

Introdução a Supercondutores Granulares Artificiais: Redes de Junções Josephson

Introduction to artificial superconducting systems: Josephson junction arrays

F. M. Araújo-Moreira*, W. Maluf, G. M. Cecato, e L. F. Kawashita

Grupo de Materiais e Sensores, Departamento de Física,

Centro Multidisciplinar de Desenvolvimento de Materiais Cerâmicos - CMDMC,

Universidade Federal de São Carlos, Caixa Postal 676, São Carlos, SP, 13565-905, Brasil

P. Barbara

Physics Department, Georgetown University

Washington DC, 20057-1228, USA

A. B. Cawthorne

Neocera, Inc., Beltsville MD, USA

A. Nielsen e C. J. Lobb

Center for Superconductivity Research, Department of Physics,

University of Maryland, College Park MD, 20742-4111 USA

Recebido em 23 de julho, 2002. Aceito em 19 de setembro, 2002.

Redes de junções Josephson são dispositivos supercondutores com importantes aplicações tanto em tecnologia quanto em ciência básica. Neste artigo mostramos como estes dispositivos funcionam, suas propriedades magnéticas e de transporte, e como através das quais é possível estudar propriedades ainda controversas dos sistemas supercondutores granulares tais como o *Efeito Meissner Paramagnético* (PME), a *Avalanche de Vórtices* (VA) e outros efeitos relacionados com a granularidade.

Arrays of Josephson junctions are powerful superconducting devices with both technological and basic applications. In this review article, we describe how these devices work as well as their transport and magnetic properties. We also show how they can be used to explain some of the controversial properties of granular superconducting systems, like *Paramagnetic Meissner Effect* (PME), *Vortex Avalanche* (VA) and other granularity-related effects.

I Introdução

Na atualidade, uma das áreas de maior desenvolvimento que utiliza materiais supercondutores é aquela relacionada com o projeto, a construção e a caracterização de dispositivos nanoestruturais visando a fabricação de sensores e detetores. Nesse desafio tecnológico tanto a ciência quanto a engenharia dos materiais utilizadas no processo são de crucial importância. Um grande número de aplicações tecnológicas de baixo custo seria viável se dispuséssemos de fontes de radiação eletromagnética compactas, sintonizáveis e efi-

cientes, na faixa de frequências de 100 GHz – 1 THz. Além da vantagem óbvia de estender o espectro de frequências disponíveis tecnologicamente, existem importantes aplicações potenciais, como por exemplo dispositivos que permitem a comunicação segura satélite-satélite (através da escolha de uma frequência fortemente absorvida pela atmosfera), dispositivos sem fio para comunicação em alta velocidade, fontes de radiação para caracterizar sensores e para espectroscopia de materiais eletrônicos e osciladores locais para receptores em circuitos integrados do tipo *single-chip*.

* Autor para correspondência; Fax: (16) 261-4835; endereço eletrônico: faraujo@df.ufscar.br

Fontes de corrente no limite inferior de frequências incluem diodos dos tipos Gunn e IMPATT. Entretanto estes dispositivos apresentam características muito pobres em termos de eficiência e sintonia. Por outro lado, são disponíveis fontes de laser no limite superior de frequências, mas estas fontes não são sintonizáveis. Em geral são muito grandes e ainda a potência de saída é baixa. Assim, não existem ainda dispositivos adequados para as aplicações mencionadas, e por isso estruturas baseadas em *junções Josephson* (JJ) são boas candidatas para atuarem como osciladores na faixa de frequências proposta. A principal característica destas estruturas visando aplicações tecnológicas é o fato de que, quando uma voltagem constante V_{DC} é aplicada a uma *junção Josephson*, aparece uma corrente que oscila a uma frequência ν da forma

$$\nu = \frac{2e}{h} V_{DC} = 483. V_{DC} \frac{\text{GHz}}{\text{mV}}, \quad (1)$$

onde h é a constante de Planck e e é a carga do elétron. Redes de junções Josephson (JJA) também têm sido extensivamente utilizadas em Física básica no estudo de transições de fase em sistemas bidimensionais [1]. Dentre estes, um dos mais estudados têm sido o sistema dos materiais supercondutores [2], dada a analogia que ambos apresentam. Neste trabalho mostramos alguns exemplos de propriedades magnéticas de JJA que visam a entender propriedades ainda controversas de sistemas supercondutores granulares, tanto convencionais (LTS) quanto de alta temperatura crítica (HTS).

