

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”

FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA DOS MATERIAIS

VINÍCIUS SUZUKI SOUTO

EFEITO DE CONSTRIÇÕES NA DINÂMICA DE VÓRTICES
CINEMÁTICOS EM SUPERCONDUTORES *GAP-LIKE* E *GAPLESS*

Ilha Solteira - SP

2018

VINÍCIUS SUZUKI SOUTO

**EFEITO DE CONSTRIÇÕES NA DINÂMICA DE VÓRTICES
CINEMÁTICOS EM SUPERCONDUTORES *GAP-LIKE* E *GAPLESS***

Dissertação apresentada à Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” como parte dos requisitos para obtenção do título de mestre pelo Programa de Pós-graduação em Ciência dos Materiais na área de Física da Matéria Condensada/Supercondutividade.

Orientador: Prof. Dr. Rafael Zadorosny

Ilha Solteira - SP

2018

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

S728e Souto, Vinícius Suzuki.
Efeito de constrições na dinâmica de vórtices cinemáticos em supercondutores gap-like e gapless / Vinícius Suzuki Souto. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2018
62 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Física da Matéria Condensada, 2018

Orientador: Rafael Zadorosny
Inclui bibliografia

1. Vórtice cinemático. 2. GTDGL. 3. Constrição. 4. Supercondutor mesoscópico.


Raiane da Silva Santos

Supervisora Técnica de Seção
Seção Técnica de Referência, Atendimento ao usuário e Documentação
Diretoria Técnica de Biblioteca e Documentação
CRB/8 - 9999

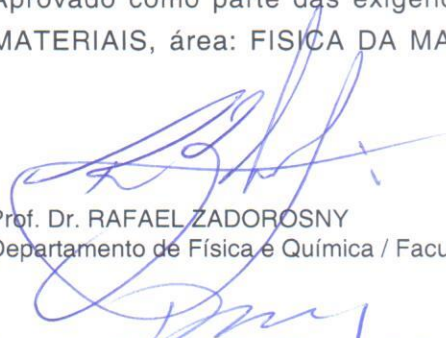
CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO: Efeito de constrições na dinâmica de vórtices cinemáticos em supercondutores *gap-like* e *gapless*

AUTOR: VINÍCIUS SUZUKI SOUTO

ORIENTADOR: RAFAEL ZADOROSNY

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Mestre em CIÊNCIA DOS MATERIAIS, área: FÍSICA DA MATERIA CONDENSADA pela Comissão Examinadora:


Prof. Dr. RAFAEL ZADOROSNY

Departamento de Física e Química / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira


Profa. Dra. DARCY HIROE FUJII KANDA

Departamento de Física e Química / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira


Prof. Dr. EZEQUIEL COSTA SIQUEIRA

Campus Ponta Grossa / Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Ilha Solteira, 27 de fevereiro de 2018

*Aos meus pais Marli e Roberval, que mesmo distante sempre me apoiaram,
deram carinho e não mediram esforços para que eu chegasse até esta etapa de minha vida.*

Agradecimentos

A Deus por permitir com que eu chegasse até aqui, por ter me dado sabedoria, saúde e disposição em todos momentos para superar os obstáculos encontrados.

Ao Irmão Alberto por ter me guiado e dado forças nos momentos mais difíceis.

Aos meus Pais, Marli e Roberval, pelo apoio de todas formas possíveis, independente da distância entre nós.

Ao meu irmão, Victor, pela compreensão e colaboração em todos momentos que precisei.

A minha namorada, Lais, pelo amor, carinho e companheirismo que nunca faltaram durante esses anos.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Rafael Zadorosny, pela confiança e pelo conhecimento que me proporcionou.

Aos meus amigos do GSMA, Alice, Danilo e Elwis, pela amizade, aprendizagem e os momentos de descontração.

A todos meus amigos, que de alguma forma contribuíram para meus momentos de lazer.

“Jamais considere seus estudos como uma obrigação, mas como uma oportunidade invejável para aprender a conhecer a influência libertadora da beleza do reino do espírito, para seu próprio prazer pessoal e para proveito da comunidade à qual seu futuro trabalho pertencer.”

(Albert Einstein)

Resumo

Nesse trabalho estudou-se a dinâmica e os fatores de formação de vórtices cinemáticos em supercondutores mesoscópicos sem gap (*gapless*). Os resultados foram comparados com aqueles de um sistema com gap (*gap-like*). Para tal, as simulações computacionais foram direcionadas para a solução das equações generalizadas de Ginzburg-Landau dependente do tempo (GTDGL). Primeiramente simulamos amostras homogêneas onde verificou-se que, no sistema *gap-like*, as correntes se concentram no centro da amostra, com isso, há formação de vórtices cinemáticos. Para criar artificialmente o acúmulo de correntes no centro da amostra, inserimos uma constrição e assim, obtivemos a formação de vórtices cinemáticos em supercondutores *gapless*. A dinâmica é sempre com um par se formando nas bordas da amostra e se aniquilando no centro. Nota-se que, além da formação de VAv (início do estado resistivo) ocorrer em valores distintos da densidade de corrente aplicada para as diferentes amostras, a corrente crítica apresenta uma pequena diferença entre as amostras *gapless* e *gap-like*. Vale ressaltar que parâmetros como o tamanho dos contatos elétricos e a constrição afetam a corrente crítica da amostra, bem como a velocidade média do vórtice cinemático.

Palavras-chave: Vórtice cinemático, GTDGL, constrição, supercondutor mesoscópico.

Abstract

In this work we study the dynamics and the formation of kinematic vortices in *gapless* mesoscopic superconductors. The results were compared to those ones of a gap-like system. Then computational simulations were carried out to solve the Generalized Time-Dependent Ginzburg-Landau equations (GTDGL). Firtly, we simulated homogeneous *gap-like* and *gapless* samples where it was found that, in the first one, the currents concentrate in the center of the sample and then, there was the formation of kinematic vortices. To artificially promote the crowding of the currents in the center of the sample, we worked with samples a constriction. In this way, kinematic vortices in *gapless* superconductors were formed. The dynamic is always with a pair forming at the edges of the sample and annihilating in the center. It is noted that, besides the formation of a vortex (antivortex) (begin of resistive state) occurs at distinct values of the applied current density for diferent samples, the electric critical current presents a tiny difference between *gapless* and *gap-like* samples. It is worth mentioning that parameters such as the size of electrical contacts and constriction affect the critical current of the sample as well as the average velocity of the kinematic vortex.

Keywords: Kinematic vortices, GTDGL, constriction, mesoscopic superconductor.

Sumário

1	Introdução	10
1.1	<i>Revisão Histórica</i>	10
2	Breve revisão bibliográfica	13
2.1	<i>Principais características supercondutoras</i>	13
2.2	<i>Teoria Fenomenológica</i>	16
2.2.1	Equações de London	16
2.2.2	Equações de Ginzburg-Landau	18
2.3	<i>Comprimentos Característicos</i>	21
2.4	<i>Comprimento de Coerência</i>	21
2.4.1	Profundidade de penetração	24
2.4.2	Parâmetro de Ginzburg-Landau	25
2.5	<i>Vórtice Cinemático</i>	26
3	Formalismo teórico	29
3.1	<i>Equações de Ginzburg-Landau Dependente do Tempo</i>	29
3.2	<i>Equações Generalizadas de Ginzburg-Landau Dependente do Tempo</i>	32
3.2.1	Solução temporal do parâmetro de ordem	33
3.2.2	Campo auxiliar	35
3.2.3	Discretização da malha supercondutora	36
3.2.4	Discretização da GTDGL	38
3.2.5	Discretização da densidade de corrente	39
3.2.6	Condições de contorno	39
4	Resultados e Discussão	41
4.1	<i>Amostra prístina</i>	41
4.2	<i>Variação do tamanho do contato metálico</i>	43
4.2.1	Dinâmica dos vórtices cinemáticos variando t	46
4.2.2	Distribuição das correntes supercondutoras na dinâmica VAv	48
4.2.3	Velocidade média	51
4.3	<i>Variação do tamanho do defeito</i>	52

4.3.1	Dinâmica dos vórtices cinemáticos variando w	55
4.3.2	Velocidade média	56
5	Conclusão	59
	Referências	61

1 Introdução

1.1 Revisão Histórica

Antes de falar sobre a descoberta da supercondutividade é importante ressaltar que a mesma só foi possível devido à liquefação do hélio em 1908 pelo físico holandês Heike Kamerlingh Onnes. Após liquefazer o hélio Onnes passou a estudar a resistividade de diversos materiais a baixíssimas temperaturas. Durante pesquisas relacionadas à condutividade do mercúrio em 1911, Onnes verificou que a resistividade deste material caía abruptamente a zero quando resfriado a uma temperatura a baixo de $4,2K$. Este efeito foi denominado por supercondutividade. Em 1913 Onnes foi laureado com o Prêmio Nobel de Física pela descoberta do hélio líquido [1, 2].

Com a intensificação dos estudos relacionados a supercondutividade, em 1933, os físicos alemães W. Meissner e R. Ochsenfeld descobriram que os materiais supercondutores além de terem a resistividade nula, também são diamagnetos perfeitos, pois expulsam de seu interior o fluxo do campo magnético[3]. Devido aos seus descobridores, esta propriedade supercondutora foi nomeada de efeito Meissner-Ochsenfeld, o que permitiu a classificação da supercondutividade como um novo estado da matéria .

Buscando uma forma para explicar o fenômeno da supercondutividade, após um ano da descoberta do efeito Meissner, os físicos e irmãos ingleses F. e H. London desenvolveram uma teoria a respeito das propriedades eletrodinâmicas supercondutoras. Tal teoria fenomenológica descreve o funcionamento dos materiais supercondutores por meio de uma equação que relaciona corrente elétrica e campo magnético, sendo assim, associada às equações de Maxwell[4].

As teorias dos irmãos London descreviam o efeito Meissner e a resistividade nula dos supercondutores e uma de suas consequências foi a descrição de um comprimento característico, o comprimento de penetração de London (λ_L), que indica o quanto um campo magnético penetra em um supercondutor, a partir de sua interface normal-supercondutora.

Contudo, a teoria dos irmãos London apenas descreve o fenômeno da supercondutividade e não explica a fundo esse efeito. Em vista disso, em 1950, os físicos soviéticos V.L. Ginzburg e L. D. Landau desenvolveram uma teoria fenomenológica macroscópica da supercondutividade embasada na teoria de transições de Landau para fase de segunda ordem[5].

A teoria de Ginzburg e Landau (GL) descreve o supercondutor por uma função de onda simbolizada por $\psi(\mathbf{r})$, onde este é o seu parâmetro de ordem. Por ser complexo, o valor de $\psi(\mathbf{r})$ não possui significado físico, porém $|\psi|^2$ é a densidade dos elétrons supercondutores. Ainda para a elaboração da teoria GL, foi associado o parâmetro de ordem aos elétrons supercondutores e ao potencial vetor $\mathbf{A}(\mathbf{r})$. Naturalmente, da teoria GL emerge o comprimento de penetração de London $\lambda(T)$ e o comprimento de coerência, $\xi(T)$, caracterizando o quanto o ψ varia apreciavelmente a partir da sua interface. Esses são os dois comprimentos característicos da supercondutividade. Pela teoria GL, foi possível prever a existência de dois tipos de supercondutores, os de tipo I e os de tipo II. No supercondutor de tipo I, ocorre a transição de fase do estado supercondutor para o estado normal. Já no supercondutor de tipo II, surge um estado misto, no qual regiões supercondutoras convivem com fluxo de campo magnético, quantizado, o qual é denominado de vórtice, como previsto por Abrikosov em 1956[6].

Embora já houvessem as teorias dos irmãos London e Ginzburg e Landau, ambas não explicavam o porquê do material se tornar supercondutor. Foi assim que, em 1957, John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schrieffer propuseram uma teoria quântica microscópica que explicava os mecanismos quânticos que dão origem à supercondutividade. Esta teoria ficou conhecida como teoria BCS devido aos seus descobridores [7].

A partir de então a teoria GL ganhou espaço dentro do meio científico. Até que em 1986, J. G. Bednorz. e A. Müller publicaram a descoberta de supercondutores de alta temperaturas, os *High T_c superconductors* [8].

No início da década de 90, já haviam estudos relacionados a supercondutores quando são submetidos à uma corrente aplicada. Em 1993 A. Andronov *et al* publicaram um artigo no qual apresentam um novo conceito relacionado ao estado resistivo do supercondutor, os vórtices cinemáticos, que diferentemente dos vórtices de Abrikosov são criados a partir da não uniformidade das correntes numa amostra supercondutora [6, 9].

Atualmente, o que vem sendo muito estudado são as características elétricas dos supercondutores mesoscópicos, bem como aplicações para o desenvolvimento dos *single-photon detectors* [10] entre outros.

Nesse ínterim, para um melhor conhecimento da dinâmica de vórtices cinemáticos, estudou-se a possibilidade de sua formação em supercondutores *gapless*, fato até então não descrito na literatura. Para tal, foram simuladas amostras supercondutoras do tipo

gapless e *gap-like* com e sem constrição. Verificou-se que é possível a formação de vórtices cinemáticos em tais situações para ambos os tipos de supercondutores analisados.

Essa dissertação está organizada como segue. No capítulo 2, será realizada uma breve revisão bibliográfica, no qual serão abordadas as principais propriedades e características a respeito de supercondutores, no capítulo 3, é mostrado todo formalismo teórico que foi objetivo de estudo dessa pesquisa, no capítulo 4, é apresentada a discussão e os resultados provenientes da pesquisa e, por fim, é realizada a conclusão junto de algumas expectativas para o trabalho.

2 Breve revisão bibliográfica

2.1 Principais características supercondutoras

Em 1911 Heike Kamerlingh Onnes pesquisava as propriedades de materiais a baixíssimas temperaturas. Quando estudava o comportamento do Hg , percebeu que no momento em que sua temperatura chegava a $4,2K$, sua resistividade caía abruptamente a zero. A Figura 1 mostra os resultados dos estudos de Onnes relacionados a resistividade do Hg .

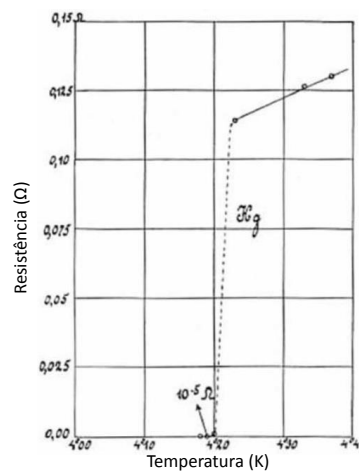


Figura 1 – Medida da resistência (Ω) em função da temperatura (K) de uma amostra de mercúrio sólido, realizada por Onnes em 1911 durante seus estudos relacionados à resistividade de materiais em baixíssimas temperaturas[11].

Foi então estabelecido que a temperatura necessária para um material sair de seu estado normal e passar para o estado supercondutor seria nomeada de temperatura crítica (T_c). Além da temperatura como um fator limitante para a existência da supercondutividade, ou seja, se a temperatura estiver muito alta, o material deixa de estar no estado supercondutor, há também outros dois parâmetros: A densidade de corrente crítica (J_c) e o campo magnético crítico (H_c) aplicado. Dependendo da intensidade de ambos, a supercondutividade pode ser destruída fazendo com que o material volte a ter resistividade diferente de zero [12].

Dessa forma, um diagrama de transição de fase tridimensional contendo essas três grandezas físicas pode ser construído. Uma vez fora da região representada na Figura 2, a supercondutividade será suprimida e o material passará para o estado normal.

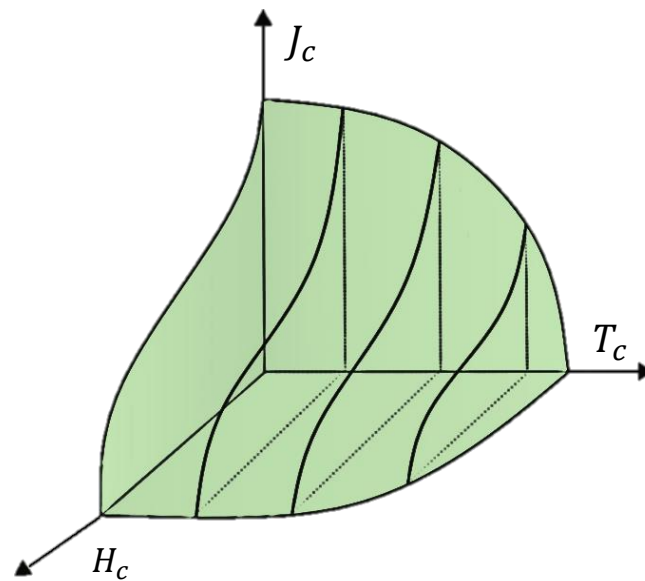


Figura 2 – Diagrama tridimensional esquematizando os parâmetros críticos dos supercondutores, ou seja, T_c , J_c e H_c . Acima desses valores, o material está em seu estado normal. Fonte: Próprio autor.

Na seção anterior, foi citada a descoberta do Efeito Meissner pelos físicos alemães W. Meissner e R. Ochsenfeld, ou seja, da propriedade do supercondutor expulsar as linhas de campo magnético do seu interior. Esta propriedade existe, basicamente, devido a uma corrente de blindagem presente na superfície de um supercondutor. Essa, por sua vez, gera um campo magnético induzido no sentido oposto ao campo magnético aplicado sobre o material. Dessa forma, os campos se anulam e isso impede a penetração do campo magnético no supercondutor.

De forma a evidenciar que o Efeito Meissner é exclusivo dos materiais supercondutores, vamos supor um material que seja um condutor perfeito e contrastarmos suas propriedades com as de um supercondutor. Ao resfriar os dois materiais, até se tornarem ou um supercondutor ou um condutor perfeito, $T < T_c$, e, em seguida, aplicarmos um H (procedimento conhecido por *Zero Field Cooling* - ZFC), ambas as amostras excluirão o fluxo magnético de seu interior. Esse processo está representado na Figura 3 a) e b). Quando, entretanto, os dois materiais são submetidos a um procedimento *Field Cooling* - FC, ou seja, aplica-se um H nas amostras em seus estados normais e somente depois as resfria até $T < T_c$. Nota-se, então, que o condutor perfeito permanece com as linhas de fluxo magnético transpassando-o enquanto que o supercondutor as expulsa de seu interior (ver Figura 3 c) e d)). Isso ocorre porque a blindagem magnética do supercondutor

acontece mesmo na presença de um campo magnético estático. Já um possível condutor perfeito está sujeito à lei de Faraday, ou seja, só há corrente induzida no material quando este está exposto a um campo magnético que varia temporalmente [3, 12].

