

DETERMINACIÓN DE LA SIMETRÍA DEL
PARÁMETRO DE ORDEN EN
SUPERCONDUCTORES DE ALTA T_c DE BISMUTO
(BiSCCO-2223)

ORDER PARAMETER SYMMETRY IN BISMUTH
(BiSCCO-2223) HIGH T_c SUPERCONDUCTORS

Alvaro Mariño^{†*}, Ramiro Uribe[‡]

[†] Grupo de Superconductividad y Nuevos Materiales. Departamento de Física. Universidad Nacional de Colombia. Bogotá. Colombia.

[‡] Universidad del Tolima. Ibagué. Colombia.

(Recibido: 02/2012. Aceptado: 05/2012)

Resumen

A partir de mediciones de la conductividad electrotérmica (P) en función del campo magnético externo aplicado, se determinó la simetría del parámetro de orden (OPS) de muestras superconductoras de bismuto (BiSCCO-2223), asumiendo una correlación entre el exceso de conductividad electrotérmica y la contribución producida por la dispersión entre cuasipartículas y vórtices. El comportamiento de los resultados experimentales del exceso de la conductividad electrotérmica determinados a partir de mediciones de resistividad eléctrica (ρ) y termopotencia (S) a diferentes temperaturas cercanas a T_c , se describen bien asumiendo un parámetro de orden con simetría del tipo ondas d ($d_{x^2-y^2}$).

Palabras clave: Simetría del parámetro de orden, Superconductores de Bi, conductividad electrotérmica.

* amarinoca@unal.edu.co

Abstract

Electrothermal conductivity measurements as a function of applied magnetic field were performed in order to gain information of the order parameter symmetry (OPS) of Bismuth (BiSCCO-2223) superconducting samples. A correlation between excess electrothermal conductivity and the quasiparticles contribution due mainly to quasiparticles-vortex scattering was assumed. The experimental results of excess electrothermal conductivity determined from electrical resistivity (ρ) and thermopower (S) measurements, carried out at different temperatures close to T_c , can be well described supposing an order parameter symmetry of $d_{x^2-y^2}$ - wave type.

Keywords: Order parameter symmetry, electrothermal conductivity, Bi-superconductors.

Introducción

Desde el descubrimiento de la superconductividad de alta T_c , la discusión sobre el mecanismo o mecanismos responsables de la superconductividad en los superconductores de alta temperatura crítica (HTS) se ha enfocado en la determinación del parámetro de orden superconductor o función de onda del estado superconductor, como una forma de limitar la naturaleza de la interacción que forma los pares de Cooper. Sin embargo a pesar de los muchos intentos tanto experimentales como teóricos, realizados en diferentes familias de HTS los resultados obtenidos no han sido concluyentes para determinar el mecanismo responsable de la superconductividad en estos compuestos, por el contrario en varios casos han sido ambiguos. Una de las razones ha sido atribuida al hecho de que estos materiales son por lo general muy complejos como por ejemplo el BiSCCO formado por cristales de múltiples capas lo cual dificulta su modelización, también debido a la existencia de diferencias en la calidad de los compuestos, a la dispersión por impurezas y a la relativamente gran variedad de estos HTS (cupratos, superconductores a base de hierro, ruteno-cupratos, diboruro de magnesio, fullerenos, superconductores orgánicos y fermiones

pesados). A pesar de estas dificultades sin embargo, algunos cálculos teóricos más rigurosos señalan las fluctuaciones magnéticas como el mecanismo de apareamiento para estos sistemas.

Por otra parte numerosos experimentos han sido también realizados recientemente utilizando diversas técnicas como Espectroscopía de fotoemisión, resonancia magnética nuclear, calor específico, rotación de spin muónico etc, los cuales desafortunadamente presentan en algunos casos resultados ambiguos [1–10].