II Supercondutividade e Junções Josephson

A interpretação da supercondutividade como sendo um fenômeno quântico macroscópico, foi introduzida por F. London em 1935. A teoria de Ginzburg-Landau (GLT) formulada em 1950 forneceu um enorme volume de informação em relação aos mecanismos responsáveis pela supercondutividade. Esta teoria teve como principal ponto a modificação da teoria de London (LT), e se baseou na introdução de um parâmetro dependente da posição Ψ , que seria uma medida da ordem (parâmetro de ordem) da fase supercondutora. A diferença da teoria prévia (teoria do dois fluidos, TFM), proposta por Casimir e Gorter em 1934, é que o parâmetro de ordem introduzido por Ginzburg e Landau é complexo, e pode ser considerado como uma função de onda associada aos portadores supercondutores (chamados superelétrons ou também pares de Cooper). Gorkov mostrou em 1959 que Ψ é proporcional ao valor do *gap* de energia Δ . A teoria BCS (1957) introduz uma escala de energias, onde os dois elétrons participantes do par de Cooper estão ligados com uma energia igual a 2Δ , tipicamente da ordem de 10^{-3} eV para supercondutores convencionais ($T_C \leq 25$ K). Assim, uma

única função de onda é associada com um número macroscópico de elétrons que consideramos condensados no mesmo estado quântico. Isto significa que o estado supercondutor pode ser visto como um estado quântico macroscópico. Dessa maneira estaremos trabalhando com partículas (os superelétrons) que possuem carga e massa efetivas m^* e e^* , que podem ser descritas como um todo por uma função de onda macroscópica dada por

$$\psi = \rho^{1/2} \exp(i\phi), \quad (2)$$

em que ϕ é a fase comum para todas as partículas e ρ representa a densidade do macro-estado $|x\rangle$

$$\langle s | \psi * \psi | s \rangle = |\psi|^2 = \rho |s\rangle, \quad (3)$$

A densidade de corrente elétrica pode ser escrita, na presença de um campo magnético, como

$$\vec{J} = \frac{e^*}{m^*} \left[\frac{i\hbar}{2} (\psi \nabla \psi * - \psi * \nabla \psi) - \frac{e^*}{c} \vec{A} |\psi|^2 \right] \quad (4)$$

em que c é a velocidade da luz. Da teoria BCS (1957) temos que $m^* = 2m$ e $e^* = 2e$ (onde m e e são a massa e a carga eletrônicas, respectivamente), o que leva a

$$\vec{J} = \rho \frac{e}{m} \left[\hbar \nabla \phi - \frac{2e}{c} \vec{A} \right]. \quad (5)$$

A invariância de calibre requer que, sob qualquer transformação do potencial vetor A e do potencial escalar U , os observáveis físicos devem permanecer invariáveis

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \nabla \chi, \quad (6)$$

$$\vec{U} \rightarrow \vec{U} - \frac{\partial \chi}{\partial t}. \quad (7)$$

Isto significa que é válida a transformação de fase

$$\phi \rightarrow \phi + \frac{2e}{\hbar c} \chi. \quad (8)$$

A escolha dos valores constantes do escalar χ não afeta os valores do potencial, mas apenas os valores do fator de fase. Arbitrariamente, podemos dar valores para fase num determinado ponto, mas isto significará que a fase de todos os outros pontos esteja automaticamente determinada (ordenamento de longo alcance dos valores da fase). Obviamente, variações espaciais do valor da fase ϕ , descrevem diferentes estados de corrente de transporte no supercondutor. Para um sistema em equilíbrio a invariância de calibre leva necessariamente a que Ψ seja dependente do tempo. A evolução temporal de Ψ em condições estacionárias obedece a equação usual dada por

$$i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E \psi. \quad (9)$$

Como pode ser observado da teoria microscópica de Gorkov (1959), a quantidade E é equivalente a duas

vezes o valor do potencial eletroquímico μ . Este valor representa o mínimo de energia requerida para adicionar mais um par de Cooper ao sistema. Assim, podemos escrever

$$\psi(r, t) = \psi(r) \exp \left[\frac{-2i\mu t}{\hbar} \right]. \quad (10)$$

Consideramos dois supercondutores S_L e S_R separados por uma distância macroscópica. Nesta situação, a fase dos supercondutores pode mudar independentemente. Na medida em que ambos são colocados mais e mais próximos, e quando a separação entre eles é da ordem de algumas dezenas de Angstroms (30 Å), observa-se a circulação de quase-partículas de um a outro supercondutor (*single electron tunneling*). Reduzindo ainda mais a separação entre S_L e S_R , para distâncias tipicamente menores do que 10 Å, também circularão entre eles pares de Cooper. Este fenômeno de tunelamento de pares de Cooper entre os dois materiais supercondutores através de uma fina barreira isolante (I) é denominado *tunelamento Josephson*. Neste caso, as fases entre ambos supercondutores não podem mais ser consideradas independentes uma da outra, e o sistema total S_L - I - S_R pode ser considerado como um único supercondutor. Este fenômeno é conhecido como supercondutividade fraca em função dos baixos valores envolvidos dos parâmetros críticos. A teoria de Josephson está ligada diretamente a sistemas supercondutores fracamente acoplados. Assim, o sistema formado por dois supercondutores fracamente acoplados através de uma fina película isolante é chamado *junção Josephson*. Em 1962, B. D. Josephson previu que seria possível o tunelamento de pares de Cooper neste tipo de estruturas, e que o mesmo poderia ser modelado através de certas equações. Estas equações relacionam a corrente de tunelamento I_S com a voltagem V através da junção via a diferença de fase $\delta\phi$ das funções de onda macroscópicas que descrevem ambos supercondutores:

$$I_S = I_0 \sin \delta\phi, \quad (11)$$

$$\frac{d\delta\phi}{dt} = \frac{2\pi}{\Phi_0} V. \quad (12)$$

Nestas equações I_0 é uma constante correspondente à máxima corrente ou corrente crítica, que depende das características dos supercondutores que formam a junção, e Φ_0 é o *quantum de fluxo*,

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2.07 \times 10^{-7} \text{ gauss cm}^2$$

A Fig. 1 mostra a seção reta de uma junção Josephson. Os dois materiais supercondutores que formam a junção estão separados por uma barreira isolante de espessura $2a$. Cada supercondutor tem espessura (b_1 e b_2) muito maior do que as respectivas profundidades de penetração λ_1 e λ_2 .

