao centro de aprisionamento p , a_p é o raio do centro de aprisionamento e C_p é a força (*pinning strength*) do centro de aprisionamento.

$$U_{vp}(r_{ip}) = -C_p \sum_{ip} \exp - \left(\frac{r_{ip}}{a_p} \right)^2 \quad (4-3)$$

Para ilustrar o potencial desta interação, a Figura 4.4 ilustra o potencial atrativo dos centros de aprisionamento na amostra para o vórtice utilizando o arranjo conforme 1 de defeitos.

Figura 4.4 – Gráfico de curvas de nível do potencial energético de um vórtice caminhando por uma amostra com centros de aprisionamento distribuídos seguindo o arranjo conforme 1 da Figura 4.1. Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ e a energia por C_v .



Fonte: Vizarim (2017)

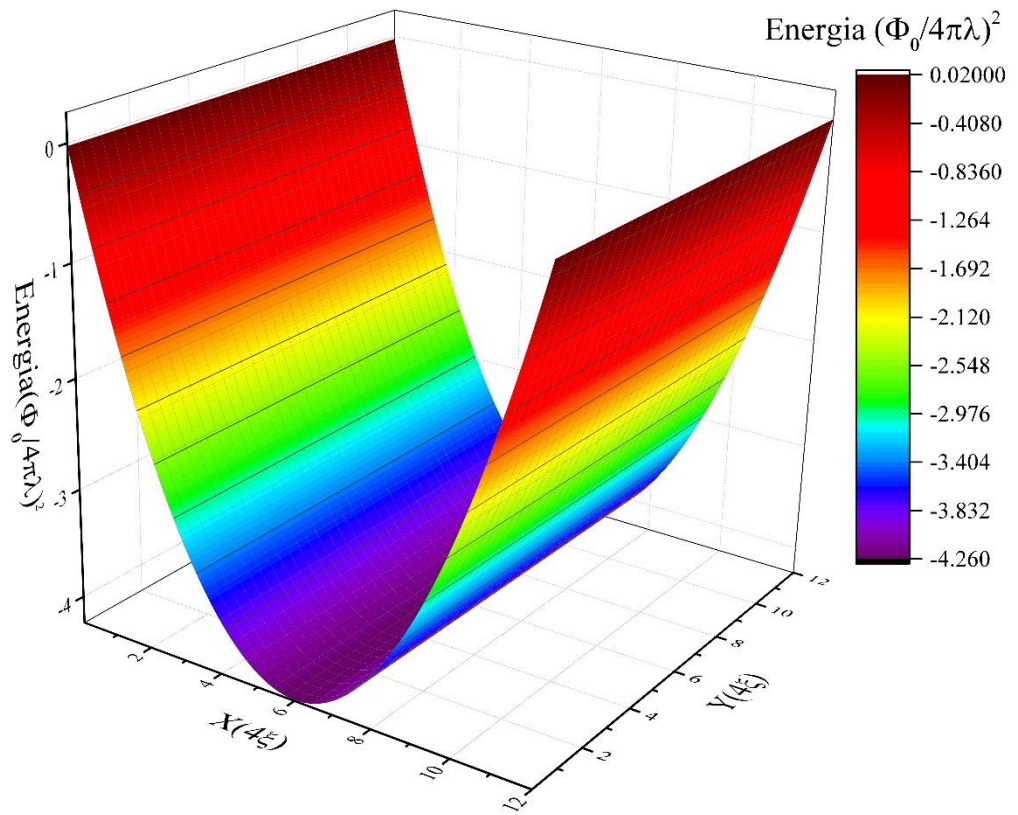
Vale ressaltar que neste arranjo da Figura 4.4 existem dois centros de aprisionamento muito próximos, que acabam somando seus potenciais atrativos ao vórtice. Estes são pontos preferenciais para ancoramento de um vórtice nesta geometria.

As próximas duas interações são necessárias para simular as condições da superfície do material e foram idealizadas por Bean-Livingston (BEAN; LIVINGSTON, 1964). A primeira é a interação do vórtice com as correntes de blindagem na superfície da fita supercondutora, mostrada na Eq.(4-4), onde H é o campo aplicado.

$$U_H(r_i) = \frac{c_v 4\pi\lambda^2 H}{\Phi_0} \sum_i \left[\frac{\cosh\left(\frac{x_i - L_x/2}{\lambda}\right)}{\cosh\left(\frac{L_x}{2\lambda}\right)} - 1 \right] \quad (4-4)$$

A interação do vórtice com as correntes superficiais está ilustrada na Figura 4.5, onde foi utilizado o valor de $H = 12H_0$ para gerar o gráfico. É possível ver que os efeitos de borda empurram o vórtice para o centro da amostra.

Figura 4.5 – Gráfico do potencial energético de um vórtice caminhando por uma fita de largura $L_x = 0.48\lambda$ interagindo com as correntes superficiais da borda para $H = 12H_0$. Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ e a energia por C_v .



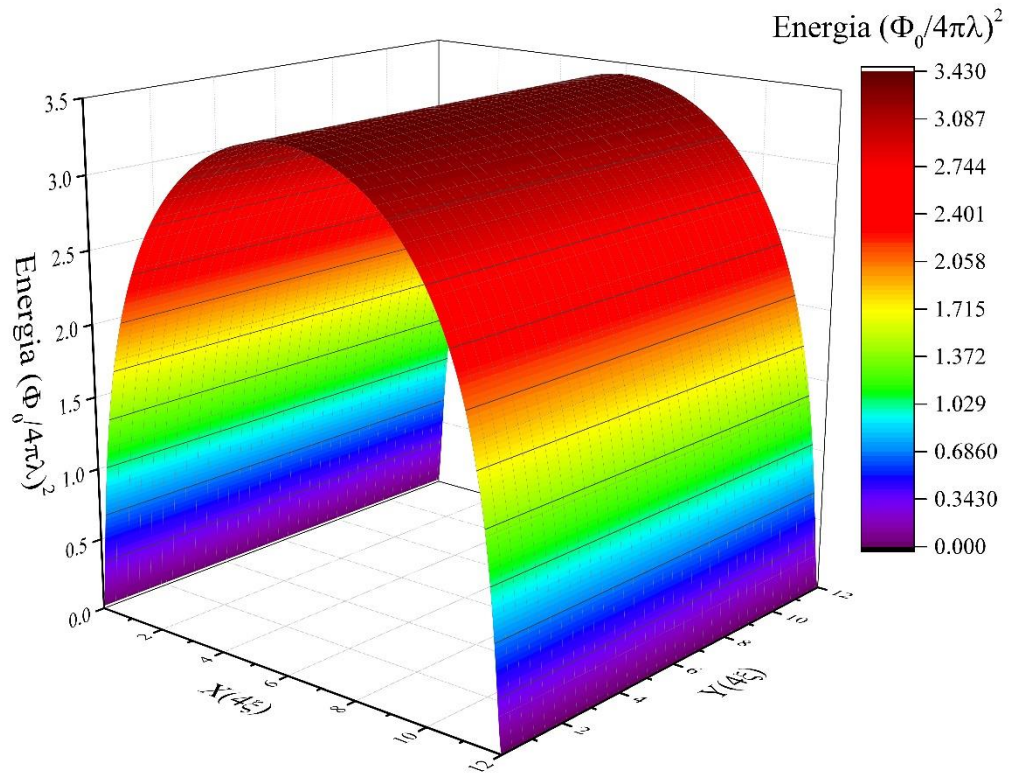
Fonte: Vizarim (2017)

A última interação adicionada é a interação do vórtice com sua auto-imagem na parte exterior da amostra. A interação é descrita pela Eq.(4-5).

$$U_S(r_i) = \frac{c_v}{2} \sum_i \ln \left[\frac{4 \sin^2(\pi x_i/L_x) + (\pi \xi/L_x)^2}{(\pi \xi/L_x)^2} \right] \quad (4-5)$$

Para ilustrar essa interação utilizamos um vórtice caminhando pela fita e interagindo com sua auto-imagem na parte externa da fita. O potencial resultante é o ilustrado pela Figura 4.6.

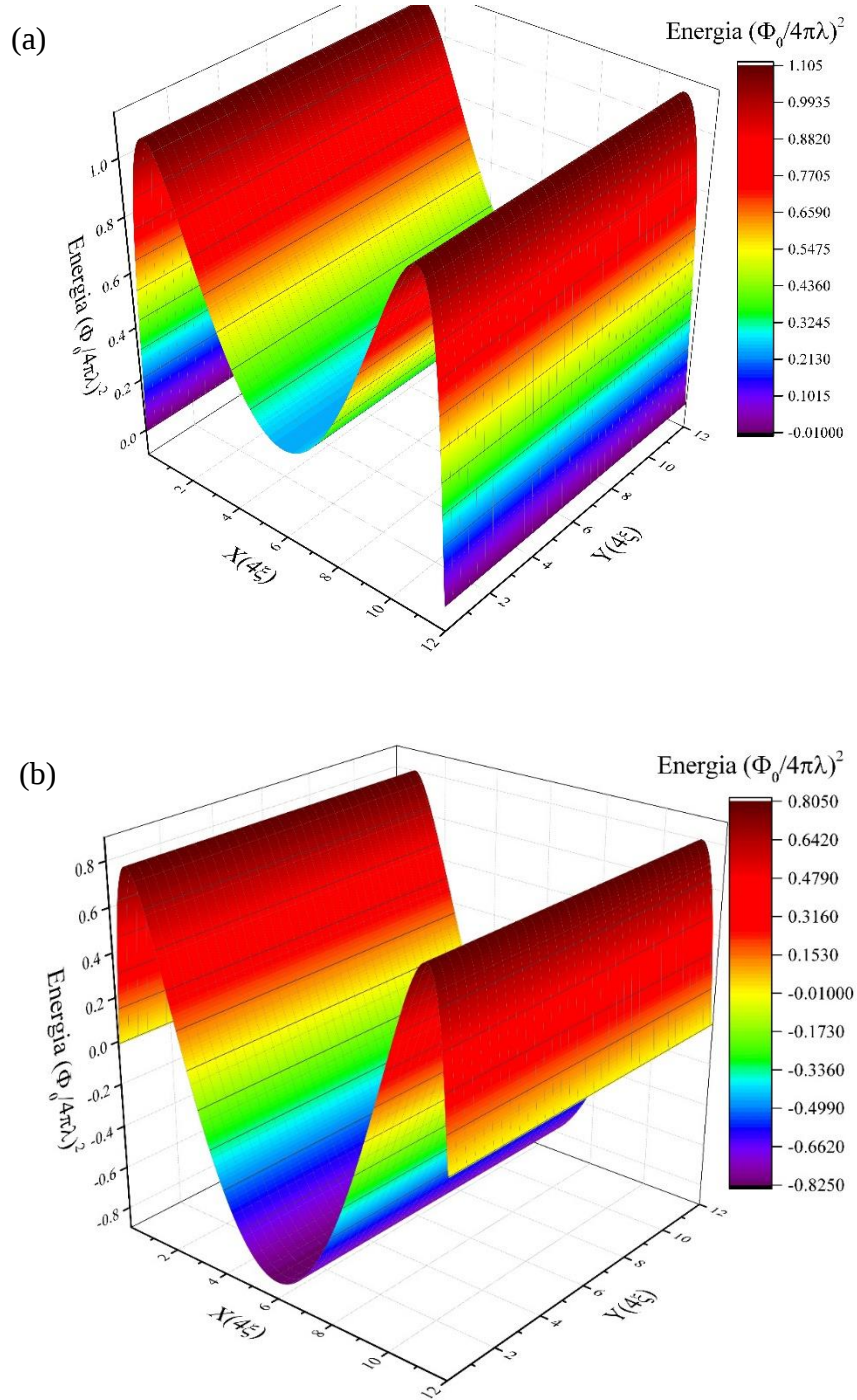
Figura 4.6 – Gráfico do potencial energético de um vórtice caminhando por uma fita de largura $L_x = 0.48\lambda$ interagindo com sua auto-imagem no exterior da fita. Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ e a energia por C_v .

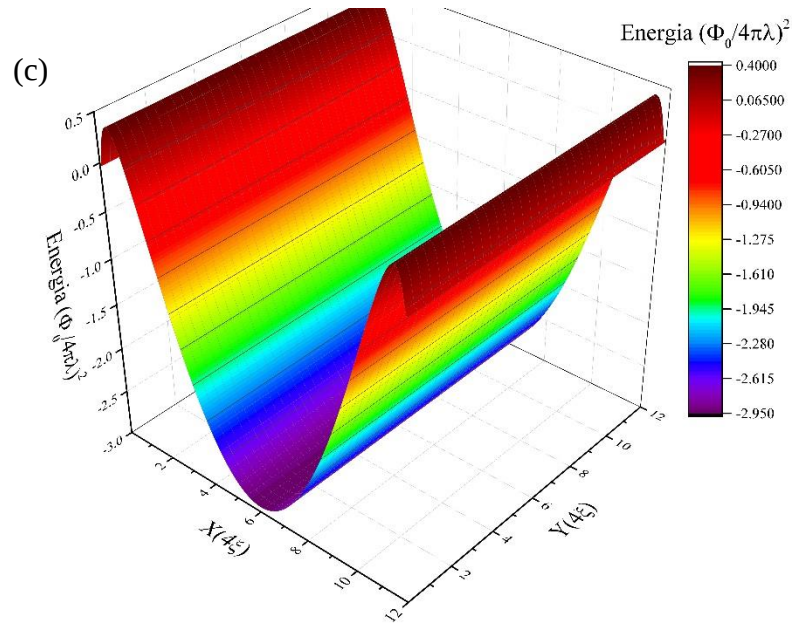


Fonte: Vizarim (2017)

Comparando as Figuras 4.5 e 4.6 podemos concluir que a interação do vórtice com as correntes de blindagem é mais intensa que a vórtice-antivórtice, de forma que os vórtices tendem a se estabilizar no centro da fita supercondutora. O recurso do antivórtice é utilizado apenas para aniquilar o vórtice que se aproxima muito da borda da amostra. Isso pode ser visto mais claramente através da soma das duas interações ($U_H + U_S$) que pode ser vista na Figura 4.7. Temos ilustradas as situações abaixo do campo característico [Figura 4.7(a)], onde o vórtice é empurrado para a borda da amostra, no valor característico em que o vórtice se posiciona no centro da amostra [Figura 4.7(b)], e acima do campo característico [Figura 4.7(c)].

Figura 4.7 – Gráfico do potencial energético de um vórtice caminhando por uma fita de largura $L_x = 0.48\lambda$ interagindo com sua auto-imagem no exterior da fita e com as correntes superficiais para $H = 9H_0$ em (a), para $H = 12H_0$ em (b) e $H = 18H_0$ em (c). Em (a) o campo aplicado é abaixo do valor característico, em (b) o campo no valor característico e em (c) acima do valor característico. Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ e a energia por C_v .





Fonte: Vizirim (2017)

4.2 Metodologia e simulação

A metodologia empregada para resolver o problema consiste basicamente em três etapas fundamentais: (i) encontrar a densidade correta de vórtices para cada valor de campo aplicado, (ii) encontrar o estado de mínima energia do sistema e (iii) integrar o conjunto de equações de Langevin, usando a técnica de Dinâmica Molecular, para encontrar o comportamento dinâmico do sistema, incluindo forças de *depinning* e fases dinâmicas para o sistema de vórtices.

É conhecido na literatura (KETTERSON, 1999; TINKHAM, 2004) que a densidade de vórtices aumenta proporcionalmente em função do campo aplicado, de maneira linear. Porém, em fitas supercondutoras esse aumento pode ser mais complicado, dependendo da largura da fita (STAN; FIELD; MARTINIS, 2004; BRONSON; GELFAND; FIELD, 2006). Assim, para encontrar a densidade de vórtices correta para cada campo, utilizamos o método de *Simulated Annealing*, que descreveremos a seguir, onde a função custo que é minimizada é a Eq.(4-1) que descreve a energia do sistema.

4.2.1 Simulated Annealing

O método de *Simulated Annealing*, ou na tradução literal: recozimento simulado, é um método numérico amplamente utilizado para encontrar mínimos ou máximos globais de funções n -dimensionais de variáveis contínuas. Este método baseia-se na metalurgia, simulando o processo de recozimento de um sólido, onde primeiramente a temperatura do sólido é elevada até uma certa temperatura T e, posteriormente, o sólido é resfriado lentamente até que este alcance seu estado de mínima energia. Para problemas em que a energia de um sistema possui apenas um mínimo, muitos métodos baseados no gradiente da função já seriam suficientes para resolver o problema. No entanto, para funções que apresentam múltiplos extremos a solução requer métodos mais sofisticados, pois métodos baseados no gradiente certamente ficariam presos a um mínimo local e dificilmente atingiriam o mínimo global (TSALLIS; STARIOLO, 1996).

Na técnica de *Simulated Annealing*, uma ou mais temperaturas artificiais são adicionadas e gradualmente resfriadas. Estas temperaturas artificiais atuam como uma fonte de estocasticidade, ou seja, uma fonte de determinação aleatória. Esta aleatoriedade é bastante conveniente para se desprender dos mínimos locais da função (TSALLIS; STARIOLO, 1996).

A primeira solução não trivial foi elaborada por Kirkpatrick *et. al.* (KIRKPATRICK; GELATT; VECCHI, 1983) para sistemas clássicos. O algoritmo elaborado por Kirkpatrick segue rigorosamente a estatística de quasi-equilíbrio de Boltzmann-Gibbs. Este é conhecido como o *Classical Simulated Annealing* (CSA). Em 1987 surge a proposta de Szu (SZU; HARTLEY, 1987) que utiliza a distribuição de Cauchy-Lorentz ao invés da Gaussiana de Boltzmann. Dessa forma, Szu mostrou que o resfriamento é muito mais rápido fazendo com que processo seja mais eficiente. Este algoritmo é conhecido como *Fast Simulated Annealing* (FSA). Após analisar esses dois *simulated annealings*, em 1996 Tsallis (TSALLIS; STARIOLO, 1996) elaborou o *Generalized Simulated Annealing* (GSA) que generaliza ambos os algoritmos em um unificado. Através do ajuste de parâmetros, o GSA pode se tornar um CSA ou um FSA.

De maneira geral, o funcionamento de um algoritmo de *simulated annealing* utiliza uma “função de visitação” (*visiting function*) que determina como o domínio da função é procurado. Além disso, existe também uma “função de aceite” (*acceptance function*) que determina se um resultado de “energia” maior deve ser aceito ou rejeitado

(DALL'IGNA JÚNIOR et al., 2004). O algoritmo que rege este aceite de “energia” maior é conhecido como Algoritmo de Metropolis (METROPOLIS et al., 1953), e é utilizado por todos os tipos de *simulated annealing*. O algoritmo de Metropolis segue os seguintes passos em sua análise:

1. A partir de um conjunto inicial de parâmetros da função de custo, geralmente escolhidos aleatoriamente, uma “energia” inicial, E_{ref} , do sistema é calculada e uma temperatura inicial $T = T_0$ é escolhida.
2. Uma perturbação aleatória é gerada nos parâmetros da função de custo usando a “função de visitação”, e então a nova energia E_{nova} é calculada.
3. Se $\Delta E = E_{nova} - E_{ref} \leq 0$, o novo conjunto de parâmetros é melhor (ou no mínimo de mesma qualidade) que o anterior, portanto o novo conjunto de parâmetros que gerou a E_{new} é escolhido para ser o conjunto de parâmetros de referência.
4. Se por acaso $\Delta E > 0$, o novo conjunto de parâmetros é pior que o anterior, mas ainda pode ser aceito dependendo da “função de aceite” e de um número aleatório, como definido pelo critério de Metropolis (METROPOLIS et al., 1953).
5. A temperatura T é diminuída utilizando a expressão que rege o decaimento da temperatura.
6. Os passos de 2 a 5 são repetidos durante um dado número de iterações ou até alguma outra condição de parada for satisfeita.

No *simulated annealing* clássico (CSA), a função de visitação era simplesmente a escolha de um estado aleatório. Porém, para a solução de problemas mais complexos a função de visitação utilizada é a distribuição de probabilidades de Boltzmann-Gibbs, dada pela Eq.(4-6). A função de aceite do CSA é também a distribuição de probabilidades de Boltzmann-Gibbs,

$$P(\Delta E) = \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right). \quad (4-6)$$

O decaimento de temperatura, ou seja, o processo de *annealing* é dado pela expressão Eq.(4-7), onde o “tempo” t é o passo da iteração,

$$T(t) = T_0 / \log(1 + t). \quad (4-7)$$

Já o algoritmo de FSA, utiliza como função de visitação a distribuição de probabilidades de Cauchy-Lorentz, dada pela Eq.(4-8), onde x é a variável de interesse,

$$G_{T_c} = \frac{T_c(t)}{x^2 + T_c^2(t)}. \quad (4-8)$$

A função de aceite do algoritmo de FSA é a mesma do CSA, ou seja, utiliza a distribuição de Boltzmann-Gibbs. No entanto, o decaimento da temperatura é diferente no FSA. Szu e Hartley mostraram que neste caso T deveria decair inversamente com o passo computacional [Eq.(4-9)], pois mesmo em baixas temperaturas a função poderia realizar grandes saltos na busca pelo mínimo global. Este modo de decaimento tornou procedimento do FSA muito mais rápido que o CSA,

$$T(t) = T_0/(1 + t). \quad (4-9)$$

No caso do GSA, a função de visitação depende da densidade da probabilidade de Tsallis dada pela expressão da Eq.(4-10), onde D é a dimensão da função de custo e q_v ($1.0 < q_v < 3.0$) é o “parâmetro de visitação”,

$$g_{q_v}(x) = \left(\frac{q_v-1}{\pi}\right)^{\frac{D}{2}} \times \frac{\Gamma\left(\frac{1}{q_v-1} + \frac{D-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{q_v-1} - \frac{1}{2}\right)} \times \frac{T_{q_v}^{D/(q_v-3)}}{\left[1 + \frac{(q_v-1)x^2}{T_{q_v}^{\frac{2}{q_v-3}}}\right]^{\frac{1}{q_v-1} + \frac{D-1}{2}}}. \quad (4-10)$$

Para obter a função de distribuição de probabilidade é necessário integrar a Eq.(4-10) como mostra a Eq.(4-11).

$$G(\Delta x_1) = \int_{-\infty}^{\Delta x_1} g_{q_v}(x) dx \quad (4-11)$$

A perturbação em Δx_1 é determinada a cada iteração $x_{t+1} = x_t + \Delta x_t$, onde $\Delta x_t = G^{-1}(\Delta x_t)$. O decaimento da temperatura é controlado pela Eq.(4-12)

$$T_{q_v}(t) = \begin{cases} \frac{T_{q_v}(1)}{1+t} & , \text{ para } q_v = 2 \\ T_{q_v}(t) \frac{2^{q_v-1}-1}{(1+t)^{q_v-1}-1} & \end{cases} \quad (4-12)$$

A função de aceite para o algoritmo de GSA é dado pela Eq.(4-13), onde q_A ($1.0 < q_A < 3.0$) é o parâmetro de aceite.

$$P_{q_A}(\Delta E(x)) = \frac{1}{1 + \left\{ 1 + \frac{(q_A - 1)[E(x_{t+1}) - E(x_t)]}{T_{q_A}(t)} \right\}} \quad (4-13)$$

A ideia de ser generalizado (por isso surge o nome *Generalized Simulated Annealing*) está relacionado com os parâmetros q_A e q_V . Quando $(q_A, q_V) = (1.0, 1.0)$ estamos reproduzindo o CSA, e quando $(q_A, q_V) = (1.0, 2.0)$ estamos reproduzindo o FSA (TSALLIS; STARIOLO, 1996; DALL'IGNA JÚNIOR et al., 2004). Desta forma, é possível alterar estes parâmetros dentro de seus limites modificando *simulated annealing*, podendo de aproximar do CSA ou do FSA, dependendo de como o problema em questão minimiza melhor.

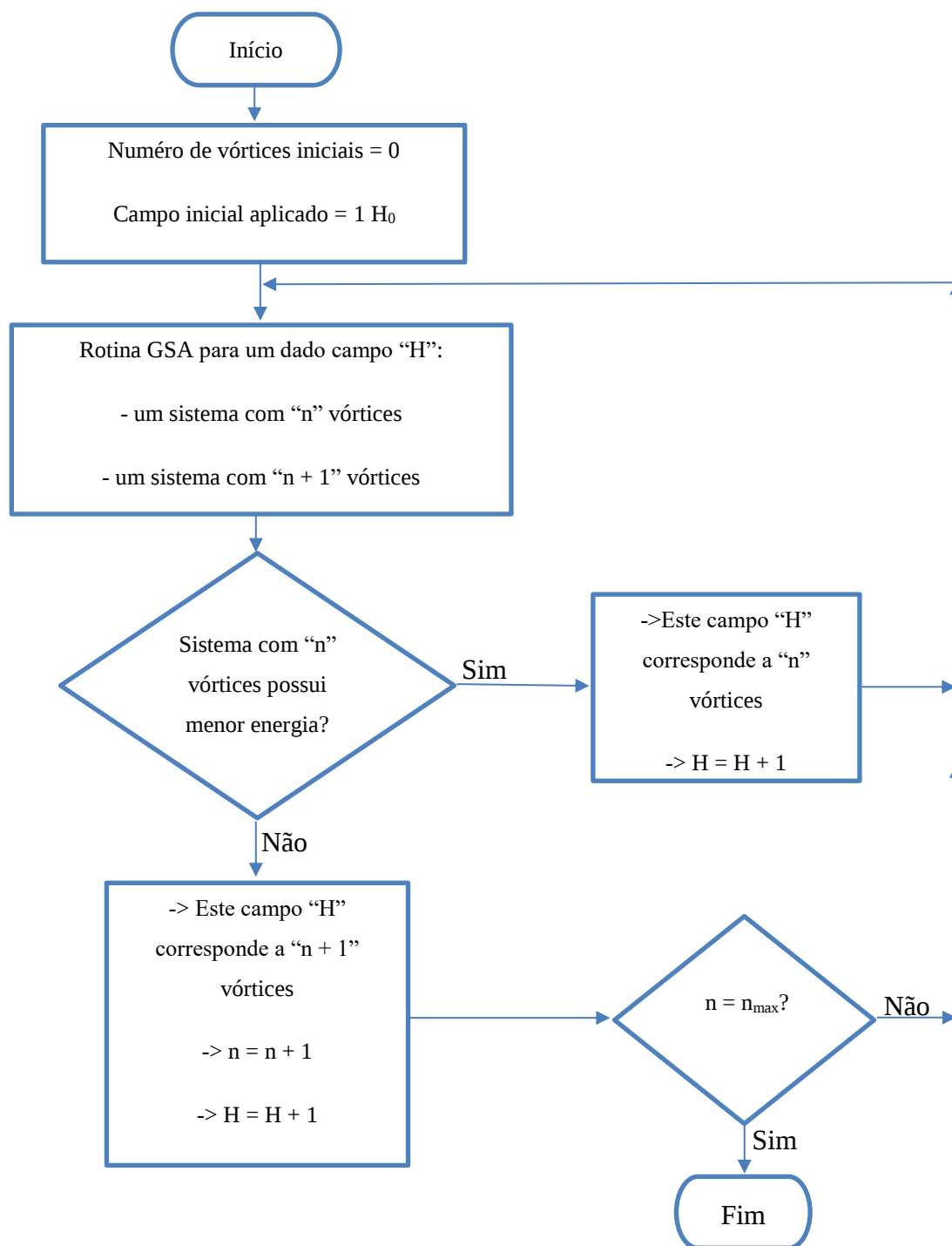
Recentemente muitos trabalhos têm utilizado o método de GSA devido a sua eficácia e convergência rápida nos mais diversos problemas em que foi aplicado. Alguns exemplos estão em estudos de cristalografia, estudos de proteínas, estudo de estrutura eletrônica utilizando Hartree-Fock, deformação de cristais, entre outros (XIANG; SUN; GONG, 2000; DE ANDRADE; MUNDIM; MALBOUISSON, 2005; AGOSTINI et al., 2006; BOULLE; DEBELLE, 2010; BERNARDI; MELO; SCHULTEN, 2015).

