

“ESTUDIO DE LOS MECANISMOS DE CONDUCCION EN MUESTRAS SEMICONDUCTORAS DE $\text{Ln} - \text{Ba} - \text{Cu} - \text{O}$ ($\text{Ln} = \text{Y}, \text{La}$) CERCANAS A LA TRANSICION METAL - NO METAL” *

por

Mauricio Esguerra Bónitto**

Resumen

Esguerra-Bónitto, M.: Estudio de los mecanismos de conducción en muestras semiconductoras de $\text{Ln} - \text{Ba} - \text{Cu} - \text{O}$ ($\text{Ln} = \text{Y}, \text{La}$) cercanas a la transición metal- no metal. Rev. Acad. Colomb. Cienc. 17 (66): 559-566, 1990. ISSN 0370-3908.

Mediciones de la resistencia eléctrica en muestras sinterizadas de Lantano indican la presencia de estados electrónicos localizados.

La causa de dicha localización, que lleva a la conducción por saltos de rango variable, es atribuida a la ocupación aleatoria de sitios del Lantano por el Bario a lo largo del eje C. Este modelo es confirmado por diversos análisis complementarios.

1. Introducción

El descubrimiento de superconductividad en óxidos metálicos por K.A. Müller y J.G. Bednorz (1) revolucionó no sólo las posibilidades tecnológicas de los superconductores, sino la física del estado sólido misma. Esto se debe a que la teoría aceptada para explicar el fenómeno de superconductividad en metales, la formulada por Bardeen, Cooper y Schrieffer (BCS) en 1957 (2), es incapaz de dar cuenta de los valores de temperatura crítica de hasta 125K observados en estos compuestos (3).

Un aspecto importante que debe tener en cuenta una teoría sobre superconductividad es cómo se forman pares de electrones (llamados de

Cooper) responsables del transporte de carga sin resistencia, lo cual ha sido observado también en los nuevos materiales (5). Muchas teorías surgidas a raíz del descubrimiento buscan explicar el fenómeno con mecanismos electrónicos y no fonónicos como en la teoría BCS (4), debido a que el efecto isotópico observado experimentalmente es un orden de magnitud menor que el predicho por esta última (5). Otro aspecto relevante de esta clase de materiales es que la transición superconductora ocurre en las cercanías de otras transiciones de fase. Estas son estructurales como la transición tetragonal-ortorrómbica, magnéticas y una transición del estado no metálico al metálico (6). Esta serie de fenómenos hace pensar que las teorías (7) en las que la superconductividad, el magnetismo e incluso el estado no metálico tienen un origen común en la interacción de Coulomb entre los electrones de Valencia, son las más acertadas.

Sin embargo, aún no hay consenso al respecto (9), por lo cual hay que esperar más resultados experimentales para decidirlo.

* Trabajo ganador del Premio Academia de Ciencias del Tercer Mundo, Convocatoria 1988. Área de Física.

** Centro Internacional de la Física, Bogotá, D.E. Colombia.

Experimentalmente se ha visto que hay una transición metal-no metal al variar la concentración del "dopante" (9): estroncio en el sistema $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ y oxígeno en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. El interés en entender este fenómeno radica en que para poder explicar el fenómeno de superconductividad en estos materiales, es necesario investigar primero el hecho no trivial de que materiales cerámicos, usualmente aislantes, lleguen a comportarse como metales: la resistencia disminuye proporcionalmente con la temperatura antes de alcanzar la temperatura crítica. Incluso recientemente se ha logrado sintetizar un compuesto óxido que se comporta como un metal sin ser superconductor (10).

Este trabajo tiene por objeto estudiar los mecanismos de conducción eléctrica en muestras semiconductoras vecinas a la transición metal-no metal. Para ello se prepararon muestras del tipo 1-2-3, es decir $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ($\text{Ln} = \text{Y}, \text{La}$) y con menos oxígeno del necesario para obtener un superconductor (≈ 6.9) (11). El comportamiento de la resistencia con la temperatura indica que la conducción es por saltos de rango variable (VRH), lo cual significa que el sistema sufre una transición del estado metálico al no metálico del tipo Anderson, en la cual el desorden induce localización de estados electrónicos en el nivel de Fermi. Este resultado contradice lo esperado de una interacción entre electrones, la cual debería llevar el sistema a una transición metal-no metal del tipo Mott-Hubbard (6). Esta se caracterizaría por un comportamiento activado de la conductividad en el estado no metálico, debido a una brecha grande de energía (12).

2. Métodos Experimentales

Las muestras fueron preparadas a partir de una mezcla de cantidades estequiométricas para la composición 1-2-3 Y_2O_3 (Fluka) o La_2O_3 (Ventron), BaCO_3 (Merck) y CuO (Aldrich). Para la reacción de estado sólido que lleva a la formación del compuesto se calentó la mezcla a 950°C durante 12 horas. Después de comprimir el polvo en pastillas de 11 mm de diámetro y 1 mm de espesor con una presión de 7 kbar se recocieron las muestras en una cámara con diferentes presiones parciales de oxígeno (Tabla 1) a 500°C durante 2 1/2 h. El enfriamiento a temperatura ambiente se hizo controlando la rata de descenso de temperatura ($2^\circ\text{C}/\text{min}$), a excepción de las muestras C1 y E1 que se enfriaron naturalmente en la cámara (aprox. 20 min). Además de estas muestras con bajo contenido de oxígeno se prepararon otras con la misma mezcla reaccionada, pero recociendo a 900°C durante 2 horas en flujo de oxígeno y descendiendo en 10 horas a temperatura ambiente. Este es el tratamiento térmico óptimo para obtener muestras superconductoras con Y (13), el cual nos sirve de referencia para el tratamiento de recocido en la cámara.