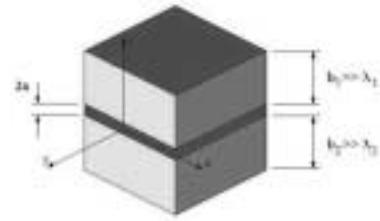


Figura 1. Seção reta de uma junção Josephson.

As relações de Josephson são locais e geralmente $\delta\phi \neq 0 = \text{constante}$. Uma corrente finita com valor máximo igual a I_0 poderá fluir através da barreira, mas com $V = 0$ (efeito Josephson DC). O efeito Josephson foi observado pela primeira vez em 1963 por Anderson e Rowell.

A corrente de tunelamento contém um termo linear correspondente de quase-partículas [$\sigma_0 V$] e um termo [$\sigma_1 V \cos \delta\phi$] relacionado com os efeitos de interferência entre quase-partículas e pares de Cooper que pode ser escrita como

$$I = I_0 \sin \delta\phi + [\sigma_0 (V, T) + \sigma_1 (V, T) \cos \delta\phi] V. \quad (13)$$

Neste caso σ_0 e σ_1 são a parte real e a parte imaginária da condutividade complexa, respectivamente ($\sigma = \sigma_0 + i\sigma_1$). Para valores de corrente de transporte menores do que a corrente crítica, a voltagem através da junção é zero, como previsto pelo efeito Josephson DC. Quando a corrente ultrapassa o valor I_0 a voltagem da junção passa para o valor V_g , (voltagem do gap) que depende da energia do gap Δ de cada supercondutor de acordo com a relação

$$V_g = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{e}. \quad (14)$$

Para valores $V > V_g$, a corrente é transportada principalmente por quase-partículas e a parte correspondente na curva $I \times V$ é descrita pela resistência do estado normal.

Existem diferentes maneiras de produzir uma junção fraca (*weak link*) entre dois supercondutores (Fig. 2). Como mencionado anteriormente, um tipo de junção fraca é obtido “sanduichando” uma fina película isolante entre dois materiais supercondutores (*tunnel junction*). A barreira pode ser feita a partir da oxidação do filme da base ou pela deposição de camadas adicionais de um metal oxidado, de um semiconductor ou de um metal normal. Tipicamente, quando utilizado material isolante, a espessura da barreira é de alguns nanômetros. Para uma barreira feita de material semiconductor ou normal, ela possui espessura de 10 a 100 vezes maior. Outro exemplo de junção Josephson é a estrutura conhecida como microponte. Essa

estrutura é constituída de um único filme supercondutor com um grande estreitamento, tipicamente menor que o comprimento de coerência supercondutor ξ , tal que o parâmetro de ordem é suprimido nessa região. O último exemplo de junção Josephson é aquele denominado de junção de contacto pontual.

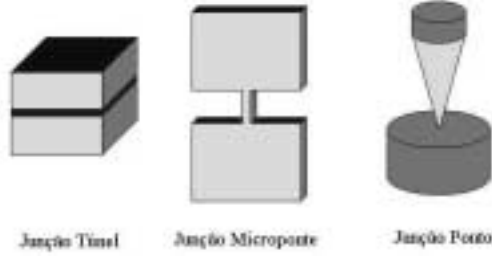


Figura 2. Tipos de junções.

III Efeito do Campo Magnético numa junção Josephson

Vejamos agora o efeito de um campo magnético H aplicado à junção ao longo da direção y (Fig. 3). Para isso, tomando como base a equação [4] calculamos a diferença de fase entre dois pontos com coordenadas x e $(x + dx)$

$$\nabla\phi_{L,R} = \frac{2e}{\hbar c} \left[\frac{mc}{2e^2\rho} \vec{J}_s + \vec{A} \right] \quad (15)$$

o que nos leva a

$$\phi_{R_a}(x) - \phi_{R_b}(x + dx) = \frac{2e}{\hbar c} \int_{C_R} \left(\vec{A} + \frac{mc}{2e^2\rho} \vec{J}_s \right) \cdot d\vec{l}, \quad (16)$$

$$\phi_{L_b}(x + dx) - \phi_{L_a}(x) = \frac{2e}{\hbar c} \int_{C_L} \left(\vec{A} + \frac{mc}{2e^2\rho} \vec{J}_s \right) \cdot d\vec{l}, \quad (17)$$

Admitindo que a espessura do filme supercondutor é muito maior que a profundidade de penetração de London, os contornos C_L e C_R podem ser estendidos fora da região de penetração onde a densidade de corrente de blindagem J_S desaparece.