Ahora bien, es conocido que los métodos indirectos basados en la determinación de las propiedades de transporte en función de la temperatura (T) y del campo magnético aplicado (B) constituyen una herramienta importante en la determinación de diferentes parámetros superconductores tales como: la línea de irreversibilidad, la dimensionalidad del sistema superconductor, la simetría del parámetro de orden etc. Dentro de estos la conductividad electrotérmica (P), que relaciona corrientes eléctricas y térmicas ha sido utilizada como una prueba relativamente sencilla y confiable, que permite la determinación de ciertas propiedades del estado mixto de los superconductores. Varios autores han mostrado que la conductividad electrotérmica $P(B,T)$, cambia su valor en el estado normal a bajos campos y bajas temperaturas ($T < T_c$) en los HTS, contrario a lo que sucede en superconductores convencionales donde esta es aproximadamente constante. [11, 12]

En este trabajo determinamos la conductividad electrotérmica en el estado mixto de superconductores policristalinos de bismuto con la fase de alta T_c (BiSCCO-2223), en función del campo magnético externo y de la temperatura T alrededor de T_c ($T < T_c$). Los resultados experimentales de la conductividad en exceso, determinados de medidas de resistividad y termopotencia eléctrica, fueron comparados con el modelo teórico que asume una correlación entre esta y la contribución de las cuasipartículas, la cual involucra el parámetro de orden.

La conductividad electrotérmica está dada en general por una relación escalar entre la termopotencia (S) y la resistividad eléctrica (ρ) de la forma

$$P = S/\rho \tag{1}$$

De igual forma, el comportamiento experimental de $P(B,T)$ observado en el estado mixto de cupratos superconductores puede describirse según Houssa et al [13–15], asumiendo una suma de dos contribuciones: $P = P_n + P_{qp}$, donde P_n es la conductividad electrotérmica en el estado normal que es aproximadamente constante e independiente del campo magnético aplicado y una contribución P_{qp} dependiente del campo aplicado que ha sido atribuída a las cuasipartículas y dada por la dispersión entre cuasipartículas y vórtices la que a su vez está relacionada con la simetría del parámetro de orden.

Teniendo en cuenta que la estructura electrónica de un vórtice planar consiste de cuasipartículas que ocupan niveles de energía discretos, puede entonces calcularse la tasa de dispersión electrón-vórtice utilizando la aproximación de Born, considerando combinaciones lineales de funciones de onda que describen estos estados ligados. En este caso particular y considerando dos tipos de simetría para el parámetro de onda: una onda s asimétrica y una onda tipo d , se obtuvieron las siguientes expresiones para el termino P_{qp} asociado a las cuasipartículas [16–20].

1. Para el caso de ondas s anisotropicas

$$P_{qp}^{s*} = P_0^{s*} \frac{1 + \left(\frac{Bc_2}{B}\right)}{1 - \left(\frac{B}{Bc_2}\right)^2} \quad (2)$$

$$P_0^{s*} = \frac{16(1 + 2\eta^2)}{3} \frac{k_B^2 T |e| \hbar^4 \varepsilon_F^{1/2}}{d(2m^*)^{5/2}} \left(\frac{\varepsilon_c}{e^2}\right)^2 \quad (3)$$

$$\times \left[\sum_n \frac{\Delta^2 - \varepsilon_n^2}{1 + \exp(\varepsilon_n/k_B T)} \right]^{-1} n_{qp}(T)$$

2. Para el caso de ondas tipo d

$$P_{qp}^d = P_0^d \frac{1 + \sqrt{\left(\frac{B_{c2}}{B}\right)}}{1 - \left(\frac{B}{B_{c2}}\right)} \quad (4)$$

$$P_0^d = \frac{16}{3} \frac{k_B^2 T |e| \hbar^4 \varepsilon_F^{1/2}}{d(2m^*)^{5/2}} \left(\frac{\varepsilon_c}{e^2}\right)^2 \quad (5)$$

$$\times \left[\sum_{n,l} g(n,l) \frac{\Delta^2 - \varepsilon_n^2}{1 + \exp(\varepsilon_n/k_B T)} \right]^{-1} n_{qp}(T),$$