La estructura de las muestras se analizó por difracción de rayos X (Norelco) tanto en pastilla

como en polvo (Fig. 1) con radiación $\text{CuK}\alpha$ ($\lambda = 1.5418$). Con ocho picos principales fue posible calcular los parámetros de red (Tabla 1) y con ellos la densidad ideal de la muestra. La densidad aparente es aproximadamente 3/5 de aquella, lo cual es indicio de un alto grado de porosidad en este material sinterizado.

TABLA 1

Tratamientos térmicos y datos estructurales

Muestra	Presión de O_2 y enfriamiento	Parámetros de red ($\text{\AA}$)			Volumen ($\text{\AA}^3$)
		a	b	c	
La, E1	10 mbar, rápido	3.901	3.892	11.580	175.85
La, E2	E1 + 75 mbar, lento	3.891	3.91	11.734	178.50
La, F1	mbar, lento	3.902	3.91	11.725	178.9
La, L1	flujo, lento	3.887	3.946	11.839	178.34
Y, C0	sin recocer	3.853	3.785	11.522	168.03
Y, C1	10 mbar, rápido	3.904	3.826	11.576	172.91
Y, C2	C1 + 75 mbar, lento	3.91	3.801	11.55	171.68
Y, C3	C2 + 500 mbar, lento	3.935	3.81	11.595	173.84

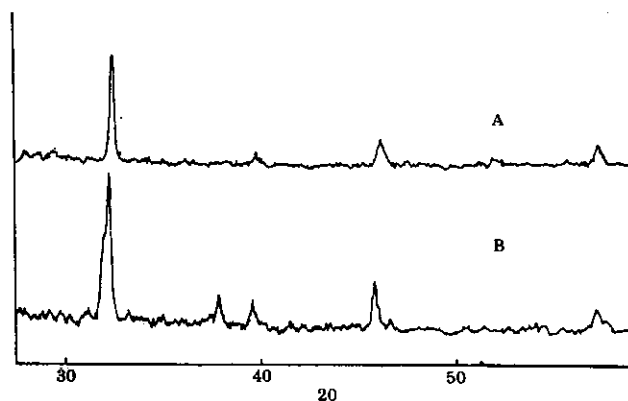


Figura 1. Patrones de difracción de muestras E2 (A) y C2 (B)

Los espectros de rayos X no permiten detectar trazas de fases impúreas en las muestras. En cambio la espectroscopia de resonancia paramagnética (EPR) hace posible encontrar la presencia de fases diferentes a la superconductora, ya que ésta no produce ninguna señal (14). Los espectros se tomaron en un equipo Varian-4500, donde la temperatura se varió con un sistema de flujo de gas de nitrógeno entre 100 y 450K. La temperatura fue medida con un termómetro Pt-100.

Los análisis de composición se hicieron con una microsonda EDAX-9100 en un microscopio electrónico de barrido Philips SEM-505. Dicho estudio es semicuantitativo, por lo cual el error es de por lo menos el 5% y además no permite identificar elementos livianos (como el oxígeno). Para determinar la confiabilidad del análisis se tomaron muestras que contienen pequeños cristales tanto de compuestos con Y como de La, los cuales fueron preparados a partir de masas fundidas a 1050°C (16).

Las mediciones de resistencia se hicieron en una configuración de cuatro puntas sobre barras cortadas de las pastillas con dimensiones típicas de $10 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$. Los contactos fueron hechos con alambres finos de cobre ($\phi = 0.2 \text{ mm}$) fijados a la muestra con tintura de plata. Antes de cada medición se constató la ohmicidad de los contactos y se escogió la corriente (continua) de medición buscando el máximo de sensibilidad del voltímetro con la menor disipación de calor posible, evitando así errores en la medición de la temperatura. Esta fue medida con un termómetro Pt-100 colocado en el interior de un portamuestras de cobre, sobre el cual se fijó un zafiro y encima la muestra. De esta manera se logra aislar eléctricamente la muestra del portamuestras, pero se garantiza una buena conducción térmica para lecturas confiables de la temperatura. Esta se varió lentamente (al rededor de 20 K/h) en crióstatos de helio y se tomaron medidas tanto enfriando como calentando para asegurar la reproducibilidad de las curvas.

Con el fin de estudiar posibles efectos de dispersión se hicieron mediciones de la resistividad en función de la frecuencia de 5 hasta $1.5 \cdot 10^4 \text{ cps}$. Para el efecto se cubrieron las caras de una pastilla (muestra L1) con tintura de plata varias veces y se fijó así a dos láminas de cobre que sirvieron de electrodos. De esta manera se buscó reducir al máximo capacitancias parásitas presentes en el circuito. Las mediciones se hicieron con un amplificador sensible a la fase ("lock-in"), con el cual se puede medir tanto la parte real como la imaginaria de la impedancia. Sin embargo, sólo fue posible determinar la parte real, pues la parte imaginaria (capacitiva) tiene una señal muy débil difícil de detectar.