Neste trabalho, foi necessário implementar o algoritmo de GSA para encontrar as configurações de vórtices que correspondem ao estado de mínima energia. Desta forma, a nossa função de custo é a energia livre dos vórtices interagindo com a superfície e com os centros de aprisionamento.

4.2.2 Metodologia

Para melhor esquematizar a metodologia aplicada para encontrar a densidade de vórtices correta para cada H , temos o fluxograma ilustrado na Figura 4.8.

Figura 4.8 – Fluxograma para encontrar a densidade de vórtices correspondente a cada H .



O fluxograma funciona da seguinte maneira: n é o número de vórtices (escolhemos primeiramente $n = 0$ para verificar para qual H ocorre a penetração do primeiro vórtice), H é o campo magnético aplicado, GSA corresponde à aplicação do método de *generalized simulated annealing* que encontra a mínimo global da função de energia, e $n_{\max}$ é o número máximo de vórtices que escolhemos para realizar o procedimento, ou seja, a condição de parada. Resumidamente, o método empregado vai comparando as energias de dois sistemas com mesmo campo H aplicado, um com n vórtices e o outro com $n + 1$ vórtices. O sistema que tiver menor valor de energia corresponde aquele valor de campo. Dessa forma é possível plotar um gráfico onde cada valor de H possui uma única densidade de vórtices. Um gráfico deste tipo será apresentado nos resultados.

No entanto, o método de GSA não garante com absoluta certeza que o resultado encontrado é o mínimo global, principalmente se executarmos apenas uma única vez o programa. Sendo assim, a minimização foi feita variando os parâmetros q_A , q_T , q_V e T sistematicamente e repetindo o cálculo com cada conjunto de parâmetros por pelo menos 40 vezes. Se nestas 40 execuções (de todos os conjuntos de parâmetros) o algoritmo não conseguir diminuir a energia do sistema, ou seja, todos os resultados fornecem exatamente o mesmo valor de energia, consideramos aquela configuração como a mais estável. Estes cálculos de minimização demandam muito tempo e recursos computacionais, portanto, foi necessário utilizar os recursos computacionais do GRIDUnesp (<http://www.unesp.br/portal#!/gridunesp>). O GRIDUnesp possui uma estrutura de 2944 núcleos de processamento capazes de atingir 33 teraFlops de processamento, onde somente neste trabalho foram submetidos aproximadamente 100.000 programas levando, em média, 8 horas de processamento cada um. Ou seja, sem o suporte desta estrutura computacional este trabalho seria inviável.

4.2.3 Dinâmica de Langevin

Depois de concluído todo o procedimento de minimizações de energia e obtida as densidades de vórtices que correspondem a cada valor de campo magnético aplicado, resolvemos as equações de Langevin para obter o comportamento dinâmico do sistema. No caso supomos os vórtices como partículas e a equação do movimento é descrita por um conjunto de equações de Langevin acopladas [Eq.(4-14)] que são integradas

numericamente via método de Euler para obter as posições dos vórtices a cada instante de tempo t .

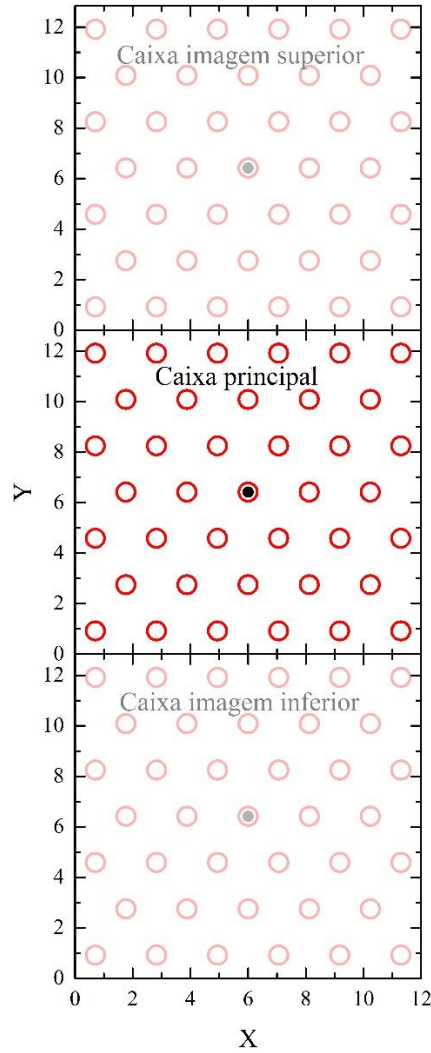
$$\eta \frac{dr_i(t)}{dt} = -\sum_{ij} \vec{\nabla} U_{vv}(r_{ij}) - \sum_{ip} \vec{\nabla} U_{vp}(r_{ip}) + \vec{\nabla} U_H(r_i) + \vec{\nabla} U_S(r_i) + \frac{\phi_0}{c} \vec{j} \times \hat{z} \quad (4-14)$$

O termo à esquerda corresponde a velocidade do vórtice i , onde η é o coeficiente de Bardeen-Stephen (BARDEEN; STEPHEN, 1965). Os quatro primeiros termos correspondem as interações vórtice-vórtice, vórtice-*pinning*, vórtice-correntes superficiais e vórtice-antivórtice descritas anteriormente, e o último termo corresponde a força sofrida pelos vórtices devido a densidade de corrente de transporte aplicada no material, ou seja, a força de Lorentz. A força de Lorentz é adicionada no problema como uma variável que será aumentada gradualmente. A cada aumento na densidade de corrente, deixamos o sistema se estabilizar por um determinado intervalo de tempo.

Portanto, temos um conjunto de N vórtices descrito por $2N$ equações de Langevin acopladas (uma para a direção x e a outra para y), as quais deverão ser integradas para diversos valores da densidade de vórtices, campo aplicado e correspondente configuração de equilíbrio.

A simulação é feita considerando uma caixa de simulação com dimensões L_x por L_y , onde L_x é a largura finita da fita. Na direção y foi necessário implementar as condições de contorno periódicas para simular a sua característica infinita. Assim, utilizamos a ferramenta de caixas imagens nos dois sentidos em y , onde os vórtices da caixa de simulação principal interagem com os vórtices destas caixas imagens, como ilustrado na Figura 4.9. Vale ressaltar que as caixas imagens reproduzem a mesma configuração presente na caixa de simulação principal para cada instante t de integração. Essa técnica é conhecida como técnica de Dinâmica Molecular, amplamente utilizada na literatura para simular um sistema de vórtices tanto em filmes infinitos quanto em fitas supercondutoras (REICHHARDT; OLSON; NORI, 1997; REICHHARDT et al., 2001; REICHHARDT; GRONBECH-JENSEN, 2001; REICHHARDT; GRØNBECH-JENSEN, 2001; REICHHARDT; REICHHARDT, 2007; REIS et al., 2007; SIMÕES; VENEGAS; MELLO, 2011; VERGA et al., 2012, 2013; YETIS, 2015; THIEN et al., 2016; OLSON REICHHARDT et al., 2017; VIZARIM et al., 2017a).

Figura 4.9 – Ilustração da técnica de Dinâmica Molecular, onde a caixa central é a caixa de simulação principal e as caixas inferior e superior são as caixas imagens que reproduzem fielmente o que ocorre na principal. Aqui estão representadas apenas 1 dupla de caixas imagens, porém nas simulações são utilizadas 10. Pontos pretos são vórtices e os círculos vermelhos os centros de *pinning*.



Fonte: Vizarim (2017)

Todas as grandezas físicas presentes neste trabalho estão normalizadas e consideramos $\kappa = 100$. Utilizamos todas as distâncias normalizadas por $d_0 = 4\xi = 0.04\lambda$, campo magnético por $H_0 = \Phi_0/\lambda^2$, energia por $C_v = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2$, força por $f_0 = 25C_v/\lambda$, tempo por $t_0 = 0.0016\lambda^2\eta/C_v$, velocidade por $v_0 = 25C_v/\lambda\eta$. A dinâmica foi feita com a força de transporte sendo acrescida lentamente na direção infinita, em passos

de $\Delta F = 0.002$, utilizando 100.000 passos para equilibração e cálculo das médias. O cálculo das forças de *depinning* requer o cálculo das velocidades médias $V = \langle V_x \rangle = \langle \frac{1}{N_v} \sum_i \frac{dx_i}{dt} \rangle$ na direção x e analogamente na direção y . A determinação das forças de *depinning* são obtidas através das curvas de velocidade em função da força, onde o critério utilizado é que $\langle V_{x,y} \rangle < 0.001$ corresponde a flutuações dos vórtices em torno da posição de equilíbrio.

5 Resultados

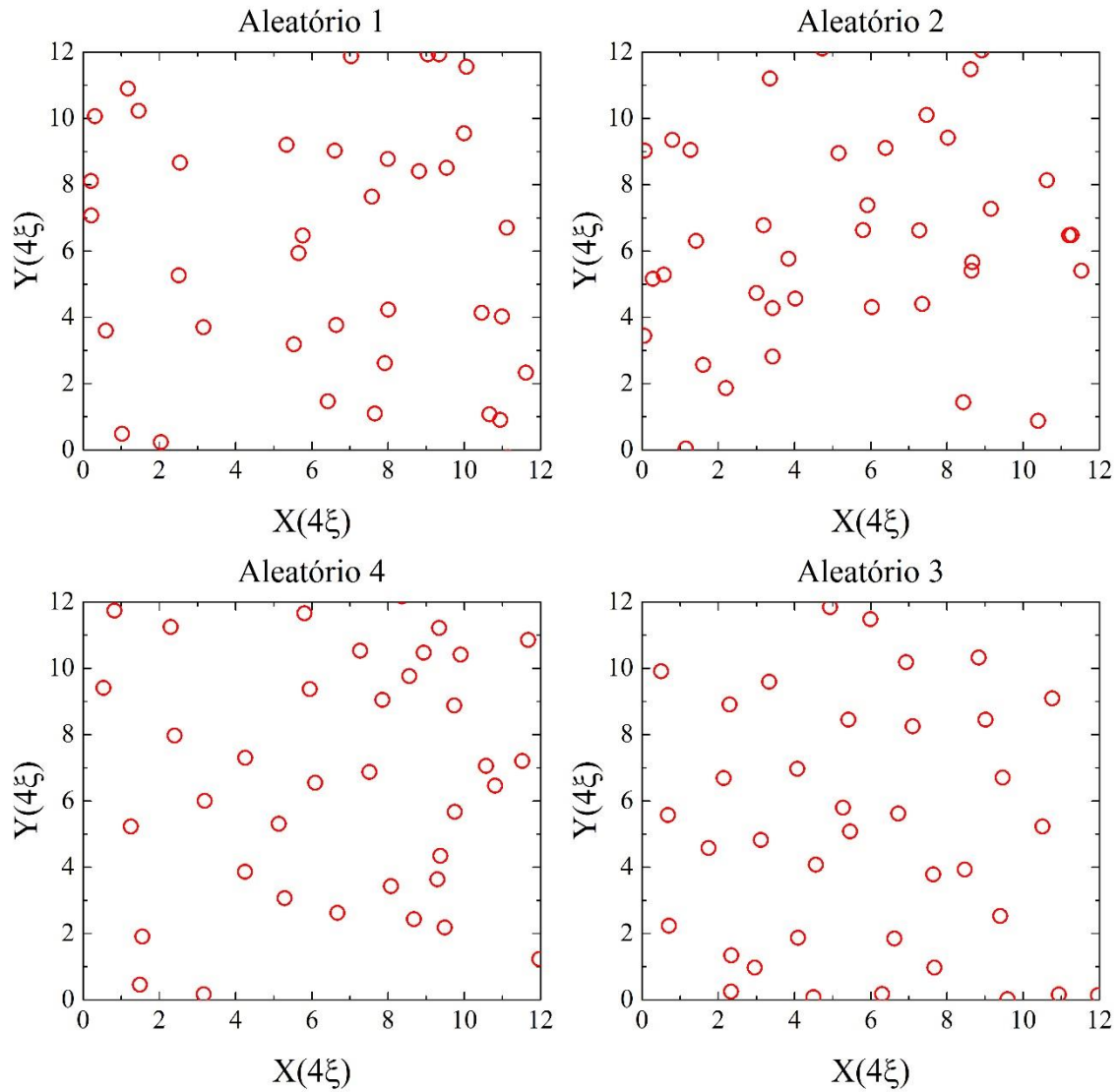
Nas seções seguintes faremos a exposição dos resultados e suas respectivas análises e discussões. Primeiramente foi feita uma análise dos vórtices numa fita supercondutora sobre a influência do arranjo aleatório de centros de aprisionamento, mostrando algumas configurações de equilíbrio, gráficos de densidade de vórtices em função do campo aplicado e finalmente a análise das forças de *depinning*. Posteriormente, analisaremos também os efeitos dos arranjos hexagonal e conforme, onde mostramos as configurações de vórtices evidenciando alguns efeitos de ordenamento e comensurabilidade, gráficos de densidade de vórtices em função do campo aplicado e a análise das forças de *depinning*. Por último, faremos uma comparação dos resultados obtidos na fita supercondutora com os resultados de filmes infinitos já existentes na literatura, mostrando semelhanças e diferenças, além de possibilidades de aplicações tecnológicas.

5.1 Fita com arranjo aleatório de centros de aprisionamento

Para analisar a influência do arranjo aleatório de centros de aprisionamento utilizamos quatro amostras com diferentes arranjos aleatórios com mesma densidade de defeitos. Então, variamos o campo magnético de $H = 10H_0$ até $H = 70H_0$ (que corresponde à $n_v/n_p = 1/3$, onde n_v é a densidade de vórtices e n_p a densidade de centros de *pinning*) lentamente, em passos de $1 H_0$, e avaliamos a força de *depinning* do sistema para cada valor de campo em cada amostra. Além disso, realizamos a média da força de *depinning* em função do campo das quatro amostras utilizadas, com o intuito de verificar o comportamento médio dos vórtices sobre a influência de um arranjo aleatório.

A Figura 5.1 ilustra as quatro amostras com arranjo aleatório utilizadas. Todas as amostras presentes neste trabalho possuem mesma densidade de centros de *pinning*, $n_p = 156.25/\lambda^2$.

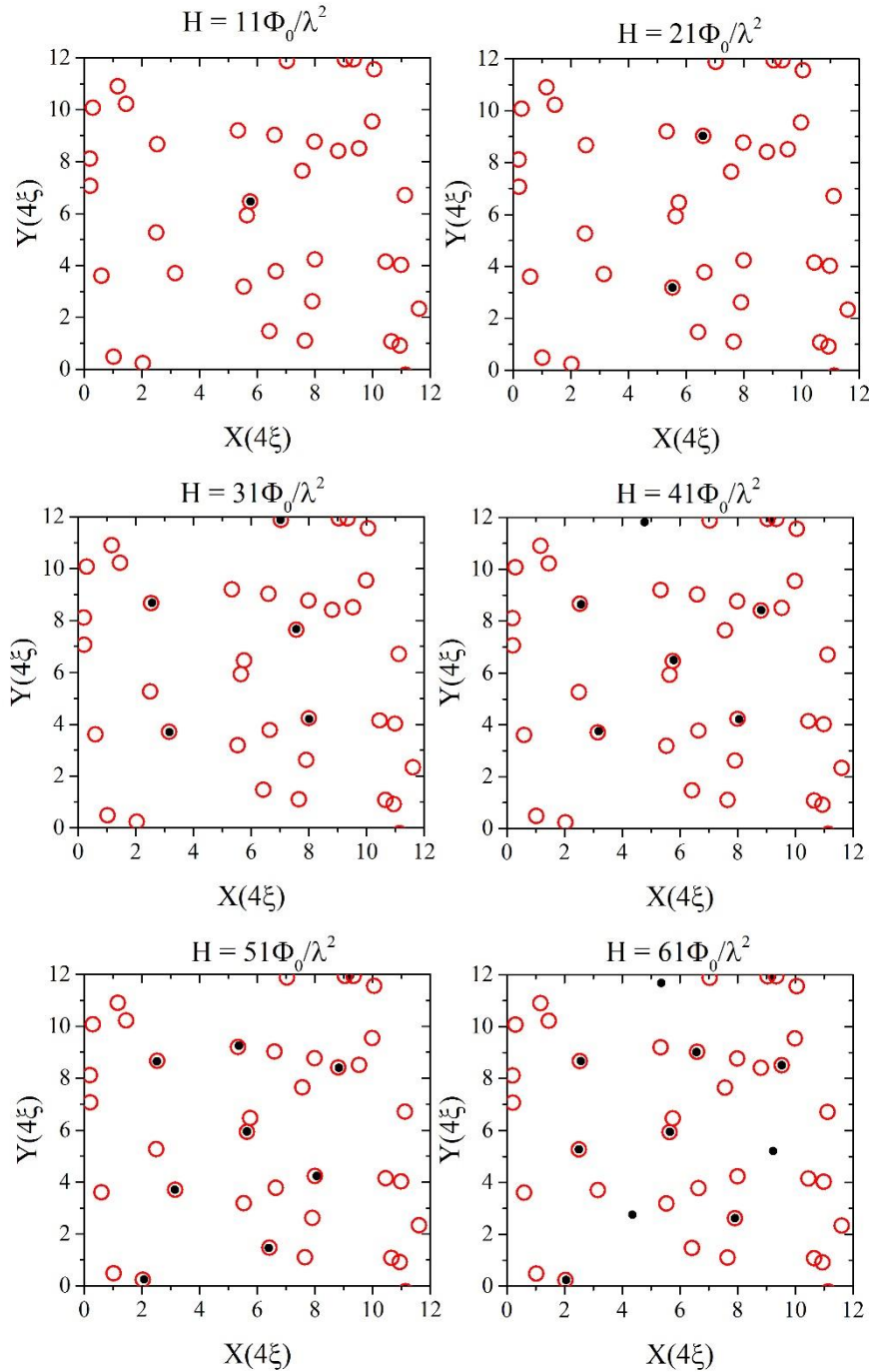
Figura 5.1 –Arranjos aleatórios de centros de *pinning* utilizados nas simulações, onde os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*.



Fonte: Vizarim (2018)

Para ilustrar alguns resultados da minimização do *generalized simulated annealing* (GSA), mostramos na Figura 5.2 algumas configurações de equilíbrio da amostra Aleatório 1 (veja Figura 5.1) para alguns valores de campo magnético aplicado. É possível ver que os efeitos de superfície deslocam os vórtices para o centro da amostra, e que os efeitos de *pinning* aprisionam o vórtice localmente.

Figura 5.2 – Configurações de equilíbrio de vórtices para a amostra Aleatório 1, onde os pontos pretos são os vórtices e os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*. O campo é aumentado em $10 H_0$ de uma figura para a outra de modo a ver como ocorre a evolução da densidade de vórtices no interior da amostra.

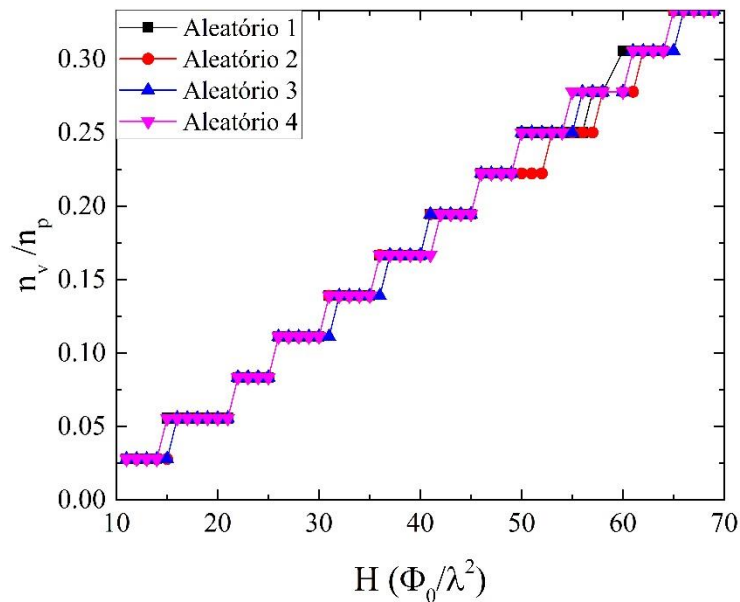


Fonte: Vizarim (2018)

Na Figura 5.3, apresentamos a densidade de vórtices em função do campo aplicado para as quatro amostras com arranjo aleatório estudadas. É importante notar que

devido ao tamanho finito da amostra, há um atraso na penetração de um novo vórtice, o que provoca os degraus na curva de densidade de vórtices. Podemos notar também que o aumento do número de vórtices é aproximadamente linear com o campo.

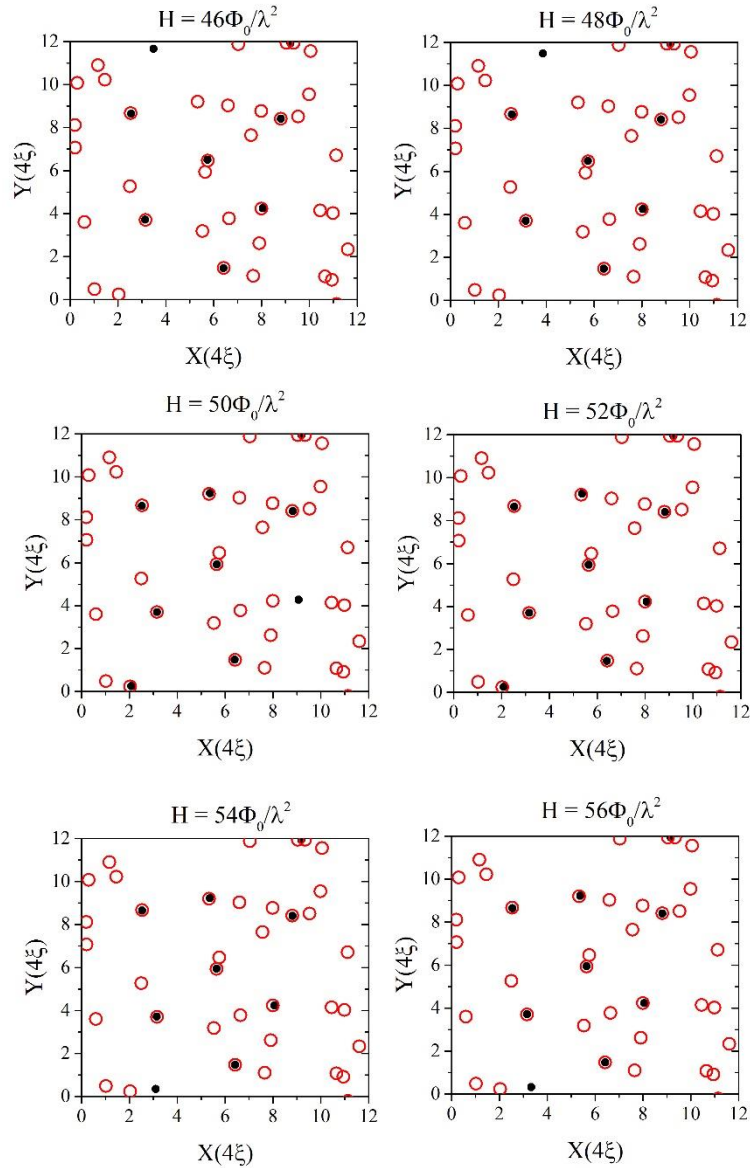
Figura 5.3 – Gráfico da razão n_v/n_p em função do campo magnético aplicado (H) para as quatro amostras com arranjo aleatório de centros de *pinning*.



Fonte: Vizirim (2018)

Outro efeito interessante de se observar é o aumento do efeito repulsivo da borda para com os vórtices conforme o campo magnético aplicado é aumentado. Isto pode ser visto mais claramente na Figura 5.4, onde são mostradas as configurações de equilíbrio dos vórtices conforme o campo é aumentado lentamente. Nas primeiras duas figuras ($H = 46H_0$ e $H = 48H_0$) existem 8 vórtices no interior da amostra (note que existe um vórtice na parte superior das caixas de simulação entre dois centros de *pinnings* muito próximos). A diferença entre as figuras é que o vórtice intersticial se aproxima mais do centro da amostra devido ao aumento do campo aplicado, e consequentemente o aumento da interação repulsiva entre os vórtices e a corrente superficial. A partir de $H = 50H_0$, entra o nono vórtice na amostra, reorganizando as posições de parte dos demais vórtices. Conforme o campo é aumentado, o vórtice que estava numa posição intersticial (na Figura com $H = 50H_0$) se estabiliza sobre um centro de aprisionamento, mantendo a configuração comensurada para $H = 52H_0$. No entanto, esta comensurabilidade não se prolonga, pois com o novo aumento do campo externo, um vórtice aprisionado mais próximo a superfície liberta-se do centro de aprisionamento e se estabiliza numa posição intersticial. Os efeitos de comensuração e descomensuração nas forças de *depinning* serão analisados mais adiante.

Figura 5.4 – Configurações de equilíbrio de vórtices para a amostra Aleatório 1, onde os pontos pretos são os vórtices e os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*. O campo é aumentado em $2 H_0$ de uma figura para a outra com o intuito de analisar o aumento do efeito de superfície.