Con $g(n, l) = [(1/n)\Gamma(l + 1/2)/\Gamma(l + 1)F(l + 1/2, -1/2; l + 1; 1)]$ una función geométrica que tiene en cuenta la anisotropía de la estructura del vórtice y F es la función hipergeométrica [13]. n_{qp} es la densidad de cuasipartículas y Δ el parámetro de orden. La distancia entre planos superconductores esta dado por d y ε_c representa la permeabilidad eléctrica del superconductor. B_{c2} es el campo magnético crítico.

Preparación y Caracterización de BiSCCO-2223

Muestras policristalinas de $(\text{Bi}_{0,8}\text{Pb}_{0,2})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{12+d}$ fueron preparadas por reacción de estado sólido a partir de óxidos precursores de alta pureza. La estructura cristalina obtenida por DRX, luego de una sinterización de las muestras a 800°C durante 120h, corresponde, dentro de la resolución experimental a un 95 % de la fase de de alta T_c (110K) como se determinó de la relación de intensidades de los picos de reflexión característicos de las fases de alta T_c (2223 - 110K) y baja T_c (2212 - 85K). Las medidas de resistividad (ρ) y termopotencia (S), se realizaron en un rango de temperaturas entre 80 y 105K en presencia de un campo magnético externo aplicado perpendicularmente a la superficie de las muestras que varió entre 0.2 y 1.2T.

Curvas típicas de $S(T)$ realizadas con la técnica diferencial empleando un gradiente de temperatura $\Delta T = 0.1\text{K}$ a través de

la muestra y de $\rho(T)$ mediante el método d.c. de cuatro puntas, se presentan en las figuras 1 y 2.

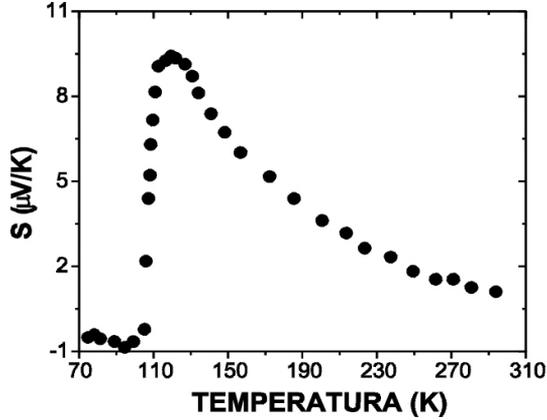


FIGURA 1. Comportamiento típico de la termopotencia en función de la temperatura en muestras de BiSCCO 2223.

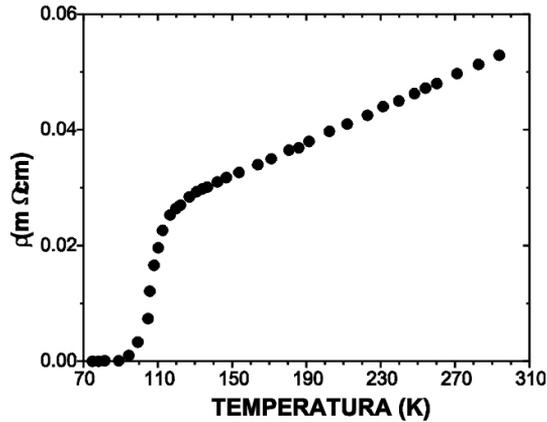


FIGURA 2. Comportamiento típico de la resistividad en función de la temperatura en muestras de BiSCCO 2223.