3. Resultados

Al comparar los espectros de rayos x para muestras que contienen Y con las que contienen La preparadas bajo las mismas condiciones (Fig. 1), se ve que a pesar de presentar básicamente los mismos picos que corresponden a la fase 1-2-3. Sin embargo, hay diferencias. Por una parte los picos de las muestras con Y están mejor definidos que los correspondientes al La, lo cual indica que hay un ensanchamiento en estos espectros. Además no se observa el desdoblamiento del pico principal que existe en la muestra con Y y que tiene que ver con la ortorrombicidad ($a \neq b$) de la estructura.

Lo anterior está relacionado con la transición ancha e incompleta al estado superconductor que se observa en los compuestos con Y, exceptuando la muestra recocida que tiene una caída resistiva completa además de una característica metálica en el estado normal. A medida que aumenta la presión de oxígeno con que se prepara la muestra aumenta la temperatura en la cual

comienza la transición (Tabla 2). Simultáneamente, el desdoblamiento de los picos aumenta, indicando que la superconductividad en los compuestos de Y está ligada a una estructura ortorrómbica.

TABLA 2

Datos eléctricos

Muestra	$\sigma_{R.T.} (\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1})$	$\sigma_0 (\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1})$	$T_0 (\text{K})$	$T_c^* (\text{K})$
La, E1	0.1	$4.8 \cdot 10^3$	$4.0 \cdot 10^6$	—
La, E2	4.7	$1.4 \cdot 10^2$	$4.0 \cdot 10^4$	—
La, E3	4.2	$1.7 \cdot 10^2$	$5.6 \cdot 10^4$	—
La, F1	0.2	9	$5.4 \cdot 10^4$	—
La, L1	0.1	3	$3.6 \cdot 10^4$	—
Y, C0	1.5	—	—	0
Y, C1	2.9	—	—	50
Y, C2	1.9	—	—	90
Y, C3	0.8	—	—	90

* T_c : temperatura donde comienza la caída de resistencia

En cambio, en ninguno de los compuestos con La se observan anomalías en la resistencia (hasta 40 K), ni siquiera en la muestra L1 que es claramente ortorrómbica (Tabla 1). La diferencia en el comportamiento eléctrico entre los dos tipos de muestras se aprecia mejor graficando el resultado de las mediciones de resistencia contra temperatura como $\ln(R/\text{Ohm})$ vs. $1/T^{1/4}$ (ver Figs. 2 y 3). Las muestras con La (a excepción de E1) cumplen una ley del tipo

$$(1) \quad \sigma = \sigma_0 \cdot \exp \left\{ - (T_0 / T)^s \right\}$$

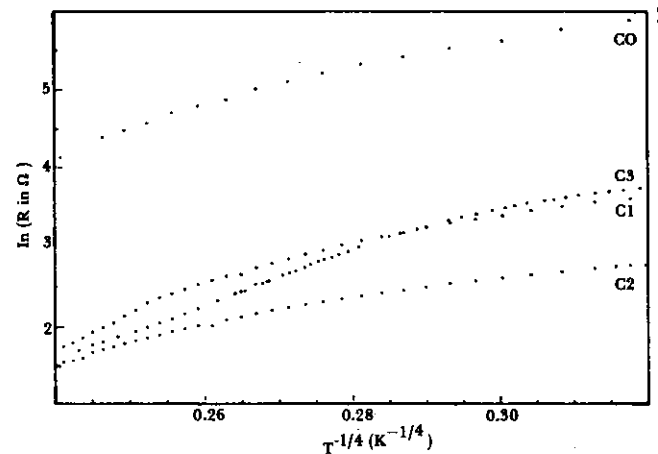


Figura 2. $\ln(R/\text{Ohm})$ vs. $T^{-1/4}$ para muestras con Y

Esto se ajusta a la teoría de conducción por VRH, la cual predice un exponente s de $1/4$ (17). Para buscar el valor de este exponente en las curvas experimentales se hizo un ajuste por mínimos cuadrados dejando s fijo en cada ajuste. La desviación porcentual de los valores experimentales con respecto a los calculados con los valores de σ_0 y T_0 obtenidos del ajuste se puede expresar como una función de s :

$$(2) \quad p(s) = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{100}{\sigma_i} (\sigma_0 e^{-(T_0/T)^s} - \sigma_i) \right\}^2 \right]^{1/2}$$

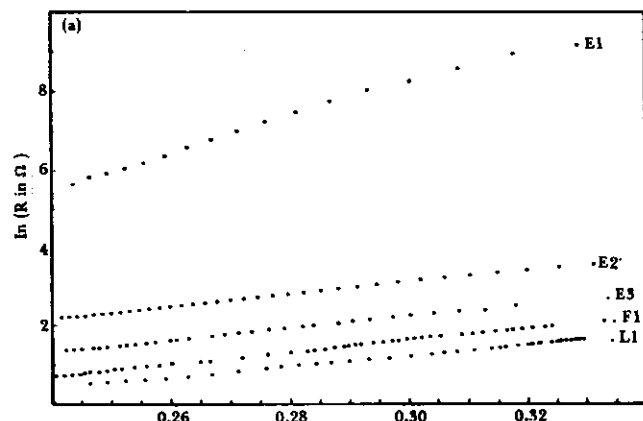


Figura 3. $\ln(R/\text{Ohm})$ vs. $T^{1/4}$ para muestras con La

El mínimo de esa función corresponde al valor óptimo de s , que para muestras con La es 0.25 ± 0.01 (Fig. 4).