As porções de C_L e C_R na região de penetração podem ser escolhidas como sendo perpendiculares à J_S . A partir destas considerações, podemos desprezar os segundos termos nas integrais das Eqs, (16) e (17), e teremos que

$$\phi(x + dx) - \phi(x) = \frac{2e}{\hbar c} \left[\int_{C_L} (\vec{A} \cdot d\vec{l}) + \int_{C_R} (\vec{A} \cdot d\vec{l}) \right]. \quad (18)$$

Ainda, desprezando a espessura da barreira, temos que

$$\phi(x + dx) - \phi(x) = \frac{2e}{\hbar c} \oint (\vec{A} \cdot d\vec{l}). \quad (19)$$

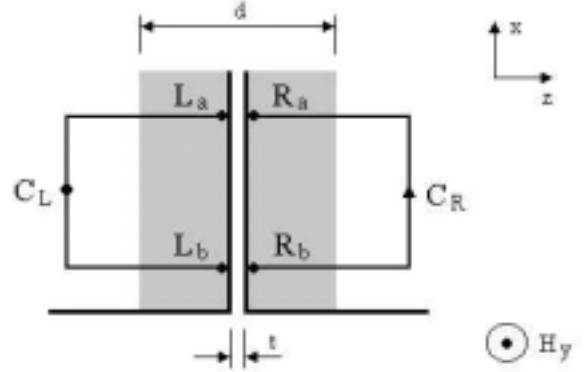


Figura 3. Campo aplicado à junção.

A integral de linha pode ser substituída pela integral de superfície do campo magnético

$$\oint (\vec{A} \cdot d\vec{l}) = H_y(\lambda_R + \lambda_L + t) dx. \quad (20)$$

Em termos diferenciais, temos que

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{2eH_y}{\hbar c}(\lambda_R + \lambda_L + t) dx, \quad (21)$$

em que λ_R , λ_L e t são as profundidades de penetração de London e a espessura da barreira, respectivamente.

Integrando a Eq. (21), temos que

$$\phi - \phi_0 = D \frac{2e}{\hbar c} H_y x. \quad (22)$$

Nesta equação, definimos

$$D = \lambda_R + \lambda_L + t, \quad (23)$$

como a penetração magnética. Então, das Eqs. (11) e (22), obtemos que

$$J = J_0 \sin \left[D \frac{2e}{\hbar c} H_y x + \phi_0 \right] \quad (24)$$

Esta equação indica que a supercorrente de tunelamento é *modulada espacialmente* pelo campo magnético. Devido ao caráter periódico da Eq. (24), pode-se concluir imediatamente que existem condições para as quais a corrente de tunelamento líquida é nula. Por exemplo, uma junção retangular que apresenta uma distribuição de corrente de tunelamento uniforme para campo zero, exibirá uma dependência com o campo

magnético aplicado similar ao clássico diagrama de Fraunhofer (Fig. 4).

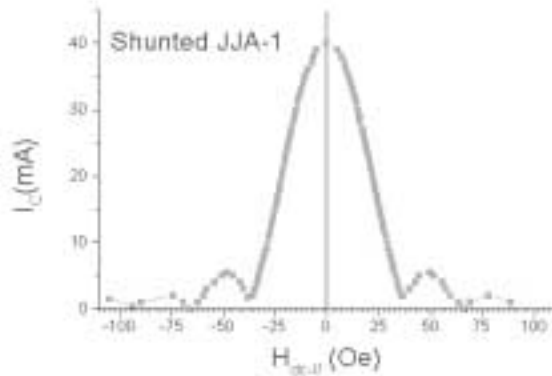


Figura 4. Diagrama de Fraunhofer.

A expressão analítica para $I(H)$ será então dada por

$$I(H) = I_0 \left| \frac{\sin \frac{\Phi}{\Phi_0} \pi}{\frac{\Phi}{\Phi_0} \pi} \right|, \quad (25)$$

em que $\Phi = HLD$. Isso significa que os valores dos pontos de mínimo na curva de difração de Fraunhofer, acontecem em valores múltiplos de Φ_0 .

IV Degraus de Fisk

É possível obter diferentes tipos de estados dinâmicos envolvendo a propagação de fluxóides em conjuntos de junções Josephson acopladas. Assim, distinguimos entre modos ressonantes (*Zero field steps* e *Fiske steps*), e o modo *flux-flow* unidireccional. Os modos ressonantes aparecem em junções supra-amortecidas onde o comprimento de decaimento das ondas refletidas nas junções depende do parâmetro de supra-amortecimento α . O movimento dos fluxóides é governado pela corrente de transporte através das forças de Lorentz. Um fluxóide gera um pulso de energia eletromagnética quando atinge a fronteira da junção tal que a propagação periódica dos fluxóides produz a emissão de radiação.

Na ausência de campo magnético externo, a curva $I \times V$ apresenta uma série de ramificações (Fig. 5). Estas peculiaridades na curva são denominadas de (ZFS) e são numerados em ordem crescente a partir daquele que se apresenta na voltagem mais baixa. O estado dinâmico correspondente pode ser descrito em termos de um ou mais fluxóides propagando na junção e sendo refletidos como anti-fluxóides nas bordas.