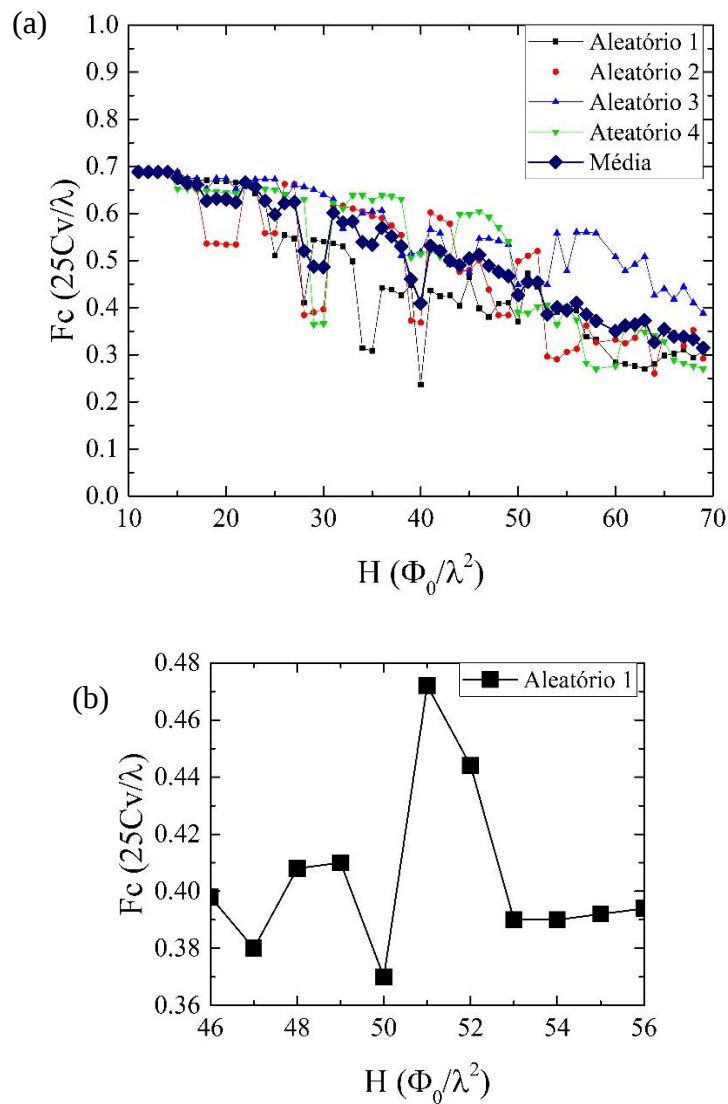


Fonte: Vizarim (2018)

Usando as configurações de equilíbrio como condição de contorno inicial para a integração das equações de Langevin, foi possível obter as velocidades dos vórtices, e com isso conseguimos calcular as forças de *depinning*. Como resultado, foram obtidas quatro curvas de força de *depinning* em função do campo aplicado, uma para cada amostra, e também a curva média, que corresponde a soma das forças de *depinning* de cada campo dividido pelo número de amostras. O resultado está mostrado no gráfico da Figura 5.5 (a), onde é possível ver o decaimento da força de *depinning*, com flutuações, conforme o campo é aumentado. Este comportamento é

análogo ao observado em filmes infinitos com o mesmo arranjo aleatório, onde a corrente crítica tende a diminuir com o campo aplicado (THIEN et al., 2016), sem apresentar efeitos de *matching*. Na Figura 5.5 (b) é possível ver o comportamento das forças de *depinning* para o intervalo de campos analisado na Figura 5.4. Nesse caso, é possível ver que existe um considerável aumento da força de *depinning* para $51 \leq H \leq 52$, que corresponde na Figura 5.4 ao estado comensurado de vórtices. Para campos $46 \leq H < 51$ e $52 < H \leq 56$, a rede de vórtices está parcialmente comensurada, resultando em baixos valores de força de *depinning*.

Figura 5.5 – Gráfico de força de *depinning* (F_c) em função do campo magnético aplicado (H). Em (a) para as quatro amostras com arranjo aleatório de centros de *pinning* e a curva média e em (b) o intervalo de campo utilizado na análise da Figura 5.4.



Fonte: Vizarim (2018)

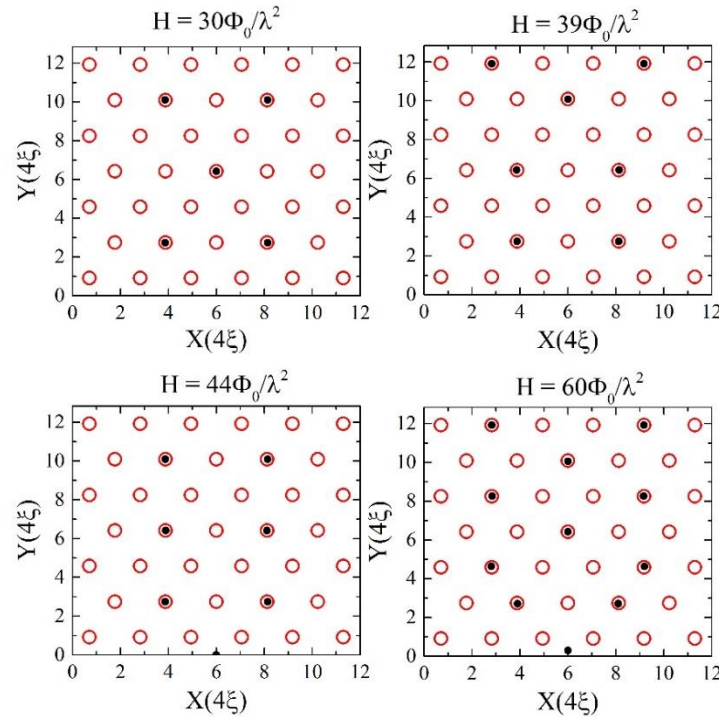
5.2 Fita com arranjo periódico e quase-periódico de centros de aprisionamento

Nesta seção veremos como os arranjos periódico e quase-periódico de centros de aprisionamento influenciam a dinâmica de vórtices na fita supercondutora. Inicialmente faremos um comparativo destes arranjos com o arranjo aleatório para verificarmos se há diferenças nas configurações de equilíbrio, na penetração de vórtices em função do campo e também nas forças de *depinning*. As redes utilizadas nesta seção estão ilustradas na Figura 4.1

5.2.1 Comparativo com arranjo aleatório com baixos campos aplicados

Para realizar o comparativo com o arranjo aleatório, foi utilizado neste caso o mesmo intervalo de campo, ou seja, partindo de $H = 10$ até $H = 70H_0$. Através do método de GSA, foram obtidos alguns exemplos de configurações de vórtices sob a influência do arranjo hexagonal de centros de aprisionamento, ilustrados na Figura 5.6, onde é possível ver claramente que algumas configurações estão comensuradas e bem ordenadas.

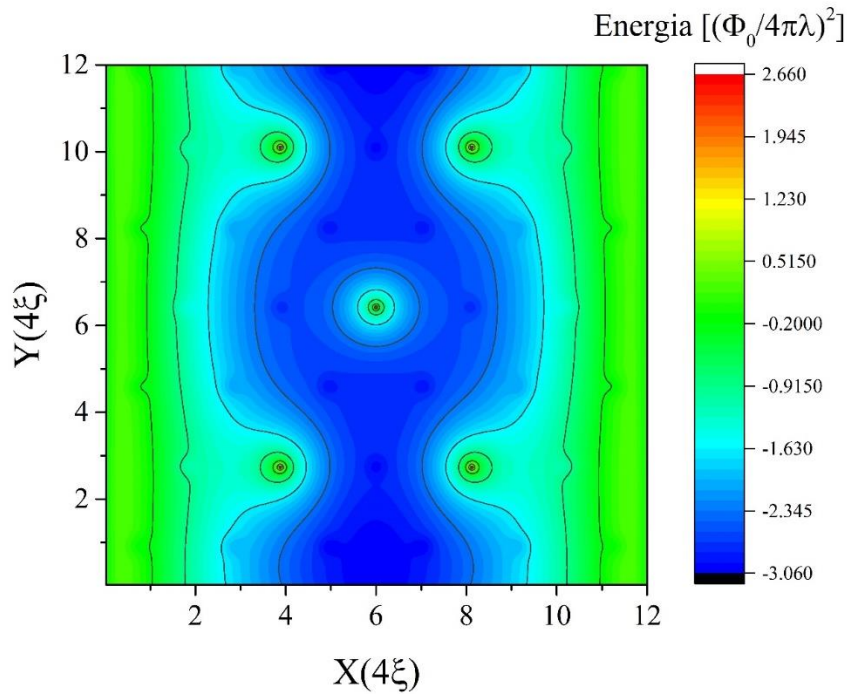
Figura 5.6 – Configurações de equilíbrio de vórtices para a amostra Hexagonal, onde os pontos pretos são os vórtices e os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*.



Fonte: Vizarim (2018)

De fato, este ordenamento da rede de vórtices induz uma estabilidade energética que deveria dificultar seu movimento, ou seja, para estes valores de campo poderíamos esperar um aumento na corrente crítica. Na Figura 5.7 está ilustrada a energia total do sistema para $H = 33H_0$, onde os 5 vórtices presentes se organizam da mesma forma que a configuração ilustrada na Figura 5.6 com $H = 30 H_0$.

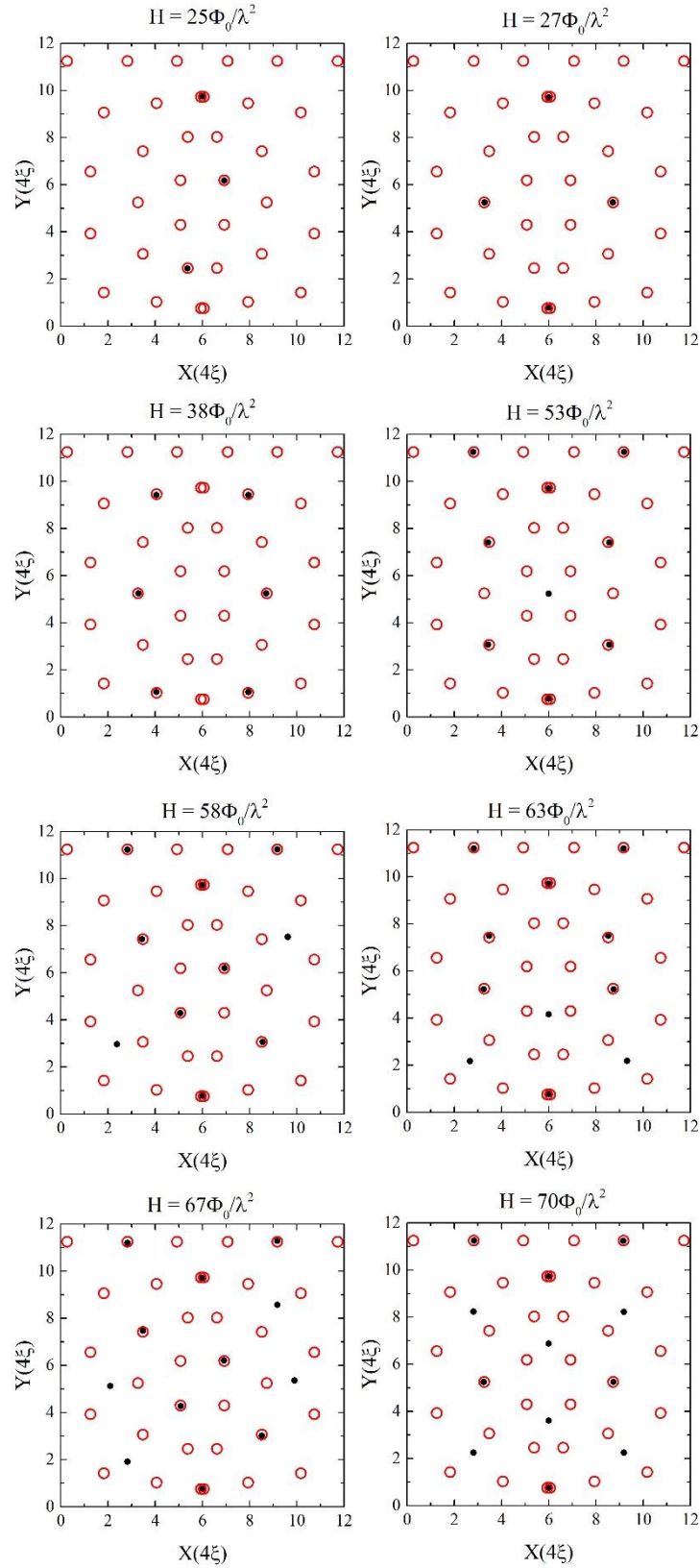
Figura 5.7 – Gráfico do potencial energético total da fita com arranjo hexagonal de centros de aprisionamento para $H = 33H_0$. Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ e a energia por C_v .



Fonte: Vizirim (2018)

As configurações de vórtices ilustradas na Figura 5.8 com arranjo Conforme1 também apresentam ordem. Com esse arranjo e nesse intervalo de campo, foram observadas mais configurações ordenadas. O motivo está associado ao fato deste arranjo possuir uma maior densidade de centros de aprisionamento no centro da fita, exatamente o local onde os vórtices tendem a se acumular nesta geometria. Além disso, a transformação conforme preserva localmente o ordenamento triangular, facilitando o surgimento de configurações ordenadas.

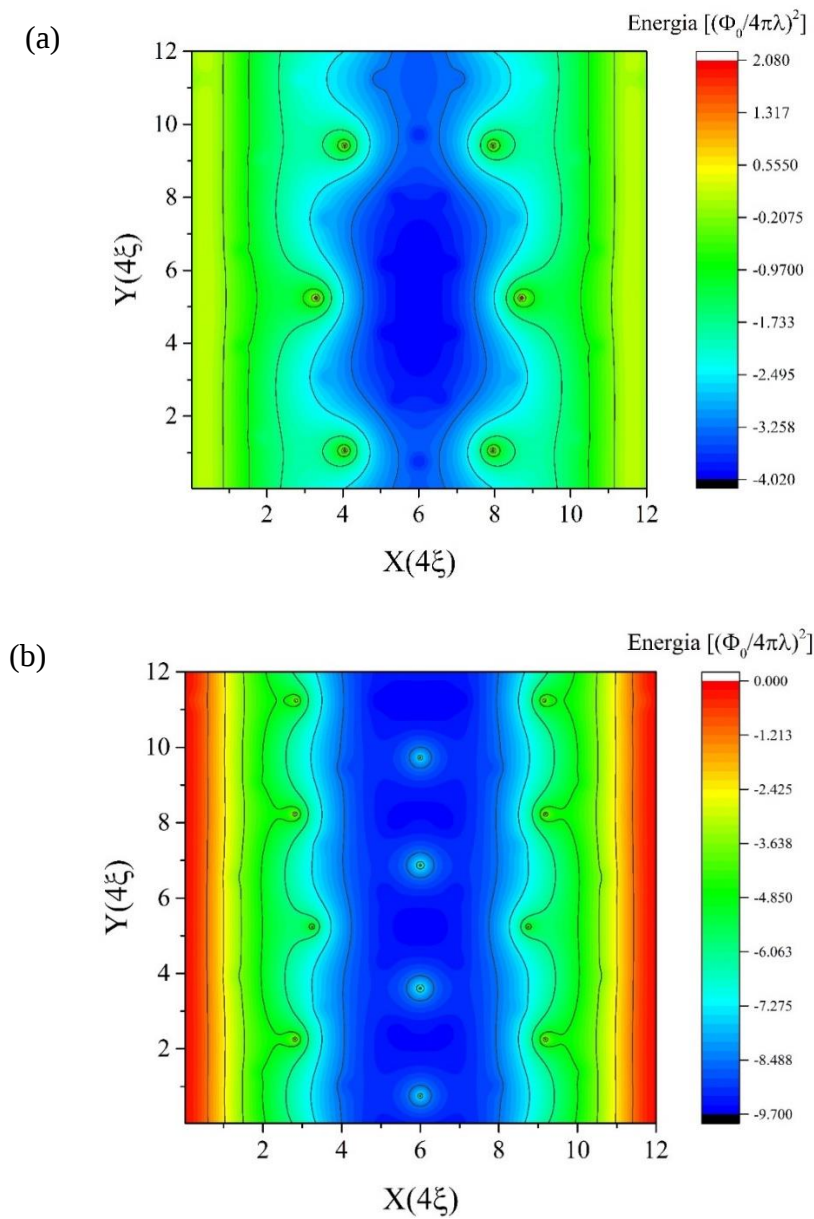
Figura 5.8 – Configurações de equilíbrio de vórtices para a amostra Conforme1, onde os pontos pretos são os vórtices e os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*.



Fonte: Vizarim (2018)

No entanto, como é possível ver na Figura 5.8, muitas configurações de vórtices apresentam ordem mas não estão totalmente comensuradas. Por exemplo, para $H = 70H_0$, é possível ver a formação de uma estrutura periódica de vórtices intersticiais e outra de vórtices ancorados. A Figura 5.9 mostra o potencial energético do sistema sobre a influência da rede de centros de aprisionamento Conforme1. É possível visualizar com clareza a simetria do arranjo de vórtices no interior da fita.

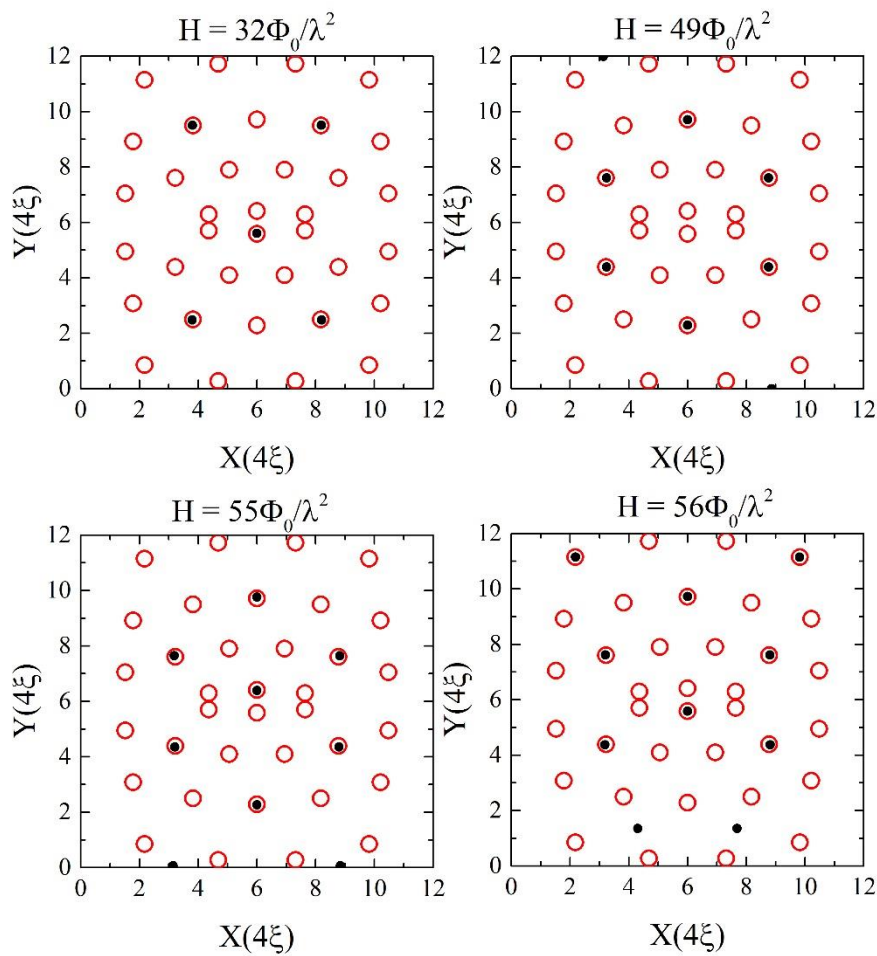
Figura 5.9 – Gráfico do potencial energético total da fita com arranjo Conforme1 de centros de aprisionamento para $H = 37H_0$ em (a) e $H = 70H_0$ em (b). Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ e a energia por C_v .



Fonte: Vizarim (2018)

Apresentamos também as configurações de vórtices na fita com arranjo Conforme2. Estas configurações estão apresentadas na Figura 5.10. O fato do arranjo de centros de *pinning* possuir seu eixo de simetria perpendicular ao eixo da fita faz com que a comensurabilidade diminua. No entanto, o intuito de utilizar este arranjo não é necessariamente verificar a comensurabilidade, mas sim se este gradiente de centros de *pinning* na direção transversal ao eixo da fita, e da força de transporte, dificulta o movimento dos vórtices aumentando assim a força de *depinning*.

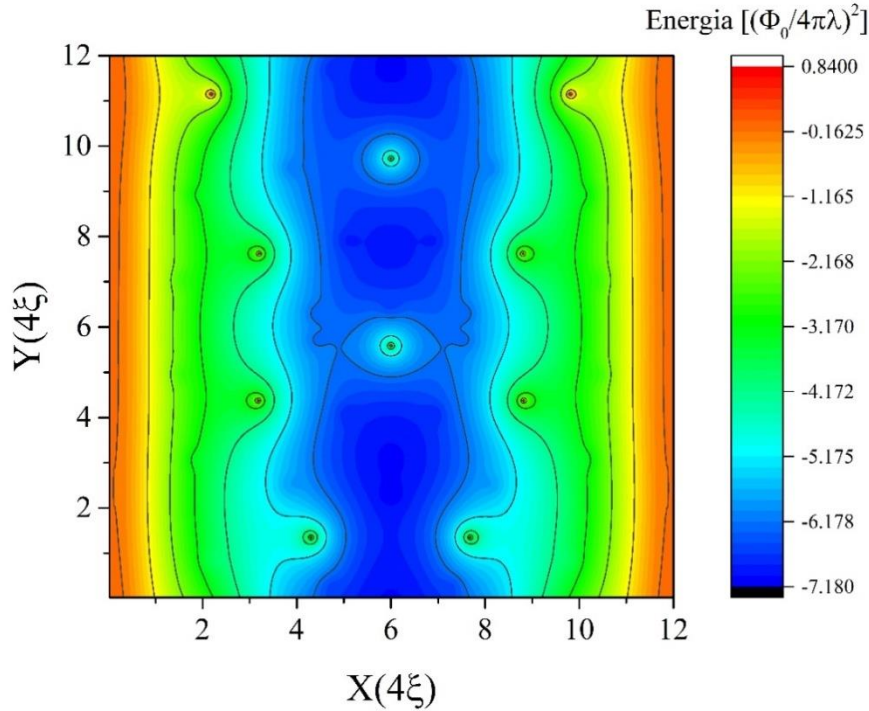
Figura 5.10 – Configurações de equilíbrio de vórtices para a amostra Conforme2, onde os pontos pretos são os vórtices e os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*.



Fonte: Vizarim (2018)

A Figura 5.11 mostra o potencial energético do sistema sobre a influência da rede de centros de aprisionamento Conforme2. O arranjo Conforme2 gera estas configurações com ordenamento mais complexo.

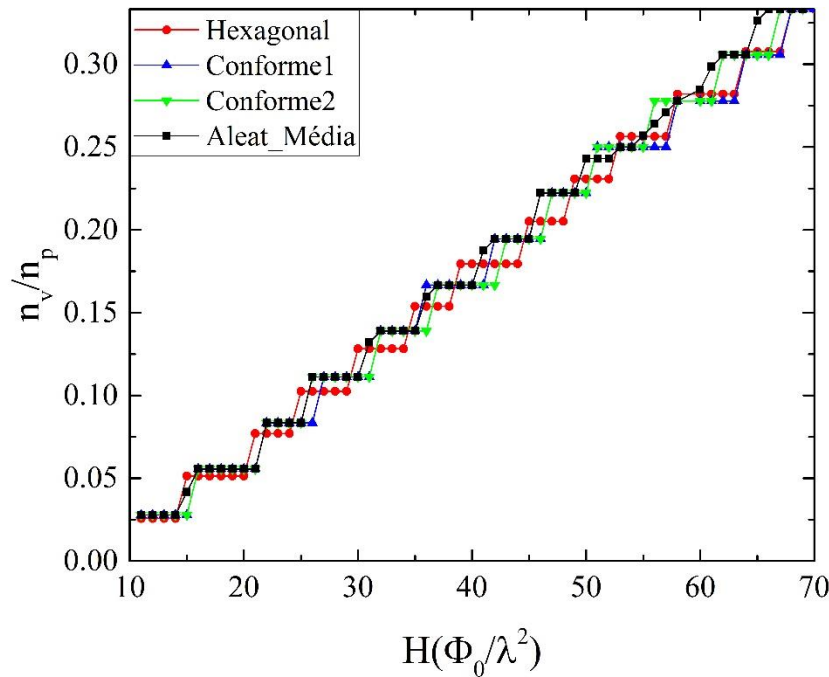
Figura 5.11 – Gráfico do potencial energético total da fita com arranjo Conforme2 de centros de aprisionamento para $H = 56H_0$. Todas as unidades de distâncias estão normalizadas por 4ξ e a energia por C_v .



Fonte: Vizirim (2018)

A partir dos dados obtidos na minimização, fizemos a curva da densidade de vórtices em função do campo magnético aplicado, que pode ser visto na Figura 5.12. É importante notar que o tamanho finito da amostra provoca um atraso na penetração de um novo vórtice, o que se manifesta como degraus na curva da densidade de vórtices. Como resultado temos que o arranjo hexagonal, para baixos campos, favorece a penetração de vórtices quando comparado a todos os demais arranjos, inclusive com a média dos arranjos aleatórios. Isto decorre do fato de que o arranjo hexagonal possui uma maior densidade de centros de *pinning* próximo as bordas da fita, induzindo um potencial atrativo que favorece a penetração das linhas de fluxo. Ao contrário do arranjo Hexagonal, o arranjo Conforme2 parece ser o menos suscetível a entrada de vórtices na amostra para esta faixa de campo, provavelmente por este arranjo possuir poucos defeitos nas extremidades da fita.

Figura 5.12 – Gráfico da razão n_v/n_p em função do campo magnético aplicado (H) para os arranjos Hexagonal, Conforme1, Conforme2 e a média dos arranjos aleatórios (Aleat_Média) para baixos campos.

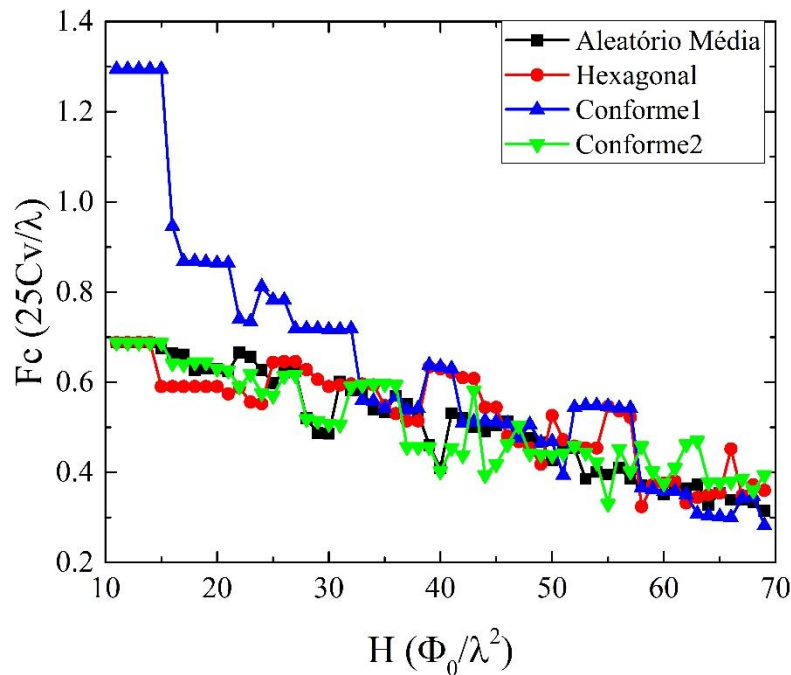


Fonte: Vizirim (2018)

Para baixos campos, onde $n_v/n_p \leq 1/3$, os resultados nos permitem afirmar que a penetração de vórtices está relacionada com a densidade de centros de *pinning* próximo superfície da fita supercondutora. Isto está de acordo com a ideia proposta pelo trabalho de Bronson *et al.*, onde foi mostrado através de simulações que a introdução de *pinning* na amostra aumenta a penetração de vórtices em função do campo aplicado (BRONSON; GELFAND; FIELD, 2006). Porém, neste presente trabalho aprofundamos a explicação, já que além da introdução dos centros, a distribuição destes pela amostra também é relevante e influencia diretamente na curva da densidade de vórtices em função do campo.