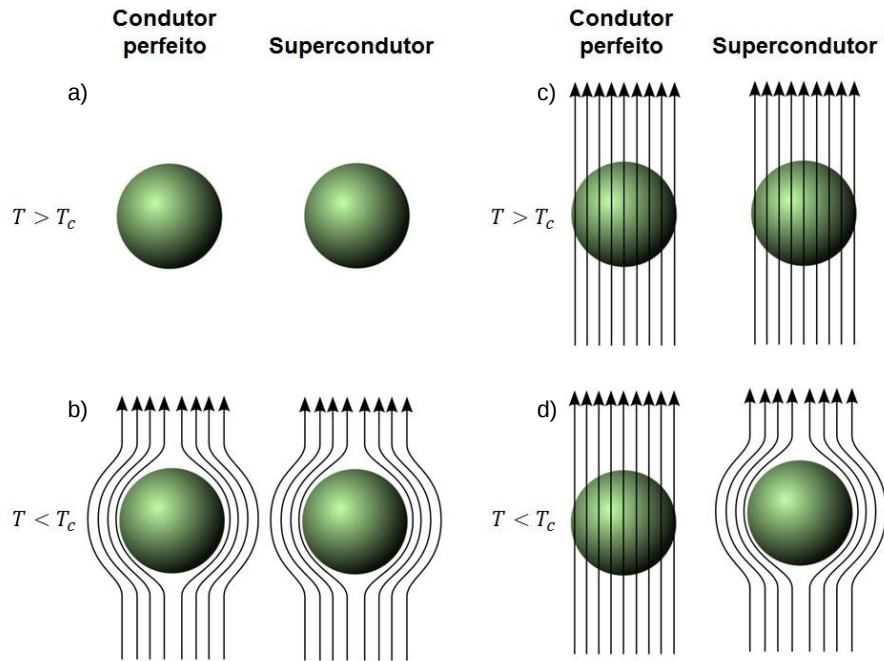


Figura 3 – Esquematização do comportamento magnético de um supercondutor e um condutor perfeito. a) mostra os materiais no estado normal; b) resfria-se, então, as amostras em $T < T_c$ e aplica-se um H (procedimento ZFC). Nota-se a exclusão das linhas de campo em ambas as amostras. Em c), H é aplicado e, então, d) ocorre o resfriamento dos materiais até $T < T_c$ (procedimento FC). O supercondutor expulsa as linhas de campo do seu interior, mesmo estado H estático. Assim, o efeito Meissner é que, de fato, caracteriza um material supercondutor. Fonte: Próprio autor.

2.2 Teoria Fenomenológica

2.2.1 Equações de London

Em 1935, os irmãos Fritz e Heinz London propuseram uma descrição para o estado supercondutor baseada no modelo de dois fluidos [4, 13], o qual descrevia uma implicação do efeito Meissner. Foi previsto que, um campo magnético aplicado penetra superficialmente no material supercondutor, por uma distância denominada profundidade de penetração de London λ_L .

O desenvolvimento realizado pelos irmãos London partira do uso da física clássica, isto é, Mecânica e Eletrodinâmica. Inicialmente, é relacionada a força resultante entre os elétrons supercondutores e a 2ª Lei de Newton,

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\mathbf{E}. \quad (2.2.1)$$

Por se tratar de uma relação dos elétrons supercondutores, a força resultante é igual a força elétrica. Em uma dada unidade de volume de um supercondutor há n_s super elétrons, com a velocidade $\mathbf{v}$. Assim a densidade de corrente supercondutora $\mathbf{J}_s$, é dada por:

$$\mathbf{J}_s = n_s e \mathbf{v}. \quad (2.2.2)$$

Das equações (2.2.1) e (2.2.2), o campo elétrico pode ser escrito como

$$\mathbf{E} = \frac{m}{n_s e^2} \frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t}. \quad (2.2.3)$$

Aplicando o rotacional em ambos os lados na equação (2.2.3), temos:

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{m}{n_s e^2} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{J}_s, \quad (2.2.4)$$

o termo $\frac{m}{n_s e^2}$, será representado por Λ_L . Pela Lei de Faraday $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$, a equação (2.2.4) pode ser escrita como:

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \Lambda_L \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{J}_s, \quad (2.2.5)$$

ou ainda,

$$\frac{\partial}{\partial t} [\Lambda_L \nabla \times \mathbf{J}_s + \mathbf{B}] = 0 \quad (2.2.6)$$

a equação (2.2.6) é conhecida como a equação de London. A partir desta, os irmãos London aplicaram para o caso no qual o material se encontra no Estado Meissner, i.e., $\lambda_L \nabla \times \mathbf{J}_s + \mathbf{B} = 0$, isto é, possui um fluxo magnético nulo no interior do material. Pela Lei de Ampère tem-se que $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_s$ e substituindo-o na equação (2.2.6) e organizando os termos, obtemos

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = -\frac{\mu_0}{\lambda_L} \mathbf{B}. \quad (2.2.7)$$

Utilizando a identidade vetorial $\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$ [14] e como não há monopolo magnético $(\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0$, a equação (2.2.7) pode ser escrita como,

$$-\nabla^2 \mathbf{B} = -\frac{\mu_0}{\lambda_L} \mathbf{B}. \quad (2.2.8)$$

Por ter unidades de comprimento o termo $\sqrt{\frac{\lambda_L}{\mu_0}}$ é chamado de comprimento de penetração de London λ_L

$$\lambda_L^2 = \frac{m_s}{n_s e^2 \mu_0} \quad (2.2.9)$$

Para compreensão do comprimento de penetração de London, suponha uma interface na qual para $x > 0$ há um material no estado supercondutor e para $x < 0$ uma região sem o material supercondutor. Nesta região há um campo magnético aplicado no eixo z , desse modo a equação (2.2.8) será reduzida ao caso unidimensional, onde

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} - \frac{1}{\lambda_L^2} B_z = 0 \quad (2.2.10)$$

a solução dessa equação é dada por, onde as condições de contorno são que $x \rightarrow \infty$ $B = 0$ e $x \rightarrow 0$ $B = B_0$

$$B_z(x) = B e^{-x/\lambda_L}. \quad (2.2.11)$$

Analisando a equação (2.2.11) fica perceptível que o campo magnético decai exponencialmente a medida que x aumenta. Logo, o campo magnético aplicado é reduzido no interior do material supercondutor, com decaimento apreciável dado por λ_L .

2.2.2 Equações de Ginzburg-Landau

Na teoria de Ginzburg-Landau (GL), para que haja o transporte de corrente no estado supercondutor, ocorre o surgimento de elétrons supercondutores. Pela derivação das equações GL pela teoria microscópica (teoria BCS) feita por Gorkov [15], temos que a massa e a carga desses elétrons supercondutores são dadas por:

$$m_s = 2m, \quad (2.2.12)$$

$$e_s = \pm 2e, \quad (2.2.13)$$

onde m é a massa do elétron e e a sua carga. A teoria GL descreve o estado supercondutor por um parâmetro de ordem complexo, este é representado por uma função de onda que descreve todas as partículas supercondutoras, as quais são conhecidas por pares de Cooper¹. Assim:

$$\psi(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})| e^{i\theta} \quad (2.2.14)$$

onde $|\psi|^2$ é a densidade dos super-elétrons, n_s , e θ é a fase [12, 13]

Dentro do formalismo apresentado, serão obtidas as equações GL para um supercondutor submetido a um campo magnético externo. Para tal situação é escrita a energia livre de Gibbs (G), que é o potencial termodinâmico que pode ser usado para calcular o trabalho máximo ou reversível em um sistema termodinâmico. Assim tem-se que,

$$G = H - TS \quad (2.2.15)$$

onde T é a temperatura, S é a entropia e H é a entalpia definida por,

$$H = U + \tau \quad (2.2.16)$$

sendo U a energia interna e τ o trabalho do campo magnético. A partir da energia livre de Gibbs, será mostrado adiante como a 1ª e 2ª equações GL podem ser determinadas. A

¹ Pares de Cooper são formados devido à interação atrativa entre os elétrons do material a qual é fortemente mediada pelos fônons da rede.

energia livre termodinâmica do estado supercondutor sob ação de um campo magnético é escrita como [12]:

$$G_s = G_n + \frac{1}{V} \int \left\{ \left[\frac{1}{2m_s} (-i\hbar\nabla - e_s\mathbf{A}) \psi \cdot (i\hbar\nabla - e_s\mathbf{A}) \psi^* \right] + \frac{1}{2\mu_0} B^2(\mathbf{r}) - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{M} + \alpha |\psi|^2 + \frac{1}{2} \beta |\psi|^4 \right\} d^3r \quad (2.2.17)$$

Onde G_s é a energia livre do supercondutor, G_n é a energia livre do estado normal, V é o volume, m_s é a massa dos super elétrons, e_s é a carga dos super elétrons, $\mathbf{A}$ é o potencial vetor, ψ é o parâmetro de ordem, $\mathbf{B}$ o campo de indução magnética, $\mathbf{H}$ o campo aplicado e $\mathbf{M}$ a magnetização. Os termos α e β são constantes fenomenológicas, ao qual podemos admitir que α é dependente da temperatura, dessa forma podemos relacionar α quando o material encontra-se no estado supercondutor ou não:

$$\alpha = \begin{cases} \alpha_0 (T - T_c), & \text{para } T < T_c. \\ 0, & \text{para } T \geq T_c. \end{cases} \quad (2.2.18)$$

Desse modo pode ser dito que a energia livre do estado supercondutor é dada pela energia cinética quântica, $\frac{1}{2m_s} (-i\hbar\nabla - e_s\mathbf{A}) \psi \cdot (i\hbar\nabla - e_s\mathbf{A}) \psi^*$, as energias magnéticas, $\frac{1}{2\mu_0} B^2(\mathbf{r}) - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}$ e a energia do condensado $\alpha |\psi|^2 + \frac{1}{2} \beta |\psi|^4$.

Assim, para que se possa chegar nas equações GL deve-se minimizar a equação (2.2.17) em termos do parâmetro de ordem ψ^* e do potencial vetor $\mathbf{A}$.

Realizando a minimização em termos de ψ^* pelo método variacional,

$$\frac{\partial G_s}{\partial \psi^*} - \nabla \left[\frac{\partial G_s}{\partial (\nabla \psi^*)} \right] = 0. \quad (2.2.19)$$

Após a minimização conforme a equação (2.2.19), obtém-se

$$\frac{1}{2m_s} (-\hbar^2 \nabla^2 + 2i\hbar e_s \mathbf{A} \cdot \nabla + e_s^2 \mathbf{A}^2) \psi + \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0 \quad (2.2.20)$$

Considerando o calibre de Coulomb [12], ou seja,

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0. \quad (2.2.21)$$

o termo $\frac{1}{2m_s} (-\hbar^2 \nabla^2 + 2i\hbar e_s \mathbf{A} \cdot \nabla + e_s^2 \mathbf{A}^2) \psi$ pode ser escrito em termos do operador da energia cinética $\frac{1}{2m_s} (-i\hbar \nabla - e_s \mathbf{A})^2 \psi$. Dessa maneira obtém-se a 1ª equação GL,

$$\frac{1}{2m_s} (-i\hbar \nabla - e_s \mathbf{A})^2 \psi + \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0. \quad (2.2.22)$$

Realizando a minimização da equação (2.2.17) em termos de $\mathbf{A}$ pela equação

$$\frac{\partial G_s}{\partial \mathbf{A}} - \nabla \times \left[\frac{\partial G_s}{\partial (\nabla \times \mathbf{A})} \right] = 0, \quad (2.2.23)$$

vem:

$$\frac{i\hbar e_s}{2m_s} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) + \frac{e_s^2 \mathbf{A} |\psi|^2}{m_s} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}. \quad (2.2.24)$$

Pela lei de Ampère temos que:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mu_0 J_s \quad (2.2.25)$$

Assim, reescrevendo a equação (2.2.24) temos a 2ª equação GL:

$$J_s = -i \frac{\hbar e_s}{2m_s} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{e_s^2 \mathbf{A} |\psi|^2}{m_s}. \quad (2.2.26)$$

2.3 Comprimentos Característicos

Há dois comprimentos que caracterizam os supercondutores tal que a razão entre eles define-se, inclusive os dois tipos de supercondutor existentes. A seguir, estes comprimentos serão obtidos das equações GL.

2.4 Comprimento de Coerência

A partir da 1ª e 2ª equação GL [(2.2.22), (2.2.26)] tomadas na ausência de campo magnético aplicado (potencial vetor $\mathbf{A} = 0$) temos que:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_s} \nabla^2 \psi + \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0, \quad (2.4.1)$$

$$\psi^* \nabla \psi = \psi \nabla \psi^*, \quad (2.4.2)$$

considerando a fase do parâmetro de ordem constante, ψ pode ser tomado como real.

Considerando o caso unidimensional, onde se tem uma interface entre o estado normal e supercondutor, no qual pode variar em $x < 0$ para um material no estado normal e $x > 0$ para um material no estado supercondutor. Pode ser compreendido que ψ é uma função de x e, o operador ∇ atua somente na direção x , o que possibilita a escrita da equação (2.4.1) na forma:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_s} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0. \quad (2.4.3)$$

Fazendo a mudança de variável,

$$\psi = \left(\frac{|\alpha|}{\beta} \right)^{1/2} f, \quad (2.4.4)$$

observa-se que a equação (2.4.3), satisfaz a equação não linear de Schrödinger

$$-\frac{\hbar^2}{2m_s |\alpha|} \frac{d^2 f}{dx^2} + f (1 - f^2) = 0. \quad (2.4.5)$$

Definindo uma variável adimensional

$$\eta = \frac{x}{\xi}, \quad (2.4.6)$$

podemos determinar o comprimento de coerência como

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{2m_s |\alpha|}. \quad (2.4.7)$$

Como visto anteriormente na equação (2.2.18), $|\alpha|$ é dependente da temperatura, logo, pela equação (2.4.7) pode ser vista a dependência de ξ com a temperatura do material supercondutor. Como $\alpha = \alpha_0(T - T_c)$, $|\alpha| = \alpha_0(T - T_c)$ e, então, temos:

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_s \alpha_0(T_c - T)}}, \quad (2.4.8)$$

evidenciando a dependência de ξ com a temperatura.

Para que possa ser entendido o significado de ξ , deve ser estudado também o comportamento de ψ no interior de um supercondutor, primeiramente deve ser olhada a equação (2.4.5) que pode ser escrita da seguinte maneira,

$$\frac{d^2 f}{d\eta^2} + f(1 - f^2) = 0. \quad (2.4.9)$$

Como a equação (2.4.9) é não linear, não é possível resolver a derivada de modo convencional e se têm como solução possível [16]:

$$f = \tanh \frac{\eta}{\sqrt{2}}. \quad (2.4.10)$$

Substituindo as equações (2.4.10) e (2.4.6) na equação (2.4.4), obtém-se a equação em sua forma original,

$$\psi = \psi_\infty \tanh \frac{x}{\sqrt{2}\xi} \quad (2.4.11)$$

no qual $\psi_\infty = \left(\frac{|\alpha|}{\beta}\right)^{1/2}$.

Ao ser feita uma análise das variáveis da equação (2.4.11) nota-se que, quando $x \rightarrow 0$, $\psi \rightarrow 0$, e quando $x \rightarrow \infty$, $\psi \rightarrow \psi_\infty$, ou seja, encontra-se fora do material condutor ou dentro, respectivamente, como mostrado na Figura 4.

Em outras palavras, pode ser dito que ξ é a distância na qual ψ varia apreciavelmente em uma interface entre o estado normal e o estado supercondutor. ξ é denominado por comprimento de coerência.

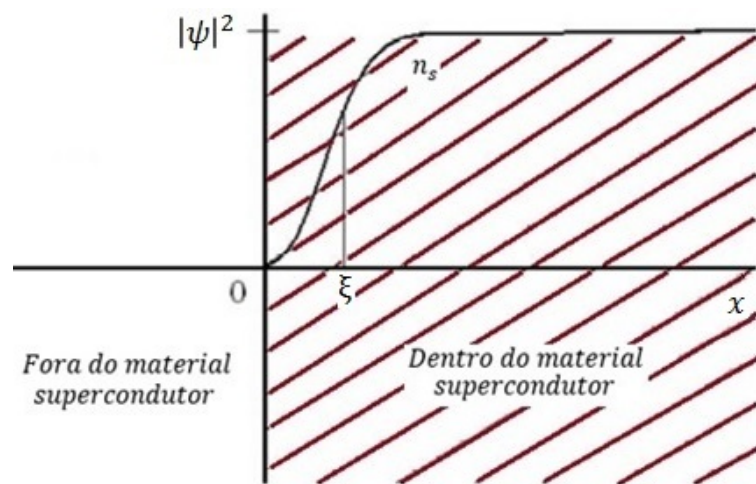


Figura 4 – Esquema da interface entre o estado normal e o supercondutor ao qual ψ é dependente de x . O valor máximo de $\psi(x)$ ocorre quando $\xi \approx x$, o mesmo é nulo se for considerado na posição de $x = 0$. Fonte: Próprio autor.

2.4.1 Profundidade de penetração

Considerando ψ como uma constante em todo espaço, será demonstrada a profundidade de penetração magnética a partir da 2ª equação GL.

A partir da equação (2.2.26) e considerando ψ , como constante, ou seja $\nabla\psi = 0$, temos que:

$$J_s = \frac{-e_s^2 \mathbf{A} |\psi|^2}{m_s}. \quad (2.4.12)$$

Pela Lei de Ampère, $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 J_s$, assim, a equação (2.4.12)

$$\left(\frac{\mu_0 m_s}{e_s^2 |\psi|^2} \right) \nabla \times \mathbf{B} + \mathbf{A} = 0. \quad (2.4.13)$$

Substituindo $|\psi|^2 = \frac{|\alpha|}{\beta}$, tem-se que,

$$\left(\frac{\mu_0 m_s \beta}{e_s^2 |\alpha|} \right) \nabla \times \mathbf{B} + \mathbf{A} = 0. \quad (2.4.14)$$

Como o termo $\frac{\mu_0 m_s \beta}{e_s^2 |\alpha|}$ tem dimensão de comprimento ao quadrado, consideramos

$$\lambda^2 = \frac{\mu_0 m_s \beta}{e_s^2 |\alpha|}, \quad (2.4.15)$$

e aplicando rotacional em ambos os lados, tem-se a equação (2.4.14) escrita da seguinte maneira,

$$\lambda^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} + \mathbf{B} = 0. \quad (2.4.16)$$

Assim, chega-se à equação de London, porém, como está sendo usada a equação GL, tem-se uma informação adicional, a dependência de λ pela temperatura. Substituindo a equação (2.2.18) na equação (2.4.15), obtém-se:

$$\lambda^2(T) = \frac{\mu_0 m_s \beta}{e_s^2 \alpha_0 T_c} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1} \quad (2.4.17)$$

Considerando $\lambda^2(0) = \frac{\mu_0 m_s \beta}{e_s^2 \alpha_0 T_c}$ chega-se em,

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.4.18)$$

2.4.2 Parâmetro de Ginzburg-Landau

Na teoria de Ginzburg-Landau, naturalmente surge um parâmetro denotado por κ . Tal parâmetro denominado de parâmetro de Ginzburg-Landau, tem seus valores associados com o tipo de material supercondutor, se do tipo I ou tipo II.

