

## **O EFEITO PARAMAGNÉTICO DE ALTO CAMPO NO SUPERCONDUTOR YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>: A CONTRIBUIÇÃO DA DINÂMICA DE VÓRTICES E DOS MECANISMOS DE “VORTEX-PINNING”**

**ROBERLÂNDIA DA SILVA BARROS<sup>1</sup>; RENNAN PEREIRA DE SOUZA<sup>1</sup>; FÁBIO  
TEIXEIRA DIAS<sup>1</sup>; DOUGLAS LANGIE DA SILVA<sup>1</sup>; PAULO PUREUR<sup>2</sup>;  
VALDEMAR VIEIRA DAS NEVES<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Universidade Federal de Pelotas – roberlandiabarros249@gmail.com

<sup>1</sup>Universidade Federal de Pelotas – ren\_nanps@hotmail.com

<sup>1</sup>Universidade Federal de Pelotas – diasft@gmail.com

<sup>1</sup>Universidade Federal de Pelotas – douglas.langie@ufpel.edu.br

<sup>2</sup>Universidade Federal do Rio Grande do Sul – ppureur@if.ufrgs.br

<sup>1</sup>Universidade Federal de Pelotas – vdnvieira@gmail.com

### **1. INTRODUÇÃO**

Neste trabalho relatamos resultados experimentais parciais de magnetização DC em função da temperatura  $M(T)$  e do campo magnético  $M(\mu_0 H)$  em um monocristal supercondutor de YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> (YBaCuO) onde 18% do Ba foi substituído por Sr. O propósito dessa substituição é o de modificar o potencial de aprisionamento de fluxo magnético (“vortex pinning”) do material de maneira que se possa correlacionar esta modificação a efetivação do efeito paramagnético de alto campo magnético, comumente conhecido por HFPE “high field paramagnetic effect” (RYKOV, 1997).

A manifestação do HFPE é observada no comportamento  $M(T)$  quando essa é oriunda dos procedimentos de resfriamento da amostra em campo magnético com o registro de  $M(T)$  ocorrendo durante o resfriamento, esse processo é denominado de “field cooling cooled” (FCC) e também durante o aquecimento, processo denominado de “field cooling warming” (FCW) (RYKOV, 1997). Ele é caracterizado pela resposta paramagnética, tanto de  $M_{FCC}(T)$  quanto  $M_{FCW}(T)$  a partir de um certo valor de  $\mu_0 H$  aplicado, geralmente tratando-se do YBaCuO, para  $\mu_0 H \geq 0,1T$  (MACEDO, 2014). Este comportamento de  $M_{FCC}(T)$  e  $M_{FCW}(T)$  é não usual uma vez que se esperaria que ele se mantivesse diamagnético e independente da temperatura, especialmente para temperaturas inferiores a de irreversibilidade magnética,  $T_{IRR}(\mu_0 H)$ . A origem HFPE não está totalmente compreendida e em particular, a interpretação que associa sua existência ao mecanismo de compressão de fluxo magnético (vórtices), modulado pela coexistência e competição entre os mecanismos de “vortex pinning” e “flux-creep” precisa ser pesquisada com maior intensidade (MACEDO, 2014).

Norteados por esse objetivo é que nos motivamos a realizar este estudo com o propósito de fornecer mais resultados experimentais, que somados a outros, permita estabelecer um quadro de caracterização experimental sobre a origem do HFPE em supercondutores da classe do YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>.

### **2. METODOLOGIA**

O monocristal de YBa<sub>1,63</sub>Sr<sub>0,37</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> [Y(BaSr)CuO] foi crescido através do emprego do método de auto-fluxo (MACEDO, 2014). No laboratório de materiais supercondutores (LMS) da Ufpel. As medidas de  $M(T, \mu_0 H)$  foram realizadas por um

magnetômetro SQUID [“superconducting quantum interference device”] localizado no laboratório de supercondutividade e magnetismo (LSM) da UFRGS.