Pelas configurações de vórtices obtidas através do GSA, foi possível realizar a dinâmica do sistema e avaliar a força de *depinning*. Na Figura 5.13 mostramos a força de *depinning* em função do campo para o arranjo Hexagonal, Conforme1, Conforme2 e a média dos aleatórios.

Figura 5.13 – Gráfico de força de *depinning* (F_c) em função do campo magnético aplicado (H) para as amostras com arranjo Hexagonal, Conforme1, Conforme2 e a média dos arranjos aleatórios de centros de *pinning* para baixos campos.



Fonte: Vizirim (2018)

Pela Figura 5.13 pode ser visto que a baixos campos o arranjo Conforme1 apresenta uma grande vantagem comparada aos demais, devido aos seus altos valores de força de *depinning*. No entanto, isto ocorre apenas para campos $H \leq 32H_0$. Este comportamento está relacionado a grande densidade de centros de aprisionamento no centro da amostra, justamente onde os vórtices preferencialmente se estabilizam, fazendo com que fiquem bem aprisionados nesta região. No momento em que começam a surgir vórtices um pouco mais distantes do centro, sua eficiência diminui consideravelmente, se aproximando das demais amostras. A média da força sobre vários arranjos aleatórios apresentou valores de força de *depinning* baixos, comparáveis aos demais arranjos de defeitos simulados. No entanto, o intervalo de campo estudado neste trabalho não é muito abrangente e seria necessário calcular para valores maiores de campo para verificar melhor a sua tendência de comportamento. Porém, isto demandaria um tempo enorme de processamento e estaria fora dos objetivos principais deste trabalho.

Dessa forma, encerramos a análise para baixos campos, onde é comparado principalmente os arranjos periódicos e quase-periódicos com o arranjo aleatório.

Podemos observar que a penetração de vórtices é mais suscetível em amostras com densidade maior de centros de aprisionamento próximo às bordas da fita (como é o caso do arranjo Hexagonal) e menos suscetível em amostras com baixa densidade de defeitos nas extremidades da fita (como é o caso do arranjo Conforme2). Com relação à força de *depinning*, o arranjo Conforme1 apresentou altos valores para baixos campos. Isso ocorre devido a presença de uma maior densidade de defeitos no centro da fita, resultando num aprisionamento mais eficiente. No entanto, com o aumento do campo a eficiência diminui e sua curva se aproxima da curva das demais amostras.

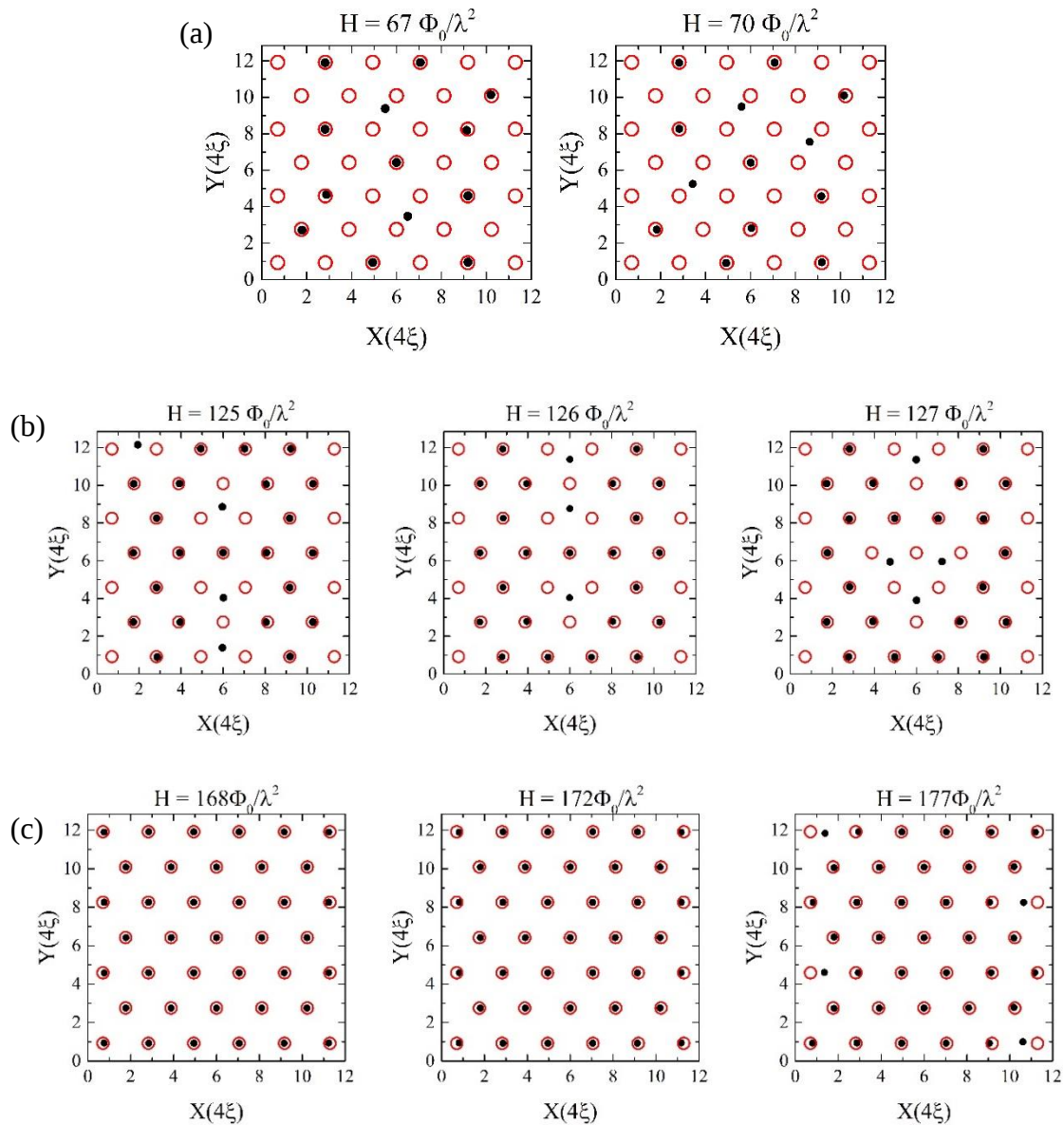
5.2.2 Análise de comportamento dos vórtices sob influência da rede Hexagonal de centros de *pinning*

Nesta seção estão apresentados os resultados da simulação da amostra Hexagonal sobre a influência de campos mais intensos, isto é, valores de campo necessários para atingir a razão $n_v/n_p = 1.5$. A Figura 5.14 ilustra as configurações de vórtices sobre a influência do arranjo Hexagonal de defeitos obtidas através do GSA. As configurações escolhidas para ilustrar são para $n_v/n_p = 1/3$, $2/3$ e 1 . Note que para cada valor de n_v/n_p existe um intervalo de campos para o qual esta razão se mantém constante. Assim, conforme o campo magnético é aumentado para um mesmo valor de n_v/n_p , as configurações de vórtices podem sofrer alterações, conforme ilustrado na Figura 5.14.

Na Figura 5.14 (a), é possível ver que as configurações de vórtices com $n_v/n_p = 1/3$ não são comensuradas e não apresentam ordenamento, muito diferente do observado em simulações com filmes infinitos, onde os vórtices se organizam numa rede regular de simetria hexagonal (REICHHARDT; GRØNBECH-JENSEN, 2001; VIZARIM et al., 2017a). Quando $n_v/n_p = 2/3$, as configurações de vórtices não estão totalmente comensuradas e apresentam ordenamento, exceto quando $H = 125H_0$ que é o primeiro campo do intervalo onde $n_v/n_p = 2/3$. No entanto, essas configurações também são muito diferentes do que é observado em simulações com filmes infinitos (REICHHARDT; GRØNBECH-JENSEN, 2001; VIZARIM et al., 2017a). Já a configuração com $H = 168H_0$, que corresponde a $n_v/n_p = 1$, é muito similar a configuração presente em filmes infinitos para o mesmo n_v/n_p . Para este caso, a rede é totalmente comensurada e apresenta o ordenamento da rede de centros de *pinning*, onde

cada vórtice se aprisiona em cada centro de *pinning*. A única diferença são os vórtices próximos a borda da fita que estão levemente deslocados para o centro da amostra (REICHHARDT; GRØNBECH-JENSEN, 2001; VIZARIM et al., 2017a). Estes resultados ajudam a evidenciar o efeito que a borda impõe sobre os vórtices no interior da fita. O ordenamento é claramente diferente do ordenamento presente em simulações com filmes infinitos, e isto influencia nas forças de *depinning*

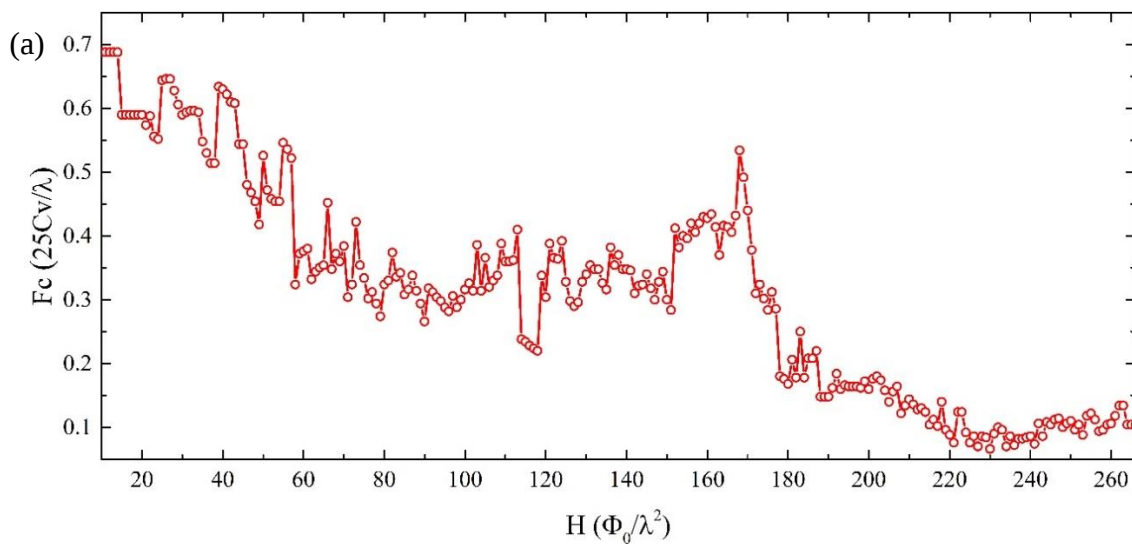
Figura 5.14 – Configurações de equilíbrio de vórtices para a amostra Hexagonal, onde os pontos pretos são os vórtices e os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*. Em (a) as configurações e seus respectivos valores de campo onde $n_v/n_p = 1/3$. Em (b) as configurações onde $n_v/n_p = 2/3$ e em (c) as configurações onde $n_v/n_p = 1$.

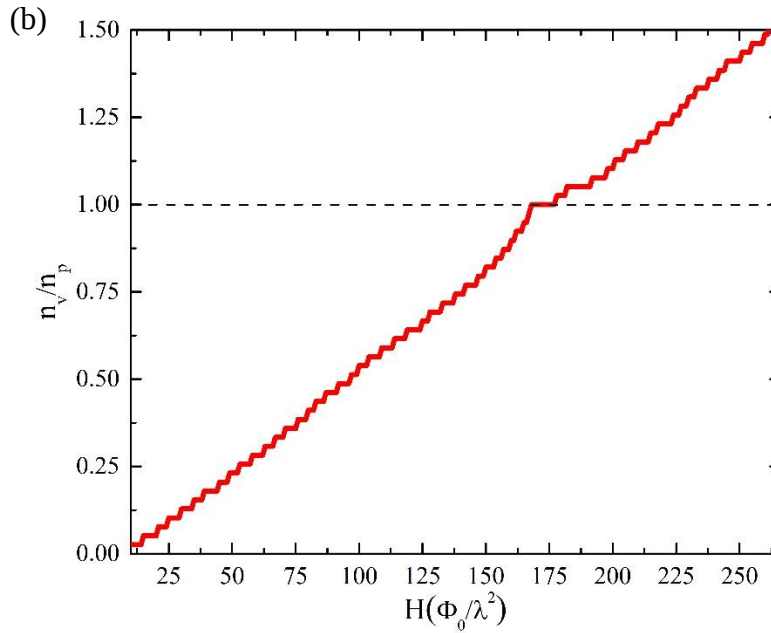


Fonte: Vizarim (2018)

A Figura 5.15 (a) mostra o comportamento das forças de *depinning* em função do campo aplicado, e a Figura 5.15 (b) mostra como é o aumento da densidade de vórtices no interior da amostra em função do campo aplicado. Ao olharmos a Figura 5.15 (a), é possível notar duas características que se destacam. Primeiramente, existe um pico pronunciado de força de *depinning* quando $H = 168H_0$, que podemos associar a um efeito de comensurabilidade [Veja Figura 5.14 (c)]. A outra característica interessante é que existe um decréscimo bem evidente da força de *depinning* na região $114 < H < 118$. Este foi um fenômeno interessante, pois a configuração de vórtices associada a esses campos é ordenada e parcialmente comensurada. Este fenômeno será discutido mais adiante. Na Figura 5.15 (b), o gráfico da razão n_v/n_p em função do campo apresenta um crescimento monotônico quase-linear em degraus. Vale ressaltar que a razão $n_v/n_p = 1$ se mantém constante por uma faixa mais larga de campo do que para outros valores desta razão, reforçando a hipótese de que para este n_v/n_p existe um efeito de *matching*.

Figura 5.15 – Em (a), o gráfico de força de *depinning* (F_c) em função do campo magnético aplicado (H) para a amostra com arranjo Hexagonal de centros de *pinning*. O gráfico foi feito até que fosse atingido $n_v/n_p = 1.5$. Em (b), o gráfico da razão n_v/n_p em função do campo aplicado (H). A linha tracejada horizontal representa a linha do *matching field*.



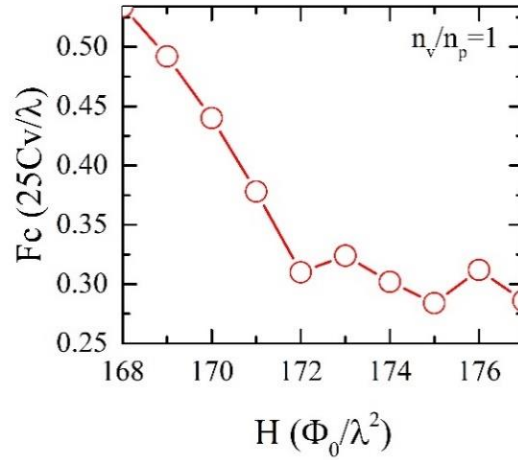


Fonte: Vizirim (2018)

Na Figura 5.16, mostramos como ocorre a mudança das forças de *depinning* para um mesmo valor de n_v/n_p em função do campo magnético aplicado. Foi escolhido o valor de $n_v/n_p = 1$, onde as posições dos vórtices comensuram com as posições dos CAs. Para este valor de n_v/n_p , conforme o campo é aumentado, a interação dos vórtices com a superfície aumenta, fazendo com que os vórtices sejam empurrados para o centro da amostra e fazendo com que alguns deles se libertem dos centros de *pinning*, estabilizando-se em posições intersticiais. Este tipo de reordenamento, que pode ser visto na Figura 5.14 (c), influencia diretamente nas forças de *depinning*. Quando o aprisionamento é máximo ($H = 168H_0$) o valor de força de *depinning* é alto, e quando o aprisionamento é mínimo ($H = 177H_0$), inclusive com presença de vórtices intersticiais, o valor da força de *depinning* é baixo.

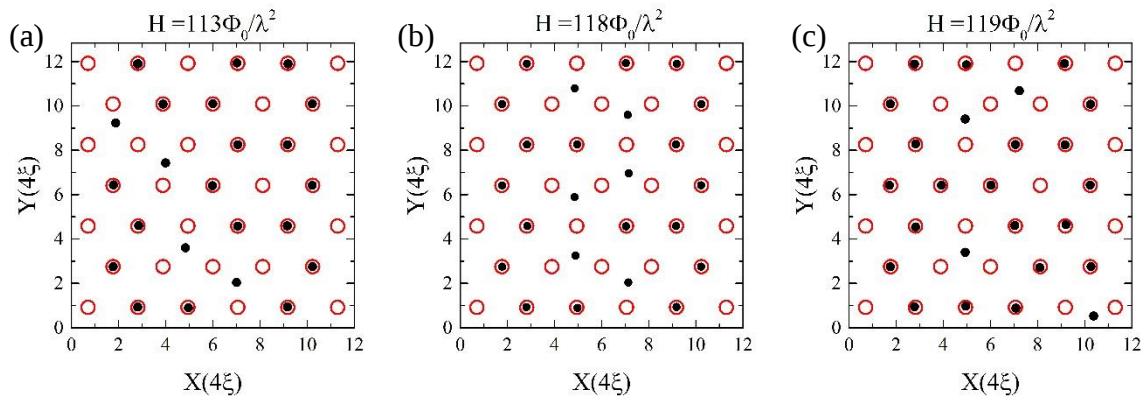
Como dito anteriormente, investigaremos agora o forte decréscimo da força de *depinning* presente na Figura 5.15 (a), no intervalo $114 \leq H \leq 118$ de campo magnético aplicado. Nossos cálculos mostraram que a configuração de vórtices neste intervalo é a mesma, com pequenas diferenças nas posições dos vórtices devido ao aumento do campo. A Figura 5.17 (a) ilustra a configurações de vórtices obtida para $H = 113H_0$, ou seja, para o campo anterior ao forte decréscimo da força de *depinning*, a Figura 5.17 (b) para $114 \leq H \leq 118$ e (c) para $H = 119H_0$, que é o campo onde a força de *depinning* volta a crescer.

Figura 5.16 – Comportamento das forças de *depinning* sob influência do aumento do campo externo para $n_v/n_p = 1$.



Fonte: Vizarim (2018)

Figura 5.17 – Configurações de equilíbrio de vórtices para a amostra Hexagonal, em (a) com $H = 113H_0$, (b) com $H = 118H_0$ e (c) com $H = 119H_0$, onde os pontos pretos são os vórtices e os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*.



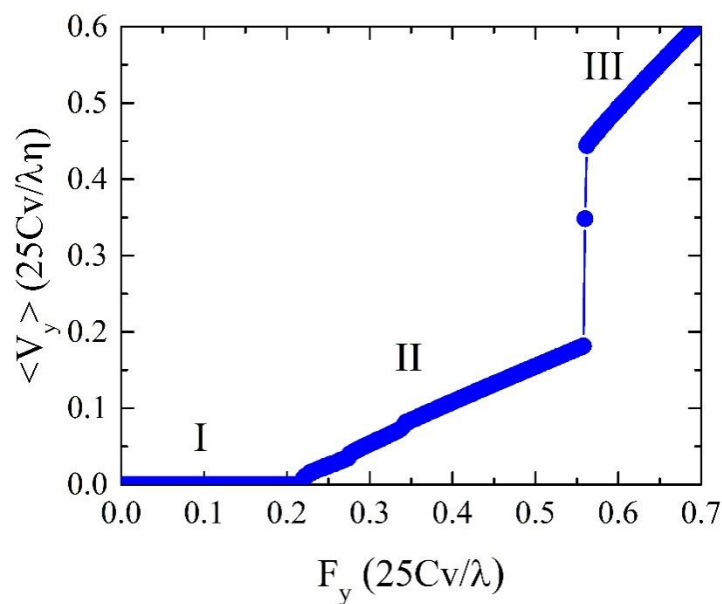
Fonte: Vizarim (2018)

Ao analisarmos apenas as configurações de equilíbrio vemos que as configurações com $114 \leq H \leq 118$ possuem vórtices intersticiais formando um *zig-zag* na região central da fita fracamente ancorados, que ao aplicarmos uma corrente de transporte poderão dar origem a um canal de vórtices. Por outro lado, as configurações observadas em $H = 113H_0$ e $119H_0$ não exibem um caminho favorável para a movimentação de vórtices. Estes caminhos favoráveis para a movimentação de vórtices são conhecidos na literatura como *weak spots* (VLASKO-VLASOV et al., 2008; RAY et al., 2013; RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014b). Para investigar o que ocorre nesta

configuração, fizemos a análise da curva de velocidade média dos vórtices em função da força de Lorentz aplicada. Esta é uma curva conhecida na literatura (BLATTER et al., 1994; REICHHARDT; OLSON; NORI, 1997; OLSON; REICHHARDT; NORI, 1998; REICHHARDT; OLSON; NORI, 1998b; KOLTON; DOMÍNGUEZ; GRØNBECH-JENSEN, 1999; YETIS, 2015) por ser proporcional a curva de tensão elétrica por corrente, $V(I)$, medida experimentalmente.

A Figura 5.18 mostra o gráfico da velocidade média dos vórtices $\langle V_y \rangle$ em função da força de transporte aplicada ao sistema, F_y . Nesse caso, é possível observar três fases dinâmicas distintas. Essas mudanças de fase são identificadas através das variações bruscas no valor da velocidade.

Figura 5.18 – Curva da velocidade média dos vórtices, $\langle V_y \rangle$, em função da força aplicada, F_y , para a amostra Hexagonal com $H = 118H_0$. A siglas I, II e III identificam os três regimes dinâmicos encontrados.

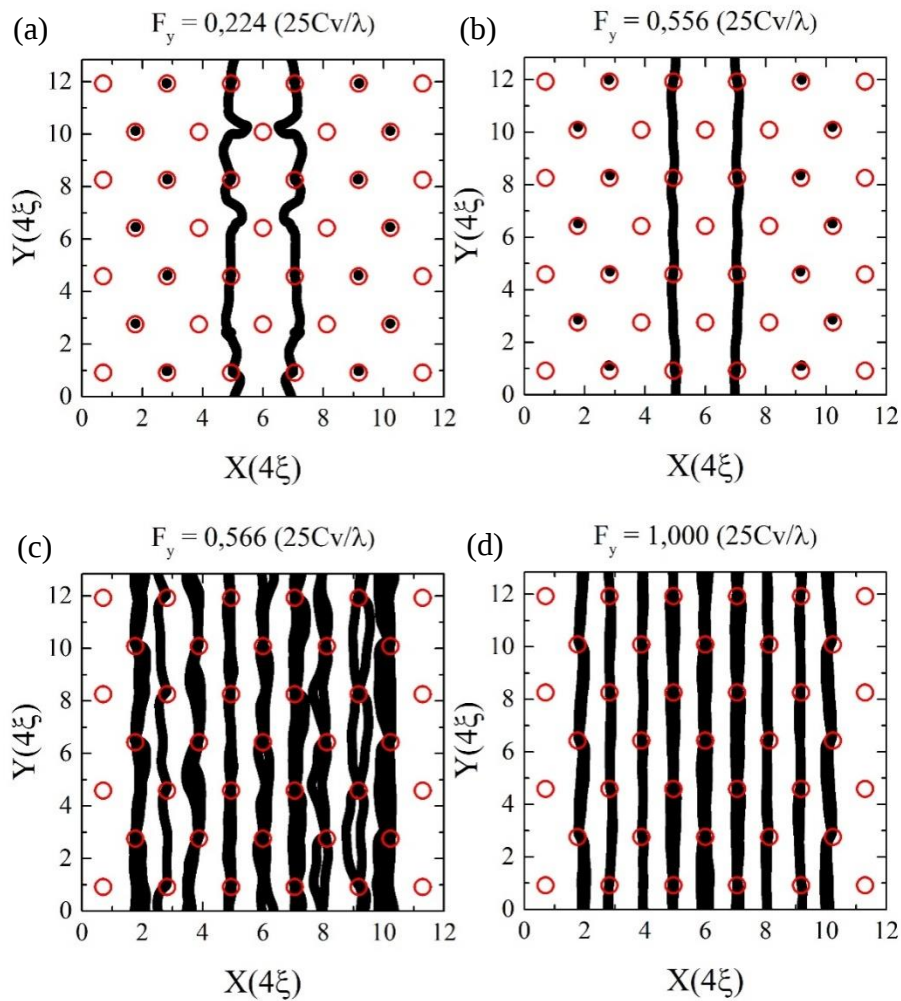


Fonte: Vizarim (2018)

As siglas I, II e III presentes na Figura indicam os três regimes dinâmicos encontrados que auxiliam na análise do decréscimo da corrente crítica na Figura 5.15 (a). A primeira fase (I) corresponde a fase estática, ilustrada na 5.17 (b). A região II acontece justo acima da força de *depinning* do sistema, e ocorre devido ao *depinning* dos vórtices localizados na região central da fita, tanto os ancorados como os intersticiais. Ou seja, os vórtices intersticiais possuem maior mobilidade e empurram os vórtices aprisionados até

que ocorra o *depinning* destes vórtices formando canais tortuosos. Este comportamento pode ser visto na Figura 5.19 (a), que corresponde ao sistema pouco após o *depinning*, para $F_c = 0,224f_0$. Estes dois canais de vórtices perduram no sistema por um longo intervalo de forças, até o valor de $F_y = 0,556f_0$ [Veja a Figura 5.19 (b)]. Depois de poucos incrementos de força, todos os demais vórtices fazem o *depinning* em $F_y = 0,566f_0$, formando canais estreitos de vórtices pela amostra [Veja a Figura 5.19 (c)]. Estes canais se mantêm no sistema até o valor máximo de força simulado neste trabalho, $F_y = 1,000f_0$.

Figura 5.19 – Trajetórias dos vórtices para a amostra Hexagonal com $H = 118H_0$, onde os pontos pretos representam os vórtices e os círculos vermelhos os centros de aprisionamento. As Figuras (a) e (b) correspondem à região II da Figura 6.18 e as Figuras (c) e (d) correspondem à região III da mesma Figura.



Esta análise serve para comprovar que os responsáveis pelo baixo valor da força de *depinning* são os vórtices intersticiais no centro da amostra formando um *weak spot*. Apesar da configuração de vórtices ilustrada na Figura 5.17 (b) ser ordenada, os vórtices intersticiais se locomovem facilmente, sendo os responsáveis pelo *depinning* do sistema. Isto fica ainda mais evidente pois os vórtices comensurados, mais próximos a superfície da amostra nesse caso, apenas se libertam dos defeitos na região III, que corresponde a um alto valor de força de *depinning* ($F_y = 0,566f_0$).

Podemos concluir, que neste caso existe uma semelhança importante entre fitas e filmes infinitos. Os vórtices intersticiais são também mais móveis, muitas vezes responsáveis pelo baixo valor de corrente crítica (HARADA et al., 1996; REICHHARDT; OLSON; NORI, 1997; REICHHARDT; OLSON REICHHARDT, 2009). Nas configurações de vórtices estudadas neste trabalho, os vórtices intersticiais, foram os primeiros a se movimentar e induzir o *depinning*.