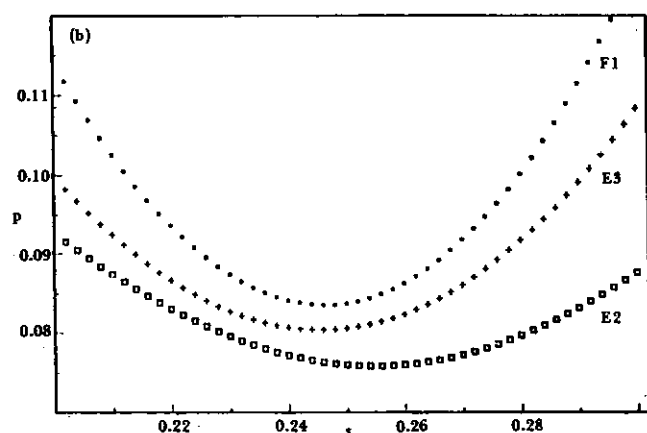


Figura 4. Desviación porcentual (2) para muestras de La

El comportamiento de los compuestos de Y no se ajusta a una ley de este tipo, pues como se ve en la gráfica de ser posible ajustar la curva a la ecuación (1), el exponente sería menor que $1/4$. En ese caso no se podría asignar sentido físico a s , pues tanto en las teorías como en mediciones del mecanismo de conducción tipo "hopping", el exponente es siempre mayor o igual a 0.25. La desviación de una línea recta en la representación gráfica $\ln(R/\text{Ohm})$ vs. $T^{1/4}$ de los datos experimentales indica que en la muestra hay regiones con conducción probablemente metálica, que mejoran la conducción de las regiones semiconductoras tipo VRH. Esto lo confirma el hecho de que al alcanzar la temperatura crítica la muestra presente una transición superconductora, que domina finalmente el comportamiento resistivo. Sin embargo, el hecho de que no se alcanza completamente el estado sin resistencia significa que las regiones superconductoras están aisladas

dentro de una matriz no metálica y que por lo tanto no hay una "percolación" a través de la muestra.

Los espectros de EPR para muestras con Y recocidas y sin recocer (Fig. 5) muestran una dramática disminución en la amplitud (Y_{pp}) de la señal con el recocido. La señal anisotrópica se debe probablemente a fases impúreas y es debida al Cu^{2+} (18). No hay una variación apreciable en el valor del factor de Landé ($g_{\parallel} = 2.2033$, $g_{\perp} = 2.0446$, $\Delta g = 0.16$) con el tratamiento térmico. Para encontrar cual fase podría ser responsable de la señal se preparó la llamada "fase verde" Y_2BaCuO_5 (19), cuya señal (Fig. 6) tiene una forma parecida a la observada en los compuestos 1-2-3. Probablemente esta fase y otras como la BaCuO_2 (20) producen la señal observada.

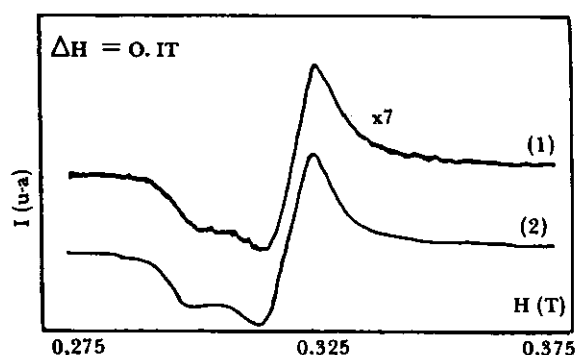


Figura 5. Espectros de EPR de $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ recocido (1) y sin recocer (2) a temperatura ambiente.

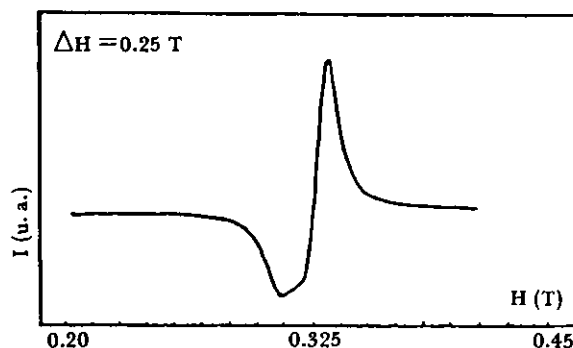


Figura 6. Espectro de EPR de Y_2BaCuO_5 a temperatura ambiente.