Nas seções anteriores foi abordado a dependência dos comprimentos característicos com a temperatura T . Porém, o parâmetro de Ginzburg-Landau não possui essa mesma dependência com a temperatura. Tal parâmetro é obtido a partir da razão de λ e ξ :

$$\kappa = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)} = \frac{m_s}{e_s \hbar} \sqrt{2\mu_0 \beta} \quad (2.4.19)$$

Ao considerar um material na presença de um campo magnético externo aplicado, Abrikosov mostrou que a sua densidade de energia na interface é anulada para $\kappa = \frac{1}{\sqrt{2}}$. De forma que, quando $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$, tem-se a energia superficial do supercondutor positiva e assim o supercondutor é do tipo I. Já para $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$, tem-se a energia superficial do supercondutor como negativa, o que leva a classificar tal material como um supercondutor do tipo II.

Os supercondutores do tipo I, são aqueles que por possuírem a energia superficial positiva, não permitem a formação de domínios normais em seu interior, de forma que, ao estarem expostos a um campo magnético acima de seu valor crítico o supercondutor passa do estado Meissner para o estado normal. Os supercondutores do tipo II, por possuir uma energia superficial negativa, permitem a formação de domínios normais em seu interior, onde esses são chamados de vórtices de Abrikosov.

2.5 Vórtice Cinemático

Nos supercondutores, quando é aplicada uma corrente elétrica observa-se a capacidade de transportá-la sem que haja a perda de energia por dissipação. Porém, quando a corrente aplicada atinge um valor limite, a amostra supercondutora pode apresentar estados resistivos sem estar completamente no estado normal.

Um fenômeno que gera um estado resistivo é o surgimento das chamadas *Phase-slips* (*PS*). Por este fenômeno é permitido que a supercondutividade resista a um intenso campo elétrico [17]. A aplicação de uma corrente elétrica longitudinal na amostra, dependendo de sua intensidade, causa o decaimento do parâmetro de ordem ψ à zero localmente na amostra, ou seja, naquele local $\psi = 0$, não há o estado supercondutor. A *PS* surge quando a corrente local atinge o valor da corrente de *depairing* (J_{dep}). Esta corrente designa o limiar acima do qual há a quebra da ligação dos pares de Cooper [9, 18, 19].

Quando é estudado um sistema unidimensional, ao qual aplica-se uma corrente elétrica, no momento em que a corrente atinge J_{dep} , pode surgir a chamada *Phase-Slip Center* (*PSC*), porém é necessário que o sistema supercondutor satisfaça algumas condições, tais que $W \ll \xi$, sendo W a largura do sistema e $w \ll \xi$, com w a espessura da amostra, ou seja, um nanofio [10, 18, 20].

Contudo de uma forma análoga às *PSCs*, quando a amostra é bidimensional, (no qual $W \gg \xi$ e $w \ll \xi$), tem-se um filme fino o que possibilita a formação das *Phase-Slip lines* (*PSLs*). Essas que por sua vez também podem ser consideradas como vórtices cinemáticos com velocidade muito alta [9].

Tanto na formação das *PSC* como na das *PSL*, há uma região na qual $\psi = 0$, essa região, no estado normal faz com que surja uma considerável diferença de potencial (φ), entre os contatos metálicos. Nesses locais onde a resistividade não é nula, o parâmetro de ordem oscila entre seu valor máximo e mínimo [18]. Como nem toda amostra está no seu estado normal, é possível que a supercondutividade resista à um intenso campo elétrico. Esse fenômeno pode ocorrer inúmeras vezes e conforme a corrente aplicada aumenta, o número de *PSs* aumenta também até que a corrente aplicada seja alta suficiente para que o condensado não consiga mais se restaurar [17, 18, 20, 21].

Adicionalmente, se for aplicada uma corrente de transporte em determinado sistema supercondutor, pares de Vórtice e Anti-vórtice (*VAv*) cinemáticos podem ser formados [9].

Tais vórtices são completamente distintos dos vórtices de Abrikosov (V_a). Como já citado anteriormente, os V_a são penetrações de fluxo magnético na amostra supercondutora e os vórtices cinemáticos (V_k) surgem a partir de perturbações na distribuição da corrente supercondutora pela amostra, ou seja, devido a uma distribuição não simétrica das correntes supercondutoras [20]. Assim sendo, os V_k , diferentemente dos V_a , não podem ser considerados como quasipartículas [9].

Esses dois tipos de vórtices também podem ser diferenciados quanto a sua forma geométrica, uma vez que os V_a são arredondados e isotrópicos, os V_k tem a forma elíptica e são anisotrópicos [9]. A forma elíptica dos V_k é devida a alta velocidade com que eles se movem, aproximadamente em torno de $v_{kv} = 10^5 m/s$ enquanto a maior velocidade dos V_a já medida não passa de $v_{av} = 10^3 m/s$ [22].

Os V_k fazem com que surja um estado resistivo no supercondutor, cuja diferença de potencial com frequência na ordem de THz [18].

Na Figura 5, é mostrado um comportamento típico da curva da diferença de potencial em função da corrente aplicada em uma amostra com dimensões de $12\xi(0) \times 8\xi(0)$ na qual foram considerados diferentes materiais na interface com o supercondutor, no caso deste artigo, representado pelos diferentes valores de γ , tal como vácuo ($\gamma = 1$), metal ($0 < \gamma < 1$) e/ou outro supercondutor de maior T_c ($\gamma < 1$) do que a própria amostra [23]. Nota-se que as curvas da diferença de potencial em função da corrente aplicada possuem diferentes valores de J_{c1} , ocorrendo devido aos tipos de materiais simulados na interface com o supercondutor, sendo assim, têm-se os saltos nas curvas que indicam o surgimento do estado resistivo.

De acordo com alguns trabalhos [18, 23], o estado resistivo em um supercondutor pode ocorrer com diferentes dinâmicas de VAv. Os pares de VAv podem ser nucleados no centro da amostra e, com isso, serem expulsos do supercondutor pela lateral, ou os VAv entram na amostra pelas laterais e se aniquilam no centro da mesma, como mostra a Figura 6 (a) e (b), respectivamente.

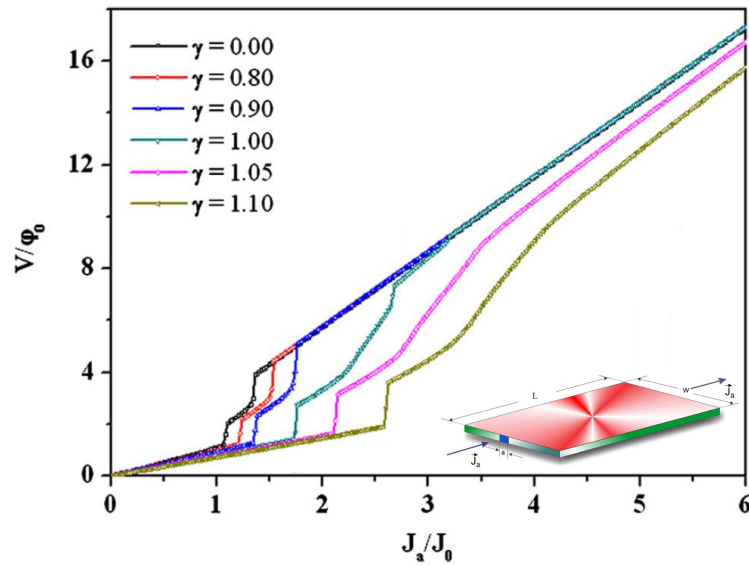


Figura 5 – Curva da diferença de potencial em função da corrente aplicada (ambas devidamente normalizadas), as diferentes cores representam o comportamento das mesmas de acordo com o material na interface do supercondutor. No inset mostra-se o modelo da amostra simulada. Figura adaptada. Fonte [23].

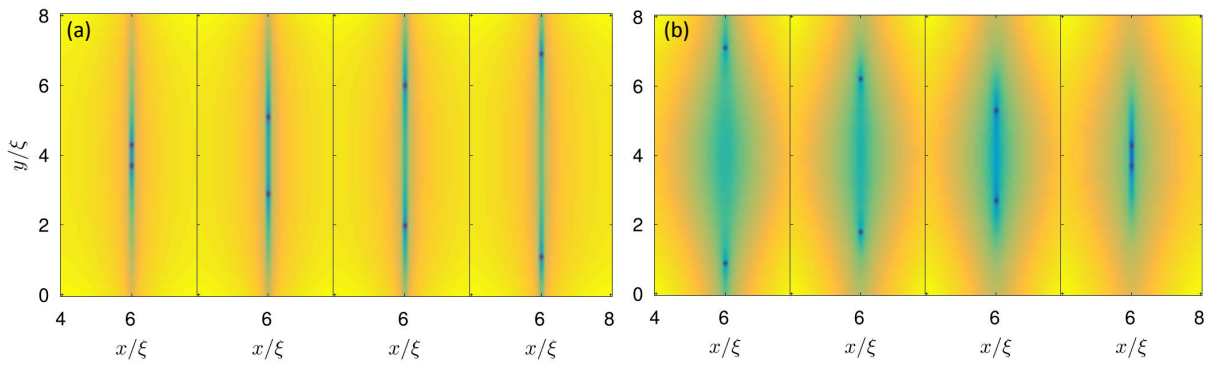


Figura 6 – Diferentes dinâmicas dos pares de VAv, (a) nucleando no centro até saírem pelas laterais e (b) entrando pelas laterais até se aniquilarem no centro da amostra. Os pontos azulados indicam a localização dos pares VAv. Fonte[23].

3 Formalismo teórico

3.1 Equações de Ginzburg-Landau Dependente do Tempo

Até o momento foram apresentadas as equações de GL, as quais são independentes do tempo. Albert Schmid, em 1966, generalizou a teoria GL incluindo uma variação temporal para o parâmetro de ordem e para o potencial vetor, além de também considerar um potencial escalar [24]. Tais modificações ficaram conhecidas como TDGL e possibilitaram os estudos da dinâmica de penetração de vórtices, estados de não-equilíbrio e dissipação de energia. As equações de TDGL dadas por:

$$\frac{\hbar^2}{2m_s D} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{ie_s}{\hbar} \varphi \right) \psi = -\frac{1}{2m_s} \left(-i\hbar \nabla - \frac{e_s}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi + \alpha \psi - \beta |\psi|^2 \psi, \quad (3.1.1)$$

$$\frac{4\pi}{c} \sigma \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \varphi \right) = \mathbf{J}_s - \frac{c}{4\pi} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}, \quad (3.1.2)$$

na qual a densidade de supercorrente é:

$$\mathbf{J}_s = \frac{e_s}{m_s} \text{Re} \left(\psi^* \left(-i\hbar \nabla - \frac{e_s}{c} \mathbf{A} \right) \psi \right), \quad (3.1.3)$$

onde D é o coeficiente de difusão, σ é a condutividade elétrica, φ é o potencial escalar e as constantes α e β são constantes fenomenológicas, tal como na teoria GL (vide seção 2.2.2)

É importante destacar que até o ponto em que foram trabalhadas as equações GL, utilizou-se as unidades do S.I., porém, para a escrita da TDGL, optou-se por utilizar o sistema CGS de unidades de medida, uma vez que este é mais usual.

Por questão de conveniência, a TDGL é escrita em unidades reduzidas e as quantidades adimensionais são diferenciadas com “ $\sim$ ” e dadas pela equação 3.1.4.

$$\begin{aligned}
\psi &= \tilde{\psi} \psi_0 \\
T &= T_c \tilde{T} \\
\nabla &= \frac{1}{\xi(0)} \tilde{\nabla} \\
t &= \frac{\xi(0)^2}{D} \tilde{t} \\
\mathbf{A} &= H_{c2}(0) \xi(0) \tilde{\mathbf{A}} \\
\varphi &= \frac{H_{c2}(0) D}{c} \tilde{\varphi} \\
\mathbf{B} &= H_{c2}(0) \tilde{\mathbf{B}}
\end{aligned} \tag{3.1.4}$$

onde $\psi_0 = \psi_\infty = \left(\frac{|\alpha|}{\beta}\right)^{\frac{1}{2}}$ tal como na equação (2.4.11) no qual $H_{c2}(0) = \frac{\phi_0}{2\pi\xi(0)^2}$ é o campo crítico superior e $\phi_0 = \frac{hc}{2e}$ é o fluxo quântico.

Após deixar todas as variáveis da TDGL adimensionais, todos os termos podem ser reescritos em unidades reduzidas.

O termo do condensado fica:

$$\begin{aligned}
-\psi_0 (\alpha\psi + \beta\psi |\psi|^2) &= -\psi_0 \left(\alpha\psi_0 \tilde{\psi} + \beta \left[\psi_0 \tilde{\psi} \left| \psi_0 \tilde{\psi} \right|^2 \right] \right) \\
&= -\psi_0^2 \left(\alpha \tilde{\psi} + \beta \left[\psi_0^2 \tilde{\psi} |\psi|^2 \right] \right) \\
&= -\psi_0^2 \left(\alpha \tilde{\psi} + \beta \frac{|\alpha|}{\beta} \tilde{\psi} \left| \tilde{\psi} \right|^2 \right) \\
&= \psi_0^2 |\alpha| \tilde{\psi} (1 - \tilde{\psi}^2).
\end{aligned} \tag{3.1.5}$$

O termo cinético fica:

$$\begin{aligned}
\frac{\psi_0}{2m_s} \left(-i\hbar \nabla - \frac{e_s}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi &= \psi_0^2 \frac{\hbar^2}{2m_s} \left(-i\nabla - \frac{e_s}{\hbar c} \mathbf{A} \right)^2 \tilde{\psi} \\
&= \psi_0^2 \frac{\hbar^2}{2m_s} \frac{1}{\xi(0)^2} \left(-i\tilde{\nabla} - \frac{e_s \xi(0)}{\hbar c} \mathbf{A} \right)^2 \tilde{\psi} \\
&= \psi_0^2 \frac{\hbar^2}{2m_s} \frac{1}{\xi(0)^2} \left(-i\tilde{\nabla} - \mathbf{A} \right)^2 \tilde{\psi} \\
&= \psi_0^2 \frac{\hbar^2}{2m_s} \frac{1}{\frac{\hbar^2}{2m_s |\alpha|}} \left(-i\tilde{\nabla} - \mathbf{A} \right)^2 \tilde{\psi} \\
&= \psi_0^2 |\alpha| \left(-i\tilde{\nabla} - \mathbf{A} \right)^2 \tilde{\psi}.
\end{aligned} \tag{3.1.6}$$

A derivada temporal toma forma:

$$\psi_0 \frac{\hbar^2}{2m_s D} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \psi_0^2 |\alpha| \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \tilde{t}}. \quad (3.1.7)$$

Para o potencial escalar tem-se

$$\psi_0 \frac{\hbar^2}{2m_s D} \left(-\frac{e_s}{\hbar} \varphi \right) \psi = \psi_0^2 |\alpha| i \tilde{\varphi} \tilde{\psi}. \quad (3.1.8)$$

No momento em que foi realizada a normalização do termo cinético, na equação (3.1.6), foi utilizada a seguinte relação $\frac{2\pi e_s \xi(0)}{\hbar c} = \frac{1}{H_{cs} \xi(0)}$.

Assim, substituindo os termos normalizados na equação (3.1.1) chega-se à 1ª equação TDGL reduzida,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\varphi \right) \psi = -(-i\nabla - \mathbf{A})^2 \psi + (1 - T) \psi (1 - |\psi|^2). \quad (3.1.9)$$

De forma análoga é realizado o mesmo procedimento para se obter a 2ª equação TDGL, que fica:

$$\nu \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \varphi \right) = \mathbf{J}_s - \kappa^2 \nabla \times \mathbf{B}, \quad (3.1.10)$$

onde $\nu = \frac{4\pi\sigma D e \kappa^2}{c^2}$ está relacionado com a relaxação do potencial vetor e $\kappa = \frac{\lambda}{\xi(0)}$. A equação de densidade de corrente é dada por:

$$\mathbf{J}_s = \text{Re} [\psi^* (-i\nabla - \mathbf{A}) \psi]. \quad (3.1.11)$$

3.2 Equações Generalizadas de Ginzburg-Landau Dependente do Tempo

Até o presente momento, foram discutidas as teorias essenciais para a supercondutividade. Nesta seção será abordado o estudo relacionado às equações generalizadas de Ginzburg-Landau dependente do tempo, conhecida também como GTDGL [25, 26]. A principal diferença entre a TDGL e sua equação generalizada é um termo inserido que está relacionado com o tempo de colisão inelástica elétron-fônon (τ_E), definido por $\gamma = \frac{2\tau_E\psi_0}{\hbar}$. Logo, tem-se a equação GTDGL como:

$$\frac{u}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2}} \left[\frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{\gamma^2}{2} \psi \frac{\partial}{\partial t} |\psi|^2 + i\varphi\psi \right] = - \left(-i\vec{\nabla} - \vec{A} \right)^2 \psi + (1 - T) \psi (1 - |\psi|^2). \quad (3.2.1)$$

O termo τ_E é uma grandeza que possui relação com o *gap* do supercondutor, sendo assim, a equação GTDGL é utilizada principalmente para descrever o comportamento de um supercondutor *gap-like* ($\gamma \neq 0$), mas também pode ser utilizada para sistemas *gapless* ($\gamma = 0$). Com a inserção do τ_E , surgem naturalmente os estados resistivos e VAv no sistema simulado.

Como o objetivo do presente trabalho é estudar o estado resistivo de um sistema supercondutor com constrições (será melhor explicado nas seções seguintes), é introduzido o termo $g(r)$ relacionado com a degradação do ψ , que por sua vez irá descrever os locais com defeito na amostra e assim criar a região da constrição (para $g = 1$ tem-se a supercondutividade plena e $g = 0$ o supercondutor está localmente degradado, é como se a T_c local fosse menor). Dessa forma tem-se a equação (3.2.1) reescrita da seguinte maneira:

$$\frac{u}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2}} \left[\frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{\gamma^2}{2} \psi \frac{\partial}{\partial t} |\psi|^2 + i\varphi\psi \right] = - \left(-i\vec{\nabla} - \vec{A} \right)^2 \psi + (1 - T) \psi (g(r) - |\psi|^2). \quad (3.2.2)$$

Essa equação é acoplada à equação do potencial escalar,

$$\nabla^2 \varphi = \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s, \quad (3.2.3)$$

no qual $\vec{J}_s$ é a densidade de corrente supercondutora.