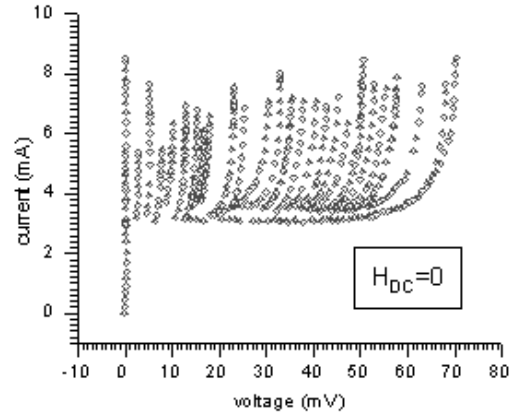


Figura 5. Ramificações da curva $I \times V$.

Os anti-fluxóides propagam-se no sentido oposto, na direção da outra borda onde eles serão refletidos como fluxóides, e assim o mecanismo começa novamente. A voltagem DC correspondente a esse estado pode ser avaliada facilmente a partir das Eqs. (11) e (12), considerando que em cada reflexão a fase aumenta 4π , e que o tempo correspondente é dado por um período de oscilação dado por

$$T = \frac{2L}{u}. \quad (26)$$

Nesta equação, L é o comprimento da junção e u é a velocidade do fluxóide. Para um número n de fluxóides a voltagem DC associada é dada por

$$V_{DC}^n = \frac{\hbar}{2e} \frac{2\pi u n}{L}. \quad (27)$$

Aumentando a corrente de transporte através da junção aumentará a voltagem de cada *degrau* até o valor limite que corresponde a $u = \bar{c}$. Este estado gera a emissão de microondas numa frequência $f = nu/2L$.

Na presença de um campo magnético aparecem nas curvas $I \times V$ os denominados degraus de Fiske (FS) na forma de ramificações com altura fortemente dependente da intensidade do campo aplicado. A dinâmica correspondente é explicada em termos da propagação de fluxóides seguidos pela reflexão de ondas de plasma geradas nas bordas e propagando-se em forma reversa na direção da outra borda onde novos fluxóides são criados. Neste caso, a voltagem DC é a metade da voltagem correspondente ao processo ZFS de mesma ordem. Os FS também aparecem em junções de comprimentos pequeno e médio. Neste caso, a largura dos fluxóides é comparável com o comprimento da junção. A dinâmica nesse estado está relacionada com a interação linear da corrente Josephson com os modos ressonantes da cavidade. O regime de *flux-flow* consiste no movimento unidireccional viscoso dos fluxóides que são nucleados num dos extremos da junção pelo campo magnético aplicado,

formando uma rede de fluxóides Josephson propagando na junção. Este estado também aparece como um degrau na curva $I \times V$ (FFS) cuja voltagem é dada por

$$V_{DC} = uH_e d, \tag{28}$$

em que d é a espessura magnética ($d = 2\lambda_L + t$, onde t é a espessura da barreira isolante e λ_L é a profundidade de penetração).

V Redes de Junções Josephson

Quando as junções descritas anteriormente são fabricadas formando um *arranjo* bidimensional ou tridimensional, então o conjunto forma uma *rede de junções Josephson* (JJA). Atualmente, as redes com maior número de aplicações tecnológicas são fabricadas com supercondutores convencionais, por exemplo nióbio e óxidos como o AlO_x . Basicamente, JJA podem ser fabricadas em dois tipos de arranjos, denominados *shunted* e *unshunted*. A diferença básica entre ambos é a existência de uma resistência de molibdênio do tipo *shunted* em paralelo com a junção. A presença dessa resistência muda completamente o valor do parâmetro de Stewart-McCumber, β_C (definido na Eq. 31). Na Fig. 6 mostramos o perfil de uma junção *shunted* de Nb – AlO_x – Nb.

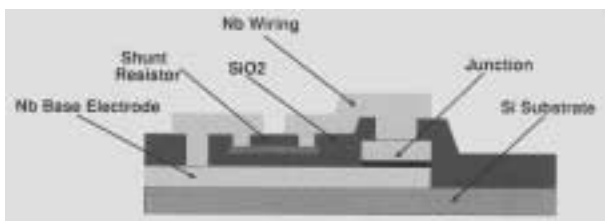


Figura 6. Perfil de uma junção *shunted* (Nb – AlO_x – Nb).

Os supercondutores sinterizados HTS são materiais granulares por natureza. Tipicamente, grãos supercondutores estão distribuídos aleatoriamente numa matriz formada por material intergranular com características e propriedades próprias (Fig. 7). Esta matriz intergranular tem sido freqüentemente associada com uma rede de junções Josephson (JJA).

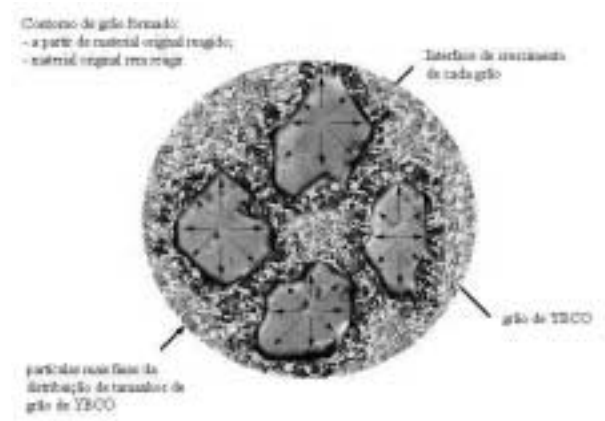


Figura 7. Matriz intergranular.