El análisis por EPR de compuestos a base de Los recocidos (Fig. 7a) y sin recocer (Fig. 7b) muestra un espectro conformado por dos señales diferentes. La más angosta es básicamente la misma observada en el sistema con Y, siendo los valores de g prácticamente iguales $g_{\parallel} = 2.206$, $g_{\perp} = 2.046$, $\Delta g = 0.16$. La otra señal es una línea asimétrica y ancha ($\Delta H = 0.1\text{T}$, $g = 2.1$) cuya amplitud decrece drásticamente con el recocido.

La variación con la temperatura de la intensidad ($I = \Delta H p^2 Y_{pp}$) de la señal atribuida al Cu^{2+} , tanto en los compuestos de Y como en los de La, es del tipo Curie-Weiss entre 80 y 300 K. Sin embargo, la forma y el ancho de la línea no cambian con el enfriamiento. Lo contrario sucede con la se-

ñal ancha, cuya intensidad y ancho varían en forma apreciable con la temperatura (Fig. 8). Es posible ajustar dicha variación (muestra sin recocer) a las siguientes relaciones empíricas.

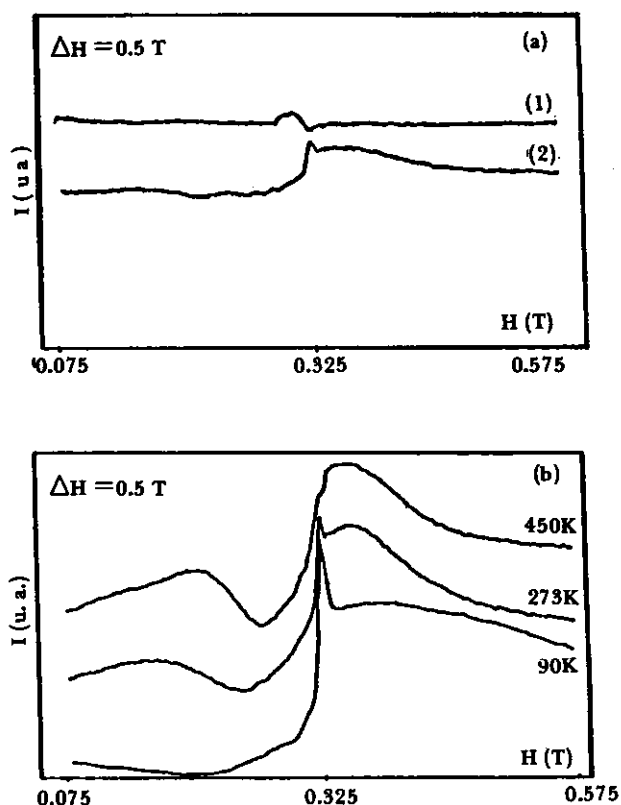


Figura 7. (a) Espectros de EPR de $\text{La}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ recocido (1) y sin recocer (2) a temperatura ambiente y (b) de una muestra sin recocer a varias temperaturas.

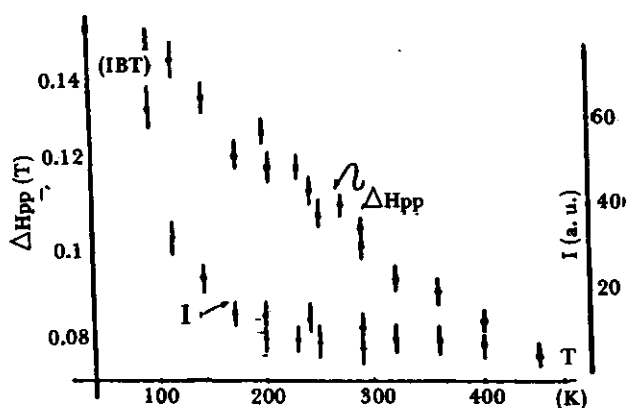


Figura 8. Variación con la temperatura del ancho ΔH y la intensidad de la línea de una muestra con La sin recocer.

$$(3a) \quad \Delta H_{pp} = A \exp(-T/T_1)$$

$$(3b) \quad I = B \exp(T_2/T).$$

Los valores para los coeficientes ajustables (A y B) no lo son al no tener la intensidad calibrada) están entre 400 y 500 K para T_1 (Fig. 9a) y 230 y 260 K para T_2 (Fig. 9b).

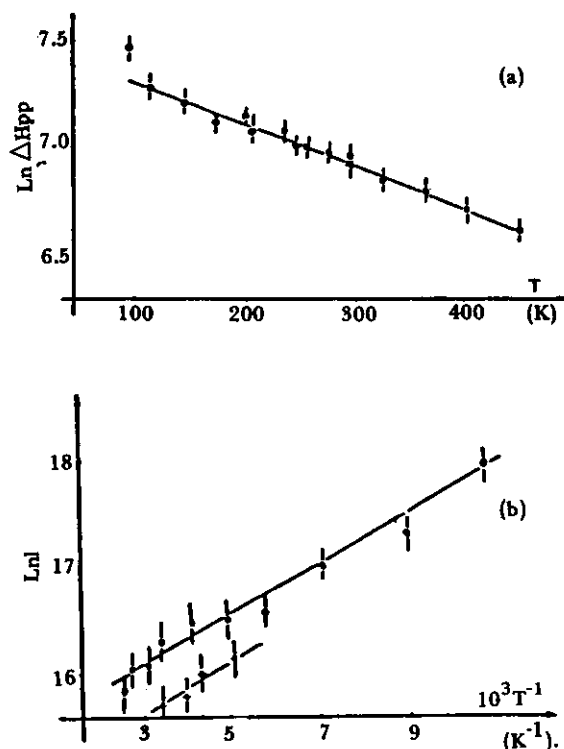


Figura 9. Variación logarítmica (a) del ancho de línea con T y (b) de la intensidad con $10^3/T$. Las rectas son los mejores ajustes.