Agora que foram escritas as equações (3.2.2) e (3.2.3) em sua forma normalizada, pode ser explicado o significado de cada termo. Devido à normalização o comprimento

é expresso em termos de $\xi(0)$, o tempo é em termos do tempo GL , onde $\tau_{GL} = \frac{\pi\hbar}{8k_b T_c u}$, o potencial eletrostático φ em unidades de $\varphi = \frac{\hbar}{2e\tau_{GL}}$, o potencial vetor $\vec{A}$ em termos de $H_{c2}(0)\xi(0)$, a temperatura T em unidades de T_c e o parâmetro de ordem ψ em unidades de $\psi_0 = \left(\frac{|\alpha|}{\beta}\right)^{\frac{1}{2}}$. As constantes $u = 5,79$ que é determinada por meio de considerações mecânico-quânticas [26] e γ será assumido como 10. Como já mencionado anteriormente, α e β são constantes fenomenológicas e α segue a equação (2.2.18) tal que:

$$\alpha(T) = \begin{cases} \alpha_0 (T - T_c), & \text{para } T < T_c \\ 0, & \text{para } T \geq T_c \end{cases}, \quad (3.2.4)$$

A equação (3.2.3) para o potencial pode ser obtida da equação da continuidade:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0, \quad (3.2.5)$$

na qual,

$$\vec{J} = \vec{J}_s + \vec{J}_n, \quad (3.2.6)$$

sendo que $\vec{J}_s$ é a densidade de corrente supercondutora e $\vec{J}_n = -\vec{\nabla}\varphi$ a densidade de corrente normal. Assumindo $\frac{\partial}{\partial t}\rho = 0$, ou seja, não há o acúmulo de carga, $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$, dessa maneira chega-se à equação (3.2.3) do potencial escalar.

3.2.1 Solução temporal do parâmetro de ordem

Nessa seção será obtida uma expressão explícita de $\frac{\partial}{\partial t}\psi$ a partir da equação (3.2.1). Dessa maneira será realizada a solução numérica de ψ variando no tempo. Assim, a equação (3.2.1) pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi + \frac{\gamma^2}{2}\psi \frac{\partial}{\partial t}|\psi|^2 = \sqrt{1 + \gamma^2|\psi|^2} \frac{\Delta}{u} - i\varphi\psi, \quad (3.2.7)$$

onde, $\frac{\partial}{\partial t}(\psi\psi^*) = \left(\frac{\partial}{\partial t}\psi\right)\psi^* + \psi\left(\frac{\partial}{\partial t}\psi^*\right)$ e assim tem-se que

$$\Delta = -\left(-i\vec{\nabla} - \vec{A}\right)^2 \psi + (1 - T)\psi(g - |\psi|^2). \quad (3.2.8)$$

Tomando o complexo conjugado da equação (3.2.7) a mesma pode ser escrita da forma

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi^* + \frac{\gamma^2}{2}\psi^* \frac{\partial}{\partial t}|\psi|^2 = \sqrt{1 + \gamma^2|\psi|^2} \frac{\Delta^*}{u} + i\varphi\psi^*. \quad (3.2.9)$$

Admitindo que ψ e ψ^* sejam independentes, pode ser obtido o seguinte sistema de equações ao qual são solucionadas pelo método de Cramer. Após a solução são realizadas as devidas substituições pelas equações (3.2.7) e (3.2.9):

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} 1 + \frac{\gamma^2}{2} |\psi|^2 & \frac{\gamma^2}{2} \psi^2 \\ \frac{\gamma^2}{2} \psi^{*2} & 1 + \frac{\gamma^2}{2} |\psi|^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial t} \psi \\ \frac{\partial}{\partial t} \psi^* \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 + \frac{\gamma^2}{2} |\psi|^2 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{\gamma^2}{2} \psi^2 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi^* \\ \frac{\gamma^2}{2} \psi^{*2} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi + 1 + \frac{\gamma^2}{2} |\psi|^2 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi^* \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{\gamma^2}{2} \psi \frac{\partial}{\partial t} |\psi|^2 \\ \frac{\partial}{\partial t} \psi^* + \frac{\gamma^2}{2} \psi^* \frac{\partial}{\partial t} |\psi|^2 \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} \sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2} \frac{\Delta}{u} - i\varphi\psi \\ \sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2} \frac{\Delta^*}{u} + i\varphi\psi^* \end{bmatrix}. \tag{3.2.10}
\end{aligned}$$

Encontrando a determinante do sistema, chega-se em:

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} 1 + \frac{\gamma^2}{2} |\psi|^2 & \frac{\gamma^2}{2} \psi^2 \\ \frac{\gamma^2}{2} \psi^{*2} & 1 + \frac{\gamma^2}{2} |\psi|^2 \end{bmatrix} &= \left(1 + \frac{\gamma^2}{2} |\psi|^2 \right)^2 - \frac{\gamma^4}{4} |\psi|^4 \\
&= 1 + \gamma^2 |\psi|^2 \tag{3.2.11}
\end{aligned}$$

Logo, a solução para $\frac{\partial}{\partial t} \psi$ é dada por:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \psi &= \frac{\begin{bmatrix} \sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2} \frac{\Delta}{u} - i\varphi\psi & \frac{\gamma^2}{2} \psi^2 \\ \sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2} \frac{\Delta^*}{u} + i\varphi\psi^* & 1 + \frac{\gamma^2}{2} |\psi|^2 \end{bmatrix}}{1 + \gamma^2 |\psi|^2} \\
&= \frac{\left[\left(1 + \frac{\gamma^2}{2} |\psi|^2 \right) \frac{\Delta}{u} - \frac{\gamma^2}{2} \psi^2 \frac{\Delta^*}{u} \right]}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2} - i\varphi\psi [1 + \gamma^2 |\psi|^2]} \cdot \frac{1}{(1 + \gamma^2 |\psi|^2)} \\
&= \frac{\left[(1 + \gamma^2 |\psi|^2) \frac{\Delta}{u} - \frac{\gamma^2}{2} \psi \left(\psi^* \frac{\Delta}{u} + \psi \frac{\Delta^*}{u} \right) \right]}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2} - i\varphi\psi}. \tag{3.2.12}
\end{aligned}$$

Temos que:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi = \sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2} \frac{\Delta}{u} - \gamma^2 \frac{\psi \operatorname{Re} \left(\psi^* \frac{\Delta}{u} \right)}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2}} - i\varphi\psi. \tag{3.2.13}$$

3.2.2 Campo auxiliar

Para de discretizar as equações (3.2.3) e (3.2.13) é conveniente introduzir o vetor campo auxiliar $\vec{U} = (U_x, U_y)$, afim de manter a invariância de calibre, assim temos suas componentes dada por:

$$\begin{aligned} U_x &= \exp\left(-i \int_{x_0}^x A_x dx\right) \\ U_y &= \exp\left(-i \int_{y_0}^y A_y dy\right) \end{aligned} \quad (3.2.14)$$

Calculando a derivada das equações (3.2.14), tem-se que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} U_x &= -i A_x U_x, \\ \frac{\partial}{\partial y} U_y &= -i A_y U_y, \end{aligned} \quad (3.2.15)$$

A partir das propriedades de campo auxiliar, $UU^* = 1$, e relacionando U_x e ψ , chega-se em:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} U_x^* &= i U_x^* \frac{\partial}{\partial x} (U_x \psi) \\ &= -i U_x^* \left[-i A_x U_x \psi + U_x \frac{\partial}{\partial x} \psi \right] \\ &= \left(-i \frac{\partial}{\partial x} - A_x \right) \psi, \end{aligned} \quad (3.2.16)$$

tomando agora a derivada de segunda ordem:

$$\begin{aligned} U_x^* \frac{\partial^2}{\partial x^2} (U_x \psi) &= i U_x^* \frac{\partial}{\partial x} \left[U_x \left(-i U_x^* \frac{\partial}{\partial x} (U_x \psi) \right) \right] \\ &= i U_x^* \frac{\partial}{\partial x} \left[U_x \left(-i \frac{\partial}{\partial x} - A_x \right) \psi \right] \\ &= - \left(-i \frac{\partial}{\partial x} - A_x \right)^2 \psi. \end{aligned} \quad (3.2.17)$$

De forma análoga é feita a mesma relação para U_y , ao qual chega-se em:

$$U_y^* \frac{\partial^2}{\partial y^2} (U_y \psi) = - \left(-i \frac{\partial}{\partial y} - A_y \right)^2 \psi.$$

Assim, a equação (3.2.8) pode ser escrita como:

$$\Delta = U_x^* \frac{\partial^2}{\partial x^2} (U_x \psi) + U_y^* \frac{\partial^2}{\partial y^2} (U_y \psi) + \psi (1 - |\psi|^2). \quad (3.2.18)$$

3.2.3 Discretização da malha supercondutora

Nessa seção será apresentada a discretização da malha supercondutora, necessária para que possam ser calculadas todas as grandezas físicas do sistema simulado. Para que a discretização possa ser feita, primeiramente é realizada uma mudança de variável da equação GTDGL. As variáveis (x, y) são substituídas por suas variáveis discretas (x_i, y_j) . Considera-se uma malha retangular, na qual as dimensões são expressas por (L_x, L_y) , sendo dividida em células e essas designadas por $(\Delta x, \Delta y)$.

A Figura 7 representa, em escala reduzida, o sistema que é objetivo de estudo desse trabalho, i.e., uma fita supercondutora com dois contatos metálicos, um em cada uma de suas extremidades laterais (horizontal). A linha pontilhada representa a interface do material simulado e o vácuo, as partes sombreadas representam os defeitos contidos na amostra, que chamamos de *blind-slit*, por corresponderem a buracos com material supercondutor em sua base, ou seja, um local com ψ degradado (em outras palavras, pode-se dizer que o comportamento dessas regiões é da mesma forma que de um supercondutor com menor T_c).

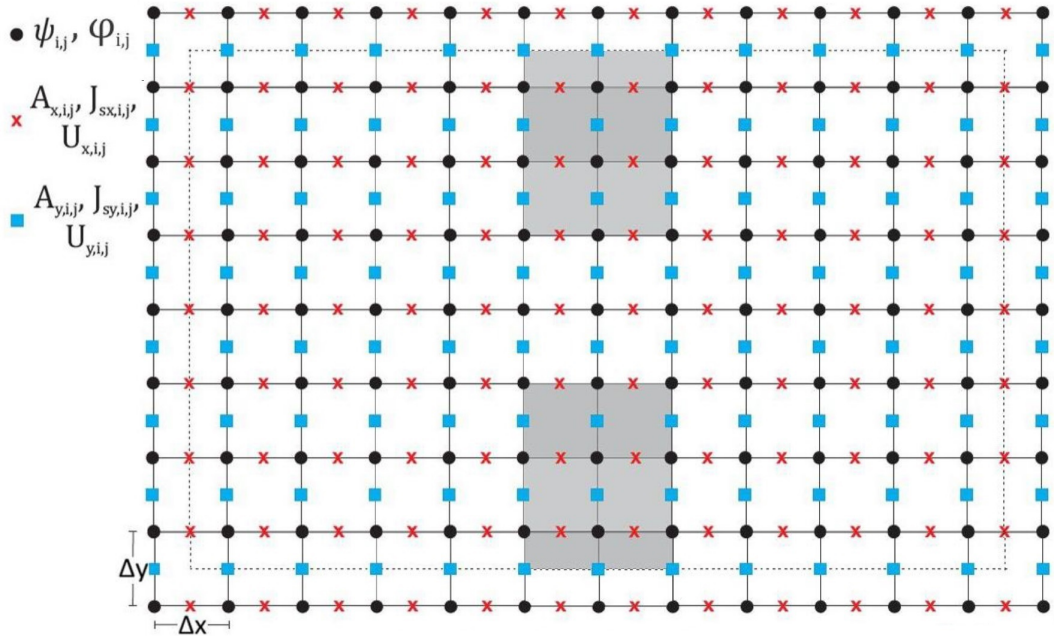


Figura 7 – Esquema da malha de discretização supercondutora. As linhas pontilhadas representam o limite do supercondutor com o vácuo; as regiões escuras são as *blind-slits*. A legenda indica a região onde é calculada cada uma das grandezas físicas.

Dessa forma, fazendo a substituição pelas variáveis discretas, definem as grandezas físicas tal como descrito na sequência.

Para o parâmetro de ordem (ψ) e o potencial elétrico (φ), tem-se que

$$\begin{aligned}\psi_{i,j} &\equiv \psi(x_i, y_j), \\ \varphi_{i,j} &\equiv \varphi(x_i, y_j).\end{aligned}\tag{3.2.19}$$

Para o potencial vetor ($\mathbf{A}$), corrente supercondutora (J_s) e campo auxiliar (U), todos no eixo x,

$$\begin{aligned}J_{sx,i,j} &\equiv J_{sx}\left(x_i + \frac{\Delta x}{2}, y_j\right), \\ A_{x,i,j} &\equiv A_x\left(x_i + \frac{\Delta x}{2}, y_j\right), \\ U_{x,i,j} &\equiv U_x(x_{i+1}, y_j) U_x^*(x_i, y_i).\end{aligned}\tag{3.2.20}$$

Para o potencial vetor ($\mathbf{A}$), corrente supercondutora (J_s) e campo auxiliar (U), em relação ao eixo y

$$\begin{aligned}J_{sy,i,j} &\equiv J_{sy}\left(x_i, y_j + \frac{\Delta y}{2}\right), \\ A_{y,i,j} &\equiv A_y\left(x_i, y_j + \frac{\Delta y}{2}\right), \\ U_{y,i,j} &\equiv U_y(x_i, y_{j+1}) U_y^*(x_i, y_i).\end{aligned}\tag{3.2.21}$$

Pela equação (3.2.14) a variável de ligação é encontrada da seguinte maneira,

$$\begin{aligned}U_{x,i,j} &= \exp\left(-i \int_{x_0}^{x_{i+1}} A_x(x, y_j) dx\right) \exp\left(+i \int_{x_0}^{x_i} A_x(x, y_j) dx\right) \\ &= \exp\left(-i \int_{x_0}^{x_i} A_x(x, y_j) dx - i \int_{x_i}^{x_{i+1}} A_x(x, y_j) dx + i \int_{x_0}^{x_i} A_x(x, y_j) dx\right) \\ &= \exp\left(-i \int_{x_i}^{x_{i+1}} A_x(x, y_j) dx\right) \\ &= \exp(-i A_{x,i,j} \Delta x).\end{aligned}\tag{3.2.22}$$

Onde foi usada a regra do ponto médio, a qual é de segunda ordem em x . De forma análoga tem-se que:

$$U_{y,i,j} = \exp(-i A_{y,i,j} \Delta y).\tag{3.2.23}$$

3.2.4 Discretização da GTDGL

Partindo da fórmula de derivada central,

$$f''(x) = \frac{f(x + \Delta x) - 2f(x) + f(x - \Delta x)}{\Delta x^2}, \quad (3.2.24)$$

discretiza-se a equação (3.2.18), tal que obtém-se:

$$\begin{aligned} U_x^*(x_i, y_i) \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} (U_x \psi) \right] &= U_x^*(x_i, y_j) [U_x(x_{i+1}, y_j) \psi(x_{i+1}, y_j) - \\ &- 2U_x(x_i, y_j) \psi(x_i, y_j) + U_x(x_{i-1}, y_j) \psi(x_{i-1}, y_j)] / \Delta x^2. \end{aligned} \quad (3.2.25)$$

Utilizando a equação (3.2.20) são realizadas as devidas substituições, chegando em:

$$U_x^*(x_i, y_i) \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} (U_x \psi) \right] = [U_{x,i,j} \psi_{i+1,j} - 2\psi_{i,j} + U_{x,i-1,j}^* \psi_{i-1,j}] / \Delta x^2. \quad (3.2.26)$$

De forma análoga chega-se a,

$$U_y^*(x_i, y_i) \left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} (U_y \psi) \right] = [U_{y,i,j} \psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + U_{y,i,j-1}^* \psi_{i,j-1}] / \Delta y^2. \quad (3.2.27)$$

Novamente, foi utilizada a equação (3.2.20). Assim, a aproximação para a equação (3.2.18) é expressa por:

$$\begin{aligned} \Delta_{i,j} &= [U_{x,i,j} \psi_{i+1,j} - 2\psi_{i,j} + U_{x,i-1,j}^* \psi_{i-1,j}] / \Delta x^2 + \\ &+ [U_{y,i,j} \psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + U_{y,i,j-1}^* \psi_{i,j-1}] / \Delta y^2 + \\ &+ (1 - T) \psi_{i,j} (1 - |\psi_{i,j}|^2). \end{aligned} \quad (3.2.28)$$

Consequentemente, a forma discreta da equação (3.2.13) torna-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi_{i,j} = \sqrt{1 + \gamma^2 |\psi_{i,j}|^2} \frac{\Delta_{i,j}}{u} - \gamma^2 \frac{\psi_{i,j} \text{Re}(\psi_{i,j}^* \Delta_{i,j} / u)}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\psi_{i,j}|^2}} - i \varphi_{i,j} \psi_{i,j}. \quad (3.2.29)$$

3.2.5 Discretização da densidade de corrente

Para que possa ser feita a discretização da densidade de corrente, primeiramente deve ser aplicada a relação do campo auxiliar. Posteriormente, combina-se as equações (3.2.6) e (3.2.16), tal que:

$$\begin{aligned} J_{sx} &= \operatorname{Re} \left[\psi^* \left(-i \frac{\partial}{\partial x} - A_x \right) \psi \right], \\ J_{sx} &= \operatorname{Re} \left[\psi^* (-i) U_x^* \frac{\partial}{\partial x} (U_x \psi) \right], \end{aligned}$$

como $\operatorname{Re}(-iz) = \operatorname{Re}(i(x + iy)) = \operatorname{Re}(-ix + y) = y = \operatorname{Im}(z)$ então pode ser dito que:

$$J_{sx} = (1 - T) \operatorname{Im} \left[U_x^* \psi^* \frac{\partial}{\partial x} (U_x \psi) \right]. \quad (3.2.30)$$

De forma análoga:

$$J_{sy} = (1 - T) \operatorname{Im} \left[U_y^* \psi^* \frac{\partial}{\partial y} (U_y \psi) \right].$$

Com isso a densidade de corrente discretizada fica:

$$\begin{aligned} J_{sx,i,j} &= (1 - T) \frac{1}{\Delta x} \operatorname{Im} [\psi_{i,j}^* U_{x,i,j} \psi_{i+1,j}], \\ J_{sy,i,j} &= (1 - T) \frac{1}{\Delta y} \operatorname{Im} [\psi_{i,j}^* U_{y,i,j} \psi_{i+1,j}]. \end{aligned} \quad (3.2.31)$$

3.2.6 Condições de contorno

Nessa seção será apresentado o sistema objeto de estudo. Na Figura 8 representa-se um esquema da fita supercondutora com constrição que foi simulada.