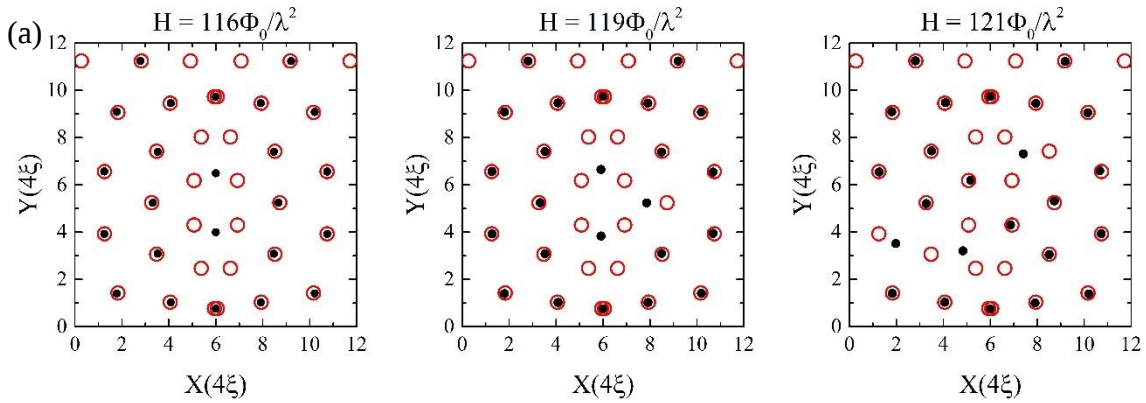
5.2.3 Análise de comportamento dos vórtices sob influência da rede Conforme1 de centros de *pinning*

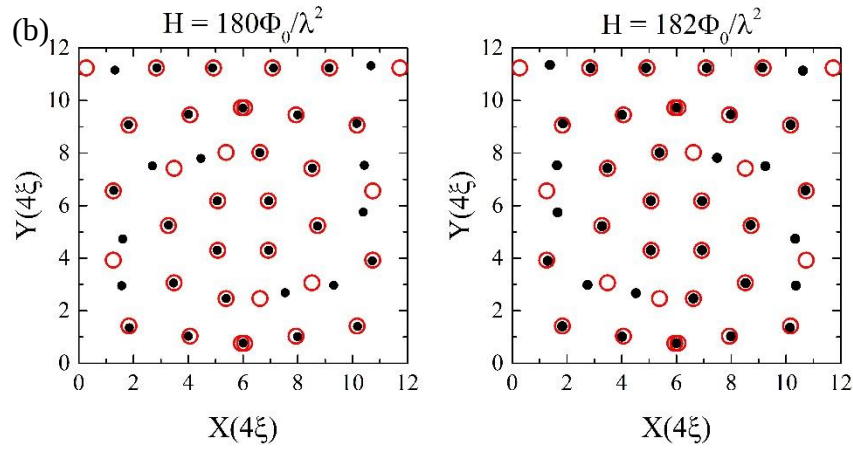
Nesta seção são apresentados os resultados da simulação da amostra Conforme1 sobre a influência de campo mais intensos, atingindo valores de campo até $n_v/n_p = 1.5$. A Figura 5.20 ilustra as configurações de vórtices sobre a influência do arranjo Conforme1 de defeitos obtidas através do GSA. As configurações escolhidas para ilustrar são para $n_v/n_p = 2/3$ e 1. Novamente, podemos observar na figura a evolução da rede de vórtices conforme o campo magnético é aumentado. A configuração de vórtices para $n_v/n_p = 1/3$ é constante para todo intervalo de campo desta razão (Veja a Figura 5.8 para $H = 70H_0$), ou seja, os vórtices não sofrem alterações significativas de suas posições.

Para $n_v/n_p = 2/3$, a configuração de vórtices sofre grandes alterações conforme o campo magnético é aumentado [Veja Figura 5.20 (a)]. Isto ocorre, pois, os vórtices inicialmente ocupam os arcos da rede conforme. Ao aumentarmos o campo a barreira superficial aumenta forçando o *depinning*. Os vórtices que estavam nos arcos estabilizam-se nas regiões mais próximas ao centro. No caso em que $n_v/n_p = 1$ a rede de vórtices muda com o aumento do campo, mas o ordenamento é praticamente o mesmo [Veja

Figura 5.20 (b)]. Diferentemente do observado para a rede Hexagonal com $n_v/n_p = 1$ [Veja Figura 5.14 (c)], aqui as configurações apresentam uma rede não comensurada pois dois centros de *pinning* estão muito próximos, impossibilitando dois vórtices de se estabilizarem sobre estes. Como consequência, esse arranjo resultou em uma curva da força de *depinning* sem picos pronunciados, como pode ser visto na Figura 5.21 (a). No entanto, após $H = 137H_0$ ($n_v/n_p = 0.75$), ou seja, conforme n_v/n_p se aproxima de 1, existe uma queda mais acentuada dos valores da força de *depinning* em função do campo, como pode ser visto na curva de F_c versus H [veja Figura 5.21 (a)]. Isto ocorre devido ao aumento do número de vórtices próximo as regiões periféricas da fita, onde a densidade de centros de *pinning* é menor e, conseqüentemente, o aprisionamento é menos eficiente. Este fenômeno está diretamente relacionado com o aumento de *weak spots* para a formação de canais de vórtices na amostra e será discutido com mais detalhes adiante. Na Figura 5.21 (b) mostramos que neste caso o aumento da densidade de vórtices em função do campo aplicado para o arranjo Conforme1 também apresenta degraus, devido ao tamanho finito da amostra, e o seu comportamento é praticamente linear com o campo, sem indícios de *matching*.

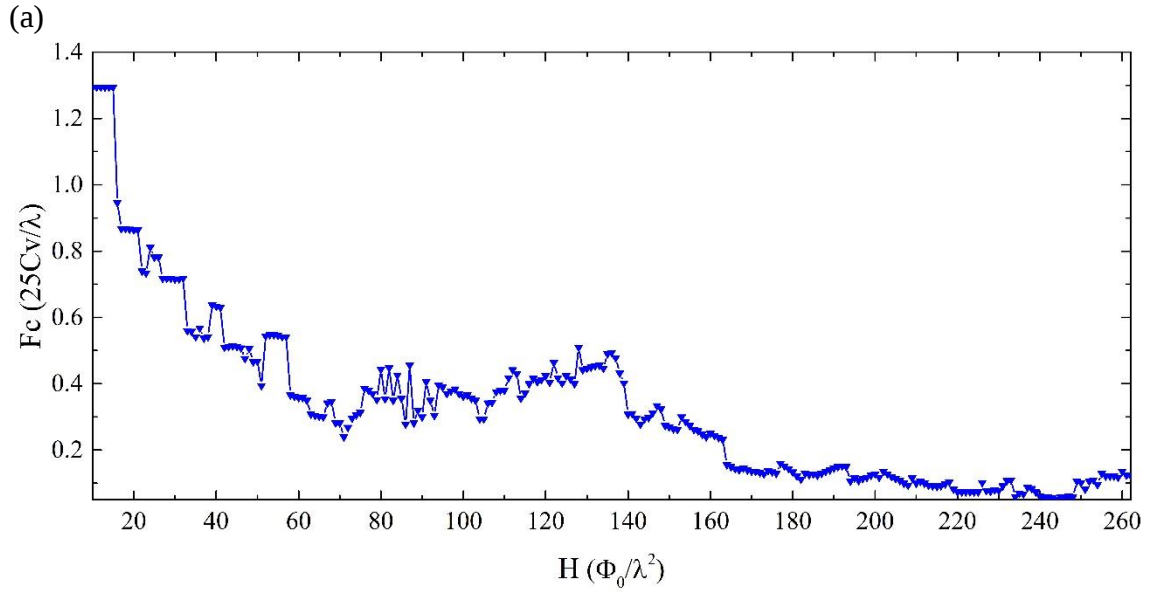
Figura 5.20 – Configurações de equilíbrio de vórtices para a amostra Conforme1, onde os pontos pretos são os vórtices e os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*. A Figura (a) as configurações para $n_v/n_p = 2/3$ e em (b) para $n_v/n_p = 1$.

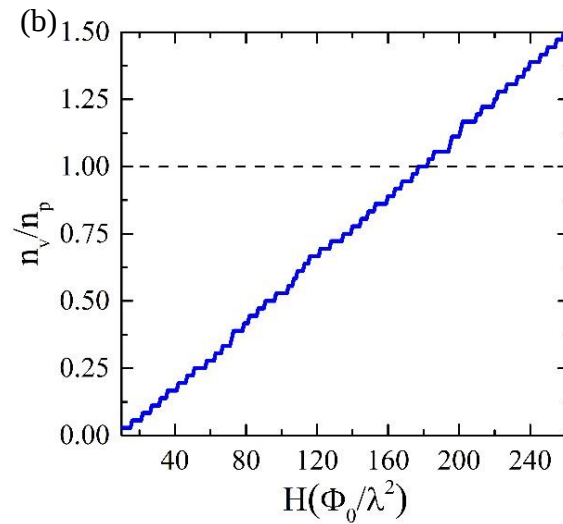




Fonte: Vizarim (2018)

Figura 5.21 – Em (a), o gráfico de força de *depinning* (F_c) em função do campo magnético aplicado (H) para a amostra com arranjo Conforme1 de centros de *pinning*. O gráfico foi feito até que fosse atingido $n_v/n_p = 1.5$. Em (b), o gráfico da razão n_v/n_p em função do campo aplicado (H). A linha tracejada horizontal representa a linha do *matching field*.

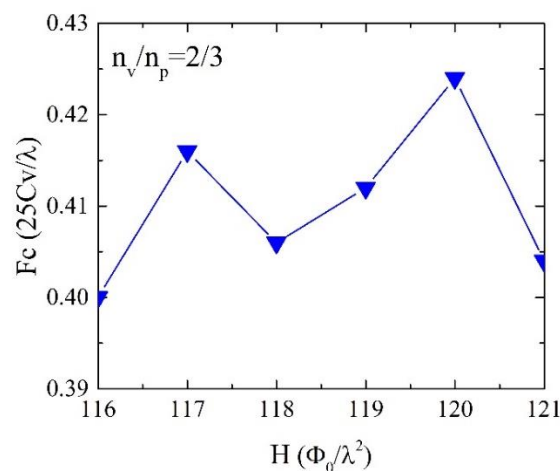




Fonte: Vizarim (2018)

Verificamos também como ocorre a mudança nas forças de *depinning* para um mesmo valor de n_v/n_p . Foi escolhido o valor de $n_v/n_p = 2/3$, que existe durante o intervalo $116 \leq H \leq 121$ de campo magnético aplicado. Como pode ser visto na Figura 5.20 (a), existe uma configuração de vórtices bem ordenada para $H = 116H_0$ que sofre alterações com o aumento do campo, perdendo seu ordenamento. Esta perda de ordenamento também está associada ao aumento da interação entre vórtices e a superfície da fita, como explicado anteriormente. No entanto, é interessante verificar que apesar da mudança das posições dos vórtices ser considerável, o valor da força de *depinning* não sofre grandes alterações [Veja Figura 5.22].

Figura 5.22 – Comportamento das forças de *depinning* sob influência do aumento do campo magnético externo com $n_v/n_p = 2/3$ para o arranjo Conforme1.

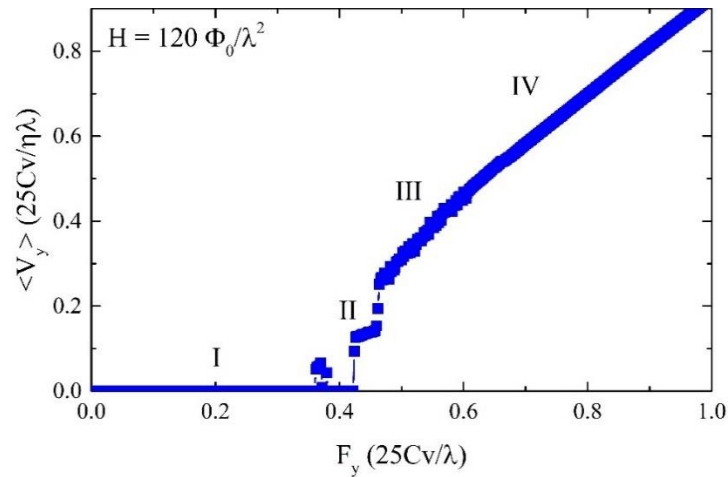


Fonte: Vizarim (2018)

Outro fato bastante interessante neste sistema é que para $H = 116$ e $117H_0$ a configuração é a mesma. Para $H = 118, 119$ e $120H_0$, o sistema estabiliza numa outra configuração, a qual se mantém para estes três valores de campo. Para o caso de $H = 121H_0$, o sistema estabiliza numa configuração diferente das duas anteriores [Veja Figura 5.20 (a)]. Ao olharmos para a Figura 5.22 (b), vemos que existe um aumento da força de *depinning* conforme o campo é aumentado, para cada configuração que se mantém nos intervalos citados anteriormente. Ou seja, com o aumento da interação da borda, os vórtices tendem a se estabilizar na região central da fita, onde a densidade de defeitos é maior. Desta forma, o aprisionamento se torna mais eficiente e, conseqüentemente, a força de *depinning* aumenta. Vale frisar que esse aumento da força de *depinning* é suave.

Na Figura 5.23 é mostrada a curva de velocidade em função da força de transporte aplicada, evidenciando o número de fases dinâmicas dos vórtices sob a influência do arranjo Conforme1 de centros de aprisionamento com $H = 120H_0$. As trajetórias dos vórtices no interior da fita estão ilustradas na Figura 5.24, onde os quatro regimes dinâmicos podem ser vistos em detalhes.

Figura 5.23 – Curva da velocidade média dos vórtices, $\langle V_y \rangle$, em função da força aplicada, F_y , para a amostra Conforme1 com $H = 120H_0$. A siglas I, II, III e IV identificam os quatro regimes dinâmicos encontrados.



Fonte: Vizarim (2018)

Na curva da Figura 5.23 identificamos quatro mudanças na velocidade, caracterizando os quatro regimes dinâmicos de vórtices neste sistema. A região I é a região onde a rede de vórtices se mantém estática. Apenas alguns vórtices mudam suas

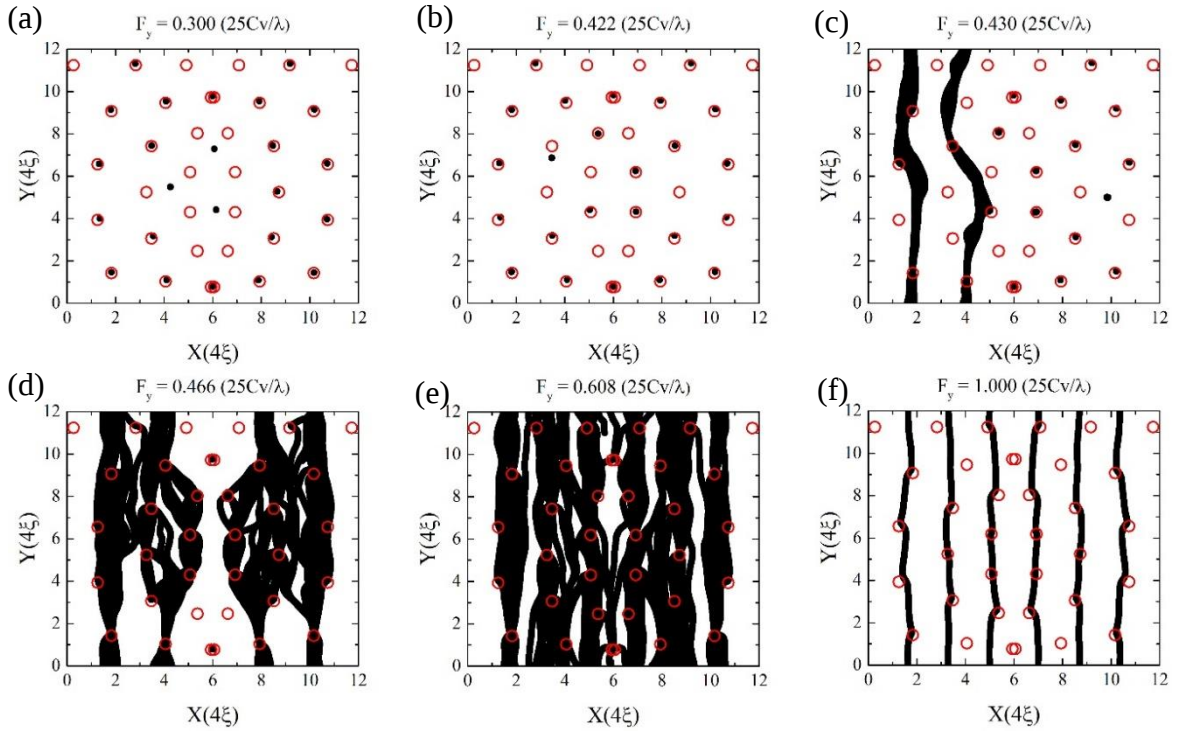
posições iniciais através de um movimento transiente que ocorre abaixo da força de *depinning*. Ou seja, a corrente de transporte induz movimentos de vórtices abaixo da corrente crítica sem a presença de flutuações térmicas. Na figura, isto pode ser visto no intervalo de forças entre $0,360 \leq F_y \leq 0,382$, onde a velocidade média dos vórtices é diferente de zero. Este tipo de fenômeno já foi observado anteriormente para filmes infinitos com centros de *pinning* (OLSON et al., 2003; MANGAN; REICHHARDT; REICHHARDT, 2008). De fato, esta mudança pode ser vista comparando a Figura 5.24 (a) com (b).

Na região II [veja Figura 5.24 (c)], para $0,423 \leq F_y \leq 0,458$, ocorre o *depinning* de vórtices do lado esquerdo da fita, formando canais tortuosos de vórtices ao longo da amostra. O *depinning* começa do lado esquerdo devido a presença de um vórtice localizado numa região intersticial, que o torna mais suscetível ao movimento. No entanto, todos os vórtices do lado direito da amostra permanecem imóveis nesta região pelo fato de estarem comensurados.

Na região III [veja Figuras 5.24 (d) e (e)], para $0,459 \leq F_y \leq 0,610$, ocorre o *depinning* do lado direito da amostra tornando o sistema simétrico novamente, como pode ser visto na Figura 5.24 (d). No entanto, existem 2 vórtices que permanecem aprisionados, fazendo com que nenhum vórtice se aproxime da região em torno deles. Próximo ao final do regime da região III, estes dois vórtices se libertam do centro de *pinning* [veja Figura 5.24 (d)] criando muita turbulência no regime.

Na região IV [veja Figura 5.24 (e)], para $F_y \geq 0,611f_0$, o regime volta a ser ordenado fazendo com que os vórtices se movam por canais bem definidos que tangenciam alguns centros de *pinning* na amostra. Este regime se mantém até o máximo valor de força simulado neste trabalho, $F_y = 1,000 f_0$.

Figura 5.24 – Trajetórias dos vórtices para a amostra Conforme1 com $H = 120H_0$, onde os pontos pretos representam os vórtices e os círculos vermelhos os centros de aprisionamento. As Figuras (a) e (b) correspondem à região I da Figura 6.22, onde (a) é antes do movimento transiente e (b) é após o movimento transiente. A Figura (c) corresponde à região II, (d) corresponde ao início da região III e (e) ao fim da região III. A Figura (f) corresponde à região IV, que se mantém estável em toda a região.



Fonte: Vizarim (2018)

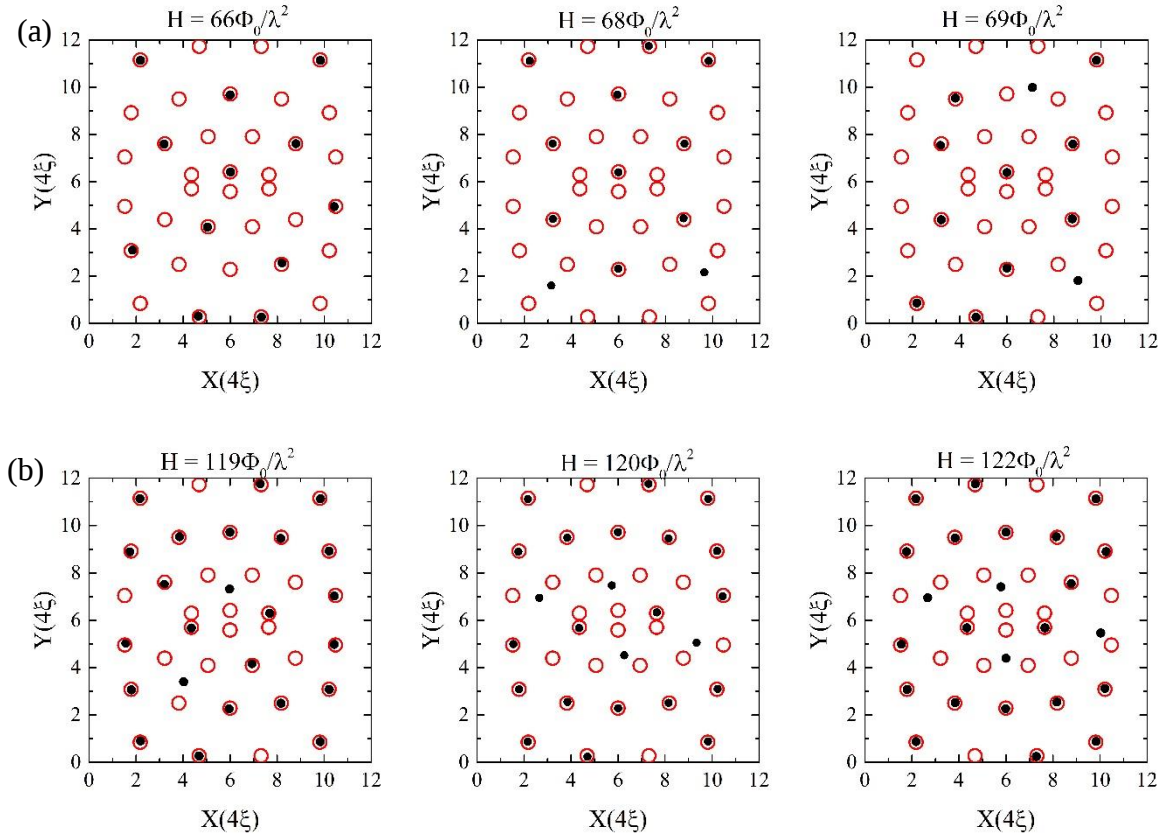
5.2.4 Análise de comportamento dos vórtices sob influência da rede Conforme2 de centros de *pinning*

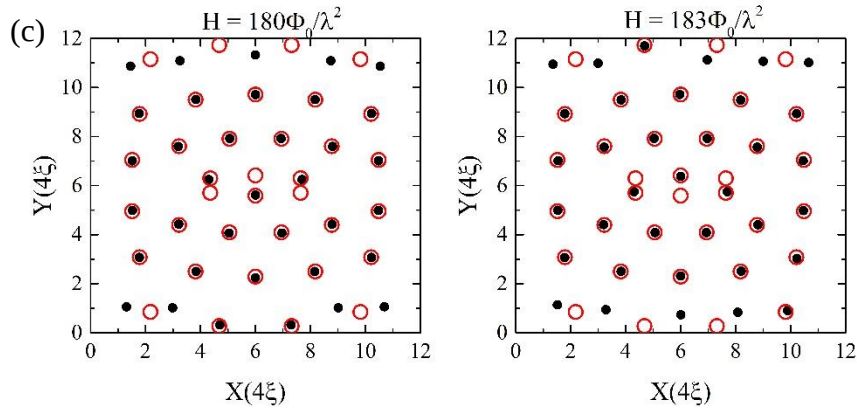
Nesta seção apresentamos os resultados obtidos para o arranjo Conforme2 de centros de aprisionamento. Este arranjo se difere do arranjo Conforme1 pois possui seu eixo de simetria perpendicular ao eixo do arranjo Conforme1, como ilustrado na Figura 4.1. O objetivo nesta seção é mostrar os resultados deste arranjo sob a influência de campo magnéticos mais intensos, alcançando até $n_v/n_p = 1.5$.

A Figura 5.25 ilustra algumas configurações de vórtices obtidas através da minimização realizada com auxílio do GSA. As configurações que foram escolhidas são para $n_v/n_p = 1/3$, $2/3$ e 1 . Como pode ser visto na Figura 5.25, as redes de vórtices

para $n_v/n_p = 1/3$ e $2/3$ sofreram muitas alterações conforme o campo é aumentado. Por exemplo, para $n_v/n_p = 1/3$ com $H = 66H_0$ a rede está totalmente comensurada, no entanto, conforme o campo aumenta para $H = 68H_0$ a rede descomensura. Já para o caso de $n_v/n_p = 2/3$, a rede foi de um estado desordenado (com $H = 119H_0$) para estados ordenados (tanto em $H = 120H_0$ quanto para $H = 122H_0$). As configurações que menos mudaram foi para $n_v/n_p = 1$, pois para $178 \leq H \leq 182$ as configurações de vórtices são praticamente as mesmas, mudando apenas quando $H = 183H_0$. De fato, este arranjo de centros de aprisionamento resultou em muitas configurações de vórtices complexas. Provavelmente, o fato do eixo de simetria ser perpendicular ao eixo da fita causou este ordenamento mais complicado de vórtices. Ao compararmos com a rede Conforme1, em que os eixos de simetria coincidem, o ordenamento da Conforme2 é menor.

Figura 5.25 – Configurações de equilíbrio de vórtices para a amostra Conforme2, onde os pontos pretos são os vórtices e os círculos vermelhos representam os centros de *pinning*. A Figura (a) com $n_v/n_p = 1/3$, (b) com $n_v/n_p = 2/3$ e (c) com $n_v/n_p = 1$.