El análisis por microscopía electrónica mostró una estructura granular, típica de materiales sinterizados. El tamaño de grano varía alrededor de 100 nm y es muy notoria la alta porosidad del material, que fue estimada a partir del volumen de la celda unitaria (ver arriba).

La composición de las muestras con Y muestra efectivamente una relación cercana a la composición 1-2-3. Las mediciones sobre una cara del cristal, sobre la cual se ajustó la posición eucéntrica del microscopio, da valores muy cercanos a dicha composición. En cambio tanto los análisis de muestras sinterizadas como de los cristales con La no coinciden con lo esperado. Según lo obtenido la composición correspondería a un compuesto $\text{LaBa}_3\text{Cu}_4\text{O}_y$, el cual no ha sido reportado todavía. En esas muestras se encontraron además trazas de BaCuO_2 , siendo el análisis de EDAX muy cercano a la composición ideal de este compuesto.

Finalmente, los resultados de mediciones (muestra L1) de la resistencia en función de la frecuencia (Fig. 10) muestra una dispersión para $f > 10^4$ cps, tanto a 80 como a 300 K. La diferencia entre las dos temperaturas radica únicamente en el aumento esperado de resistencia con el enfriamiento. La dispersión es probablemente debida a la estructura granular de la muestra sinterizada y no a una propiedad intrínseca de la fase mayoritaria.

Hay un modelo sencillo para explicar este comportamiento y que ha sido aplicado a otros óxidos (21) en forma satisfactoria. Consiste en imaginar el sólido (Fig. 11a) compuesto por granos conduc-

tores (1) separados por capas aislantes (2), donde la corriente fluye a lo largo de arreglos paralelos de granos. El circuito equivalente en este modelo (Fig. 11b) es una resistencia (R_p) un paralelo con un condensador (C_p), donde ambos componentes dependen de la frecuencia como resultado de la conexión en serie de los dos circuitos $R_1 \parallel C_1$ ("grano") y $R_2 \parallel C_2$ ("capa aislante") con componentes independientes de la frecuencia. La dependencia de la frecuencia de R_p está dada por la siguiente expresión:

$$(4) \quad R_p = R_\infty + \frac{R_0 - R_\infty}{1 + \tau^2 \omega^2}$$

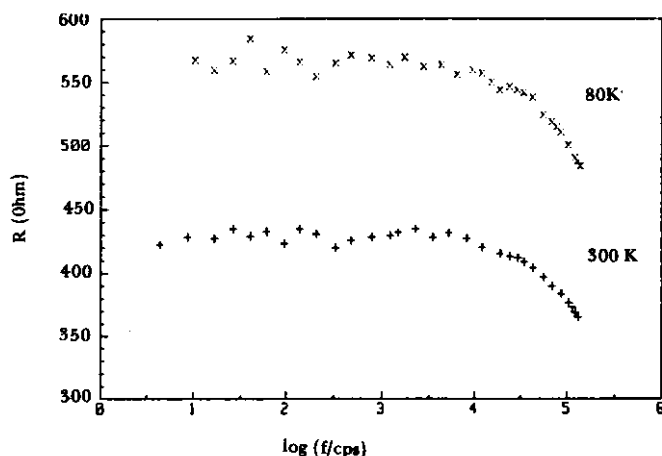
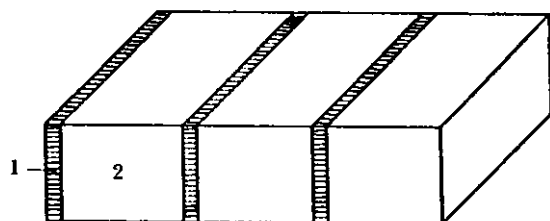


Figura 10. Resistencia en función de la frecuencia de la muestra LI



(a)

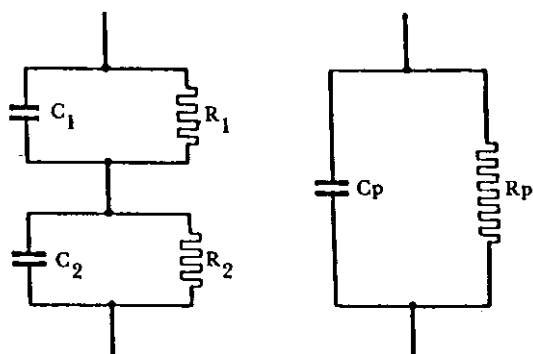


Figura 11. (a) Modelo de un conductor con estructura granular. (b) Circuito equivalente para ese modelo.