Resultados y Discusión

En la figura 3 se presenta el comportamiento experimental de la conductividad electrotrémica en exceso ΔP , en función del campo magnético aplicado para diferentes temperaturas en muestras de

BiSCCO-2223. El exceso $\Delta P = P_{qp} = P - P_n$, calculado a partir del exceso de conductividad y termopotencia observadas a temperaturas cercanas a T_c presenta un ligero incremento a bajas temperaturas y bajos campos. Los valores de P_n para estas muestras permanecieron, dentro del error experimental, aproximadamente constantes e independientes del campo aplicado. Las figuras 4a y 4b presentan la contribución de las cuasipartículas (P_{qp}), determinada a partir de las relaciones 3 y 5 para diferentes temperaturas y campos magnéticos. Las líneas sólidas son los mejores ajustes de los resultados experimentales a las relaciones 3 y 5 que representan ondas con simetría tipo s y d respectivamente, con B_{c2} a $T=0$ K y la amplitud P_0 como parámetros libres.

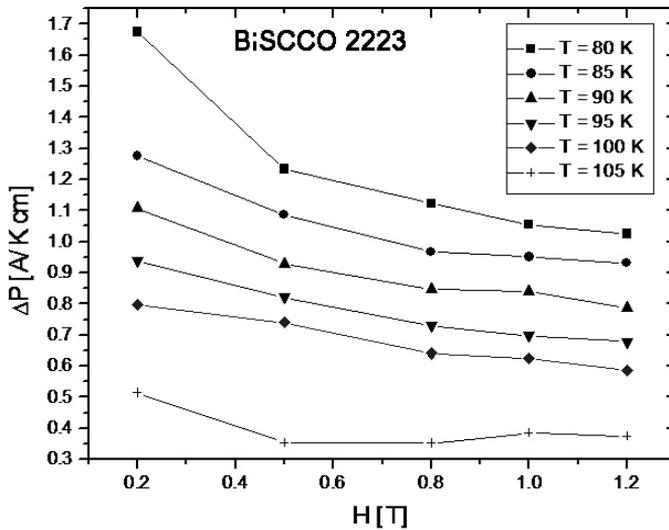


FIGURA 3. Comportamiento del exceso de conductividad electrotérmica (ΔP) en función del campo magnético y la temperatura para muestras de BiSCCO 2223. Las líneas continuas son solo una ayuda visual.

Como se observa de estas figuras y de los valores de χ^2 contenidos en la tabla 1, la mejor correlación entre los resultados experimentales y el modelo teórico corresponde al caso cuando se asume una simetría del tipo ondas d . Los valores asumidos para B_{c2} ($T=0$) en las muestras analizadas fueron > 100 T, y las densidades de cuasipartículas (n_{qp}) derivadas del parámetro de ajuste P_0 variaron entre 4.8 y $6.8 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ (Tabla 1), los cuales están en el rango de