Como todo o sistema é simulado imerso no vácuo e também há a presença dos contatos metálicos, tem-se a interface supercondutora, vácuo e contatos metálicos. As condições de contorno para ψ são dadas para a região sem os contatos metálicos, assim, em termos das variáveis de ligação, a condição de contorno para $\psi = 0$ é dada pela equação (3.2.32):

$$\begin{aligned} -i\psi^* U_x^* \frac{\partial}{\partial x} (U_x \psi) &= 0, \\ -i\psi^* U_y^* \frac{\partial}{\partial y} (U_y \psi) &= 0. \end{aligned} \quad (3.2.32)$$

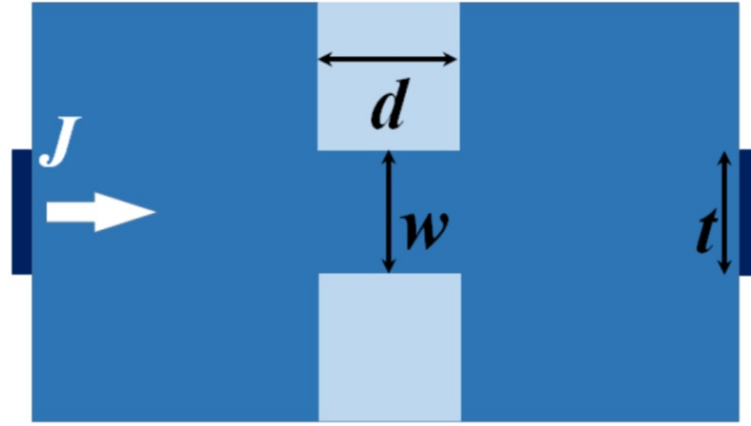


Figura 8 – Esquema da fita supercondutora simulada. Em azul escuro estão indicados os contatos metálicos, em azul tem-se o supercondutor e na região mais clara os defeitos. J representa a corrente de transporte aplicada tal como sua direção, d indica a largura dos defeitos, w mostra o tamanho da constrição, ou seja o tamanho da constrição, e t especifica o tamanho do contato metálico. Fonte: Próprio autor.

Uma vez que os contatos metálicos são condutores normais, por toda sua extensão é utilizado o valor de $\psi = 0$. Pelo fato das equações relacionadas ao potencial escalar também serem solucionadas, isso exige que sejam definidas as condições de contorno para o mesmo. Assim, a injeção de corrente ocorre via condição de contorno onde

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x}\varphi &= -J, \\ \frac{\partial}{\partial y}\varphi &= 0.\end{aligned}\tag{3.2.33}$$

ao longo dos contatos.

Nas outras regiões tem-se, nas bordas, o campo elétrico externo nulo, ou seja, não há corrente sendo injetada nesses locais, então

$$\frac{\partial}{\partial x}\varphi = \frac{\partial}{\partial y}\varphi = 0.\tag{3.2.34}$$

4 Resultados e Discussão

No presente trabalho foi simulada uma fita supercondutora com uma constrição no centro da amostra, assim como mostrado na Figura 8. A amostra simulada possui dimensões de $12\xi(0) \times 8\xi(0)$ e a largura das constrições foram fixadas em $d = 2\xi(0)$. O tamanho w das constrições e o tamanho do contato metálico t foram variados tal que $w = 2\xi(0), 4\xi(0), 6\xi(0)$ e $8\xi(0)$, destacando que quando $w = 8\xi(0)$ tem-se uma fita supercondutora sem defeito algum, a qual foi denominada de amostra *prístina*. Já para o tamanho dos contatos metálicos, foram utilizados os valores de $t = 2\xi(0), 4\xi(0)$ e $6\xi(0)$. A partir desses diferentes tipos de sistemas simulados foram realizadas simulações com dois valores de γ . Para $\gamma = 0$, denominou-se de amostra *gapless* e para $\gamma = 10$, foi chamado de amostra *gap-like*.

4.1 Amostra *prístina*

Ao ser simulada uma amostra *prístina*, utilizando o tamanho dos contatos metálicos $t = 2\xi(0)$, o sistema *gapless* (linha preta) não apresenta em sua curva de voltagem em função da densidade de corrente, ambas normalizadas, $\varphi(J)$, o salto característico de sistemas nos quais pares de VAv cinemáticos são formados. Já para o sistema *gap-like* (linha vermelha) pode ser observado que, no momento em que $J = 1,78J_0$ tem-se um salto em sua curva $\varphi(J)$, como mostra a Figura 9. O salto indica o início de um estado resistivo que, por sua vez está relacionado com a formação e movimentação de pares de VAv cinemáticos tal como será evidenciado adiante.

Dessa maneira nota-se que em sistemas *gapless* os pares de VAv não nucleiam devido ao valor de γ , ou seja, a formação de vórtices cinemáticos está, em princípio, associada com a relaxação de ψ . Contudo, se analisar o mapeamento de $|\psi|$, nota-se que enquanto para a amostra *gapless* os maiores valores estão no centro da amostra, para o sistema *gap-like* essa quantidade apresenta menores valores no centro da amostra, como mostra a Figura 10.

Com isso, a formação de pares de VAv pode também estar associada com a distribuição de $|\psi|$ sendo que, no centro da amostra, deve haver maior degradação da supercondutividade. A partir dessa observação, uma constrição foi inserida nas amostras para

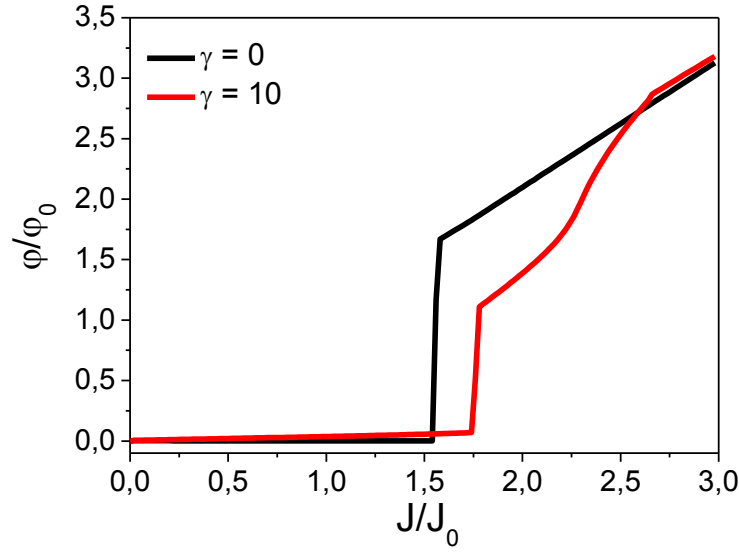


Figura 9 – Curva da voltagem pela corrente aplicada, ambas normalizadas, para dois diferentes sistemas, *gapless* (linha preta) e *gap-like* (linha vermelha).

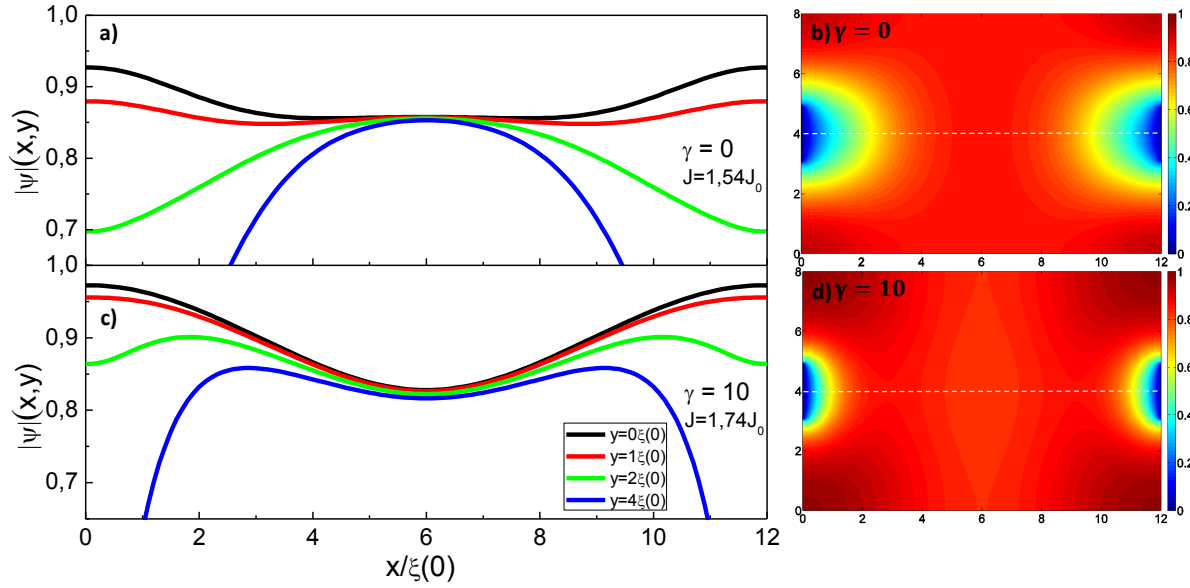


Figura 10 – Curva do $|\psi|$ com y fixo em $4\xi(0)$ e varredura feita ao longo do eixo x . Para sistemas *gapless* (a) e *gap-like* (c). As imagens ao lado mostram o comportamento do $|\psi|$ para os mesmos sistemas, em seus respectivos valores de corrente $J = 1,54J_0$ (b) e $J = 1,74J_0$ (c) (essas correntes são aquelas imediatamente abaixo das respectivas correntes críticas). A linha branca tracejada em (b) e (d) indicam o posição na qual foi realizada a varredura do $|\psi|$.

artificialmente provocar maior degradação da supercondutividade. Com isso, estudamos algumas diferentes configurações da amostra, tanto no que concerne sobre o tamanho do defeito, quanto no tamanho dos contatos metálicos. Essas diferentes configurações foram

estruturadas por conta das suas influências sobre a dinâmica de vórtices em sistemas *gapless* e *gap-like*.

4.2 Variação do tamanho do contato metálico

Na Figura 11, está mostrada a curva característica $\varphi(J)$ e a resistência diferencial $d\varphi/dJ$ em função da densidade de corrente para um sistema *gapless* onde o tamanho do contato metálico foi variado. As curvas estão devidamente normalizadas e o tamanho da constrição fixado em $w = d = 2\xi(0)$.

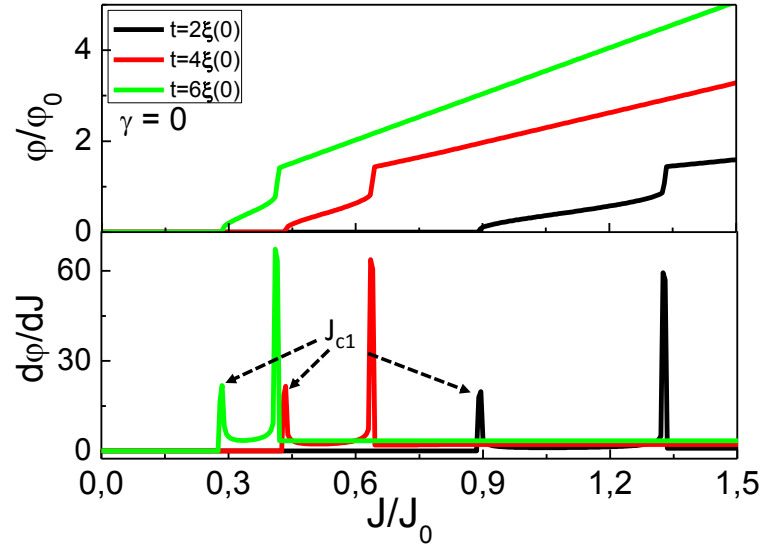


Figura 11 – Curva da voltagem e da resistência diferencial em função da corrente aplicada (ambas normalizadas) para um sistema *gap-less*. Foram variados o tamanho dos contatos metálicos mantendo-se fixo o tamanho da constrição em $w = d = 2\xi(0)$. Nota-se que J_{c1} diminui com o aumento do tamanho do contato metálico.

Define-se J_{c1} , como valor do primeiro pico da curva onde o estado resistivo se inicia. Observamos que em J_{c1} o valor de φ varia apreciavelmente e na curva de $d\varphi/dJ(J)$ há um salto tendo J_{c1} no pico local da curva. Este é um comportamento característico da nucleação de pares de vórtice e antivórtice (VAv) e indica o início de um estado resistivo. A linha preta, representa o sistema com contato metálico de $t = 2\xi(0)$, onde $J_{c1} = 0,895J_0$. Já para o sistema com $t = 4\xi(0)$ (linha vermelha), obteve $J_{c1} = 0,43J_0$ e para aquele com contato metálico de $t = 6\xi(0)$ (linha verde), tem-se $J_{c1} = 0,28J_0$. Na Figura 12 é mostrado um mapeamento de $|\psi|$ em instantes de tempo um pouco antes [painéis a) e b)] e no instante da aniquilação do par de VAv cinemático para a amostra com $t = 2\xi(0)$. As

cores próximas do vermelho indicam o valor de $|\psi|$ próximo a 1 já as cores tendendo para o azul indicam o valor de $|\psi|$ mais próximo de zero, isto é, onde há supercondutividade plena e a sua supressão, respectivamente.

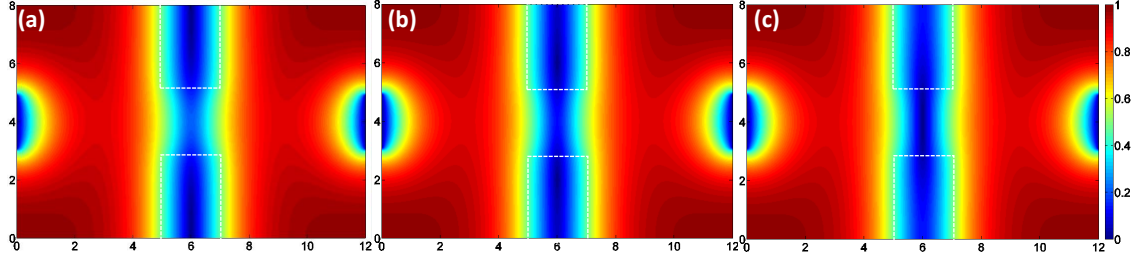


Figura 12 – Imagens do mapeamento de $|\psi|$ em um sistema *gapless* com $J = 0,895J_0$ e contato metálico $t = 2\xi(0)$. As cores tendendo ao vermelho representam o local onde o material ainda é supercondutor, já a cor azul, indica que a supercondutividade foi suprimida localmente.

Logo, em um sistema *gapless*, conforme há o aumento no tamanho do contato metálico, o J_{c1} da amostra é reduzido.

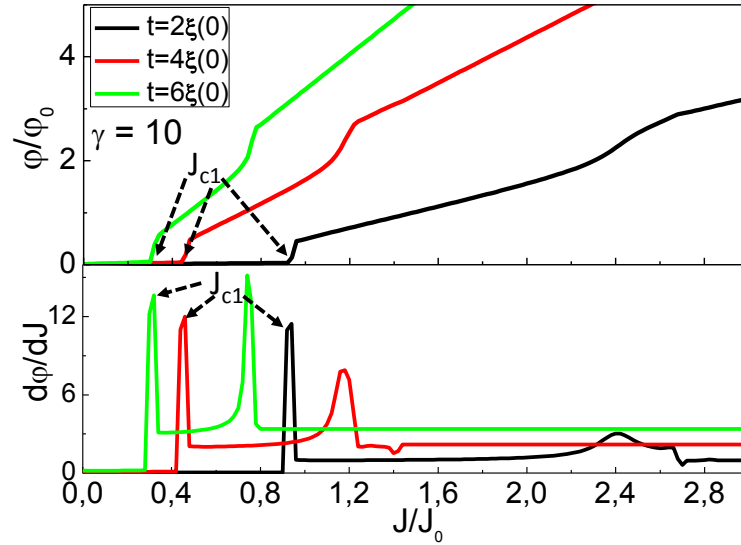


Figura 13 – Curva da voltagem e da resistência diferencial em função da corrente aplicada (ambas normalizadas) para um sistema *gap-like*. Foram variados o tamanho dos contatos metálicos mantendo-se fixo o tamanho da constricção em $w = d = 2$. Nota-se que J_{c1} diminui com o aumento do tamanho do contato metálico.

O mesmo comportamento é apresentado pelo sistema *gap-like* tal como é mostrado a Figura 13. Para o contato metálico $t = 2\xi(0)$ (linha preta), o sistema apresentou $J_{c1} = 0,92J_0$; para $t = 4\xi(0)$ (linha vermelha), $J_{c1} = 0,44J_0$ e $t = 6\xi(0)$ (linha verde), $J_{c1} = 0,30J_0$. Nota-se que para $t = 4\xi(0)$ como uma não linearidade da curva da resistência

diferencial $d\varphi/dJ$ em função da densidade de corrente, após $J_{c2} = 1,24J_0$, isso ocorre devido ao fim da supercondutividade no sistema simulado e, conseqüentemente, não convergência dos cálculos.

Na Figura 14 mostra-se a curva do potencial φ em função do tempo nos sistemas *gap-like* (linha vermelha) e *gapless* (linha preta) com $t = d = w = 2\xi(0)$. Para seus respectivos valores de J_{c1} . Além das curvas apresentarem comportamentos distintos, aquela para $\gamma = 0$ tem seu mínimo em $\varphi = 0$. Tais diferenças estão associadas à relaxação de ψ , pois, como em $\gamma = 0$ a relaxação é muito rápida, logo após a aniquilação do par VAv, a supercondutividade de recupera plenamente e o sistema passa a exibir, por um curto intervalo de tempo, um estado não resistivo. Tendo uma relaxação mais lenta, o sistema *gap-like* está permanentemente em um estado resistivo.