A analogia entre materiais granulares e JJA tem permitido compreender muitas das propriedades e mecanismos dos HTS. Por exemplo, as propriedades das JJA podem ser associadas diretamente com o modelo do estado crítico (CSM) [2] e com propriedades mais polêmicas como o *Efeito Meissner Paramagnético* (PME) [3-7] observado nos HTS.

Nas Figs. 8 e 9, mostramos a fotografia de uma região de uma rede formada por 100×150 junções, para um JJA do tipo *unshunted* e para um do tipo *shunted* respectivamente.

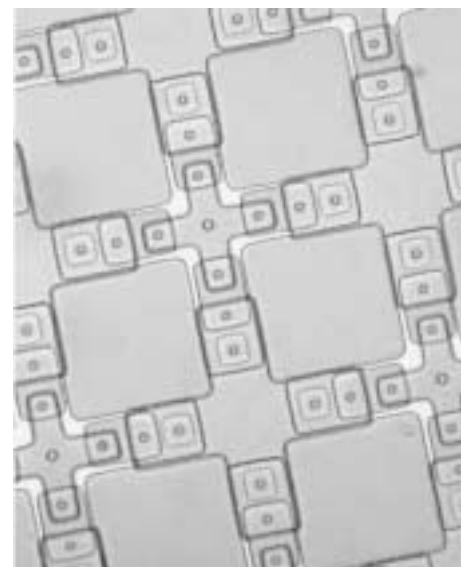


Figura 8. Região de um array 100×150 do tipo *unshunted*.

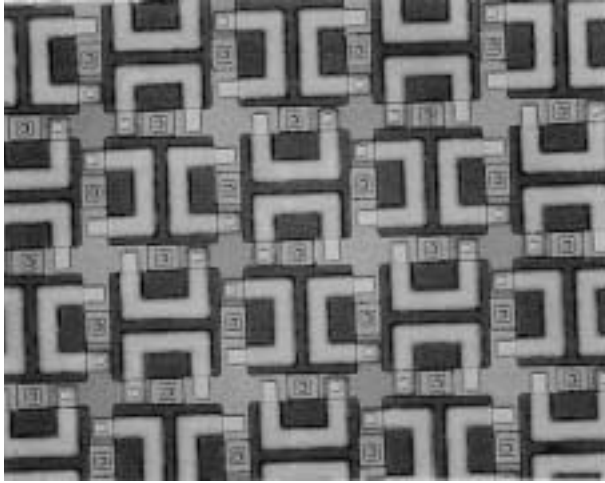


Figura 9. Região de um array 100 x 150 do tipo *shunted*.

VI Remanência Magnética em Redes de Junções Josephson

Para analisar os resultados experimentais de suscetibilidade magnética AC $\chi_{AC}(T)$, obtidos de JJA *unshunted*, podem ser realizadas simulações numéricas tomando como base apenas uma *plaquette* formada por um *loop* de quatro junções Josephson [4-6]. Para simular a resposta magnética dessa estrutura, devemos considerar a dependência com a temperatura da densidade de corrente crítica dada por

$$J_C(t) = J_C(0)(1-t)^{1/2} \tanh \left\{ \frac{1.54(1-t)^{1/2}}{t} \right\}, \quad (29)$$

em que $t = T/T_c$. Dessa maneira, mostramos que a resposta magnética de uma JJA pode ser adequadamente descrita pelo simples modelo de uma plaqueta contendo quatro JJ. Essa resposta é controlada pelos parâmetro:s

$$\beta_L(T) = \frac{2\pi I_C(T)L}{\Phi_0}, \quad (30)$$

$$\beta_C(T) = \frac{2\pi I_C(T)C_J R_J^2}{\Phi_0}, \quad (31)$$

em que L é a indutância da plaqueta, $I_C(T)$ é corrente crítica dependente da temperatura, C_J e R_J são a capacitância e a resistência shunt. Quando ambos parâmetros são maiores do que 1, tipicamente da ordem de 10 ou ainda maiores, aparece um comportamento reentrante na suscetibilidade magnética que temos associado ao efeito Meissner paramagnético (PME) [4-6].

Seguindo a mesma linha de trabalho, simulamos curvas $M(H)$ para o mesmo modelo mencionado anteriormente, baseado num *loop* contendo quatro JJ. Um exemplo dos resultados obtidos é mostrado na Fig. 10,

onde utilizamos os parâmetros $\beta_L = \beta_C = 30$, para três valores diferentes da temperatura. A partir da análise dessa figura, é evidente que se olharmos para a janela experimental correta (i.e., a temperatura) a JJA vai reter um certo momento magnético, M_r , após ter sido excitado por um campo magnético cujo valor de pico é maior do que um certo valor de corte, que depende da temperatura. Este comportamento, que pode ser razoavelmente visível para sistemas granulares supercondutores minimamente organizados, tem sido detectado em diversos sistemas tridimensionais de JJA, tanto em HTS quanto em LTS [3-5]. Assim, a ocorrência de remanência magnética é uma característica esperada em sistemas supercondutores granulares.