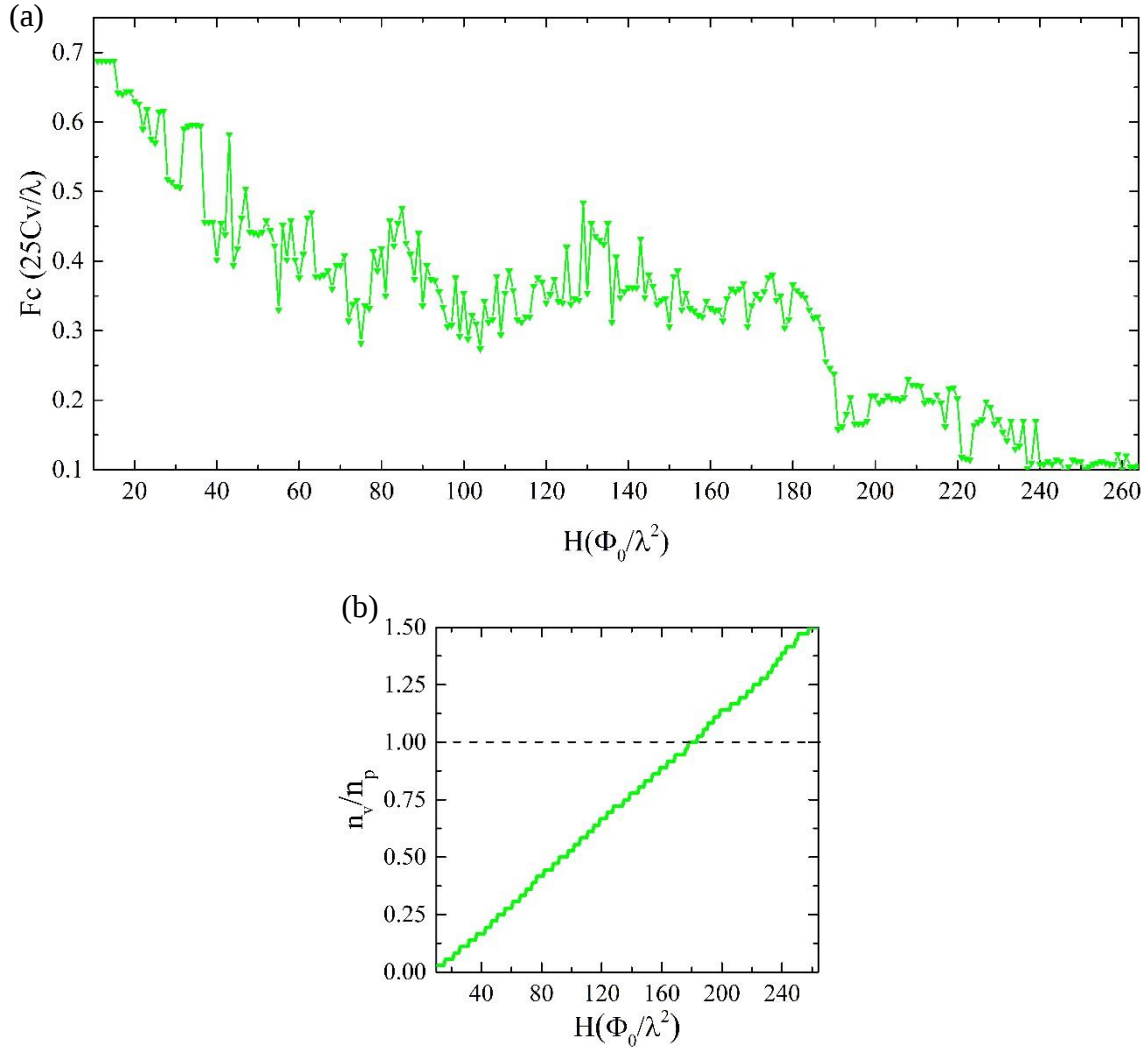


Fonte: Vizarim (2018)

Utilizando as configurações de equilíbrio mostradas na Figura 5.25 como condição de contorno inicial, foi feita a integração da equação de Langevin para obter o comportamento dinâmico do sistema e avaliar as forças de *depinning*. Como pode ser visto na Figura 5.26 (a), os resultados mostram que ocorreram flutuações no valor da força de *depinning* em função do campo, aproximadamente com a mesma ordem de grandeza do que foi visto para o arranjo Conforme1 [veja Figura 5.21(a)]. A perda da eficiência da rede Conforme2 ocorre apenas para $H = 185H_0$ ($n_v/n_p = 1$). Ou seja, quando o número de vórtices começa a exceder o número de centros de *pinning* ocorre uma forte queda nos valores da força de *depinning*. No entanto, estes valores ainda são bem mais altos do que é observado na Conforme1. Este resultado é interessante pois representa uma diferença considerável quando comparado com o que foi observado em simulações de filmes infinitos (RAY et al., 2013; RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014b; OLSON REICHHARDT et al., 2017) e experimentos (GUÉNON et al., 2013; WANG et al., 2013) utilizando redes conformes de centros de aprisionamento. Nestes trabalhos, a rede conforme também diminui os valores de corrente crítica em função do campo, porém a queda é suave, sem a presença de fortes declínios. Em nossas simulações com fitas, a queda de desempenho é bem evidente quando $n_v/n_p > 1$. Isto provavelmente está relacionado com o efeito da barreira superficial, pois em fitas quando $n_v/n_p > 1$ os vórtices começam a ocupar posições intersticiais na região central da fita e as regiões periféricas permanecem com menor densidade de vórtices devido a repulsão superficial. Isto faz com que o aprisionamento se torne menos eficiente e diminua consideravelmente as forças de *depinning*. Mais adiante faremos um comparativo detalhado entre as redes Conforme1 e Conforme2 quando $n_v/n_p > 1$.

Na Figura 5.26 (b) mostramos que o aumento da densidade de vórtices em função do campo aplicado para o arranjo Conforme1 é praticamente linear, muito semelhante ao resultado obtido para o Conforme1 [veja Figura 5.21 (b)].

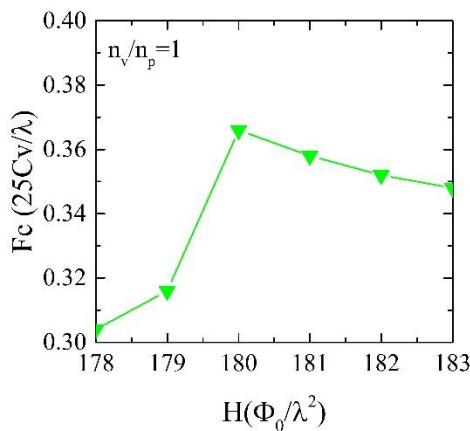
Figura 5.26 – Em (a), o gráfico de força de *depinning* (F_c) em função do campo magnético aplicado (H) para a amostra com arranjo Conforme2 de centros de *pinning*. O gráfico foi feito até que fosse atingido $n_v/n_p = 1.5$. Em (b), o gráfico da razão n_v/n_p em função do campo aplicado (H). A linha tracejada horizontal representa a linha do *matching field*.



Fonte: Vizarim (2018)

Foi feita a análise das forças de *depinning* para um mesmo n_v/n_p usando $n_v/n_p = 1$, que existe durante o intervalo de campo de $178 \leq H \leq 183$. As configurações de equilíbrio de vórtices para esta faixa de campo estão ilustradas na Figura 5.25 (c).

Figura 5.27 – Comportamento das forças de *depinning* sob influência do aumento do campo magnético externo com $n_v/n_p = 1$ para o arranjo Conforme2.

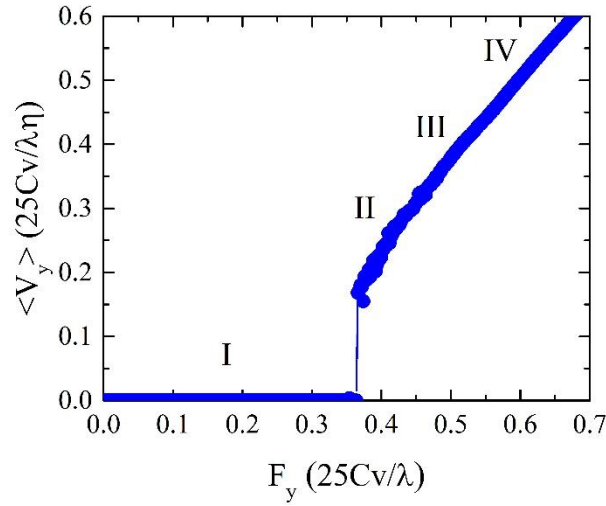


Fonte: Vizirim (2018)

A flutuação da força de *depinning* dentro do mesmo n_v/n_p não é muito grande devido a pequena variação que a rede de vórtices possui neste intervalo de campo. Diferentemente do que foi observado para o arranjo Hexagonal com $n_v/n_p = 1$ (Veja Figura 5.16), neste caso as forças de *depinning* apresentam um aumento do valor nos primeiros 3 campos e depois uma estabilização. No entanto, vale ressaltar que pelo fato da rede de vórtices não se modificar significativamente, estas variações da força de *depinning* são bem pequenas quando comparado a variação observada na rede Hexagonal (Veja Figura 5.16).

Para ilustrar algumas das fases dinâmicas e observar o comportamento dos vórtices no interior da amostra sob influência do arranjo Conforme2, foi feita a análise dos regimes dinâmicos de vórtices para o valor de $H = 180H_0$. A Figura 5.28 mostra a curva de velocidade em função da força de transporte aplicada, evidenciando o número de fases dinâmicas dos vórtices. As trajetórias dos vórtices no interior da fita estão ilustradas na Figura 5.29, onde os três regimes dinâmicos podem ser vistos em detalhes.

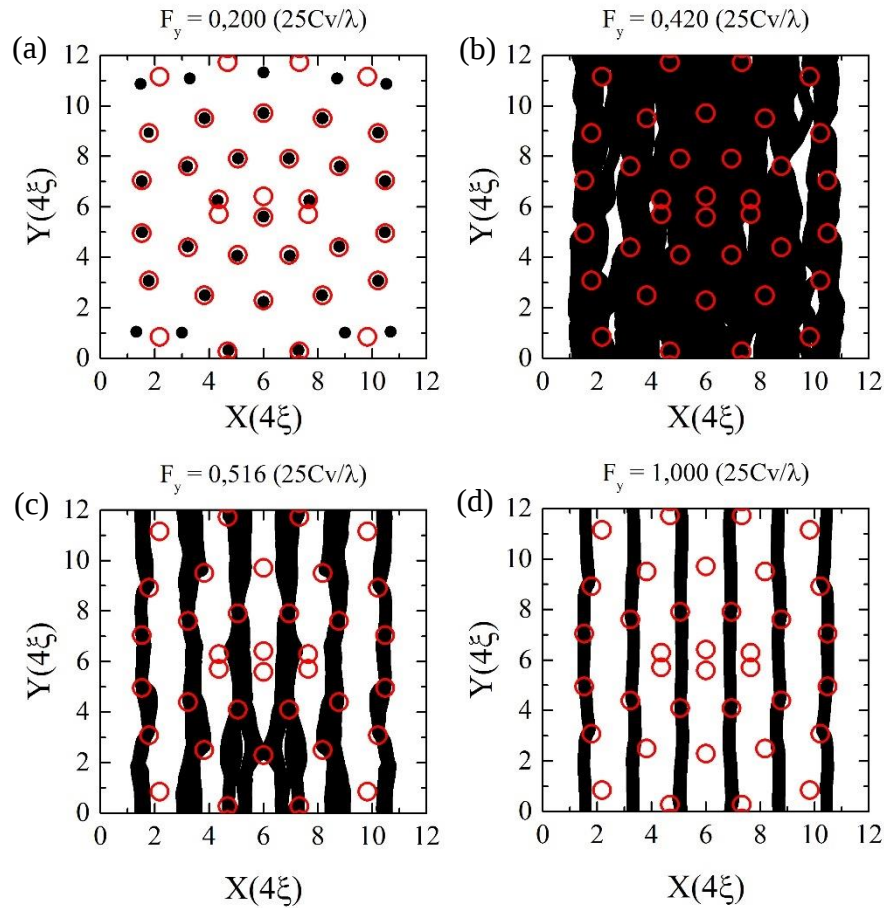
Figura 5.28 – Curva da velocidade média dos vórtices, $\langle V_y \rangle$, em função da força aplicada, F_y , para a amostra Conforme2 com $H = 180H_0$. A siglas I, II, III e IV identificam os quatro regimes dinâmicos encontrados.



Fonte: Vizarim (2018)

Os números I, II, III e IV presentes na Figura 5.28 indicam os quatro regimes dinâmicos encontrados para $H = 180H_0$ na amostra com arranjo Conforme2. A primeira fase (I) corresponde a fase estática, ilustrada na 5.29 (a). A região II, $0,366 \leq F_y \leq 0,462$, é aquela onde ocorre o *depinning* dos vórtices [veja Figura 5.29 (b)]. Note que o *depinning* ocorre com todos os vórtices entrando em movimento na amostra ao mesmo tempo, em um movimento desordenado. Este movimento desordenado também pode ser visualizado na Figura 5.28 através de flutuações na curva de $\langle V_y \rangle$ versus F_y . A região III, $0,462 < F_y < 0,546f_0$, apresenta os vórtices reordenando-se em canais mais definidos, no entanto, os canais mais próximos a região central da fita possuem um ponto de intersecção que está justamente sobre um centro de *pinning*, onde os vórtices de um canal podem fluir para o outro canal [Veja Figura 5.29 (c)]. Este tipo de reordenamento de fases dinâmicas já foi observado anteriormente em filmes infinitos (REICHHARDT; OLSON; NORI, 1997; GUTIERREZ et al., 2009), porém em fitas é a primeira vez. Quando a força aplicada atinge valores mais altos, $F_y \geq 0,546f_0$, o regime IV inicia com todos os vórtices fluindo por canais bem definidos sem interconectividade [Veja Figura 5.29 (d)].

Figura 5.29 – Trajetórias dos vórtices para a amostra Conforme2 com $H = 180H_0$, onde os pontos pretos representam os vórtices e os círculos vermelhos os centros de aprisionamento. A Figura (a) corresponde à região I da Figura 5.28, (b) corresponde ao regime da região II, (c) corresponde ao regime da região III e (d) corresponde o regime da região IV.



Fonte: Vizarim (2018)

5.2.5 Comparativo geral entre os arranjos periódicos e quase-periódicos para campos magnéticos mais intensos

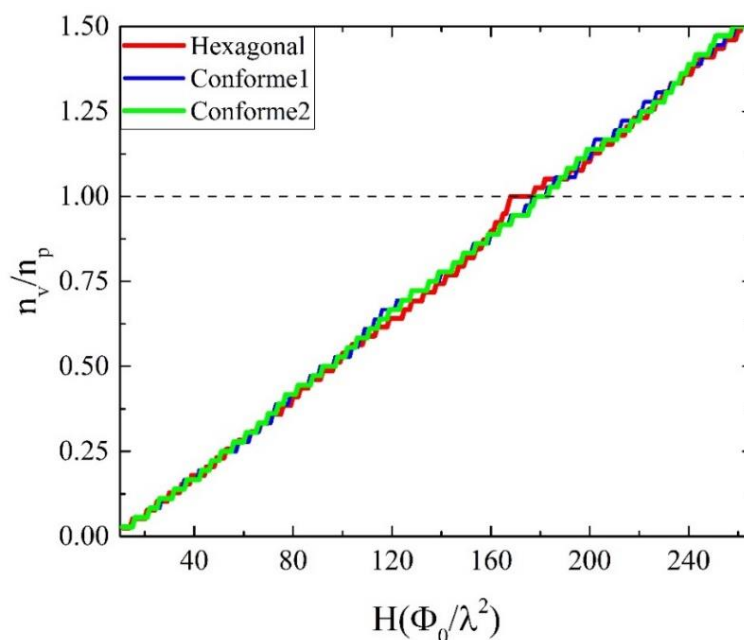
Depois de observado os comportamentos individuais de cada arranjo de centros de aprisionamento investigados neste trabalho, nesta seção será feito um comparativo geral entre as amostras investigadas. Serão investigados: (i) como é o comportamento da densidade de vórtices em função do campo magnético aplicado, (ii) qual arranjo fornece valores de força de *depinning* mais altos, e (iii) os efeitos de comensurabilidade entre a rede de vórtices e a rede de centros de *pinning*.

Com relação a densidade de vórtices em função do campo, todos os casos apresentaram um comportamento monotônico, quase-linear, em degraus, como pode ser

visto na Figura 5.30. No entanto, no que se refere aos atrasos para nucleação de vórtices devido ao efeito de tamanho, existem diferenças entre as amostras estudadas.

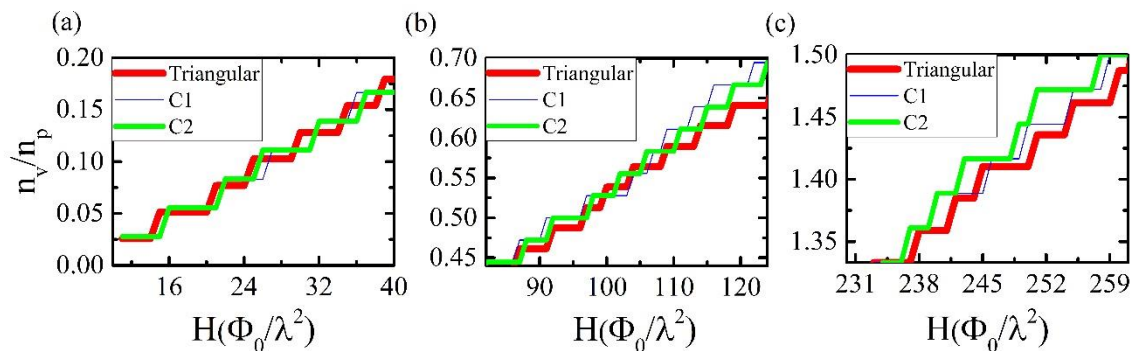
Em determinadas faixas de campo, o atraso na nucleação de um novo vórtice é menor numa amostra do que em outras, ou seja, a nucleação de vórtices é mais favorável naquela amostra do que nas outras. A Figura 5.31 mostra em maior detalhe a densidade de vórtices em função do campo para três intervalos de campo, onde cada rede de centros de aprisionamento apresenta comportamentos diferentes. Na Figura 5.31 (a), para $10 \leq H \leq 40$, é possível verificar que o arranjo Hexagonal apresenta um atraso menor que as demais amostras. Esse fenômeno já foi discutido na Seção 5.2.1, onde foi mostrado que isso ocorre devido a maior densidade de defeitos próximo a superfície da fita que o arranjo Hexagonal proporciona [Veja Figura 4.1], favorecendo a penetração de vórtices.

Figura 5.30 – Gráfico da razão n_v/n_p em função do campo magnético aplicado (H) para os arranjos Hexagonal, Conforme1 e Conforme2. A linha tracejada horizontal representa a linha do primeiro *matching field*.



Fonte: Vizarim (2018)

Figura 5.31 – Gráfico da razão n_v/n_p para intervalos selecionados de H para mostrar em maior detalhe a nucleação de vórtices mostrada na Figura 5.30 para (a) baixos, (b) intermediários e (c) altos valores de campo magnético aplicado. Em (a) o arranjo Hexagonal mostra a menor barreira para a penetração de vórtices, em (b) Conforme1 é mais favorável a penetração e em (c) a Conforme2 é mais favorável.



Fonte: Vizarim (2018)

Para intervalos intermediários de campo, $85 \leq H \leq 125$ [Veja Figura 5.31 (b)], no arranjo Conforme1 o atraso na penetração é menor comparado aos demais. Vale notar que existe um pequeno intervalo entre $100H_0$ e $110H_0$ em que o atraso das outras amostras é menor que a Conforme1, mas na maior parte desse intervalo o arranjo Conforme1 apresenta menor atraso. Isso ocorre devido a baixa densidade de vórtices na região periférica da fita quando comparado as outras amostras, favorecendo a penetração de mais vórtices. Por exemplo, no arranjo Hexagonal, pelo fato da distribuição de centros de *pinning* ser uniforme, os vórtices preenchem a fita de maneira mais uniforme que a Conforme1 (que possui alta densidade de defeitos próximo ao eixo de simetria da fita, aprisionando os vórtices naquela região), ou seja, o arranjo Hexagonal possui uma densidade de vórtices próximo as extremidades da fita maior que o arranjo Conforme1. De maneira análoga podemos pensar sobre o caso da Conforme2, o eixo de simetria é perpendicular ao eixo da fita, portanto terá mais vórtices nas extremidades da fita quando comparado a Conforme1.

Para campos intensos, $230 \leq H \leq 260$ [Veja Figura 5.31 (c)], o arranjo Conforme2 possui um atraso menor que os demais arranjos. O motivo também está relacionado a repulsão vórtice-vórtice, pois o arranjo Hexagonal terá muitos vórtices próximo a superfície (pelo fato da rede ser uniformemente distribuída) e a Conforme1

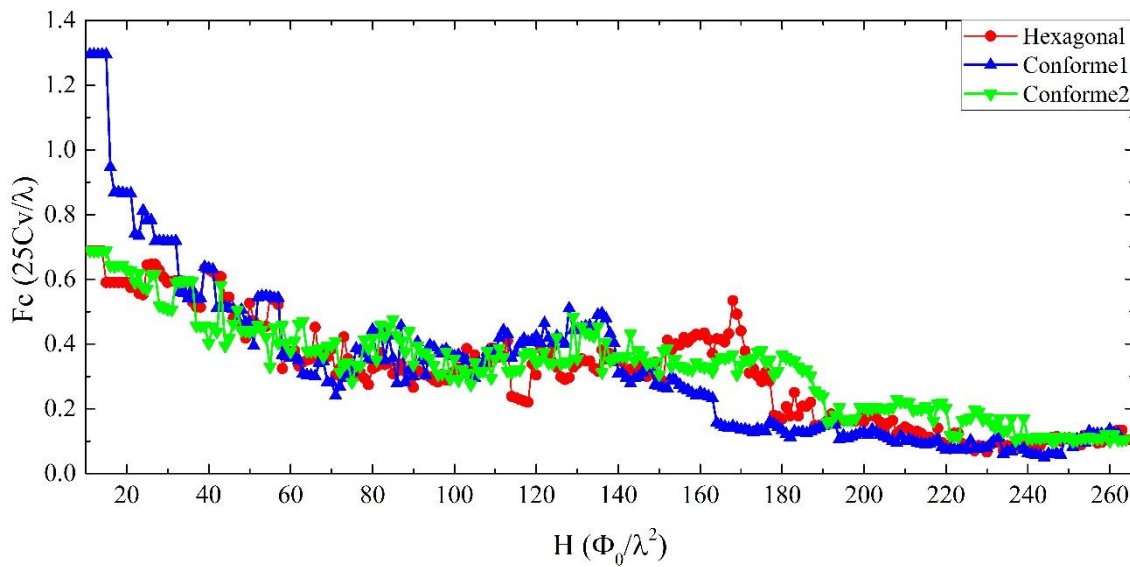
terá os arcos de centros de *pinning* preenchidos com vórtices, formando uma forte barreira contra a penetração de vórtices.

Uma outra característica interessante observada na Figura 5.30 é que a rede Hexagonal apresenta uma estabilidade no valor de $n_v/n_p = 1$ claramente maior que as demais amostras. Ou seja, a rede de vórtices que corresponde a $n_v/n_p = 1$ é mais estável que as demais, sugerindo que este é um efeito de comensurabilidade entre a rede de vórtices e a rede de defeitos. No entanto, não houveram efeitos de comensurabilidade para valores fracionários, por exemplo, $n_v/n_p = 1/3$ e $2/3$. Isto é surpreendente, pois foi mostrado tanto experimentalmente quanto teoricamente que em filmes infinitos com esta mesma rede de centros de *pinning* existem configurações ordenadas e comensuradas e, consequentemente, picos de corrente crítica relevantes para valores de campo $H/H_\phi = n_v/n_p = 1/3, 2/3$ e outros (REICHHARDT; GRØNBECH-JENSEN, 2001; OOI; MOCHIKU; HIRATA, 2009a; BOTHNER et al., 2014; SADOVSKYY et al., 2017; VIZARIM et al., 2017a). Desta forma, podemos concluir que os efeitos de tamanho atenuam os efeitos de comensurabilidade para esta rede.

É interessante ressaltar que o arranjo Conforme2 apresentou um comportamento mais estável com relação a força de *depinning* em função do campo aplicado, como pode ser visto na Figura 5.32. Isto é especialmente interessante para algumas aplicações tecnológicas, onde é importante que a força de *depinning* se mantenha estável ante variações do campo magnético. Analisando a Figura 5.32, para valores de campo bem baixos, $H < 32H_0$, o arranjo Conforme1 tem um desempenho muito melhor que os demais. No entanto, para valores intermediários de campo $32 \leq H \leq 150$, não houve grande distinção da força de *depinning* em função do campo aplicado para as amostras estudadas. Para campos mais intensos $H > 150H_0$, próximo de $n_v/n_p = 1$, o arranjo Hexagonal aparenta ser mais eficiente devido aos efeitos de comensurabilidade entre a rede de vórtices e a rede de defeitos. Mais especificamente, existe um pico pronunciado da força de *depinning* em $H = 168H_0$. Este é o único pico que podemos associar com efeitos de comensurabilidade [Veja Figuras 5.14 (c) e 5.16]. No entanto, este aumento da força de *depinning* não se mantém, e conforme o campo é aumentado o desempenho do arranjo Hexagonal diminui consideravelmente. Para o intervalo de campo $174 \leq H \leq 190$ o arranjo Conforme2 se sobressai perante os demais. Esse intervalo de campo corresponde a $n_v/n_p \cong 1$, onde o aprisionamento deste arranjo ainda é eficiente. Porém, para valores

de campo $H > 190H_0$ todos os arranjos apresentam valores de força de *depinning* baixos, onde o Conforme2 é um pouco melhor que os demais. Para $H > 250H_0$ todos os arranjos possuem desempenho muito semelhante com certa estabilidade dos valores de força de *depinning*. No entanto, uma questão ainda permanece em aberto: por que o arranjo Conforme2 apresenta um desempenho melhor que o Conforme1 para altos campos?

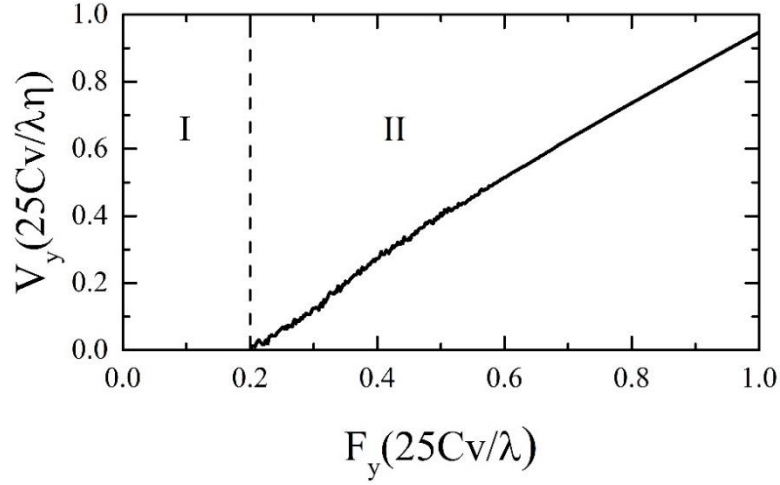
Figura 5.32 – Gráfico de força de *depinning* (F_c) em função do campo magnético aplicado (H) para as amostras com arranjo Hexagonal, Conforme1 e Conforme2.