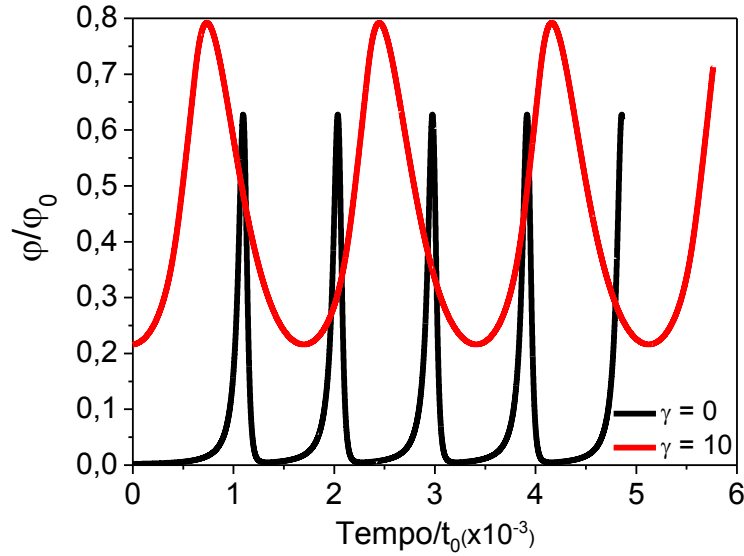


Figura 14 – Curva do potencial em função do tempo, ambos normalizados. A curva preta representa o sistema *gapless* e a curva vermelha o sistema *gap-like* ambas para $t = d = w = 2\xi(0)$ e em seus respectivos valores de J_{c1} (vide Tabela 1).

Os dados referentes aos valores de J_{c1} e J_{c2} dos sistemas *gap-like* e *gapless* estão resumidos na Tabela 1. Nota-se que não há muita diferença entre os valores de J_{c1} para as amostras *gap-like* e *gapless* para um determinado valor de t . Contudo, esses valores variam apreciavelmente quando o tamanho do contato metálico é alterado.

Por outro lado, ao se considerar, a corrente elétrica I_{c1} , onde $I = J.t$, vê-se que esta não sofre grandes alterações em seu valor, ou seja, o indício do estado resistivo é independente da corrente total injetada na amostra. Aqui t usou-se no cálculo de I pelo fato do sistema simulado ser bidimensional, i.e., não se considerou a sua espessura. Os

Tabela 1 – Valores de J_{c1} e J_{c2} de acordo com a variação do contato metálico.

Contato metálico	J_{c1} em $\gamma = 10$	J_{c1} em $\gamma = 0$	J_{c2} em $\gamma = 10$	J_{c2} em $\gamma = 0$
$t = 2\xi(0)$	$0,92J_0$	$0,895J_0$	$2,68J_0$	$1,33J_0$
$t = 4\xi(0)$	$0,44J_0$	$0,43J_0$	$1,24J_0$	$0,64J_0$
$t = 6\xi(0)$	$0,30J_0$	$0,28J_0$	$0,78J_0$	$0,415J_0$

valores de I_{c1} são mostrados na Tabela 2. É interessante notar que mesmo entre diferentes sistemas, i.e, entre *gap-like* e *gapless*, os I_{c1} s apresentam valores que diferem, por no máximo, 7%. Na Tabela 2 também são mostrados os valores de I_{c2} , para ambos os sistemas.

Tabela 2 – Valores de I_{c1} e I_{c2} de acordo com a variação do contato metálico.

Contato metálico	I_{c1} em $\gamma = 10$	I_{c1} em $\gamma = 0$	I_{c2} em $\gamma = 10$	I_{c2} em $\gamma = 0$
$t = 2\xi(0)$	$1,84I_0$	$1,79I_0$	$5,36I_0$	$2,66I_0$
$t = 4\xi(0)$	$1,76I_0$	$1,72I_0$	$4,96I_0$	$2,56I_0$
$t = 6\xi(0)$	$1,80I_0$	$1,68I_0$	$4,68I_0$	$2,49I_0$

Nota-se, também, que a variação do tamanho dos contatos metálicos é proporcionalmente muito maior que as diferenças entre os valores de I_{c1} . Em vista disso, pode-se afirmar que, nesse caso, o fator que rege a formação dos pares de VAv é a corrente total que flui pela amostra. Já quando se analisa os diferentes valores de I_{c2} , não há a mesma semelhança observada para os de I_{c1} . Para o sistema *gap-like*, os valores de I_{c2} para diferentes t 's difere entre 7,5% e 13% e para o sistema *gapless* essa variação está entre 5% e 7%. Neste caso, os valores no sistema *gap-like* são aproximadamente o dobro dos valores no sistema *gapless*.

4.2.1 Dinâmica dos vórtices cinemáticos variando t

Na Figura 15 apresentam-se as análises relacionadas às medidas de posição, velocidade instantânea e aceleração do vórtice cinemático em um sistema *gapless*. Todos os dados foram obtidos para $J = J_{c1}$ de cada sistema.

Primeiramente é necessário deixar claro que os gráficos apresentados nessa seção, tais como os de posição, velocidade instantânea e aceleração do vórtice cinemático, são relacionados apenas a um vórtice nucleado e não ao par VAv. Como o sistema simulado é totalmente simétrico, os estudos podem ser realizados em apenas um vórtice e considerando o inverso para o seu antivórtice.

Na Figura 15(a) é visto que em $tempo/t_0 = 0$, a posição indicada é $8\xi(0)$ para os três tamanhos de contatos metálicos simulados, tal dado indica que há a nucleação dos

pares de VAv pelas laterais da amostra. Quando são comparados os dados de $t = 2\xi(0)$ com os dos outros tamanhos de contatos metálicos nota-se que a aniquilação dos pares de VAv ocorre mais rápido do que nos sistemas com contatos maiores. Assim, o tempo necessário para que cada par de VAv seja aniquilado no centro da amostra supercondutora é $tempo/t_0 = 1,8$; $tempo/t_0 = 1,9$ e $tempo/t_0 = 2$, respectivamente para $t = 2\xi(0)$ a $t = 6\xi(0)$.

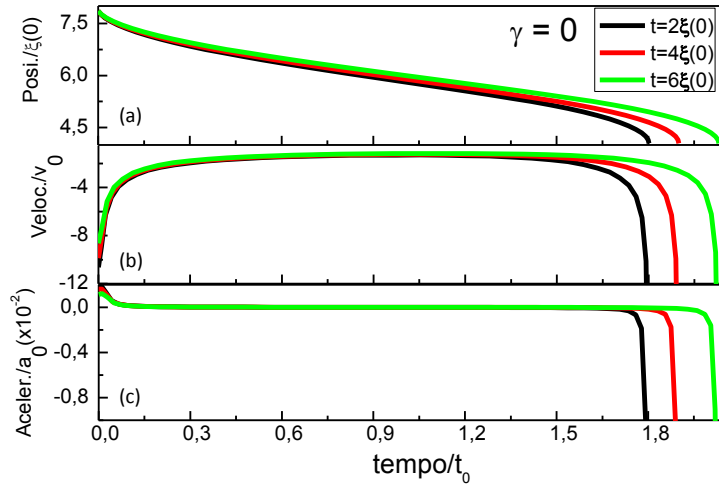


Figura 15 – O tamanho dos contatos metálicos em $t = 2\xi(0)$ representado pela linha preta, $t = 4\xi(0)$ representado pela linha vermelha, $t = 6\xi(0)$ representado pela linha verde, ao qual em (a) tem-se a posição do vórtice cinemático pelo tempo, em (b) a velocidade instantânea pelo tempo e em (c) a aceleração pelo tempo. Todas as curvas foram obtidas para os respectivos valores de J_{c1} .

Derivando as curvas da Figura 15(a) com relação ao tempo, obtemos as curvas da velocidade instantânea do vórtice cinemático, como mostrado na Figura 15(b). No início da nucleação dos vórtices, próximo de $tempo/t_0 = 0$, para todos os casos, nota-se que a velocidade é próxima de $v/v_0 = 10$. Após um tempo, essa velocidade diminui e, quando o vórtice está próximo de sua aniquilação, ela aumenta novamente. Desse modo, é observado que os pares de VAv possuem maior velocidade logo depois que são formados, devido à interação com as correntes na borda da amostra. A velocidade também aumenta de forma considerável pouco antes de serem aniquilados, isso ocorre devido às forças de atração entre o vórtice e o antivórtice.

Derivando as curvas de velocidade obtém-se a aceleração do vórtice cinemático, tal como mostrado na Figura 15(c). Essas curvas reforçam a descrição dada anteriormente.

Nesta seção foram apresentados apenas os resultados relacionados aos sistemas *gapless*, pois os sistemas *gap-like* possuem comportamento muito semelhante.

4.2.2 Distribuição das correntes supercondutoras na dinâmica VAv

Nesta seção serão apresentados os estudos relacionados com a distribuição das correntes supercondutoras nas amostras simuladas. Assim, primeiramente o foco será nas curvas da Figura 16 para a amostra *gapless* tal que $t = d = w = 2\xi(0)$. Ainda que, no estado completamente supercondutor. As curvas da Figura 16 foram obtidas para o módulo de J_s fixando na posição $x = 6\xi(0)$ e varrendo ao longo do eixo y . A parte escura representa a região da constrição da amostra. Fica evidente que, independentemente do valor da corrente J aplicada, J_s se concentra exatamente na constrição, tal como foi sugerido quando da proposição da introdução da constrição.

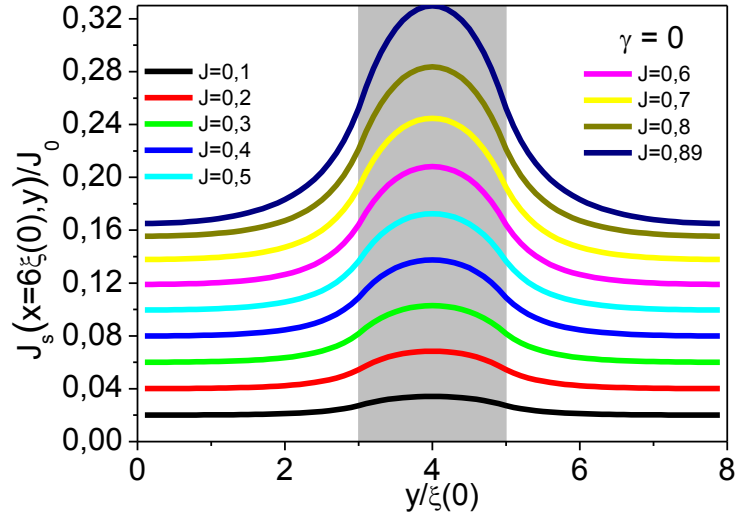


Figura 16 – Distribuição da corrente supercondutora em $x = 6\xi(0)$ ao longo da posição y no estado Meissner de um sistema *gapless* com $t = d = w = 2\xi(0)$. A área escura representa a região da constrição.

Da mesma forma, para o sistema *gap-like* nas condições $t = d = w = 2\xi(0)$ e para o estado Meissner foi levantada a distribuição de J_s tal como mostrada na Figura 17. O comportamento é idêntico ao do sistema *gapless*.

A Figura 18 mostra o mapeamento de J_s nas duas amostras evidenciando o acúmulo de correntes na constrição. As linhas indicam o percurso de J_s pela amostra. Como a constrição é feita por “fendas rasas”, as quais apresentam uma supercondutividade com T_c menor do que a matriz, há correntes supercondutoras fluindo por elas também.

Primeiramente, o sistema foi estudado ainda no estado Meissner, agora será abordado o comportamento da corrente dentro do supercondutor em seus respectivos J_c . Na

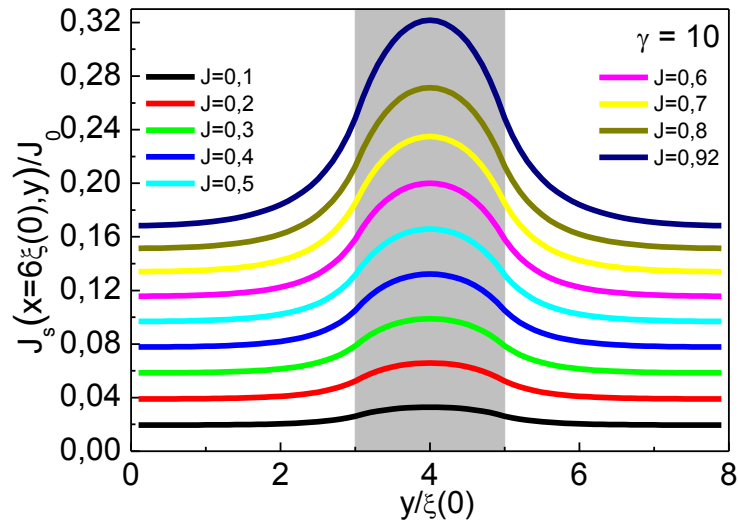


Figura 17 – Distribuição da corrente supercondutora em $x = 6\xi(0)$ ao longo da posição y no estado Meissner de um sistema *gap-like* com $t = d = w = 2\xi(0)$. A área escura representa a região da constrição.

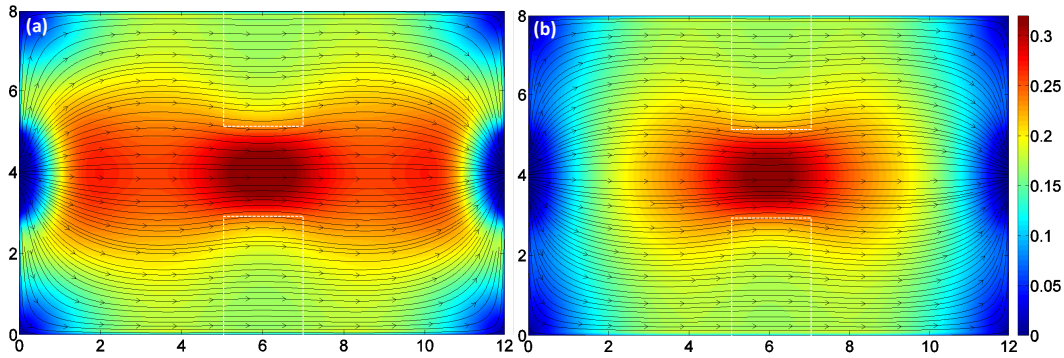


Figura 18 – Imagem da corrente supercondutora no sistema (a) *gapless* com $J = 0,89J_0$ e (b) *gap-like* com $J = 0,92J_0$, no qual a cor próxima do vermelho indica maior densidade de corrente supercondutora e quanto mais próximo do azul escuro indica menor densidade de corrente supercondutora. As setas pretas indicam a direção e o sentido da corrente.

Figura 19 mostra-se um sistema *gapless* com $t = d = w = 2\xi(0)$ com o mapeamento do módulo da densidade de corrente supercondutora em $x = 6\xi(0)$ e variando y .

As numerações de I à VII, indicam a sequência temporal dentro do mesmo valor de corrente. Nota-se que é possível mapear a localização do par de VAv ao longo do tempo, ou seja, como o vórtice é um ponto na amostra onde $\psi = 0$, então não há corrente supercondutora passando pelo seu núcleo. Dessa forma ao observar os pontos nos quais $y = 0$, identifica-se a localização do vórtice e do antivórtice. Com isso, a curva I da Figura 19 indica o início da dinâmica de formação e aniquilação do par de VAv. Observa-se que o vórtice e o antivórtice entram pelas laterais da amostra e, no momento em que estão

se formando é aquele onde há o maior acúmulo de J_s no centro da amostra. Conforme o vórtice e o antivórtice se movem para o centro da amostra, a corrente supercondutora no centro vai diminuindo (veja a sequência de I à VII) como esperado, $J_s = 0$ no centro da constrição no momento da aniquilação, (veja Figura 19 curva VII).

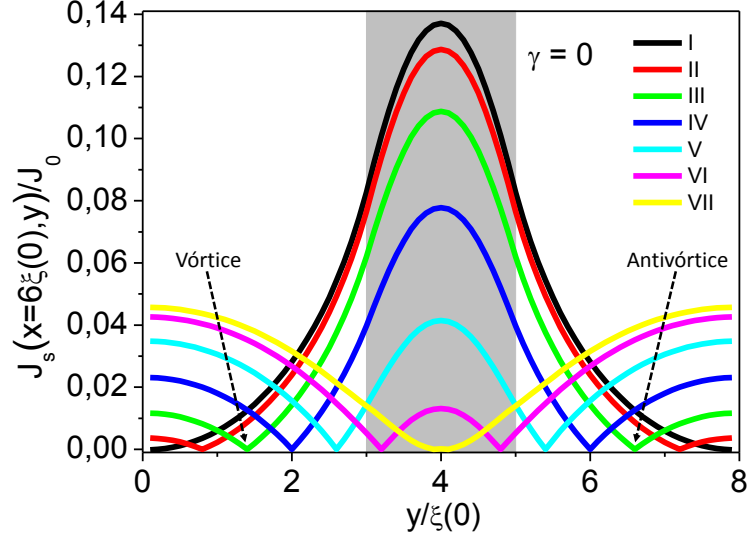


Figura 19 – Módulo da corrente supercondutora em $x = 6\xi(0)$ pela posição y para corrente em $J = 0,895J_0$ em um sistema *gapless* com $t = w = d = 2\xi(0)$. As numerações de I à VII indicam a evolução temporal sem variar a corrente.

Na Figura 20 mostra-se a mesma dinâmica que a apresentada na Figura 19, contudo, usando o mapeamento da variação logarítmica do $|\psi|$. Em tal figura, a cor próxima do vermelho indica o estado supercondutor pleno e quanto mais próximo do azul escuro, indica o estado normal. Assim, analogamente ao mostrado na Figura 19, o início da dinâmica é dado em (I) com a nucleação do par VAV nas laterais da amostra. Estes se dirigem ao centro da amostra (II) à (VI), onde se aniquilam (VII). A numeração romana na legenda da Figura 19 condiz com a mesma posição do vórtice ilustrada na Figura 20.

As mesmas análises realizadas para o sistema *gapless* foram feitas para um sistema *gap-like* como mostrado na Figura 21. Embora o comportamento geral seja o mesmo, nota-se que há uma saturação do valor de J_s nas bordas da amostra. Associamos esse fato à relaxação de ψ pois, enquanto para $\gamma = 0$ a restauração da supercondutividade é praticamente instantânea após o núcleo do vórtice (antivórtice) se mover, para $\gamma = 10$ há um tempo para isso ocorrer. Contudo como a velocidade (veremos mais adiante) do par é muito alta, a aniquilação ocorre antes da total recuperação da supercondutividade local.