Além das medidas de  $M_{FCC}(T)$  e  $M_{FCW}(T)$  também foram realizadas medidas de  $M(T)$  na modalidade “zero field cooled” (ZFC) RYKOV (1997) e LOPES (2016). Sendo assim o comportamento de  $M_{ZFC}(T)$ ,  $M_{FCC}(T)$  e  $M_{FCW}(T)$  foi realizado sobre a aplicação de  $\mu_0 H \leq 5T$ , na direção cristalográfica  $c$  do monocristal, enquanto a temperatura varia entre  $10K \leq T \leq 110K$  e vice-versa.

A identificação dos mecanismos de “vortex pinning” foi pesquisada através do comportamento da densidade de corrente crítica,  $J_c(\mu_0 H, T)$  onde a identificação do valor máximo de  $J_c$  equivale a máxima força de “vortex pinning”,  $F_p(\mu_0 H, T)$  uma vez que  $F_p = J_c \times \mu_0 H$  ROVAN (2013). O cálculo da intensidade de  $J_c$  foi obtido a partir da aplicação do modelo de Bean estendido LOPES (2016). ao comportamento dos dados obtidos das medidas de  $M(\mu_0 H)$ .

As medidas de  $M(\mu_0 H)$  também foram realizadas no magnetômetro SQUID agora mantendo fixa a temperatura e registrando os valores de  $M(\mu_0 H)$  em função da variação de  $\mu_0 H$ , o qual foi ciclado de 0 até 5T e de 5T até 0, sendo os dados de  $M(\mu_0 H)$  registrados durante esta ciclagem RYKOV (1997) e LOPES (2016).

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A figura 1a destaca o comportamento de  $M_{FCC}(T)$  (símbolos abertos) e  $M_{FCW}(T)$  (símbolos fechados) para o monocristal de Y(BaSr)CuO quando  $0,01T \leq \mu_0 H \leq 5T$  foram aplicados. Inserido nesta encontra-se o comportamento de  $J_c(\mu_0 H)$  registrado em temperaturas da faixa de  $20K \leq T \leq 80K$ . É possível verificar a identificação do valor máximo de  $J_c(\mu_0 H)$ , a qual corresponde ao máximo do valor de  $F_p(\mu_0 H)$ , pela legenda SP que significa “segundo pico” RYKOV (1997) e LOPES (2016).