Fonte: Vizirim (2018)

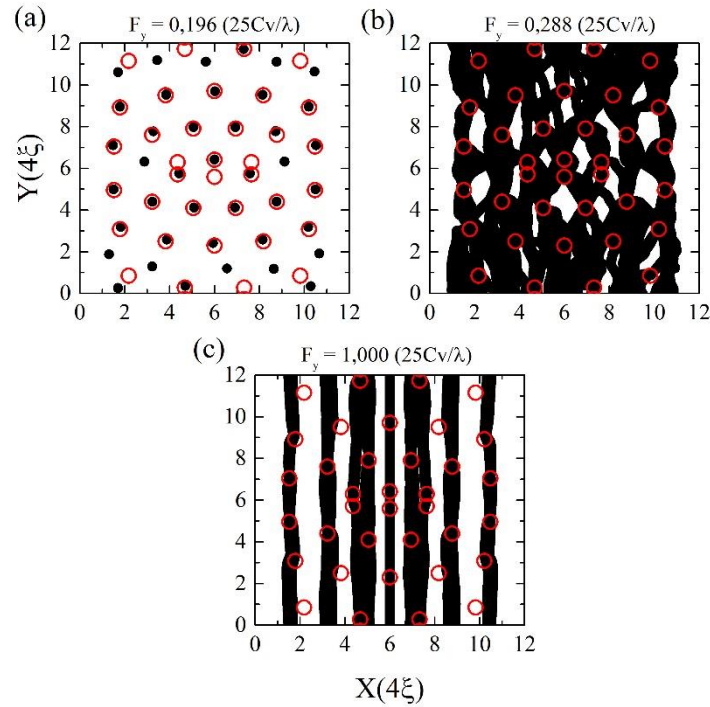
Para responder esta questão, fizemos uma análise das trajetórias e fases dinâmicas para os dois arranjos conformes para $n_v/n_p > 1$, que é exatamente quando ambos arranjos começam a apresentar baixos valores de força de *depinning*, no entanto a Conforme2 apresenta desempenho um pouco melhor que Conforme1. Inicialmente começamos analisando o caso para a rede Conforme2 com $H = 205H_0$, que corresponde a $n_v/n_p = 1.14$. Na Figura 5.33 mostramos a curva da velocidade média dos vórtices, $\langle V_y \rangle$ em função da força de transporte aplicada, F_y . Como resultado, é possível observar que o sistema apresenta apenas uma transição dinâmica, da fase estática para a fase em movimento.

Figura 5.33 – Curva da velocidade média dos vórtices, $\langle V_y \rangle$, em função da força aplicada, F_y , para a amostra Conforme2 com $H = 205H_0$. A siglas I e II identificam os dois regimes dinâmicos encontrados separados pela linha tracejada vertical que representa a força de *depinning*, F_c .



Fonte: Vizarim (2018)

Figura 5.34 – Trajetórias dos vórtices para a amostra Conforme2 com $H = 205H_0$, onde os pontos pretos representam os vórtices e os círculos vermelhos os centros de aprisionamento. A Figura (a) corresponde à configuração estática de vórtices presente na Região I da Figura 5.31. A Figura (b) corresponde ao início do regime II e (c) ao final do regime II presentes na Figura 5.31.

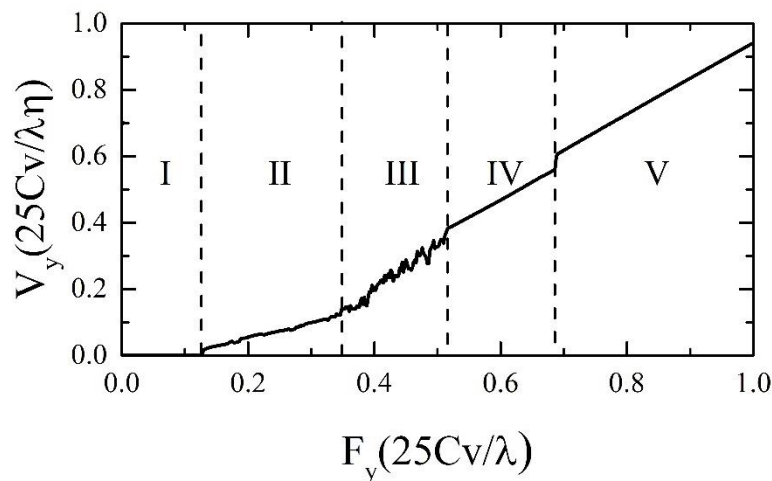


Fonte: Vizarim (2017)

Na Figura 5.34 mostramos as trajetórias dos vórtices para alguns valores da força aplicada. Na Figura 5.34 (a) está ilustrada a configuração estática de vórtices que permanece estável até que se atinja o valor da força de *depinning*, $F_c = 0,200f_0$. Para valores de força acima da força de *depinning*, todos os vórtices fluem pela amostra de forma desordenada, onde os canais de vórtices possuem interconectividade [Veja Figura 5.34 (b)]. Devido a ausência de *weak spots*, a rede Conforme2 é eficiente para prevenir a formação de canais favoráveis ao movimento de vórtices, e consequentemente, manter uma maior força de *depinning* para altos campos [Veja Figura 5.32]. Ou seja, quando o *depinning* ocorre é devido ao movimento de todos os vórtices ao mesmo tempo.

No entanto, quando se trata da rede Conforme1 o comportamento é bem diferente. Na Figura 5.35 apresentamos a velocidade média dos vórtices, $\langle V_y \rangle$ em função da força de transporte aplicada, F_y , para $H = 200H_0$ que corresponde a $n_v/n_p = 1.11$. Diferentemente do observado na Figura 5.33, neste caso temos cinco regimes dinâmicos ilustrados pelas diferentes inclinações da curva da velocidade média dos vórtices.

Figura 5.35 – Curva da velocidade média dos vórtices, $\langle V_y \rangle$, em função da força aplicada, F_y , para a amostra Conforme1 com $H = 200H_0$. A siglas I, II, III, IV e V identificam os cinco regimes dinâmicos encontrados separados por linhas tracejadas verticais.

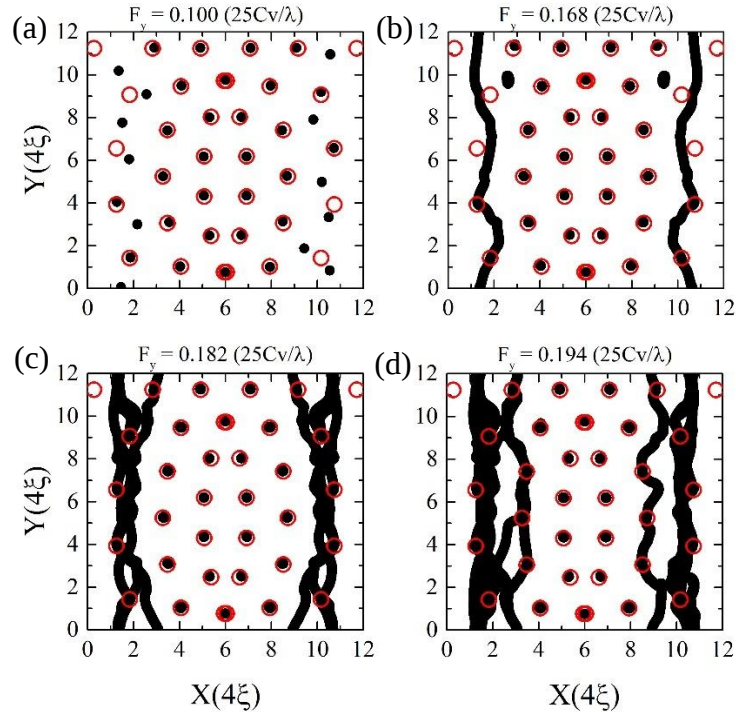


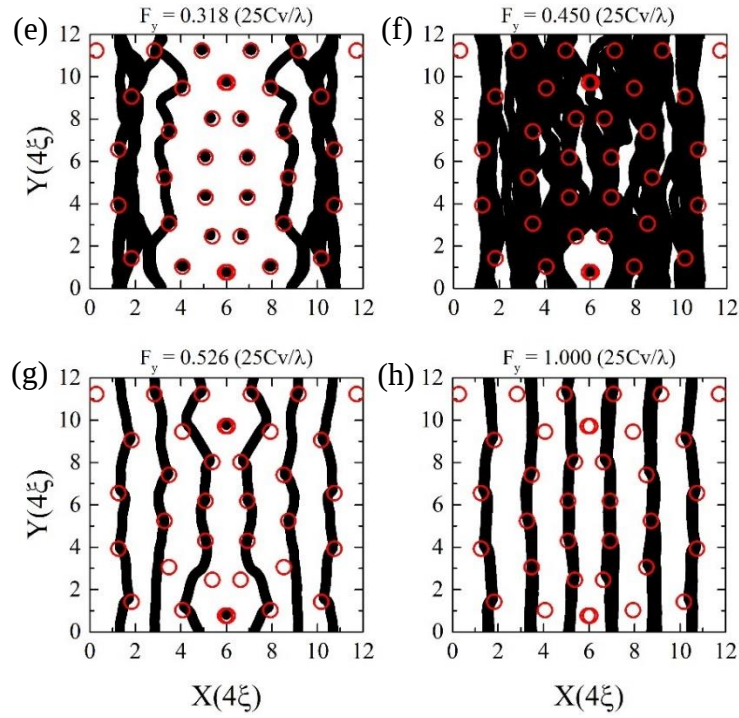
Fonte: Vizarim (2018)

Na Figura 5.36 nós ilustramos as trajetórias dos vórtices para cada regime dinâmico encontrado na Figura 5.35. A configuração de equilíbrio de vórtices está ilustrada na Figura 5.36 (a) e se mantém estática até que se atinja o valor da força de *depinning*, $F_c = 0.126f_0$. Acima da força de *depinning*, os vórtices mais próximos a

borda da fita começam a se movimentar formando canais tortuosos [Veja Figura 5.36 (b)]. É possível verificar na Figura 5.36 (a) que próximo a borda da fita existe um número maior de vórtices do que centros de *pinning*, formando *weak spots*, que permite a formação de canais de vórtices. O regime II presente na Figura 5.35 possui várias pequenas mudanças nas trajetórias dos vórtices aumentando e diminuindo a conectividade entre os canais, ilustrados nas Figuras 5.36 (c), (d) e (e). Inicialmente o sistema de vórtices apresenta as trajetórias mostradas na Figura 5.36 (b). Ao aumentarmos a força para $F_y = 0,182f_0$, mais vórtices começam a se movimentar resultando em canais tortuosos curvos, que seguem os arcos da estrutura conforme próximo a borda da fita. Note que os dois arcos internos permanecem com os vórtices aprisionados [Veja Figura 5.36 (c)]. Quando $F_y = 0,194f_0$, parte dos vórtices do arco intermediário fazem o *depinning* em trajetórias complexas [Veja Figura 5.36 (d)].

Figura 5.36 – Trajetórias dos vórtices para a amostra Conforme1 com $H = 200H_0$, onde os pontos pretos representam os vórtices e os círculos vermelhos os centros de aprisionamento. A Figura (a) corresponde à configuração estática de vórtices presente na Região I da Figura 5.33. As Figuras (b), (c) e (d) corresponde diferentes momentos do regime II presentes na Figura 5.33.





Fonte: Vizarim (2018)

Acima de $F_y = 0.318f_0$ mais vórtices fazem o *depinning* nos arcos intermediários, porém os arcos mais internos continuam com os vórtices aprisionados [Veja Figura 5.36 (e)]. Quando a força de transporte atinge $F_y = 0,334f_0$ começa o regime III da Figura 5.35, onde os vórtices dos arcos internos fazem o *depinning* em um movimento desordenado [Veja Figura 5.36 (f)] que apresenta muitas flutuações na curva da velocidade [Veja Figura 5.35 no regime III]. No entanto, quando $F_y = 0,516f_0$ o sistema volta a se ordenar em canas bem definidos [Veja Figura 5.36 (g)]. Este tipo de reordenamento de um regime turbulento para um fluxo quase linear já foi observado em simulações (REICHHARDT; OLSON; NORI, 1997) e também experimentalmente (GUTIERREZ et al., 2009) em filmes infinitos com *pinning* periódico. Vale ressaltar que um vórtice fica aprisionado em cada um dos dois centros de *pinning* que estão quase sobrepostos na região central da fita [Veja Figura 5.36 (g)]. Devido a este aprisionamento, os canais de vórtices são obrigados a contornar estes vórtices devido a repulsão vórtice-vórtice. Para valores de $F_y \geq 0,690f_0$ todos os vórtices fluem pela fita em canais bem definidos que seguem a estrutura conforme dos centros de *pinning* [Veja Figura 5.36 (h)]. Portanto, a rede Conforme1 pode servir de guia para o movimento dos vórtices em uma fita. Esse tipo de guia já foi observado por Ray *et. al.* (RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014b) em

simulações com supercondutores *bulk* com *pinning* conforme, mostrando que os vórtices tendem a se movimentar por regiões onde a densidade de aprisionamentos é menor.

A rede Conforme1 possui uma densidade de centros de aprisionamento maior na região central da fita e menor próximo as extremidades da fita. Dessa forma, o aprisionamento na região central é aumentado, dificultando o movimento dos vórtices. No entanto, nas regiões próximas a superfície, o aprisionamento é reduzido dando origem a *weak spots* e tornando os vórtices naquela região mais susceptíveis ao movimento. Também observamos que o *depinning* de vórtices ocorre por arcos, da parte mais externa para a parte mais interna, seguindo o gradiente de defeitos na amostra. No entanto, o mesmo não é observado para a rede Conforme2. A rede Conforme2 não apresenta *weak spots* e o *depinning* de vórtices acontece ao mesmo tempo. Por este motivo, seus valores de força de *depinning* são mais altos do que a Conforme1 para altos campos.

6 Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho foi feita pela primeira vez uma análise teórica detalhada do comportamento das forças de *depinning* e fases dinâmicas em função do campo aplicado, para o caso de vórtices em fitas supercondutoras do tipo II, interagindo com redes de centros de *pinning* aleatório, hexagonal e conformes.

Através da metodologia empregada, foi possível encontrar as configurações de equilíbrio de vórtices para cada valor de campo aplicado, H , em cada uma das redes de centros de aprisionamento estudadas. Posteriormente, foi possível estudar o comportamento dinâmico do sistema, utilizando técnicas de dinâmica molecular, o qual permitiu obter as trajetórias, velocidades e forças de *depinning* dos vórtices em cada amostra.

Como resultado foi possível observar o comportamento das forças de *depinning* em função do campo aplicado para as amostras com arranjo aleatório, hexagonal e conformes. Com relação ao arranjo aleatório, foi simulado o comportamento dos vórtices para campos baixos, até $n_v/n_p = 1/3$. Foi observado um decaimento suave da força de *depinning* em função do campo aplicado. Além disso, a presença de vórtices intersticiais fracamente ancorados resultou em baixos valores de força de *depinning*. Já a análise com

os outros três arranjos (Hexagonal, Conforme1 e Conforme2) foi feita até valores de $n_v/n_p = 1.5$, com características peculiares para cada arranjo.

O arranjo Hexagonal apresentou flutuações da força de *depinning* em função do campo aplicado. No entanto, não ocorreram grandes picos de comensurabilidade nas correntes críticas para campos fracionários, diferente do que foi observado em filmes infinitos com o mesmo arranjo de defeitos (REICHHARDT; GRØNBECH-JENSEN, 2001; OOI; MOCHIKU; HIRATA, 2009a; BOTHNER et al., 2014; SADOVSKYY et al., 2017; VIZARIM et al., 2017a). O efeito mais evidente de comensurabilidade ocorreu apenas para $n_v/n_p = 1$, evidenciando que os efeitos de superfície atenuaram os efeitos de comensurabilidade para esta rede. Outro efeito interessante da superfície é o decréscimo da força de *depinning* dentro do intervalo de campos onde $n_v/n_p = 1$. Ou seja, mesmo com $n_v/n_p = 1$ existe um decréscimo da força de *depinning* conforme o campo é aumentado, pois a interação entre os vórtices e a superfície aumenta, fazendo com que alguns deles sejam empurrados para o centro da amostra, destruindo a comensurabilidade.

O arranjo Conforme1 apresentou um desempenho muito superior aos demais arranjos para campos abaixo de $H = 32H_0$, com baixa densidade de vórtices. Isto está associado a vórtices que ficaram ancorados em regiões com centros de aprisionamento muito próximos, e conseqüentemente um forte potencial atrativo. No entanto, conforme n_v/n_p se aproxima de 1, o desempenho deste arranjo reduz consideravelmente quando comparado ao Hexagonal, por exemplo. Isto ocorre devido a estabilização de vórtices em regiões próximas às extremidades da fita, onde a densidade de centros de *pinning* é menor. Assim, como mostrado em nossos cálculos, ocorre a formação de *weak spots* nas extremidades da fita, facilitando a movimentação dos vórtices nesta região quando aplicada uma corrente de transporte.

O arranjo Conforme2 apresentou a maior estabilidade de forças de *depinning* entre todas as amostras estudadas. A diferença entre o valor máximo e o valor mínimo no valor da força de *depinning* foi de $0,58f_0$ (ressaltando que não houveram grandes picos ou quedas na F_c) para todo o intervalo de campo estudado. Para efeitos de comparação, o arranjo Hexagonal obteve diferença de $0,62f_0$ e a Conforme1 de $1,24f_0$. Essa característica do arranjo Conforme2 é bastante interessante para aplicações tecnológicas devido a sua estabilidade ante variações de campo.

O comportamento dinâmico geral dos vórtices em fitas supercondutoras mostrou que os vórtices fazem o *depinning* formando rapidamente canais que fluem pela amostra. Diferentemente do observado em filmes infinitos, onde os vórtices podem fazer o *depinning* em sub-redes e fluir em canais com interconectividade entre eles (REICHHARDT; ZIMÁNYI; GRØNBECH-JENSEN, 2001; SIMÕES, 2007b; SIMÕES; VENEGAS; MELLO, 2013; VERGA et al., 2013), em fitas os vórtices tendem a se mover em canais estreitos com pouca interconectividade. Devido aos efeitos de superfície, o movimento transversal dos vórtices tende a ser reduzido, favorecendo o movimento na direção infinita da fita. Este efeito ocorreu em todas as análises de trajetórias de vórtices realizadas neste trabalho e está de acordo com o que foi observado por Reis *et. al.* (REIS et al., 2007). Pelo fato da fita ser estreita, os vórtices moveram-se sempre em canais bem definidos, exceto em regiões turbulentas de transição dinâmica que permaneciam por poucos intervalos de corrente. Esta característica de vórtices em fitas moverem-se por canais definidos possui aplicação tecnológica interessante devido a possibilidade de prever por onde os vórtices fluem. Além disso, foi mostrado em nossos cálculos que os vórtices podem ser guiados pela rede Conforme¹ de defeitos, onde o *depinning* ocorre por arcos e seguem os arcos da transformação conforme. Recentemente a possibilidade de controlar o movimento dos vórtices tem atraído interesse em dispositivos de transporte de informação (VILLEGAS et al., 2003; TOGAWA et al., 2005; ROUCO et al., 2015; VLASKO-VLASOV et al., 2017).

Como perspectivas futuras, seria interessante investigar mais intensamente o comportamento do sistema para campos ainda mais altos, com $n_v/n_p = 2$ e 3 por exemplo, para investigar a eficiência dos arranjos conforme comparados ao hexagonal. Além disso, mais redes de centros de aprisionamento poderiam ser investigadas, como por exemplo a Penrose e as redes de Arquimedes, que tem atraído atenção devido aos vários efeitos de comensurabilidade não-usuais (MISKO; SABEL'EV; NORI, 2006; SILHANEK et al., 2006; KRAMER et al., 2009; RAY; REICHHARDT; REICHHARDT, 2014a). Outro efeito interessante seria investigar os efeitos de tamanho do centro de aprisionamento e da força do *pinning* (*pinning strength*), pois foi mostrado em trabalhos anteriores que estes dois parâmetros podem mudar consideravelmente as configurações de vórtices no interior da amostra, e consequentemente, as correntes críticas (REICHHARDT et al., 2001; REICHHARDT; GRØNBECH-JENSEN, 2001;

BERDIYOROV; MILOŠEVIĆ; PEETERS, 2006a; KOSHELEV et al., 2016; SADOVSKYY et al., 2017; VIZARIM et al., 2017a).

Pelo que foi apresentado neste trabalho, consideramos que os objetivos propostos foram atingidos. Conseguimos concordâncias entre nossos dados e os dados experimentais e teóricos presentes na literatura, além de resultados inéditos que consideramos importantes na área de dinâmica de vórtices.

7 Produção Científica

VIZARIM, N. P.; CARLONE, M.; VERGA, L. G.; VENEGAS, P. A. Critical Forces at Fractional Matching Fields in Superconducting Thin Films with Triangular Pinning Lattice. **Materials Research**, v. 20, n. 4, p. 899–903, ago. 2017.

VIZARIM, N. P.; CARLONE, M.; VERGA, L. G.; VENEGAS, P. A. Commensurability Effects in the Critical Forces of a Superconducting Film with Kagomé Pinning Array at Submatching Fields. **The European Physical Journal B**, v. 90, n. 9, p. 169, 1 set. 2017.

VIZARIM, N. P.; CARLONE, M.; VERGA, L. G.; VENEGAS, P. A. Surface Effects on the Dynamic Behavior of Vortices in Type II Superconducting Strips with Periodic and Conformal Pinnings Arrays. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, p. 1-12, 28 nov. 2017.

VIZARIM, N. P.; FILENGA, D.; CARLONE, M.; VENEGAS, P. A. Pinning strength and commensurability for critical currents in superconducting films with triangular and Kagomé pinning arrays. In: Encontro de Física 2016, Natal – RN. Sessão: SUPERCONDUCTIVITY - VORTEX MATTER AND NANOSCALE.

VIZARIM, N. P.; VENEGAS, P. A. Commensurability and pinning strength effects in critical currents for two dimensional superconductors with triangular and Kagomé pinning arrays. In: XV Brazilian MRS Meeting 2016, Campinas - SP.

VIZARIM, N. P.; VENEGAS, P. A. Dynamic phases induced by surface effects in type II superconducting strips with triangular pinning arrays. In: 16º International Workshop on Vortex Matter, Natal – RN, 2017.

VIZARIM, N. P.; VENEGAS, P. A. Influence of Pinning Strength and Size on Type II Superconducting Thin Films With Kagomé Pinning. In: 16^o International Workshop on Vortex Matter, Natal – RN, 2017.

Referências Bibliográficas

ABRIKOSOV, A. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group. **Soviet Physics JETP**, v. 5, 1957.

AGOSTINI, F. P.; SOARES-PINTO, D. D. O.; MORET, M. A.; OSTHOFF, C.; PASCUTTI, P. G. Generalized Simulated Annealing Applied to Protein Folding Studies. **Journal of Computational Chemistry**, v. 27, n. 11, p. 1142–1155, 1 ago. 2006.

AL KHAWAJA, U.; BENKRAOUDA, M.; OBAIDAT, I. M.; ALNEAIMI, S. Numerical simulations on the role of the defect size on the critical current in high-temperature superconductors. **Physica C: Superconductivity and its Applications**, v. 442, n. 1, p. 1–8, 1 ago. 2006.

ANDERSON, P. W. Theory of Flux Creep in Hard Superconductors. **Physical Review Letters**, v. 9, n. 7, p. 309–311, 1 out. 1962. . Acesso em: 8 jul. 2015.

ANDRYUSHIN, E. A.; GINZBURG, V. L. **Superconductivity**. Revised ed. edition ed. Hackensack, NJ: World Scientific Publishing Company, 2004.

BARBA, J. J.; AGUIAR, J. A. Bi-Dimensional Chain-like Vortex Structure in a Mesoscopic Superconductor. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 150, n. 5, p. 052015, 2009.

BARBA-ORTEGA, J.; SARDELLA, E.; AGUIAR, J. A. Superconducting Boundary Conditions for Mesoscopic Circular Samples. **Superconductor Science and Technology**, v. 24, n. 1, p. 015001, 2011.

BARDEEN, J.; COOPER, L. N.; SCHRIEFFER, J. R. Microscopic Theory of Superconductivity. **Physical Review**, v. 106, n. 1, p. 162–164, 1 abr. 1957.

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.

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.

BERDIYOROV, G.; HARRABI, K.; MANEVAL, J. P.; PEETERS, F. M. Effect of Pinning on the Response of Superconducting Strips to an External Pulsed Current. **Superconductor Science and Technology**, v. 28, n. 2, p. 025004, 2015.

BERDIYOROV, G. R.; MILOŠEVIĆ, M. V.; PEETERS, F. M. Superconducting Films with Antidot arrays—Novel Behavior of the Critical Current. **EPL (Europhysics Letters)**, v. 74, n. 3, p. 493, 29 mar. 2006a.

BERDIYOROV, G. R.; MILOŠEVIĆ, M. V.; PEETERS, F. M. Vortex configurations and critical parameters in superconducting thin films containing antidot arrays: Nonlinear Ginzburg-Landau theory. **Physical Review B**, v. 74, n. 17, p. 174512, 16 nov. 2006b.

BERDIYOROV, G. R.; MILOŠEVIĆ, M. V.; PEETERS, F. M. Composite Vortex Ordering in Superconducting Films with Arrays of Blind Holes. **New Journal of Physics**, v. 11, n. 1, p. 013025, 2009.

BERNARDI, R. C.; MELO, M. C. R.; SCHULTEN, K. Enhanced sampling techniques in molecular dynamics simulations of biological systems. **Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - General Subjects**, Recent developments of molecular dynamics. v. 1850, n. 5, p. 872–877, maio 2015.

BLATTER, G.; FEIGEL'MAN, M. V.; GESHKENBEIN, V. B.; LARKIN, A. I.; VINOKUR, V. M. Vortices in high-temperature superconductors. **Reviews of Modern Physics**, v. 66, n. 4, p. 1125–1388, 1 out. 1994.

BOTHNER, D.; SEIDL, R.; MISKO, V. R.; KLEINER, R.; KOELLE, D.; KEMMLER, M. Unusual Commensurability Effects in Quasiperiodic Pinning Arrays Induced by Local Inhomogeneities of the Pinning Site Density. **Superconductor Science and Technology**, v. 27, n. 6, p. 065002, 2014.

BOULLE, A.; DEBELLE, A. Strain-Profile Determination in Ion-Implanted Single Crystals Using Generalized Simulated Annealing. **Journal of Applied Crystallography**, v. 43, n. 5, p. 1046–1052, 1 out. 2010.

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, 3 abr. 2006.

CAO, R.; HORNG, L.; WU, T. C.; WU, J. C.; YANG, T. J. Temperature Dependent Pinning Phenomenon in Superconducting Nb Films with Triangular and Honeycomb Pinning Arrays. **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 21, n. 7, p. 075705, 2009.

CAO, R.; WU, T. C.; KANG, P. C.; WU, J. C.; YANG, T. J.; HORNG, L. Anisotropic pinning in Nb thin films with triangular pinning arrays. **Solid State Communications**, v. 143, n. 3, p. 171–175, jul. 2007.

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.

CUADRA-SOLÍS, P.-J.; GARCÍA-SANTIAGO, A.; HERNANDEZ, J. M.; TEJADA, J.; VANACKEN, J.; MOSHCHALKOV, V. V. Observation of commensurability effects in a patterned thin superconducting Pb film using microwave reflection spectrometry. **Physical Review B**, v. 89, n. 5, p. 054517, 28 fev. 2014.

CUPPENS, J.; ATAKLTI, G. W.; GILLIJS, W.; VAN DE VONDEL, J.; MOSHCHALKOV, V. V.; SILHANEK, A. V. Vortex Dynamics in a Superconducting Film with a Kagome and a Honeycomb Pinning Landscape. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, 2011.

DALL'IGNA JÚNIOR, A.; SILVA, R. S.; MUNDIM, K. C.; DARDENNE, L. E. Performance and parameterization of the algorithm Simplified Generalized Simulated Annealing. **Genetics and Molecular Biology**, v. 27, n. 4, p. 616–622, 2004.