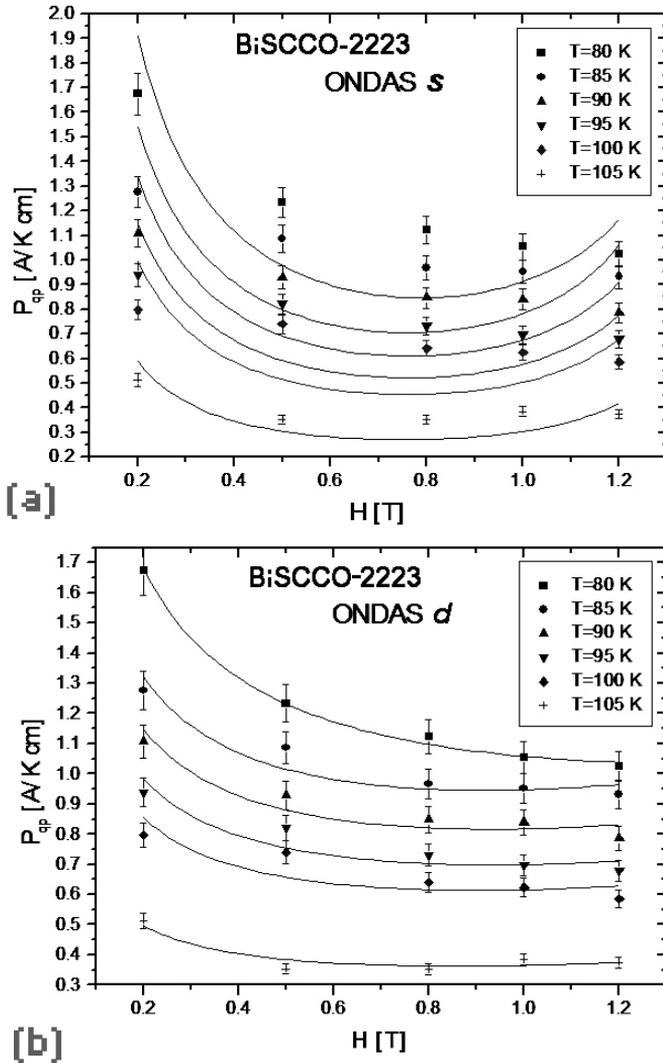


FIGURA 4. Contribución de las cuasipartículas al coeficiente termoeléctrico en función del campo magnético aplicado en muestras de BiSCCO 2223 para diferentes temperaturas. Las líneas continuas corresponden a los ajustes para ondas tipo anisotrópica s (a) y ondas tipo d (b).

valores típicos reportados en la literatura para estos materiales [21]; en consecuencia nuestros resultados indican que el BiSCCO-2223, al igual que otros HTS (YBCO-123, TlBCO-221) puede ser descrito por una simetría del parámetro de orden del tipo $d_{x^2-y^2}$. Aunque el

método es válido para temperaturas cercanas a T_c , hemos incluido por completés el comportamiento de P_{qp} para temperaturas por debajo de esta región ($T < 90\text{K}$) [1, 22, 23]. Para los HTS se han planteado en el último tiempo dos teorías representativas. La primera parte del hecho de que la superconductividad de alta T_c proviene de fluctuaciones de spin antiferromagnético en un sistema dopado y en consecuencia la función de onda de los pares de Cooper debe tener una simetría del tipo $d_{x^2-y^2}$. La segunda contempla el modelo de acoplamiento de intercapas, según el cual una estructura de capas, involucra tanto superconductores tipo BCS (simetría de ondas s) así como una interacción túnel adicional entre las capas, lo cual permite explicar la anisotropía del parámetro de orden y la aparición de la superconductividad de alta T_c . Mediciones recientes de la longitud de penetración de London en función de la temperatura, utilizando la técnica de rotación del spin muonico en monocristales de YBCO-123 suministran evidencia de que la OPS en el plano es una mezcla de ondas con simetría $s+d$. En muestras policristalinas la evidencia indica una simetría s a lo largo del eje c y una mezcla $s+d$ en el plano ab [9, 10, 24].

AJUSTES PARA BiSCCO 2223						
Temperatura [K]	ONDAS s			ONDAS d		
	P_0^s	B_{c2} [T]	χ^2	P_0^d	B_{c2} [T]	χ^2
80	0,212	1,576	0,07923	0,258	5,56	0,00031
85	0,176	1,520	0,08897	0,236	3,67	0,00288
90	0,153	1,526	0,06914	0,204	3,73	0,00243
95	0,130	1,525	0,05408	0,175	3,75	0,00281
100	0,114	1,523	0,04911	0,154	3,61	0,00414
105	0,068	1,503	0,00759	0,091	3,44	0,0006

TABLA 1. Valores de $B_{c2}(T)$ y $P_0(T)$, obtenidos para muestras de BiSCCO 2223 a partir de los ajustes al modelo para una onda con simetría tipo s anisotrópica y una onda con simetría tipo d .

Conclusiones

Los resultados experimentales de la conductividad electrotérmica en muestras policristalinas de BiSCCO - 2223, con predominancia de la fase de alta T_c , presentaron una dependencia con el campo magnético aplicado a bajas temperaturas ($T < T_c$) y bajos campos magnéticos ($B < 0.5T$).