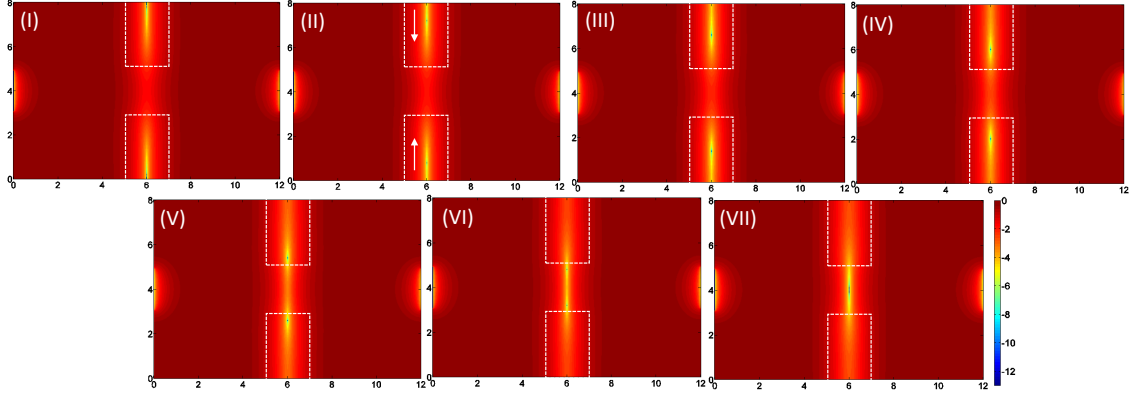


Figura 20 – Dinâmica do par de vórtice e antivórtice cinemático em um sistema *gapless* com $t = w = d = 2\xi(0)$ em $J = 0,895J_0$, se iniciando em (I) e seguindo ordenadamente até sua aniquilação em (VII).

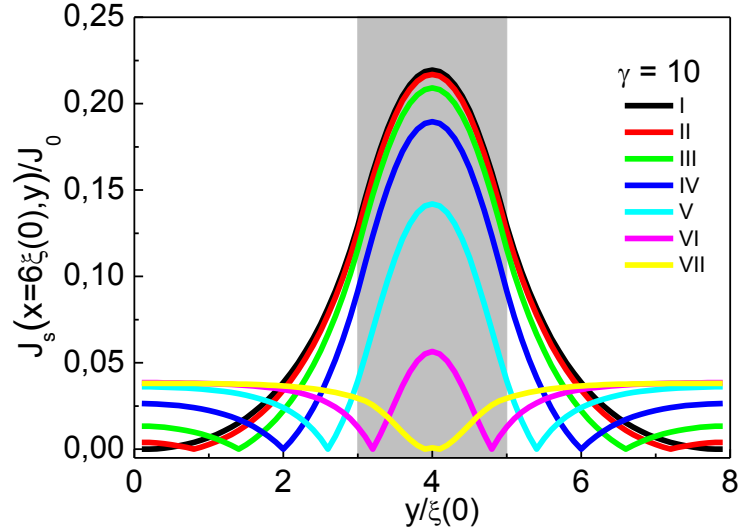


Figura 21 – Módulo da corrente supercondutora em $x = 6\xi(0)$ pela posição y para corrente em $J = 0,925J_0$ em um sistema *gap-like* com $t = w = d = 2\xi(0)$. As numerações de I à VII indicam a evolução temporal sem variar a corrente aplicada.

4.2.3 Velocidade média

Embora a dinâmica VAv para amostras *gapless* e *gap-like* seja semelhante, mostrar-se-á nessa seção que as velocidades médias são bem distintas. Na Figura 22 mostram-se as curvas das velocidades médias em função da densidade de corrente aplicada, do vórtice, registradas para os sistemas *gap-like* e *gapless*. Para se ter noção do quão altas são, as velocidades foram usadas em unidades reais. Para tal, como $v_0 = \frac{\xi(0)}{t_{GL}(0)}$ considerou-se o material como sendo Nb cujo $\xi(0) = 10nm$ e t_{GL} dado pela equação $t_{GL}(0) = \pi\hbar/k_B T_c u$.

Na Figura 22 mostram-se as curvas da velocidade média (em m/s) em função da corrente aplicada. Como as correntes entre t diferentes são distintas, uma comparação direta não é possível. Contudo, comparando t iguais e amostras diferentes vemos que, para um mesmo J (por exemplo $J = 1, 2J_0$) a velocidade do vórtice na amostra *gap-like* pode chegar até 80% maior do que no *gapless*.

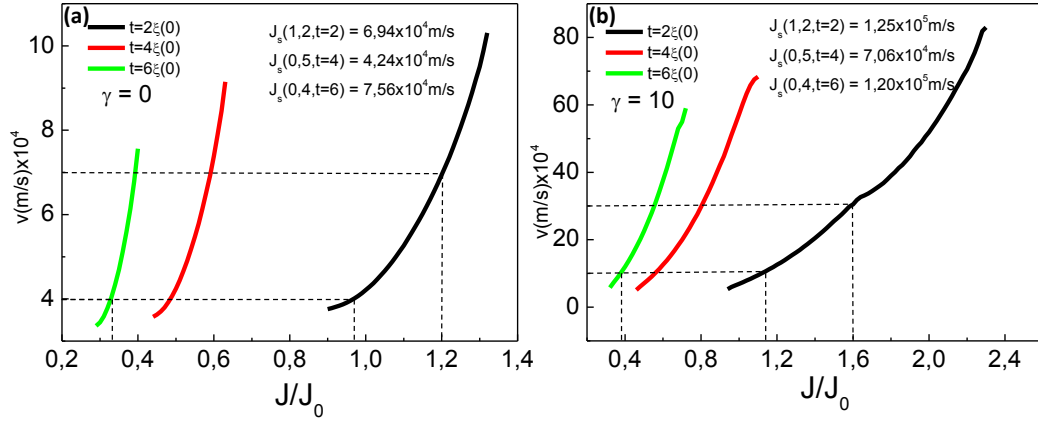


Figura 22 – Velocidade média dos sistemas (a) *gapless* e (b) *gap-like* no qual as diferentes cores das linhas representam as variações no tamanho do contato metálico.

Para ambos os sistemas nota-se que, quanto maior é o contato metálico, uma determinada velocidade é atingida para J menores. Como J_{c1} é menor para t grandes significa que a supercondutividade local fica mais depreciada. Com isso, o vórtice (ou antivórtice) encontra menos oposição para o seu movimento, justificando a velocidade de $4 \times 10^4 \text{ m/s}$ ($1 \times 10^5 \text{ m/s}$) para uma corrente de $0,33J_0$ ($0,38J_0$) para $t = 6\xi(0)$ para a amostra *gapless* (*gap-like*), enquanto que para $t = 2\xi(0)$, essa velocidade é atingida para $J = 0,97J_0$ ($J = 1,12J_0$) na mesma amostra.

Sabe-se que quanto maior a corrente aplicada no supercondutor, maiores serão as velocidades dos vórtices. Como o sistema *gap-like* possui um J_{c2} maior do que o sistema *gapless*, as velocidades dos vórtices nele podem ser uma ordem de grandeza maior.

4.3 Variação do tamanho do defeito

Após as análises realizadas a partir da variação do tamanho do contato metálico, estudou-se a influência do tamanho da constricção na dinâmica dos vórtices cinemáticos.

Na Figura 23, mostra-se a curva $\varphi(J)$ e a resistência diferencial, $d\varphi/dJ$, em função da densidade de corrente para um sistema *gapless* onde o tamanho da constrição foi variado. O tamanho do contato metálico foi fixado em $t = 2\xi(0)$.

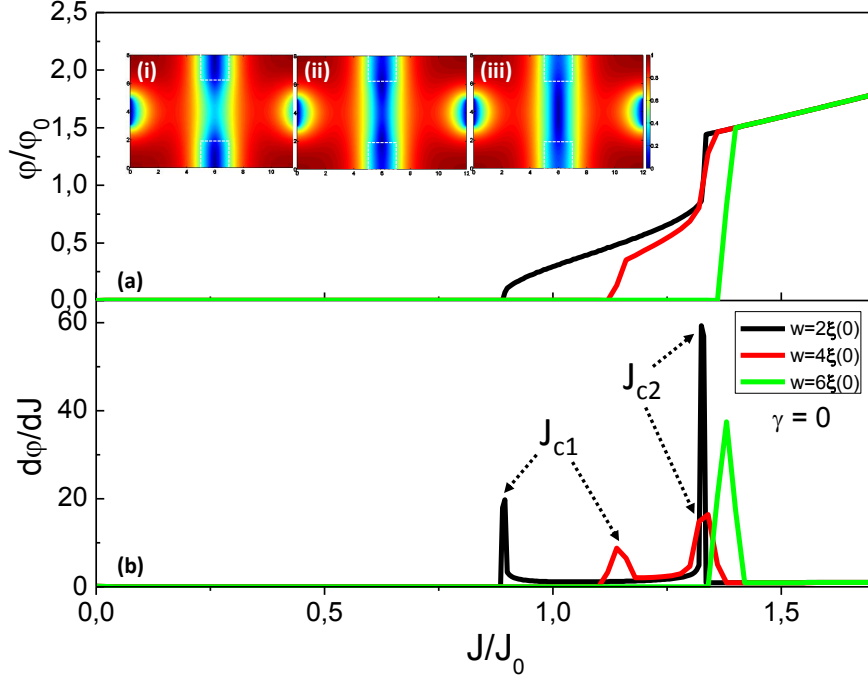


Figura 23 – Curva da voltagem (a) e da resistência diferencial(b) em função da corrente aplicada (ambas normalizadas) para um sistema *gapless*. Foram variados o tamanho das constrições mantendo-se fixo o tamanho do contato metálico em $t = 2\xi(0)$. O inset mostra a dinâmica da imagem do $|\psi|$ para $w = 4\xi(0)$ no momento em que o par de VAv penetra na amostra (i), até que ambos caminham para o centro da amostra (ii) e por fim se aniquilam no centro (iii).

A linha preta, representa o sistema com a constrição em $w = 2\xi(0)$, o que significa ser a menor constrição dentre as analisadas (vide Figura 8), onde $J_{c1} = 0,895J_0$. A linha vermelha, representa o sistema com $w = 4\xi(0)$ e $J_{c1} = 1,14J_0$. Já a linha verde, representa o sistema com $w = 6\xi(0)$, onde percebe-se que o mesmo não apresenta estado resistivo, não havendo, assim, a presença da dinâmica de VAv. Note que, para as amostras com $w = 2$ e $4\xi(0)$, J_{c1} aumenta expressivamente com o aumento de w , porém, a faixa de correntes onde há o estado resistivo, diminui. Por outro lado, J_{c2} pouco se altera. Já a amostra com $w = 6\xi(0)$ apresenta um J_{c2} um pouco mais intenso do que o apresentado pelas outras amostras.

No inset da Figura 23 mostram-se imagens do mapeamento do $|\psi|$ ao longo da primeira dinâmica VAV do sistema com $w = 4\xi(0)$. Não há alteração na dinâmica dos pares de VAv com relação ao que já foi descrito anteriormente nas seções 4.2.1, i.e., o par

de VAv inicialmente se forma nas laterais do sistema (i), caminham em direção ao centro (ii) e se aniquilam no centro da amostra (iii).

Na Figura 24 mostra-se o mesmo, ou seja, a curva $\varphi(J)$ e a resistência diferencial $d\varphi/dJ$ para um sistema *gap-like*. Nela, $w = 2\xi(0)$ é representado pela linha preta, tendo o valor de $J_{c1} = 0,92J_0$; $w = 4\xi(0)$ é representado pela linha vermelha e possui $J_{c1} = 1,20J_0$ e, por fim, $w = 6\xi(0)$ representado pela linha verde e com o valor de $J_{c1} = 1,46J_0$.

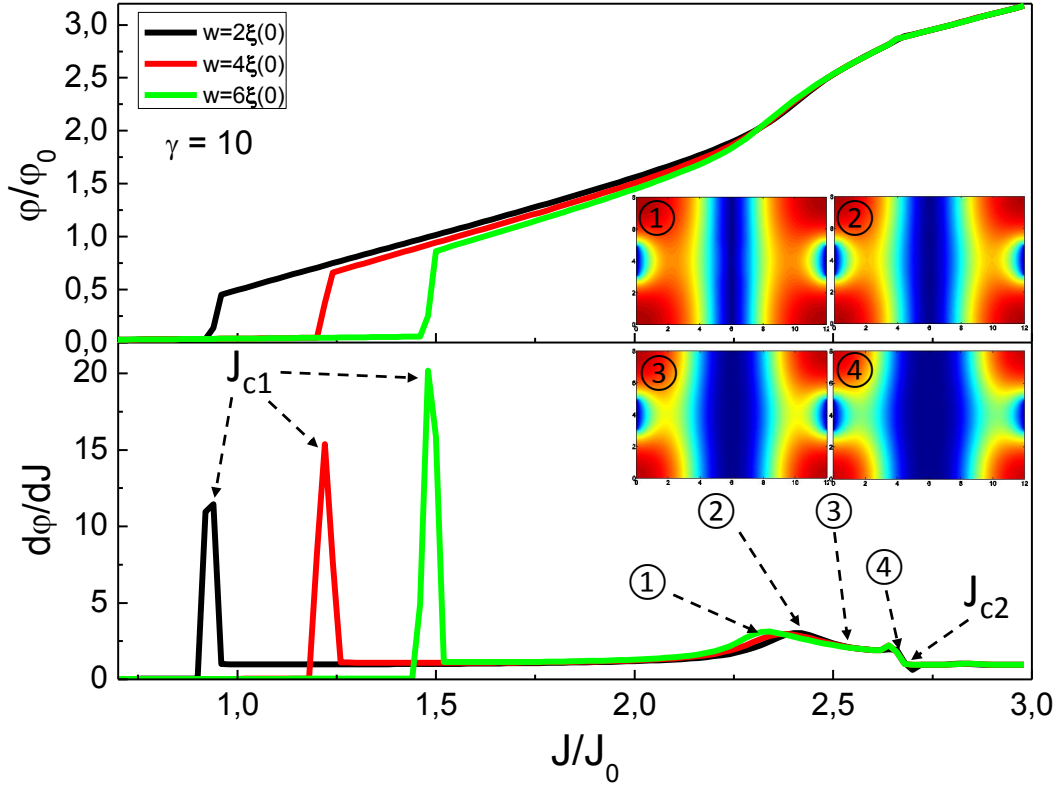


Figura 24 – Curva da voltagem e da resistência diferencial em função da corrente aplicada (normalizadas) para um sistema *gap-like*. Foram variados o tamanho das constrições mantendo-se fixo o tamanho do contato metálico em $t = 2\xi(0)$. O inset mostra a dinâmica da imagem do $|\psi|$ para $w = 2\xi(0)$, no qual a sequência de 1 à 4 mostra a variação da faixa resistiva no centro da amostra.

Da mesma forma como analisado no sistema anterior (*gapless*), com o aumento de w também é verificado que a faixa entre o J_{c1} e J_{c2} diminui. Nota-se que para os sistemas com $w = 4\xi(0)$ e $w = 6\xi(0)$ têm exatamente o mesmo valor de $J_{c2} = 2,66J_0$, ainda assim, para o sistema com $w = 2\xi(0)$ tem-se o valor da corrente crítica em $J_{c2} = 2,68J_0$, ou seja, para os sistemas analisados são encontrados valores muito próximos de J_{c2} .

Diferente do sistema *gapless*, no sistema *gap-like* foi encontrada uma região no qual denominou-se por “estado parcialmente normal”. Tal região ocorre para valores muito

próximos de J_{c2} e pode ser identificada a partir do segundo pico da curva de resistência diferencial. Os insets da Figura 24 mostram o estado parcialmente normal do sistema com $w = 2\xi(0)$. A sequência numérica de 1 à 4 indica a dinâmica do aumento da faixa resistiva presente no material, conforme a corrente aplicada é aumentada. No inset 1 é apresentada a imagem do $|\psi|$ para $J = 2,34J_0$, no inset 2 tem-se $J = 2,44J_0$, no inset 3 é observado $J = 2,54J_0$ e por fim, no inset 4 a corrente possui o valor de $J = 2,64J_0$, muito próximo de seu J_{c2} . É importante destacar que foram apresentadas aqui apenas as imagens do $|\psi|$ do sistema com $w = 2\xi(0)$ devido à semelhança com as dinâmicas dos sistemas com $w = 4\xi(0)$ e $w = 6\xi(0)$.

Na Tabela 3 mostram-se os valores de I_{c1} e I_{c2} que foram calculados da mesma forma da Tabela 2. O cálculo da corrente elétrica é dado por $I = J.t$, notando que, diferente, das análises onde foram variados o tamanho do contato metálico, aqui os valores de I_{c1} são bem distintos, enquanto para I_{c2} , não há alteração (exceção para $w = 6\xi(0)$). Como o sistema *gapless* com $w = 6\xi(0)$ não apresenta o estado resistivo, então no lugar do valor de I_{c1} foi colocado o símbolo $\times$, já I_{c2} , foi calculado para o valor em que a supercondutividade deixa de existir, ou seja, $J = 1,4J_0$.

Tabela 3 – Valores de I_{c1} e I_{c2} de acordo com a variação da constrição.

Constrição	I_{c1} em $\gamma = 10$	I_{c1} em $\gamma = 0$	I_{c2} em $\gamma = 10$	I_{c2} em $\gamma = 0$
$w = 2\xi(0)$	$1,84I_0$	$1,78I_0$	$5,36I_0$	$2,66I_0$
$w = 4\xi(0)$	$2,40I_0$	$2,28I_0$	$5,32I_0$	$2,68I_0$
$w = 6\xi(0)$	$2,92I_0$	$\times$	$5,32I_0$	$2,80I_0$

Ainda assim há uma relação entre os valores de I_{c2} dos sistemas *gapless* e *gap-like*, onde um é praticamente o dobro do outro.

4.3.1 Dinâmica dos vórtices cinemáticos variando w

Embora as dinâmicas VAv sejam idênticas às analisadas anteriormente, apresenta-se aqui alguns dados da dinâmica para o caso em que w foi variado. Na Figura 25 (a) mostra-se que, para todas as curvas, a posição inicial é dada em $8\xi(0)$, o que indica que a formação do vórtice cinemático (e consequentemente do antivórtice) ocorre pela lateral da amostra.