DE ANDRADE, M. D.; MUNDIM, K. C.; MALBOUISSON, L. a. C. GSA Algorithm Applied to Electronic Structure: Hartree–Fock–GSA Method. **International Journal of Quantum Chemistry**, v. 103, n. 5, p. 493–499, 1 jan. 2005.

DE SOUZA SILVA, C. C.; CABRAL, L. R. E.; AGUIAR, J. A. Flux penetration, matching effect, and hysteresis in homogeneous superconducting films. **Physical Review B**, v. 63, n. 13, p. 134526, 15 mar. 2001.

DE SOUZA SILVA, C. C.; CABRAL, L. R. E.; ALBINO AGUIAR, J. Vortex configurations and metastability in mesoscopic superconductors. **Physica C: Superconductivity**, v. 404, n. 1–4, p. 11–17, 1 maio 2004.

ESSMANN, U.; TRÄUBLE, H. The direct observation of individual flux lines in type II superconductors. **Physics Letters A**, v. 24, n. 10, p. 526–527, 8 maio 1967.

FIELD, S. B.; JAMES, S. S.; BARENTINE, J.; METLUSHKO, V.; CRABTREE, G.; SHTRIKMAN, H.; ILIC, B.; BRUECK, S. R. J. Vortex Configurations, Matching, and Domain Structure in Large Arrays of Artificial Pinning Centers. **Physical Review Letters**, v. 88, n. 6, p. 067003, 28 jan. 2002.

FILENGA, D. **Correntes Críticas e Comportamento Dinâmico dos Vórtices em Fitas Supercondutoras do Tipo II com Redes de Pinning Conformes**. 2016. Universidade Estadual Paulista, 2016. . Acesso em: 27 mar. 2017.

GRIGORENKO, A. N.; HOWELLS, G. D.; BENDING, S. J.; BEKAERT, J.; VAN BAEL, M. J.; VAN LOOK, L.; MOSHCHALKOV, V. V.; BRUYNSERAEDE, Y.; BORGHS, G.; KAYA, I. I.; STRADLING, R. A. Direct imaging of commensurate vortex structures in ordered antidot arrays. **Physical Review B**, v. 63, n. 5, p. 052504, 11 jan. 2001.

GRØNBECH-JENSEN, N.; BISHOP, A. R.; DOMÍNGUEZ, D. Metastable Filamentary Vortex Flow in Thin Film Superconductors. **Physical Review Letters**, v. 76, n. 16, p. 2985–2988, 15 abr. 1996.

GUÉNON, S.; ROSEN, Y. J.; BASARAN, A. C.; SCHULLER, I. K. Highly effective superconducting vortex pinning in conformal crystals. **Applied Physics Letters**, v. 102, n. 25, p. 252602, 24 jun. 2013.

GUILLAMÓN, I.; CÓRDOBA, R.; SESÉ, J.; DE TERESA, J. M.; IBARRA, M. R.; VIEIRA, S.; SUDEROW, H. Enhancement of Long-Range Correlations in a 2D Vortex Lattice by an Incommensurate 1D Disorder Potential. **Nature Physics**, v. 10, n. 11, p. 851–856, nov. 2014.

GUTIERREZ, J.; SILHANEK, A. V.; VAN DE VONDEL, J.; GILLIJNS, W.; MOSHCHALKOV, V. V. Transition from turbulent to nearly laminar vortex flow in superconductors with periodic pinning. **Physical Review B**, v. 80, n. 14, p. 140514, 28 out. 2009.

HARADA, K.; KAMIMURA, O.; KASAI, H.; MATSUDA, T.; TONOMURA, A.; MOSHCHALKOV, V. V. Direct Observation of Vortex Dynamics in Superconducting Films with Regular Arrays of Defects. **Science**, v. 274, n. 5290, p. 1167–1170, 15 nov. 1996.

HE, S. K.; ZHANG, W. J.; LIU, H. F.; XUE, G. M.; LI, B. H.; XIAO, H.; WEN, Z. C.; HAN, X. F.; ZHAO, S. P.; GU, C. Z.; QIU, X. G. Wire Network Behavior in Superconducting Nb Films with Diluted Triangular Arrays of Holes. **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 24, n. 15, p. 155702, 2012.

Heike Kamerlingh Onnes - Biographical. Disponível em: <https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1913/onnes-bio.html>. Acesso em: 22 nov. 2017.

HOFFMANN, A.; PRIETO, P.; SCHULLER, I. K. Periodic vortex pinning with magnetic and nonmagnetic dots: The influence of size. **Physical Review B**, v. 61, n. 10, p. 6958–6965, 1 mar. 2000.

HOTT, R.; KLEINER, R.; WOLF, T.; ZWICKNAGL, G. Superconducting Materials - A Topical Overview. **Frontiers in Superconducting Materials**, p. 1–69, 2005. . Acesso em: 8 jul. 2015.

JAQUE, D.; GONZÁLEZ, E. M.; MARTIN, J. I.; ANGUITA, J. V.; VICENT, J. L. Anisotropic pinning enhancement in Nb films with arrays of submicrometric Ni lines. **Applied Physics Letters**, v. 81, n. 15, p. 2851–2853, 7 out. 2002.

JOSEPHSON, B. D. Possible new effects in superconductive tunnelling. **Physics Letters**, v. 1, n. 7, p. 251–253, 1 jul. 1962. . Acesso em: 1 dez. 2015.

KEMMLER, M.; GÜRLICH, C.; STERCK, A.; PÖHLER, H.; NEUHAUS, M.; SIEGEL, M.; KLEINER, R.; KOELLE, D. Commensurability Effects in Superconducting Nb Films with Quasiperiodic Pinning Arrays. **Physical Review Letters**, v. 97, n. 14, p. 147003, 6 out. 2006.

KETTERSON, J. B. **By J. B. Ketterson - Superconductivity.** [s.l.] Cambridge University Press, 1999.

KHARE, N. (ed.). **Handbook of High-Temperature Superconductor Electronics.** 1 edition ed. New York: CRC Press, 2003.

KIRKPATRICK, S.; GELATT, C. D.; VECCHI, M. P. Optimization by Simulated Annealing. **Science**, v. 220, n. 4598, p. 671–680, 13 maio 1983. . Acesso em: 14 jul. 2015.

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, 11 out. 1999.

KOSHELEV, A. E.; SADOVSKYY, I. A.; PHILLIPS, C. L.; GLATZ, A. Optimization of vortex pinning by nanoparticles using simulations of the time-dependent Ginzburg-Landau model. **Physical Review B**, v. 93, n. 6, p. 060508, 29 fev. 2016.

KRAMER, R. B. G.; ATAKLTI, G. W.; MOSHCHALKOV, V. V.; SILHANEK, A. V. Direct visualization of the Campbell regime in superconducting stripes. **Physical Review B**, v. 81, n. 14, p. 144508, 19 abr. 2010.

KRAMER, R. B. G.; SILHANEK, A. V.; VAN DE VONDEL, J.; RAES, B.; MOSHCHALKOV, V. V. Symmetry-Induced Giant Vortex State in a Superconducting

Pb Film with a Fivefold Penrose Array of Magnetic Pinning Centers. **Physical Review Letters**, v. 103, n. 6, p. 067007, 7 ago. 2009.

KUIT, K. H.; KIRTLEY, J. R.; VAN DER VEUR, W.; MOLENAAR, C. G.; ROESTHUIS, F. J. G.; TROEMAN, A. G. P.; CLEM, J. R.; HILGENKAMP, H.; ROGALLA, H.; FLOKSTRA, J. Vortex trapping and expulsion in thin-film $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ strips. **Physical Review B**, v. 77, n. 13, p. 134504, 3 abr. 2008.

LE THIEN, Q.; MCDERMOTT, D.; OLSON REICHHARDT, C. J.; REICHHARDT, C. Orientational ordering, buckling, and dynamic transitions for vortices interacting with a periodic quasi-one-dimensional substrate. **Physical Review B**, v. 93, n. 1, p. 014504, 7 jan. 2016.

LONDON, F.; LONDON, H. The Electromagnetic Equations of the Supraconductor. **Proc. R. Soc. Lond. A**, v. 149, n. 866, p. 71–88, 1 mar. 1935.

MAKHLIN, Y.; SCHÖN, G.; SHNIRMAN, A. Quantum-state engineering with Josephson-junction devices. **Reviews of Modern Physics**, v. 73, n. 2, p. 357–400, 8 maio 2001.

MANGAN, N.; REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O. Reversible to Irreversible Flow Transition in Periodically Driven Vortices. **Physical Review Letters**, v. 100, n. 18, p. 187002, 5 maio 2008.

MATSUMOTO, K.; MELE, P. Artificial Pinning Center Technology to Enhance Vortex Pinning in YBCO Coated Conductors. **Superconductor Science and Technology**, v. 23, n. 1, p. 014001, 2010. . Acesso em: 28 nov. 2015.

MEISSNER, W.; OCHSENFELD, R. Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. **Naturwissenschaften**, v. 21, n. 44, p. 787–788, 1 nov. 1933.

METLUSHKO, V.; WELP, U.; CRABTREE, G. W.; ZHANG, Z.; BRUECK, S. R. J.; WATKINS, B.; DELONG, L. E.; ILIC, B.; CHUNG, K.; HESKETH, P. J. Nonlinear flux-line dynamics in vanadium films with square lattices of submicron holes. **Physical Review B**, v. 59, n. 1, p. 603–607, 1 jan. 1999.

METROPOLIS, N.; ROSENBLUTH, A. W.; ROSENBLUTH, M. N.; TELLER, A. H.; TELLER, E. Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. **The Journal of Chemical Physics**, v. 21, n. 6, p. 1087–1092, 1 jun. 1953.

MISKO, V. R.; NORI, F. Magnetic flux pinning in superconductors with hyperbolic-tessellation arrays of pinning sites. **Physical Review B**, v. 85, n. 18, p. 184506, 4 maio 2012.

MISKO, V. R.; SAVEL'EV, S.; NORI, F. Critical currents in superconductors with quasiperiodic pinning arrays: One-dimensional chains and two-dimensional Penrose lattices. **Physical Review B**, v. 74, n. 2, p. 024522, 26 jul. 2006.

MOSHCHALKOV, V. V.; BAERT, M.; METLUSHKO, V. V.; ROSSEEL, E.; VAN BAEL, M. J.; TEMST, K.; BRUYNSERAED, Y.; JONCKHEERE, R. Pinning by an

antidot lattice: The problem of the optimum antidot size. **Physical Review B**, v. 57, n. 6, p. 3615–3622, 1 fev. 1998.

MOTTA, M.; COLAUTO, F.; ORTIZ, W. A.; FRITZSCHE, J.; CUPPENS, J.; GILLIJNS, W.; MOSHCHALKOV, V. V.; JOHANSEN, T. H.; SANCHEZ, A.; SILHANEK, A. V. Enhanced pinning in superconducting thin films with graded pinning landscapes. **Applied Physics Letters**, v. 102, n. 21, p. 212601, 27 maio 2013.

OLSON, C. J.; REICHHARDT, C. Transverse depinning in strongly driven vortex lattices with disorder. **Physical Review B**, v. 61, n. 6, p. R3811–R3814, 1 fev. 2000.

OLSON, C. J.; REICHHARDT, C.; BHATTACHARYA, S. Critical depinning force and vortex lattice order in disordered superconductors. **Physical Review B**, v. 64, n. 2, p. 024518, 21 jun. 2001.

OLSON, C. J.; REICHHARDT, C.; NORI, F. Nonequilibrium Dynamic Phase Diagram for Vortex Lattices. **Physical Review Letters**, v. 81, n. 17, p. 3757–3760, 26 out. 1998.

OLSON, C. J.; REICHHARDT, C.; SCALETTAR, R. T.; ZIMÁNYI, G. T.; GRØNBECH-JENSEN, N. Metastability and transient effects in vortex matter near a decoupling transition. **Physical Review B**, v. 67, n. 18, p. 184523, 30 maio 2003.

OLSON REICHHARDT, C. J.; WANG, Y. L.; XIAO, Z. L.; KWOK, W. K.; RAY, D.; REICHHARDT, C.; JANKÓ, B. Pinning, flux diodes and ratchets for vortices interacting with conformal pinning arrays. **Physica C: Superconductivity and its Applications**, Ninth international conference on Vortex Matter in nanostructured Superconductors. v. 533, p. 148–153, 15 fev. 2017.

ONNES, H. K. Further experiments with liquid helium. C. On the change of electric resistance of pure metals at very low temperatures etc. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures. **Koninklijke Nederlandsche Akademie van Wetenschappen Proceedings**, v. 13, p. 1274–1276, 1911.

OOI, S.; MOCHIKU, T.; HIRATA, K. Fractional matching effect in single-crystal films of with antidot lattice. **Physica C: Superconductivity**, v. 469, n. 15–20, p. 1113–1115, 15 out. 2009a.

OOI, S.; MOCHIKU, T.; HIRATA, K. Fractional matching effect in single-crystal films of with antidot lattice. **Physica C: Superconductivity**, Proceedings of the 21st International Symposium on Superconductivity (ISS 2008) Proceedings of the 21st International Symposium on Superconductivity (ISS 2008). v. 469, n. 15–20, p. 1113–1115, 15 out. 2009b. . Acesso em: 26 nov. 2015.

PLOURDE, B. L. T.; VAN HARLINGEN, D. J.; BESSELING, R.; HESSELBERTH, M. B. S.; KES, P. H. Vortex dynamics in thin superconducting strips observed by Scanning SQUID microscopy. **Physica C: Superconductivity**, v. 341, p. 1023–1026, 1 nov. 2000.

POOL, R. Superconductivity: Is the Party Over? **Science**, v. 244, n. 4907, p. 914–917, 26 maio 1989a.

POOL, R. Superconductivity: Party Time Again. **Science**, v. 246, n. 4935, p. 1243–1244, 8 dez. 1989b.

POOLE, C. P.; FARACH, H. A.; CRESWICK, R. J.; PROZOROV, R. **Superconductivity**. 2 edition ed. Amsterdam; Boston: Academic Press, 2007.

RAY, D.; OLSON REICHHARDT, C. J.; JANKÓ, B.; REICHHARDT, C. 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. 2013.

RAY, D.; REICHHARDT, C.; OLSON REICHHARDT, C. J.; JANKÓ, B. Vortex transport and pinning in conformal pinning arrays. **Physica C: Superconductivity and its Applications**, v. 503, p. 123–127, 15 ago. 2014.

RAY, D.; REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O. Vortex States in Archimedean Tiling Pinning Arrays. **Superconductor Science and Technology**, v. 27, n. 7, p. 075006, 2014a.

RAY, D.; REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O. Pinning, ordering, and dynamics of vortices in conformal crystal and gradient pinning arrays. **Physical Review B**, v. 90, n. 9, p. 094502, 8 set. 2014b.

RAY, P. J. **Master's thesis: Structural investigation of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+y}$ - Following staging as a function of temperature**, 9 fev. 2016. . Disponível em: <https://figshare.com/articles/Structural_investigation_of_La_2_x_Sr_x_CuO_4_y_Following_staging_as_a_function_of_temperature/2075680>. Acesso em: 17 maio. 2017.

RAYCHAUDHURI, A. K.; RAO, C. N. R.; SREEDHAR, K.; GANGULY, P.; RAM, R. A. M. Identification of the Phase Responsible for High-Temperature Superconductivity in Y–Ba–Cu Oxides. **Nature**, v. 326, n. 6116, p. 856, 30 abr. 1987.

REICHHARDT, C.; GRONBECH-JENSEN, N. Critical Currents and Vortex States at Fractional Matching Fields in Superconductors with Periodic Pinning. **Physical Review B**, v. 63, n. 5, 9 jan. 2001. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/cond-mat/0008043>>. Acesso em: 26 nov. 2015.

REICHHARDT, C.; GRØNBECH-JENSEN, N. Critical Currents and Vortex States at Fractional Matching Fields in Superconductors with Periodic Pinning. **Physical Review B**, v. 63, n. 5, p. 054510, 9 jan. 2001.

REICHHARDT, C.; OLSON, C. J.; NORI, F. Dynamic Phases of Vortices in Superconductors with Periodic Pinning. **Physical Review Letters**, v. 78, n. 13, p. 2648–2651, 31 mar. 1997.

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, 1 abr. 1998a.

REICHHARDT, C.; OLSON, C. J.; NORI, F. Nonequilibrium dynamic phases and plastic flow of driven vortex lattices in superconductors with periodic arrays of pinning sites. **Physical Review B**, v. 58, n. 10, p. 6534–6564, 1 set. 1998b.

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, 1 abr. 2009.

REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O. Vortex molecular crystal and vortex plastic crystal states in honeycomb and kagom'e pinning arrays. **Physical Review B**, v. 76, n. 6, p. 064523, 17 ago. 2007.

REICHHARDT, C.; REICHHARDT, C. J. O. Transverse ac-driven and geometric ratchet effects for vortices in conformal crystal pinning arrays. **Physical Review B**, v. 93, n. 6, p. 064508, 11 fev. 2016.

REICHHARDT, C.; ZIMÁNYI, G. T.; GRØNBECH-JENSEN, N. Complex dynamical flow phases and pinning in superconductors with rectangular pinning arrays. **Physical Review B**, v. 64, n. 1, p. 014501, 1 jun. 2001.

REICHHARDT, C.; ZIMÁNYI, G. T.; SCALETTAR, R. T.; HOFFMANN, A.; SCHULLER, I. K. Individual and multiple vortex pinning in systems with periodic pinning arrays. **Physical Review B**, v. 64, n. 5, p. 052503, 26 jun. 2001.

REIS, J. D.; VENEGAS, P. A.; MELLO, D. F.; CABRERA, G. G. Surface effects on moving vortices in superconducting stripes. **Physica C: Superconductivity**, v. 454, n. 1–2, p. 15–19, 15 abr. 2007.

RJABININ, J. N.; SHUBNIKOW, L. W. Magnetic Properties and Critical Currents of Supra-conducting Alloys. **Nature**, n. 135, p. 581–582, 13 abr. 1935.

ROUCO, V.; PALAU, A.; MONTON, C.; DEL-VALLE, N.; NAVAU, C.; SANCHEZ, A.; OBRADORS, X.; PUIG, T. Geometrically Controlled Ratchet Effect with Collective Vortex Motion. **New Journal of Physics**, v. 17, n. 7, p. 073022, 2015.

RYU, S.; HELLERQVIST, M.; DONIACH, S.; KAPITULNIK, A.; STROUD, D. Dynamical Phase Transition in a Driven Disordered Vortex Lattice. **Physical Review Letters**, v. 77, n. 25, p. 5114–5117, 16 dez. 1996.

SADOVSKYY, I. A.; WANG, Y. L.; XIAO, Z.-L.; KWOK, W.-K.; GLATZ, A. Effect of hexagonal patterned arrays and defect geometry on the critical current of superconducting films. **Physical Review B**, v. 95, n. 7, p. 075303, 7 fev. 2017.

SANCHEZ, A.; NAVAU, C. Critical-Current Density from Magnetization Loops of Finite High- T_c Superconductors. **Superconductor Science and Technology**, v. 14, n. 7, p. 444, 2001.

SARDELLA, E.; BRANDT, E. H. Vortices in a Mesoscopic Superconducting Disk of Variable Thickness. **Superconductor Science and Technology**, v. 23, n. 2, p. 025015, 2010.

SARDELLA, E.; MALVEZZI, A. L.; LISBOA-FILHO, P. N.; ORTIZ, W. A. Temperature-dependent vortex motion in a square mesoscopic superconducting cylinder: Ginzburg-Landau calculations. **Physical Review B**, v. 74, n. 1, p. 014512, 21 jul. 2006.

SHI-KUN, H.; WEI-JUN, Z.; ZHEN-CHAO, W.; HONG, X.; XIU-FENG, H.; CHANG-ZHI, G.; XIANG-GANG, Q. Interstitial Vortex in Superconducting Film with Periodic Hole Arrays. **Chinese Physics B**, v. 21, n. 8, p. 087401, 2012.

SILHANEK, A. V.; GILLIJNS, W.; MOSHCHALKOV, V. V.; ZHU, B. Y.; MOONENS, J.; LEUNISSEN, L. H. A. Enhanced pinning and proliferation of matching effects in a superconducting film with a Penrose array of magnetic dots. **Applied Physics Letters**, v. 89, n. 15, p. 152507, 9 out. 2006.

SILVA, C. C. de S.; RAES, B.; BRISBOIS, J.; CABRAL, L. R. E.; SILHANEK, A. V.; VAN DE VONDEL, J.; MOSHCHALKOV, V. V. Probing the low-frequency vortex dynamics in a nanostructured superconducting strip. **Physical Review B**, v. 94, n. 2, p. 024516, 20 jul. 2016.

SIMÕES, R. **Efeitos do Pinning nos regimes dinâmicos de Vórtices em Supercondutores do tipo II**. 2007a. Faculdade de Ciência, Universidade Estadual Paulista, Bauru, 2007.

SIMÕES, R. **Efeitos do Pinning nos regimes dinâmicos de Vórtices em Supercondutores do tipo II**. 2007b. Faculdade de Ciência, Universidade Estadual Paulista, Bauru, 2007.

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, jun. 2013.

SIMÕES, R.; VENEGAS, P.; MELLO, D. The Effects of Pinning on Critical Currents of Superconducting Films. **Journal Of Superconductivity and Novel Magnetism**, 2011.

STAN, G.; FIELD, S. B.; MARTINIS, J. M. Critical Field for Complete Vortex Expulsion from Narrow Superconducting Strips. **Physical Review Letters**, v. 92, n. 9, p. 097003, 5 mar. 2004.

SZU, H.; HARTLEY, R. Fast simulated annealing. **Physics Letters A**, v. 122, n. 3–4, p. 157–162, 8 jun. 1987. . Acesso em: 14 jul. 2015.

THIEN, Q. L.; MCDERMOTT, D.; REICHHARDT, C. J. O.; REICHHARDT, C. Enhanced Pinning For Vortices in Hyperuniform Substrates and Emergent Hyperuniform Vortex States. **arXiv:1611.01532 [cond-mat]**, 4 nov. 2016. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1611.01532>>. Acesso em: 21 maio. 2017.

TINKHAM, M. **Introduction to Superconductivity: Second Edition**. 2 edition ed. Mineola, NY: Dover Publications, 2004.

TOGAWA, Y.; HARADA, K.; AKASHI, T.; KASAI, H.; MATSUDA, T.; NORI, F.; MAEDA, A.; TONOMURA, A. Direct Observation of Rectified Motion of Vortices in a Niobium Superconductor. **Physical Review Letters**, v. 95, n. 8, p. 087002, 17 ago. 2005.

TORQUATO, S. Hyperuniformity and its generalizations. **Physical Review E**, v. 94, n. 2, p. 022122, 15 ago. 2016.

TORQUATO, S.; STILLINGER, F. H. Local density fluctuations, hyperuniformity, and order metrics. **Physical Review E**, v. 68, n. 4, p. 041113, 29 out. 2003.

TSALLIS, C.; STARIOLO, D. A. Generalized simulated annealing. **Physica A**, 13 jun. 1996.

VELEZ, M.; JAQUE, D.; MARTÍN, J. I.; MONTERO, M. I.; SCHULLER, I. K.; VICENT, J. L. Vortex lattice channeling effects in Nb films induced by anisotropic arrays of mesoscopic pinning centers. **Physical Review B**, v. 65, n. 10, p. 104511, 14 fev. 2002.

VENEGAS, P. A. Size Effects in the Magnetization of a Superconducting Wire. **Journal of Applied Physics**, v. 85, n. 8, p. 6049, 1999.

VERGA, L. G. **Estudo dos Efeitos de Tamanho e Comensurabilidade nas Correntes Críticas em Fitas Supercondutoras do Tipo II com Redes de Pinnings à Temperatura Finita**. 2015. 2015. . Acesso em: 27 mar. 2017.

VERGA, L. G.; BONILHA, M. M.; CARLONE, M.; VENEGAS, P. A. 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, 4 dez. 2012.

VERGA, L. G.; DA SILVA, M. C.; SIMÕES, R. P.; MELLO, D. F.; VENEGAS, P. A. 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, fev. 2013.

VILLEGAS, J. E.; SAVEL'EV, S.; NORI, F.; GONZALEZ, E. M.; ANGUITA, J. V.; GARCÍA, R.; VICENT, J. L. A Superconducting Reversible Rectifier That Controls the Motion of Magnetic Flux Quanta. **Science**, v. 302, n. 5648, p. 1188–1191, 14 nov. 2003.

VIZARIM, N. P.; CARLONE, M.; VERGA, L. G.; VENEGAS, P. A. Critical Forces at Fractional Matching Fields in Superconducting Thin Films with Triangular Pinning Lattice. **Materials Research**, n. AHEAD, p. 0–0, 2017a.

VIZARIM, N. P.; CARLONE, M.; VERGA, L. G.; VENEGAS, P. A. Commensurability Effects in the Critical Forces of a Superconducting Film with Kagomé Pinning Array at Submatching Fields. **The European Physical Journal B**, v. 90, n. 9, p. 169, 1 set. 2017b.

VLASKO-VLASOV, V. K.; COLAUTO, F.; BUZDIN, A. I.; ROSENMAN, D.; BENSEMAN, T.; KWOK, W.-K. Magnetic gates and guides for superconducting vortices. **Physical Review B**, v. 95, n. 14, p. 144504, 4 abr. 2017.

VLASKO-VLASOV, V.; WELP, U.; KARAPETROV, G.; NOVOSAD, V.; ROSENMAN, D.; IAVARONE, M.; BELKIN, A.; KWOK, W.-K. Guiding superconducting vortices with magnetic domain walls. **Physical Review B**, v. 77, n. 13, p. 134518, 29 abr. 2008.

WANG, Y. L.; LATIMER, M. L.; XIAO, Z. L.; DIVAN, R.; OCOLA, L. E.; CRABTREE, G. W.; KWOK, W. K. Enhancing the critical current of a superconducting film in a wide range of magnetic fields with a conformal array of nanoscale holes. **Physical Review B**, v. 87, n. 22, p. 220501, 5 jun. 2013.

WU, T. C.; KANG, P. C.; HORNG, L.; WU, J. C.; YANG, T. J. 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.

XIANG, Y.; SUN, D. Y.; GONG, X. G. Generalized Simulated Annealing Studies on Structures and Properties of N_n ($n = 2-55$) Clusters. **The Journal of Physical Chemistry A**, v. 104, n. 12, p. 2746–2751, 1 mar. 2000.

YETİŞ, H. Vortex configurations in regular arrays of pinning sites. **Physica C: Superconductivity**, v. 470, n. 1, p. 15–19, 1 jan. 2010.

YETİS, H. Transport Properties of the Multiple Vortices in Superconductors with Square Pinning Arrays. **The European Physical Journal B**, v. 88, n. 4, p. 80, 1 abr. 2015.

YU, K. Vortex dynamics in nanostructured superconducting weak-pinning channels. **Physics - Dissertations**, 1 jan. 2010. Disponível em: <http://surface.syr.edu/phy_etd/108>.

ZHU, B. Y.; LIU, M.; XING, D. Y.; ZHAO, B. R.; ZHAO, Z. X. Moving vortex crystal induced by commensurability effects in a superconductor with periodic pinning array. **Physica C: Superconductivity**, v. 361, n. 2, p. 107–113, 1 set. 2001.