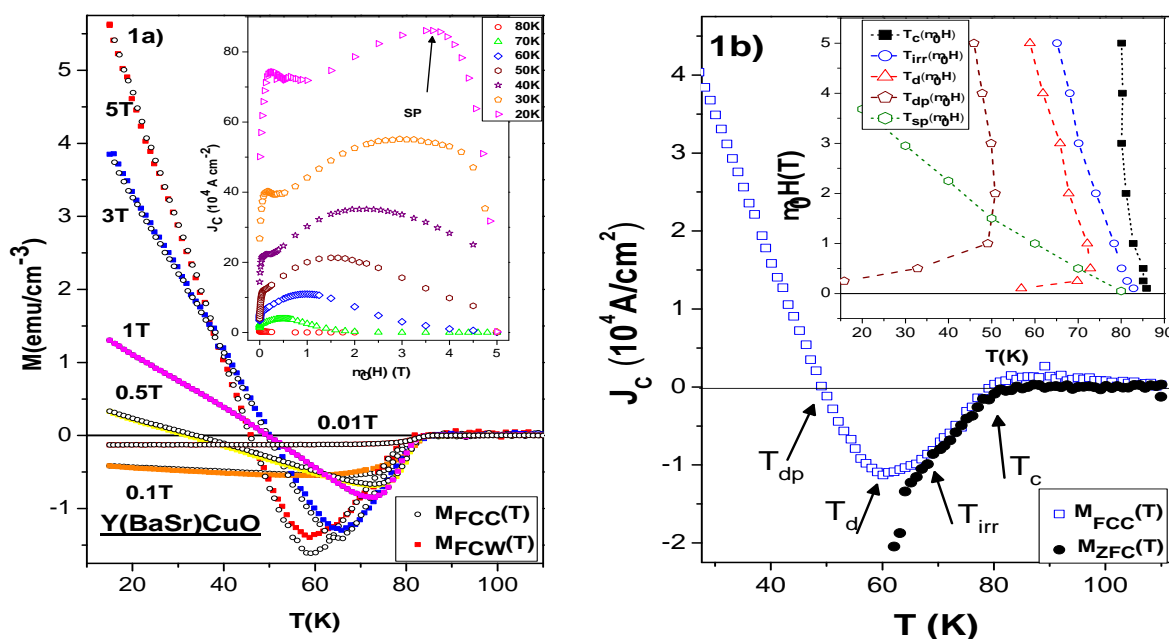


Figura 1a:  $M_{FCC}(T)$ ,  $M_{FCW}(T)$  quando  $0,01T \leq \mu_0 H \leq 5T$  são aplicados. No conjunto,  $J_c(\mu_0 H)$  para  $20K \leq T \leq 80K$  onde o segundo pico nos dados de  $J_c(\mu_0 H)$  é destacado. Figura 1b: Mostra a temperatura crítica ( $T_c$ ), temperatura irreversível ( $T_{irr}$ ), temperatura de “dip” ( $T_d$ ), temperatura de diamagnético

para paramagnético ( $T_{dp}$ ) e temperatura do segundo pico ( $T_{sp}$ ) correspondente à intensidade máxima da força de pinning nos dados de  $M_{ZFC}(T)$  e  $M_{FCC}(T)$  para  $\mu_0H = 5T$ .

Os resultados destacados na figura 1a evidenciam o comportamento usual para  $M_{FCC}(T)$  e  $M_{FCW}(T)$  para  $\mu_0H \leq 0,1T$ , ou seja, a manifestação do efeito Meissner. Necessário, a resposta de  $M(T)$  é diamagnética, o que significa que nesta configuração o fluxo magnético, arranjado na forma de vórtices, na fase mista, é quase totalmente expelido do interior do supercondutor. O montante não expelido fica aprisionado aos centros de “vortex-pinning”. No caso da amostra em questão esses podem ser em maclas, vacâncias de oxigênio, átomos de Sr não absorvidos ou existentes na estrutura supercondutora do  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  e etc RYKOV (1997) e LOPES (2016).

O comportamento de  $M_{FCC}(T)$  e  $M_{FCW}(T)$ , figura 1a, passa a deixar de ser totalmente diamagnético quando  $\mu_0H > 0,1T$  são aplicados. A intensificação desse paramagnetismo passa a aumentar significativamente a medida que  $\mu_0H > 0,5T$  são aplicados. É possível, sobre certas condições, padronizar o comportamento  $M_{FCC}(T)$  e  $M_{FCW}(T)$  a medida em que o HFPE se intensifica. Tanto  $M_{FCC}(T)$  e  $M_{FCW}(T)$  passam a apresentar um máximo no seu diamagnetismo para na sequência exibir uma diminuição gradativa deste, o qual se torna paramagnético sem demonstrar tendência a saturação até  $T = 15K$ . Por outro lado é importante verificar que o comportamento apresentado por  $M_{FCC}(T)$  e  $M_{FCW}(T)$  não é totalmente coincidente, especialmente para a faixa de temperaturas em que o máximo na resposta diamagnética é observado concomitante a caracterização do HFPE. A figura 1b ilustra o comportamento de  $J_c(\mu_0H)$ , destacando a temperatura na qual o seu máximo é registrado.