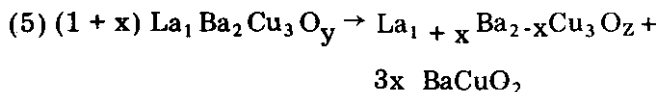
Los parámetros τ , $R_0 = R(\omega \rightarrow 0)$ resistencia y $R_\infty = R(\omega \rightarrow \infty)$ dependen de los valores de resistividad y constante dieléctrica de los dos materiales y especialmente de la relación de espesores x de la

capa aislante y el grano conductor. Del orden de magnitud de γ , que corresponde al inverso del rango de frecuencias donde hay dispersión, se puede estimar (22) que $x < 1$.

4. Discusión

El resultado de las diferentes mediciones muestra en primer lugar que el remplazo del Y por el La afecta las propiedades del compuesto. A pesar de que se ha logrado substituir el Y por casi todas las tierras raras (exceptuando las terravalentes) (23), el caso del La es especial. Se ha logrado, por ejemplo, establecer una correlación positiva entre la temperatura crítica y el radio iónico de la tierra rara (24), cuya función es la de separar los planos de Cu y O. Dado que el La tiene el mayor radio de la serie debería esperarse una T_c de 107 K. Sin embargo, hay pocos reportes sobre la síntesis del compuesto 1-2-3 con La y en su mayoría hablan de temperaturas críticas inferiores a 90K.

Una hipótesis planteada para explicar este comportamiento (25), es que el La substituye parcialmente al Ba en la estructura debido a que tienen radios iónicos parecidos aunque el del La es menor (26). Esto quiere decir que hay una reacción de desproporcionamiento (26) de la que resulta una composición diferente:



El caso $x = 0.5$ corresponde a otro compuesto, llamado 3-3-6 (tetragonal), que es químicamente similar al 1-2-3 pero no es superconductor (27). Para $0 < x < 0.5$ se tiene una solución sólida y los parámetros de red disminuyen con la cantidad de La que substituyen el Ba (28).

Comparando los valores obtenidos para los parámetros de red (Tabla 1) con los reportados para distintos valores de x se puede constatar si la reacción (5) ocurre en nuestras muestras. Efectivamente los parámetros de las muestras E1, E2 y F1 corresponde a valores cercanos a 0.5 y los de la L1 a 0.1. Esto estaría en contradicción con los análisis de EDAX, que dan una composición (2-3-4) que no se ajusta a este modelo. Sin embargo, por una parte el análisis composicional confirma la presencia de BaCuO_2 . Por otra parte las líneas de rayos x en el espectro de EDAX son muy cercanas, por lo cual puede haber un solapamiento que induce errores grandes en la composición. Esto no ocurre con los elementos Y, Ba y Cu, por lo cual los análisis concuerdan con lo esperado.

Asumiendo que efectivamente hay una substitución parcial del La por el Ba, ésta no puede ocurrir sino en forma aleatoria. Por lo tanto, se introduce de esta manera desorden en el sistema, el cual re-

percute a su vez en el ordenamiento de vacancias de oxígeno. Hay varios indicios de que dicho ordenamiento es esencial para superconductividad (29), de tal manera que al no existir el material cambia radicalmente su comportamiento eléctrico. Al haber una distribución aleatoria de potenciales se introduce la localización de estados electrónicos. De esta manera la conducción queda limitada al mecanismo VRH (30).

Es sorprendente ver que el comportamiento de este sistema se ajuste tan bien a la teoría. En especial el que el exponente coincida con lo predicho tiene una serie de consecuencias. Por una parte $s = 1/4$ corresponde a un sistema tridimensional, luego el hecho de que la conducción de muestras semiconductoras no tenga carácter bidimensional ($S_2D = 1/3$) significa que cuando hay localización la conductividad se vuelve isotrópica al haber saltos entre planos (6). Por otra parte en un sistema con correlación electrónica se esperaría $s = 1/2$ (30), por lo tanto en estas muestras la interacción interelectrónica es débil. Igualmente se esperaría ese valor de s para un sistema granular (30), por lo cual se desprende que el comportamiento observado es de carácter intrínseco. Esto concuerda con lo observado en la dependencia de la frecuencia: puesto que la proporción de material aislante que separa los granos es baja, no incide mucho en el comportamiento resistivo total.

El mecanismo de VRH se ha observado generalmente en semiconductores amorfos, aunque a más bajas temperaturas. Por eso es sorprendente ver que en este sistema siga vigente hasta temperaturas cercanas al ambiente y es por lo tanto uno de los mejores ejemplos conocidos de conducción tipo VRH (6). En la teoría de Mott, el parámetro T_0 está ligado al inverso de la longitud de localización α y a la densidad de estados en el nivel de Fermi $N(E_f)$ por la siguiente ecuación:

$$(6) \quad T_0 = 16 \alpha^3 / k_B N(E_f)$$

Con esa ecuación se puede estimar una de esas cantidades conociendo la otra. Debido a que no se conoce ninguna de las dos se puede estimar valores por comparación con otros sistemas. El orden de magnitud de $1/\alpha$ es generalmente $10 \text{ \AA}^{-1}$ (30), por lo cual para los valores obtenidos para T_0 ($4 \cdot 10^4 \text{ K}$) se encuentra que $N(E_f) \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. Este es un valor que se encuentra en un rango razonable y que coincide con cálculos de estructuras de banda (31).