Asumiendo una correlación entre el exceso de conductividad electrotérmica (ΔP), determinada a partir de medidas de $\rho(T)$ y $S(T)$ y la contribución de las cuasipartículas (P_{qp}) a la conductividad electrotérmica [14, 15], se encuentra que los resultados experimentales del exceso de conductividad en muestras policristalinas de BiSCCO-2223, se ajustan mejor a un modelo descrito por una simetría del parámetro de orden del tipo $d_{x^2-y^2}$.

Los resultados de la simetría del parámetro de orden determinado a partir de las mediciones relativamente sencillas de la conductividad electrotérmica, concuerdan con lo obtenido por otros métodos y en otros HTS y se constituyen en un punto de partida para el entendimiento del mecanismo de apareamiento en estos y otros superconductores.

Agradecimientos

Agradecemos al profesor Dr. Julio E. Rodríguez por las mediciones de termopotencia y por sus valiosos comentarios.

Referencias

- [1] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi, L. S. Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J. Z. Sun, and M. B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 593 (1994).
- [2] W. N. Hardy, D. A. Bonn, D. C. Morgan, R. Liang, and K. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3999 (1993).
- [3] N. Bulut and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 706 (1992).
- [4] D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, and A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2134 (1993).

- [5] P. Chaudhari and S.-Y. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1084 (1994).
- [6] A. G. Sun, D. A. Gajewski, M. B. Maple, and R. C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2267 (1994).
- [7] D. A. Brawner and H. R. Ott, *Phys. Rev. B* **50**, 6530 (1994).
- [8] J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, J. Z. Sun, C. C. Chi, L. S. Yu-Jahnes, A. Gupta, M. Rupp, and M. B. Ketchen, *Nature* **373**, 225 (1995).
- [9] R. Khasanov, S. Strässle, D. Di Castro, T. Masui, S. Miyasaka, S. Tajima, A. Bussmann-Holder, and H. Keller, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 237601 (2007).
- [10] R. Khasanov, A. Shengelaya, J. Karpinski, A. Bussmann-Holder, H. Keller, and K. Müller, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **21**, 81 (2008).
- [11] J. A. Clayhold, Y. Y. Xue, C. W. Chu, J. N. Eckstein, and I. Bozovic, *Phys. Rev. B* **53**, 8681 (1996).
- [12] A. Fiory and B. Serin, *Physica* **55**, 73 (1971).
- [13] M. Ausloos and M. Houssa, *Journal of Physics: Condensed Matter* **7**, L193 (1995).
- [14] M. Houssa, M. Ausloos, and M. Pekala, *Phys. Rev. B* **54**, R12713 (1996).
- [15] M. Houssa and M. Ausloos, *EPL (Europhysics Letters)* **33**, 695 (1996).
- [16] R. Ocaña and P. Esquinazi, *Phys. Rev. B* **66**, 064525 (2002).
- [17] C. Caroli, P. D. Gennes, and J. Matricon, *Physics Letters* **9**, 307 (1964).
- [18] D. Saint-James, E. J. Thomas, and G. Sarma, *Type II Superconductivity* (Pergamon, New York, 1995).
- [19] H. Won and K. Maki, *EPL (Europhysics Letters)* **30**, 421 (1995).
- [20] G. Volovik, *Jetp Lett.* **58**, 469 (1993).
- [21] D. R. Harshman and A. P. Mills, *Phys. Rev. B* **45**, 10684 (1992).
- [22] A. Mariño and R. Uribe, *physica status solidi (b)* **245**, 2563 (2008).

- [23] T. Bauch, F. Lombardi, F. Tafuri, A. Barone, G. Rotoli, P. Delsing, and T. Claeson, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 087003 (2005).
- [24] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, Z. F. Ren, J. H. Wang, H. Raffy, and Z. Z. Li, *Nature* **387**, 481 (1997).