Na figura 1b encontra-se destacado o comportamento HFPE quando  $\mu_0H = 1T$  é aplicado. Em conjunto com o comportamento de  $M_{FCC}(T)$  está a  $M_{ZFC}(T)$ . Ao longo dos comportamentos de  $M_{ZFC}(T)$  e  $M_{FCC}(T)$  são identificadas diversas temperaturas, algumas delas já contextualizadas em parágrafos anteriores, como:  $T_c(\mu_0H)$ ,  $T_{irr}(\mu_0H)$ ,  $T_d(\mu_0H)$  e  $T_{dp}(\mu_0H)$ . Tanto  $T_c$ ,  $T_d$  e  $T_{dp}$  são definidas diretamente na figura sendo que  $T_d$  é a temperatura de “dip”, marca o máximo de magnetização diamagnética ao passo que  $T_{dp}$  é a temperatura que marca a mudança de  $M_{FCC}(T)$  e  $M_{FCW}(T)$  de diamagnética para paramagnética. Já  $T_{irr}$  é a temperatura de irreversibilidade magnética. Esta temperatura diferencia a dinâmica de vórtices (fluxo magnético) na fase mista de um supercondutor do tipo II, como o  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , onde os vórtices se movimentam livres do mecanismo de “vortex-pinning” quando  $T > T_{irr}$  e por outro lado, eles são aprisionados por este para  $T \leq T_{irr}$  RYKOV (1997) e LOPES (2016).

Inserida na figura 1b encontra-se o diagrama  $\mu_0H-T$  onde os comportamentos das temperaturas  $T_c(\mu_0H)$ ,  $T_{irr}(\mu_0H)$ ,  $T_d(\mu_0H)$  e  $T_{dp}(\mu_0H)$  encontram-se em destaque.

Ao se analisar o resultado destacado pela figura para  $J_c(\mu_0H)$  é possível sugerir que o HFPE ocorre para  $T < T_{irr}$  o que indica que ele está sujeito a atuação dos mecanismos de “vortex-pinning”. Por outro lado, a disposição dos dados de  $T_d$  e  $T_{dp}$ , dentro do aceitável, apresenta perfil semelhante o que pode indicar que o mecanismo responsável pela manifestação do HFPE mantêm-se inalterado a medida em que o campo magnético aplicado é intensificado, apenas têm seu perfil reproduzido para temperaturas mais baixas. Além disso, quando se compara a disposição dos dados de  $T_{sp}$  com  $T_d$  e  $T_{dp}$  é possível sugerir que a intensificação de

$T_d(\mu_0H)$  e  $T_{dp}(\mu_0H)$  as quais ocorrem, aproximadamente, para  $\mu_0H \sim 0,25T$  e  $\mu_0H \sim 1T$ , respectivamente, coincidem, dentro do limite experimental adotado, com a suave mudança do comportamento linear de  $T_{sp}(\mu_0H)$ . Sendo a primeira, correspondendo a  $T_d$ , em  $\mu_0H \sim 0,5T$  e a segunda, correspondendo a  $T_{dp}$ , em  $\mu_0H \sim 1T$ .

#### 4. CONCLUSÕES

Os resultados preliminares da magnetização em função do campo magnético e da temperatura no cristal único  $Y(BaSr)CuO$  mostram que 18% de substituição parcial de Ba por Sr melhora a força do potencial de pinning e está, consequentemente, associada à origem do HFPE em nossa amostra. Este aprimoramento pode ser responsável por otimizar o cenário de compressão magnética de fluxo na dinâmica de vórtices irreversíveis. O trabalho de pesquisa está em andamento, e mais medições de magnetização DC em outras amostras com diferentes níveis “vortex-pinning” serão estudadas para ajudar a alcançar esse objetivo.

#### 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] RYKOV, A. I.; TAJIMA. S. High-field paramagnetic effect in large crystals of  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . **Physica B**, v. 55, n. 13, p. 8557–8563, (1997).
- [2] MACEDO, D. G. et al. Confrences series. **Physica B**, v. 568, n. 5, p. 568 – 022016, (2014).
- [3] LOPES, R. F et al. High-Field Paramagnetic Meissner Effect in Ga-Implanted  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  Single Crystal. **IEEE transactions on applied superconductivity**, v. 26, n. 3, p.8201504 – 8201504, (2016).
- [4] LOPES, R. F. **Efeitos de desordem química na densidade de corrente e na força de “pinning” de monocristais de  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$** <sup>1</sup>. 2013. Dissertação (mestrado em física) – Programa de Pós-graduação em Física, Universidade Federal de Pelotas.