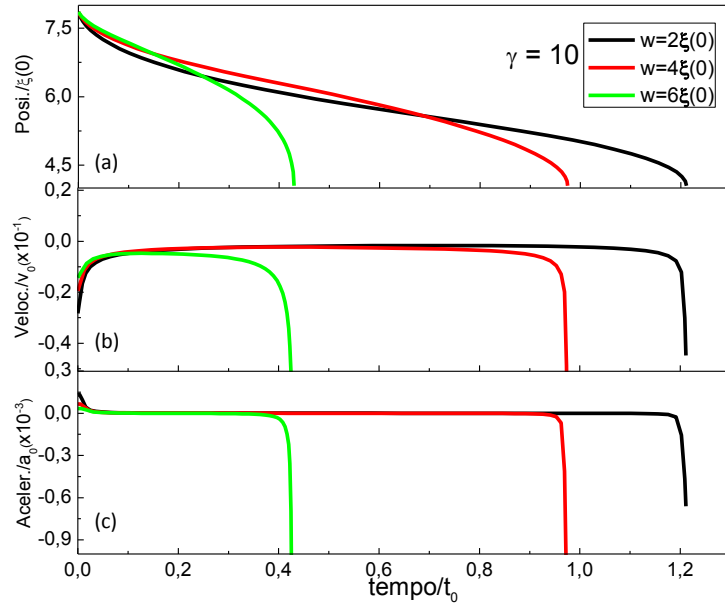


Figura 25 – Cinemática do vórtice cinemático. A curva preta é para $w = 2\xi(0)$, a vermelha para $w = 4\xi(0)$ e a verde para $w = 6\xi(0)$. (a) a posição do vórtice cinemático em função do tempo, (b) a dependência temporal da velocidade instantânea e (c) a aceleração em função do tempo. Todas as curvas foram obtidas para os respectivos valores de J_{c1} .

4.3.2 Velocidade média

Nessa seção, apresenta-se o comportamento da velocidade média dos vórtices cinemáticos conforme o tamanho da constrição foi alterado.

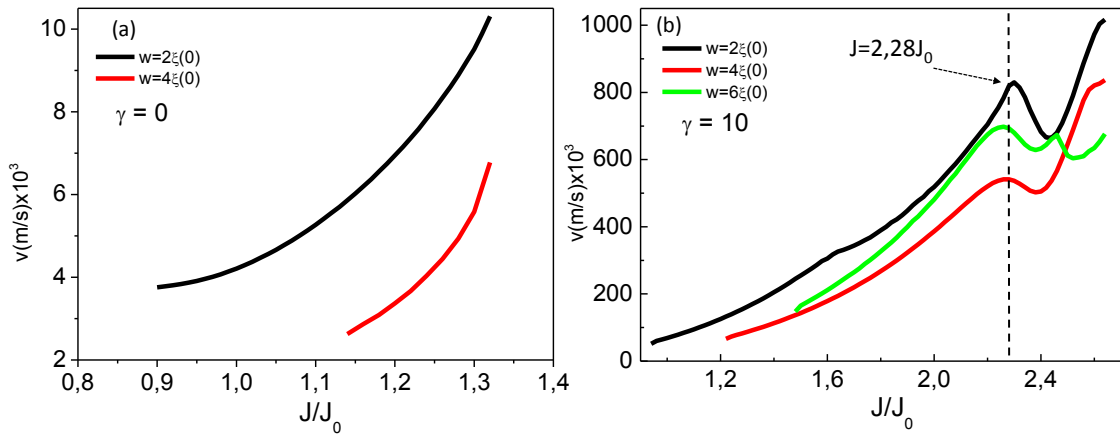


Figura 26 – Velocidade média do sistema *gap-like* no qual as diferentes cores das linhas representam as variações no tamanho da constrição.

Na Figura 26 (a), é mostrado o comportamento da velocidade média, v em função de J para a amostra *gapless*. Para ambos os w 's, v aumenta com J , contudo, para $w = 4\xi(0)$

as velocidades são menores. Associamos isso ao fato de que o par VAv ter que se mover por uma região supercondutora mais extensa. Como para $w = 6\xi(0)$, a amostra transiciona diretamente para o estado normal, então não há a dinâmica VAv.

Para o sistema *gap-like*, mostrado na Figura 26 (b), v aumenta com J até próximo a $J = 2,28J_0$ (curva para $w = 2\xi(0)$) após esse ponto, decai apreciavelmente. Isso ocorre devido às amostras entrarem no estado parcialmente normal, no qual a supercondutividade está bem mais degradada do que para correntes menores. Assim, as correntes supercondutoras em torno dos vórtices cinemáticos são menos intensas e, então, a interação entre o V e o Av também é menos intensa, refletindo numa diminuição da velocidade média. Contudo, a velocidade média volta a aumentar após certo valor de J por conta do aumento da Força de Lorentz sobre os vórtices cinemáticos.

Ainda para o sistema *gap-like*, a curva da velocidade média para $w = 6\xi(0)$ apresenta dois picos. O primeiro, em $J = 2,26J_0$, e o segundo, em $J = 2,46J_0$, o que mostra uma diminuição da velocidade média seguida de um aumento. A Figura 27, mostra o mapeamento de $\log |\psi|$ para $w = 4\xi(0)$, focado na região da constrição. É possível visualizar a mudança no formato dos pares de VAv conforme a variação de sua velocidade. Em (a) é apresentada a imagem do VAv para $J = 2,26J_0$, no primeiro pico da curva; em (b) é mostrada a imagem na qual a velocidade média do vórtice está diminuindo. Nota-se que há uma leve alteração na extensão da cor azul na vizinhança do V e do Av. Em (c) tem-se a imagem no momento em que a velocidade média aumenta novamente. Adicionalmente, as imagens de (d) a (f) mostram o mapeamento do $\log |\psi|$ para o segundo pico. Nota-se, também, a mesma depreciação de $|\psi|$ conforme a velocidade do vórtice (e do antivórtice) diminui e volta a aumentar. A essa variação da velocidade média, também é associado, tal como descrito no parágrafo anterior, à uma competição entre o estado supercondutor mais degradado devido à presença de corrente de transporte e a Força de Lorentz sobre o par VAv, devida à essa mesma corrente.

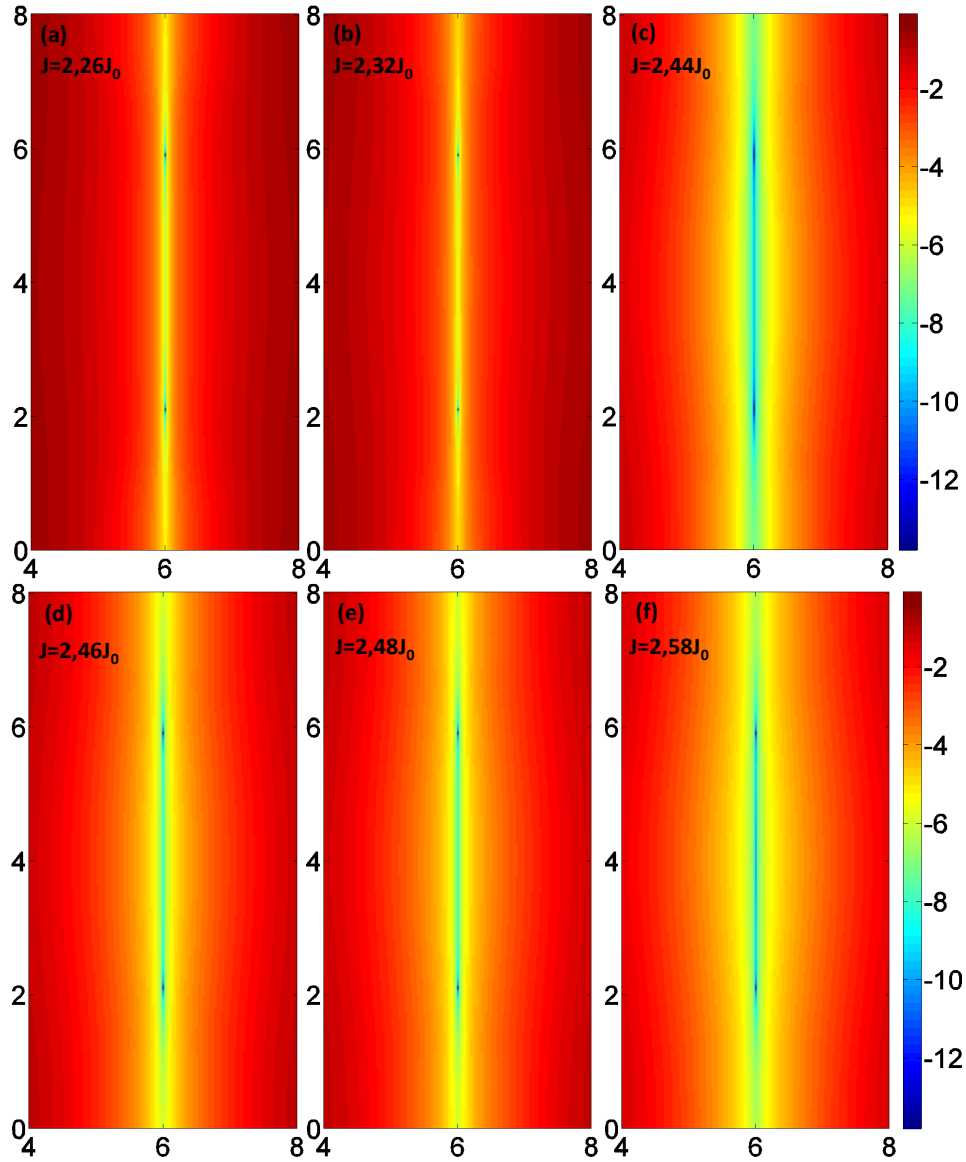


Figura 27 – Mapeamento de $|\psi|$ onde é ilustrada a dinâmica VAv referente aos intervalos de corrente de $J = 2,26J_0$ à $J = 2,58J_0$, da curva vermelha, $w = 4\xi(0)$, da Figura 26 (b), com destaque para a região da constrição. De (a) a (c) mostra o comportamento de $|\psi|$ na primeira variação da velocidade média e, de (d) a (f), na segunda variação. Essa variação está associada a uma competição entre estado supercondutor degradado e Força de Lorentz. Quando a velocidade é maior, $|\psi|$ fica mais depreciado (aumento da coloração azul ao redor do vórtice).

5 Conclusão

Como os objetivos deste trabalho foram o de analisar as diferentes dinâmicas dos VAv cinemáticos em sistemas supercondutores, abaixo seguem as conclusões.

Em sistemas *gapless* prístinas não houve o surgimento de estados resistivos (VAv), enquanto que, para sistemas *gap-like*, a dinâmica dos pares de VAv surge com o aumento da corrente de transporte aplicada. O estado resistivo foi encontrado apenas nos supercondutores *gap-like* prístinos devido à maior degradação do $|\psi|$ na região central do sistema.

Quando são inseridas constrições nos sistemas *gapless*, eles passam a apresentar estados resistivos. Isso ocorre devido à degradação do $|\psi|$ gerada pela presença das constrições. Porém, quando são inseridas constrições de $w = 6\xi(0)$, de tamanho muito próximo do tamanho lateral da amostra, o sistema supercondutor não apresenta o estado resistivo, isso ocorre devido a degradação $|\psi|$ gerada pela constrição não ser suficiente para a nucleação dos pares de VAv.

Diferente das referências [18, 23], em todos sistemas estudados não foi encontrada a mudança de sentido do movimento dos pares de VAv i.e., em todas as situações analisadas nesse trabalho, foram verificadas apenas um tipo de dinâmica do surgimento dos vórtices cinemáticos: eles se formam na borda da amostra e se aniquilam no centro da mesma.

À medida que aumentam-se o tamanho dos contatos metálicos t , observa-se que J_{c1} aumenta tanto para sistemas *gapless* quanto para os *gap-like*.

Variando, por sua vez, o tamanho da constrição w presente no material, observa-se que em ambos os sistemas (*gapless* e *gap-like*) ocorre um comportamento inverso daquele quando ha a variação do tamanho do contato metálico. Para w s maiores é observado um valor maior no J_{c1} do sistema, além de que também há uma diminuição na faixa de correntes para as quais ocorre o estado resistivo (quando comparado entre sistemas com valores de w menores). Importante destacar, também, a inexistência do estado resistivo em sistemas *gapless* com $w = 6\xi(0)$.

Os valores de I_{c1} entre os sistemas *gapless* e *gap-like* não apresentaram variação expressiva, i.e. os estados resistivos surgem nos sistemas em valores muito próximos um do outro, quando se varia o tamanho dos contatos metálicos ao se manter da constrição fixo.

Assim como descrito na Ref. [18], as amostras *gap-like* também apresentam um estado parcialmente normal. Nesse caso vê-se que a supercondutividade é expressiva apenas nas quinas da amostra supercondutora.

A pesquisa realizada já foi parcialmente apresentada em forma de pôster em eventos do ano de 2017, como a Vortex em Natal – RN, Encontro Nacional da Matéria Condensada em Búzios – RJ e no evento de comemoração aos 20 anos do Programa de Pós Graduação de Ciência dos Materiais da Unesp de Ilha Solteira. Ainda em 2018 esses estudos serão divulgados na integra no Encontro de Outono da SBF além de artigos científicos. Os resultados aqui obtidos contribuem para o avanço no estudo das dinâmicas de VAv cinemáticos, uma vez que, até então, não se tem na literatura a possibilidade da formação de estados resistivos tal como *phase slips* em supercondutores do tipo *gapless*. Aplicações tecnológicas onde o presente estudo pode ser utilizado são no funcionamento de dispositivos do tipo "*single photon detectors*" e naqueles onde o controle de estados resistivos em sistemas supercondutores são importantes.

Referências

- 1 DELFT, D. V. *Freezing Physics: Hieke Kamerlingh Onnes and the Quest for Cold*. [S.l.]: Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen, 2007. Citado na página 10.
- 2 OSTERMANN, F.; FERREIRA, L. M.; CAVALCANTI, C. J. d. H. Tópicos de física contemporânea no ensino médio: um texto para professores sobre supercondutividade. *Revista brasileira de ensino de física*. Vol. 20, n. 3 (set. 1998), p. 270-284, 1998. Citado na página 10.
- 3 MEISSNER, W.; OCHSENFELD, R. Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit. *Naturwissenschaften*, Springer, v. 21, n. 44, p. 787-788, 1933. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 15.
- 4 LONDON, F.; LONDON, H. The electromagnetic equations of the supraconductor. In: THE ROYAL SOCIETY. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. [S.l.], 1935. v. 149, n. 866, p. 71-88. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 16.
- 5 GINZBURG, V. L.; LANDAU, L. D. *Teor. Fiz*, v. 20, n. 1064, 1950. Citado na página 10.
- 6 ABRIKOSOV, A. A. Magnetic properties of superconductors of the second group. *Sov. Phys.-JETP (Engl. Transl.)(United States)*, v. 5, n. 6, 1957. Citado na página 11.
- 7 BARDEEN, J.; COOPER, L. N.; SCHRIEFFER, J. R. Theory of superconductivity. *Physical Review*, APS, v. 108, n. 5, p. 1175, 1957. Citado na página 11.
- 8 BEDNORZ, J. G.; MÜLLER, K. A. Possible hightc superconductivity in the ba-la-cu-o system. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, Springer, v. 64, n. 2, p. 189-193, 1986. Citado na página 11.
- 9 ANDRONOV, A. et al. Kinematic vortices and phase slip lines in the dynamics of the resistive state of narrow superconductive thin film channels. *Physica C: Superconductivity*, Elsevier, v. 213, n. 1-2, p. 193-199, 1993. Citado 3 vezes nas páginas 11, 26 e 27.
- 10 BERDIYOROV, G.; MILOŠEVIĆ, M.; PEETERS, F. Spatially dependent sensitivity of superconducting meanders as single-photon detectors. *Applied Physics Letters*, AIP, v. 100, n. 26, p. 262603, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 26.
- 11 ONNES, H. K. Communications from the physical laboratory at university of leiden. *Applied Physics Letters*, p. 122B,124C, 1911. Citado na página 13.
- 12 JR, C. P.; FARACH, H.; CRESWICK, R. Superconductivity academic. *New York*, p. 60, 1995. Citado 4 vezes nas páginas 13, 15, 18 e 19.
- 13 TINKHAN, M. *Introduction to Superconductivity*. 2. ed. [S.l.]: McGraw-Hill Book Co, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 18.
- 14 MACHADO, K. D. *Teoria do Eletromagnetismo*. 1. ed. [S.l.]: Editora UEPG, 2004. Citado na página 17.

- 15 GOR'KOV, L. P. Microscopic derivation of the ginzburg-landau equations in the theory of superconductivity. *Sov. Phys. JETP*, v. 9, n. 6, p. 1364–1367, 1959. Citado na página 18.
- 16 B., S. S. N. K. J. *Superconductivity*. 1. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, USA, 1999. Citado na página 22.
- 17 IVLEV, B.; KOPNIN, N. Theory of current states in narrow superconducting channels. *Physics-Uspekhi*, Turpion Ltd, v. 27, n. 3, p. 206–227, 1984. Citado na página 26.
- 18 BERDIYOROV, G.; MILOŠEVIĆ, M.; PEETERS, F. Kinematic vortex-antivortex lines in strongly driven superconducting stripes. *Physical Review B*, APS, v. 79, n. 18, p. 184506, 2009. Citado 4 vezes nas páginas 26, 27, 59 e 60.
- 19 BERDIYOROV, G. et al. Finite-size effect on the resistive state in a mesoscopic type-II superconducting stripe. *Physical Review B*, APS, v. 79, n. 17, p. 174506, 2009. Citado na página 26.
- 20 HE, A. et al. The guidance of kinematic vortices in a mesoscopic superconducting strip with artificial defects. *Superconductor Science and Technology*, IOP Publishing, v. 29, n. 6, p. 065014, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 27.
- 21 BERDIYOROV, G.; MILOŠEVIĆ, M.; PEETERS, F. Tunable kinematics of phase-slip lines in a superconducting stripe with magnetic dots. *Physical Review B*, APS, v. 80, n. 21, p. 214509, 2009. Citado na página 26.
- 22 BERDIYOROV, G. et al. Dynamics of current-driven phase-slip centers in superconducting strips. *Physical Review B*, APS, v. 90, n. 5, p. 054506, 2014. Citado na página 27.
- 23 BARBA-ORTEGA, J.; SARDELLA, E.; ZADOROSNY, R. Influence of the degennes extrapolation parameter on the resistive state of a superconducting strip. *Physics Letters A*, Elsevier, 2017. Citado 3 vezes nas páginas 27, 28 e 59.
- 24 SCHMID, A. *Physiks kondensierten materie* 5, 302. 1966. Citado na página 29.
- 25 KRAMER, L.; WATTS-TOBIN, R. Theory of dissipative current-carrying states in superconducting filaments. *Physical Review Letters*, APS, v. 40, n. 15, p. 1041, 1978. Citado na página 32.
- 26 WATTS-TOBIN, R.; KRÄHENBÜHL, Y.; KRAMER, L. Nonequilibrium theory of dirty, current-carrying superconductors: phase-slip oscillators in narrow filaments near T_c . *Journal of Low Temperature Physics*, Springer, v. 42, n. 5, p. 459–501, 1981. Citado 2 vezes nas páginas 32 e 33.