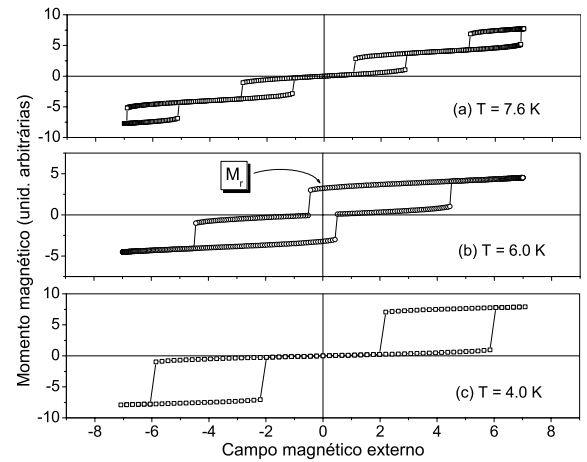


Figura 10. Simulação numérica $M(H)$ baseada num *loop* contendo quatro JJ, para $\beta_L = \beta_C = 30$, para (a) $T = 7.6$ K, (b) $T = 6.0$ K, and (c) $T = 4.0$ K a partir da análise desta figura, na janela experimental correta (i.e., a temperatura $T = 6.0$ K) a JJA vai reter um certo momento magnético, M_r , após ter sido excitado por um campo magnético cujo valor de pico é maior do que um certo valor de corte, que depende da temperatura.

VII Redes de Junções Josephson e Supercondutores Granulares

Como já mencionamos, sistemas granulares supercondutores podem ser visualizados como uma coleção de grãos supercondutores distribuídos numa matriz normal ou fracamente supercondutora. Por essa razão o termo *granularidade* está intimamente relacionado aos HTS. Através dele se justifica que as propriedades magnéticas e de transporte desses materiais se manifestam usualmente através de uma resposta que tem duas ou mais componentes. No caso de duas componentes, a primeira delas (em temperatura mais alta)

representa a contribuição intragranular, que está associada às propriedades intrínsecas dos grãos supercondutores. A outra componente (em baixas temperaturas) se origina no material intergranular e está associada com a supercondutividade fraca, relacionada aos *weak links*. Neste caso, as propriedades intragranulares serão intrínsecas ao material, enquanto as intergranulares serão extrínsecas e gerarão efeitos que serão dependentes das condições de preparação do material. Isto tem permitido criar de maneira controlada defeitos nos HTS para estudar o aumento da densidade de corrente crítica, J_C , como consequência da criação de centros de ancoramento adicionais.

Dessa maneira, as junções (por exemplo, de Nb-AlO_x-Nb) de uma JJA serão equivalentes ao material intergranular (*weak link*) e as ilhas de Nb serão equivalentes ao material intragranular dos HTS.

VIII Métodos Experimentais para Caracterizar JJA

Existem vários caminhos para caracterizar redes de junções Josephson. Vamos descrever aqui as técnicas com as quais temos trabalhado diretamente. Essas consistem de curvas $I \times V$, microscopia de SQUID, diagrama de Fraunhofer I_C (H_{DC}), e suscetibilidade magnética AC, χ_{AC} .

A caracterização através da suscetibilidade magnética, foi realizada utilizando a técnica AC convencional (bobina primária e duas bobinas secundárias), numa montagem especial para amostras na forma de filmes. Neste caso o método é conhecido como método de blindagem [7], e utilizamos a montagem em forma de reflexão, como descrito por Jeanneret *et al.*[8]. Assim, uma corrente alternada alimenta a bobina primária, e o sinal de saída das bobinas secundárias (ligadas entre si em oposição de fase), é detectado com um amplificador *lock-in*. Desta maneira, e após a correspondente separação das fases, medimos duas voltagens V_L e V_R , proporcionais a χ' e χ'' , respectivamente. O campo magnético externo H_{DC} é mantido paralelo ao plano da amostra, e perpendicular ao campo h_{AC} originado na bobina primária, como mostrado na Fig. 11.

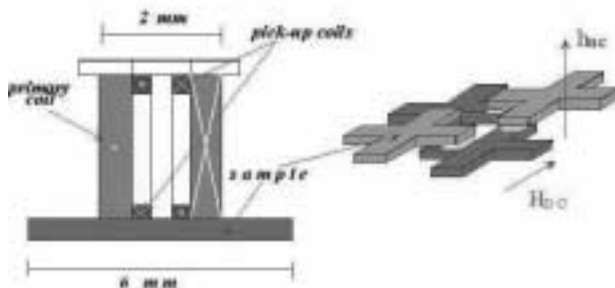


Figura 11. Montagem experimental *screening method*.

Na Fig. 12, mostramos a componente χ' da curva de suscetibilidade magnética AC vs. temperatura, para uma amostra JJA-*unshunted*. Nesta medida observamos os degraus que estariam relacionados com o fenômeno de avalanche de fluxo, observado em HTS [9,10]. Ainda na mesma figura, amplificamos a região dos degraus, mostrando que eles aparecem apenas na região de temperaturas correspondentes após o mínimo na reentrância. Quando estes degraus são suficientemente amplificados, vemos que também parecem ser reentrantes na temperatura. Eles somente aparecem nas amostras do tipo *unshunted*, o que parece estar associado ao parâmetro de McCumber (β_C) [11].

