

O EFEITO PARAMAGNÉTICO DE ALTO CAMPO NO SUPERCONDUTOR $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: A CONTRIBUIÇÃO DA DINÂMICA DE VÓRTICES E DOS MECANISMOS DE “VORTEX-PINNING”

ROBERLÂNDIA DA SILVA BARROS¹; RENNAN PEREIRA DE SOUZA¹; FÁBIO TEIXEIRA DIAS¹; DOUGLAS LANGIE DA SILVA¹; PAULO PUREUR²; VALDEMAR VIEIRA DAS NEVES¹

¹*Universidade Federal de Pelotas – roberlandiabarros249@gmail.com*

¹*Universidade Federal de Pelotas – ren_nanps@hotmail.com*

¹*Universidade Federal de Pelotas – diasft@gmail.com*

¹*Universidade Federal de Pelotas – douglas.langie@ufpel.edu.br*

²*Universidade Federal do Rio Grande do Sul – ppureur@if.ufrgs.br*

¹*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 $M(\mu_0H)$ em um monocrystal supercondutor de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (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 warning” (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 μ_0H aplicado, geralmente tratando-se do YBaCuO , para $\mu_0H \geq 0,1\text{T}$ (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, $T_{IRR}(\mu_0H)$. 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

2. METODOLOGIA

O monocrystal de $\text{YBa}_{1,63}\text{Sr}_{0,37}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [$\text{Y}(\text{BaSr})\text{CuO}$] foi crescido através do emprego do método de auto-fluxo (MACEDO, 2014). No laboratório de materiais supercondutores (LMS) da Ufpel. As medidas de $M(T, \mu_0H)$ 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 $\mu_0H \leq 5T$, na direção cristalográfica c do monocrystal, 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, $J_c(\mu_0H, T)$ onde a identificação do valor máximo de J_c equivale a máxima força de “vortex pinning”, $F_p(\mu_0H, T)$ uma vez que $F_p = J_c \times \mu_0H$ 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 $M(\mu_0H)$.

As medidas de $M(\mu_0H)$ também foram realizadas no magnetômetro SQUID agora mantendo fixa a temperatura e registrando os valores de $M(\mu_0H)$ em função da variação de μ_0H , o qual foi ciclado de 0 até 5T e de 5T até 0, sendo os dados de $M(\mu_0H)$ 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 monocrystal de $Y(BaSr)CuO$ quando $0,01T \leq \mu_0H \leq 5T$ foram aplicados. Inserido nesta encontra-se o comportamento de $J_c(\mu_0H)$ registrado em temperaturas da faixa de $20K \leq T \leq 80K$. É possível verificar a identificação do valor máximo de $J_c(\mu_0H)$, a qual corresponde ao máximo do valor de $F_p(\mu_0H)$, pela legenda SP que significa “segundo pico” RYKOV (1997) e LOPES (2016).

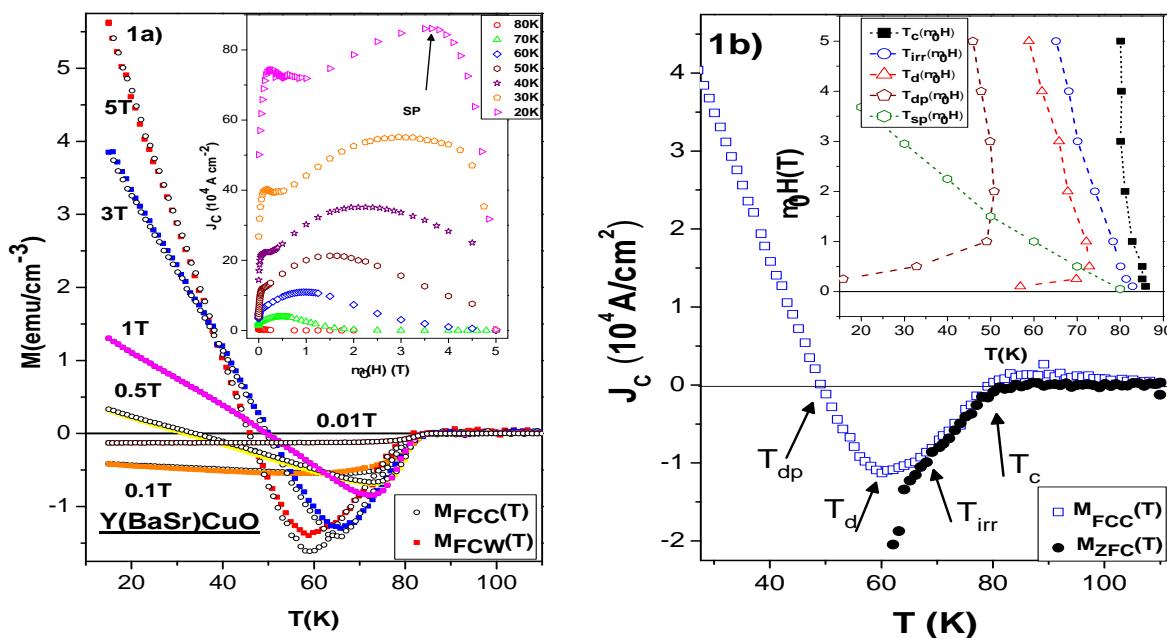


Figura 1a: $M_{FCC}(T)$, $M_{FCW}(T)$ quando $0,01T \leq \mu_0H \leq 5T$ são aplicados. No conjunto, $J_c(\mu_0H)$ para $20K \leq T \leq 80K$ onde o segundo pico nos dados de $J_c(\mu_0H)$ é destacado. Figura 1b: Mostra a temperatura crítica (T_c), temperatura irreversível (T_{irr}), temperatura de “dip” (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 μ_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 mantém-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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. **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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 monocrystalis de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$** . 2013. Dissertação (mestrado em física) – Programa de Pós-graduação em Física, Universidade Federal de Pelotas.