Los resultados obtenidos en EPR no son fáciles de interpretar. La variación del ancho de línea con la temperatura puede ser asociado con algún tipo de magnetismo colectivo (13), probablemente de tipo antiferromagnético. En cambio, la variación de I con T no tiene una explicación clara. Hay razones que inducen a pensar en el antiferromagnetismo. Por una parte ya ha sido observado dicho ordenamiento magnético en el compuesto La_2CuO_4 (32). Fuera de eso es muy plausible que exista dicho ordenamiento justamente en muestras no conductoras debido a la localización de estados (6).

En conclusión demostramos en este trabajo la existencia de una transición metal-no metal inducida por desorden, en particular por substitución del La por Ba, que incide en la distribución de vacancias de oxígeno en los planos donde normalmente ocurre la conducción. Contrariamente a lo que afirman teorías que explican la superconductividad por interacción interelectrónica fuerte, en el estado no metálico dicha interacción no juega ningún papel. Sin embargo, existe un ordenamiento magnético probablemente con acople antiferromagnético y que coincide con lo propuesto en dichas teorías. Finalmente, el comportamiento eléctrico observado en muestras semiconductoras sinterizadas es intrínseco al igual que en las superconductoras, ya que a pesar de la estructura granular hay una "percolación" de las regiones de interés.

BIBLIOGRAFIA

1. BEDNORZ, J. G. & MULLER, K. A. 1986. Z. Phys. B 64, 189.
2. BARDEEN, J. COOPER, L.N. & SCHRIEFFER, J. R. 1957. Phys. Rev. 108, 1175
3. GRANT, P. 1988. Conf. Lat. de Supercond., Río de Jan., Mayo 4 - 6
4. RICE, T.M. 1987. Z. Phys. B 67, 141
5. CARDONA, M. 1988. SLAFS V, Bogotá, julio 11 - 15
6. KASTNER, M. A. et al., 1988. Phys. Rev. B 37, 111
7. ANDERSON, P. W. 1987. Science 2, 1196
EMERY, V. J. 1987. Phys. Rev. Lett 58, 794
LEE, P. A. & READ, M. 1987. ibid. 58, 2691
HIRSCH, J. E. 1987. ibid. 59, 228
KIVELSON, S. A., ROKHSAR, D. S. & SETHNA, J. P. 1987. Phys. Rev. B 35, 8865.
8. EINZEL, D. "Theoretical Concepts of High T_c Superconductivity", (inédito)
9. AHARONY, A. et al., 1988. Phys. Rev. Lett, 60, 1330
10. TORRANCE, J.B. 1988. Phys. Rev. Lett. 60, 542

11. ONG, N. P. 1987. Proc. Berkley Conf. Novel Mech. Supercond.
12. MOTT, N. F. & DAVIES, E. A. 1979. "Electronic Processes in Non - Crystalline Materials" Clarendon, Oxford.
13. POSADA, E. et. al., Rev. Col. Fis., (en prensa)
14. ALBINO, J. et. al., J. Phys. C., (en prensa)
15. OATLEY, C. W. 1972. "The Scanning Electron Microscope" Cambridge UP, Cambridge.
16. BETANCOURT, J., ESGUERRA, M. & FRANCO, G. 1988. Proc. Lat. am. HTSC Río de Janeiro.
17. MOTT, N. F. 1968. J. Non - Cryst. Solids 1,1
18. BOWDEM, G. J. et. al., 1987. J. Phys. C 20, 1545
19. LOPEZ, C., MARINO, A., ESGUERRA, M. & FRANCO, G. 1988. Proc. Lat. am. Cont. HTSC Río de Janeiro.
20. STANKOWSKI, J. et. al., 1987. Phys. Rev. B 36, 7126
21. HEYWANG, H. 1963. Z. angew. Phys. 16,1
22. KOOPS, C. G. 1951. Phys. Rev. 83, 121
23. HOR, P. H. et.al., 1987. Phys. Rev. Lett., 58, 1891
24. ESCUDERO, R. 1988. Primer Encuentro Latinoamericano de Bajas Temperaturas y Superconductividad, Bogotá.
25. IZUMI, F. et. al., 1987. Jpn. J. Appl. Phys. L115
26. MACCARRONIII, E. M. et. al., 1987. Proc. Mater. Res. Soc. Boston.
27. DAVID, W. I. F. et. al., 1987. Nature 328, 328
28. ONODA, M. 1987. Solid State Commun. 64, 1225
29. SREEDHAR, K. et. al., 1987. Solid State Commun. 63, 835
30. BÖTTGER, H. & BRYKSIN, V.V., 1985. "Hopping Conduction in Solids" Akademie - Verlag, Berlin.
31. MATTHEISS, L. F. 1987. Phys. Rev. Lett. 58, 1028
32. SHIRANE, G. et. al., 1987. Phys. Rev. Lett. 59, 1613