Na caracterização magnética das amostras também determinamos o diagrama de Fraunhofer, mostrado anteriormente na Fig. 4. Assim, através da técnica usual para determinação de uma curva $I \times V$, encontramos a dependência da corrente crítica I_C de cada rede *shunted* e *unshunted*, como função do campo magnético externo aplicado H_{DC} . A partir do esquema experimental mostrado na Fig. 11 vemos que H_{DC} é paralelo ao plano da amostra, ou seja, vai atuar apenas sobre a corrente crítica das junções que formam a rede, praticamente não induzindo fluxo magnético dentro das *plaquettes* formadas por *loops* de quatro junções. De acordo com nossos cálculos, o desvio do plano da amostra em relação a H_{DC} é de apenas 0.1° , o que significa menos de 1 mOe de fluxo magnético induzido na região de cada *loop* da rede.

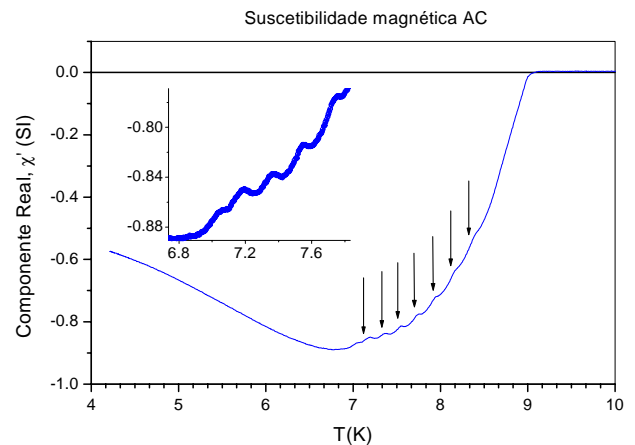


Figura 12. Componente χ' da curva de suscetibilidade magnética AC para uma amostra *unshunted*. Na inserção mostramos a amplificação da região dos degraus, onde aparecem apenas para temperaturas correspondentes após o mínimo na reentrância.

Sumário

Neste artigo abordamos os conceitos básicos da Física associada às redes de junções Josephson. Sem

dúvida que, na atualidade, a área de desenvolvimento de dispositivos supercondutores nanoestruturais é uma das mais promissoras dentro daquelas que visam a fabricação de sensores e detetores para diversos tipos de aplicações. Por outro lado, do ponto de vista de ciência básica, o estudo de redes de junções Josephson, através da equivalência em muitos aspectos com sistemas supercondutores granulares, permite o entendimento de muitas propriedades básicas ainda controversas desses sistemas, como por exemplo o efeito Meissner paramagnético (PME) ou o fenômeno de avalanche de vórtices (VA), observados nos HTS. Assim, o estudo destas estruturas, cuja grande vantagem é a de serem completamente controláveis em termos de parâmetros de fabricação, abrange problemas básicos e de aplicações. Dessa maneira, seu enorme potencial em ambas áreas as tornam elementos importantes em ciência e tecnologia.

Agradecimentos

Agradecemos à FAPESP, CNPq, National Science Foundation (NSF) e United State Air Force Office of Scientific Research (USAF-OSR) pelo suporte financeiro à pesquisa das propriedades de redes de junções Josephson.

Referências

- [1] Ch. Leemann, Ph. Lerch, G. A. Racine, e P. Martinoli, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1291 (1986); *Physics Today*, Special Issue: Superconductivity (1986); *Physics Today*, Special Issue: High-Temperature, Superconductivity (1991).
- [2] D. X. Chen and A. Sánchez, *J. Appl. Phys.* **70**, 5463 (1991).
- [3] F. M. Araújo-Moreira, A. Cawthorne, A. P. Nielsen, P. Barbara e C. J. Lobb (submetido *Phys. Rev. B*, 2002).
- [4] F. M. Araújo-Moreira, P. Barbara, A. Cawthorne e C. J. Lobb; *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4625 (1997).
- [5] F. M. Araújo-Moreira, P. Barbara, A. Cawthorne e C. J. Lobb; *Bull. of the Am. Phys. Soc.* **42**, 185 (1997).
- [6] P. Barbara, F. M. Araújo-Moreira, A. B. Cawthorne, e C. J. Lobb; *Phys. Rev. B* **60**, 7489 (1999).
- [7] J. H. Claassen, em *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*; p.405, Ed. By R. H. Hein *et al.*; Plenum Press, New York (1991).
- [8] J. L. Jeanneret, G. A. Gavilano, A. Racine, Ch. Leemann, and P. Martinoli, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 2336 (1989).
- [9] F. M. Araújo-Moreira, P. Barbara, W. Maluf, and C. J. Lobb (submetido ao *Phys. Rev. Lett.* 2002).
- [10] W. Maluf and F. M. Araújo-Moreira, *Braz. J. of Physics*, **32**, 717 (2002).
- [11] F. M. Araújo-Moreira, P. Barbara, W. Maluf, and C. J. Lobb (submetido ao *Physica C*, 2002).