

FOTORRESPUESTA EN SUPERCONDUCTORES DE ALTA TEMPERATURA CRÍTICA

por

Jaime Osorio¹, Doris Giratá ², Pedro Prieto¹

Resumen

Osorio J., D. Giratá & P. Prieto: Fotorrespuesta en superconductores de alta temperatura crítica. Rev. Acad. Colomb. Cienc. **23**(87): 261-269. 1999 ISSN 0370-3908.

El campo de la superconductividad ha ganado mucha atención en los últimos años debido al descubrimiento de los cupratos superconductores de alta temperatura crítica. Además de su alta temperatura de transición, ellos muestran una variedad de propiedades físicas que los diferencian de los superconductores convencionales, dos de estas características son la fotoconductividad persistente y la superconductividad fotoinducida. En este artículo se presentan los efectos de fotorrespuesta obtenida al iluminar películas delgadas y junturas Josephson de YBaCuO y BiSrCaCuO, cuyo efecto es un aumento en la conductividad fotoinducida, la temperatura crítica y en la corriente crítica en junturas Josephson, después de iluminar. Se argumenta que este efecto es debido al fotodopaje de la región deficiente de oxígeno en el enlace débil.

Palabras clave: Superconductividad, fotoconductividad, junturas Josephson

Abstract

The field of superconductivity has gained much attention in recent years due to the discovery of the high temperature cuprate superconductors. Besides their high transition temperature, they show a variety of physical properties that are remarkably different from those of conventional superconductors, two of these are persistent photoconductivity (PPC) and persistent photoinduced superconductivity (PPS). In this work we present the results of photorresponse in thin films and Josephson junctions of YBaCuO and BiSrCaCuO. This effect produces an enhancement in the conductivity and the critical current of the films and Josephson junctions after illumination. We argue that this effect is due to photodoping of the oxygen-depleted region in the weak link.

Key words: Superconductivity, photoconductivity, Josephson junctions.

¹ Departamento de Física, Universidad del Valle. AA 25360 Cali. Colombia.

² Departamento de Física, Universidad de Antioquia. AA 1226 Medellín. Colombia.

1. Introducción

La interacción de la radiación electromagnética, en particular la luz visible, con los superconductores ha sido motivo de estudio desde los años 70s. En esta época sólo se tenía conocimiento de los superconductores que ahora llamamos convencionales, para los cuales la luz deteriora la superconductividad [1]. Se encontró que la radiación con luz visible produce un estado de no equilibrio el cual es similar al producido por calentamiento de la muestra: disminución de la temperatura de transición y aumento de la resistencia en el estado normal.

Después del descubrimiento de los Superconductores de Alta Temperatura Crítica (SATC) [2,3], en esta última década se han venido estudiando los cambios en las propiedades de transporte y estructurales de aquellos al ser iluminados con radiación visible y ultravioleta. A diferencia de los superconductores convencionales, los SATC presentan un aumento en la temperatura de transición y una disminución de la resistencia en el estado normal. Estos fenómenos dependen de la frecuencia de la radiación con la que son iluminados, además de la concentración de oxígeno que tenga la muestra que se está irradiando [4-18].

El material superconductor que más ha sido estudiado cuando se irradia con luz visible o UV es el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, que presenta una fotoconductividad persistente (Persistent Photoinduced Conductivity, PPC) [4,5] y una superconductividad fotoinducida persistente (Persistent Photoinduced Superconductivity, PPS) [6] cuando se ilumina por varias horas. Estos fenómenos persisten mientras la muestra se mantenga a temperaturas inferiores a 100 K y desaparece cuando la muestra es dejada a temperatura ambiente.

La observación de la PPC en películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ fue reportada por primera vez por Kudinov et al [4,5], cerca a la transición metal-aislante. Ellos estudiaban las propiedades de transporte y magnéticas de películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ antes y después de largos tiempos de iluminación con luz visible. Las películas fueron iluminadas con láser de argón y criptón con longitudes de onda de 514.4 nm y 647.1 nm respectivamente y potencias de 100 - 300 mW a temperaturas entre 100 K y 20 K, para ambas longitudes de onda la resistencia de la muestra decreció notablemente. Sin embargo, cuando se interrumpió la iluminación, la resistencia permaneció en su valor más bajo sin relajarse a bajas temperaturas, presentándose el fenómeno de PPC. Los autores [4,5] propusieron que debido al efecto de la

iluminación la concentración de portadores móviles aumenta.

2. Importancia del contenido de oxígeno

Los SATC por lo general han sido dopados por sustitución química, como en el caso del $\text{La}_{2-x}(\text{Ba}, \text{Sr})_x\text{CuO}_{6-x}$ y $(\text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm})_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$, o debido a cambios de las concentraciones de oxígeno en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Las propiedades eléctricas de las películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ pueden ser cambiadas fácilmente variando el contenido de oxígeno dentro de los límites $0 \leq x \leq 1$. En este compuesto cada celda unitaria, (ver figura 1), contiene dos planos CuO_2 (los cuales son responsables del fenómeno de la superconductividad), una capa de CuO_x (llamado plano basal) en el cual el contenido de oxígeno puede variar.

El $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, en el cual todo el oxígeno ha sido removido de las capas CuO_x , es un aislante antiferromagnético con estructura tetragonal, es decir, los ejes a y b tienen la misma longitud, (figura 1a). El $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, es superconductor y en los planos de CuO_x los Cu están en una dirección, creando cadenas de Cu-O paralelas al parámetro de red b (Figura 1b), lo que hace que este parámetro sea mayor que el a , y por lo tanto la estructura sea ortorrómbica.

Las propiedades electrónicas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ dependen del contenido de oxígeno, $0 < x < 1$ en los

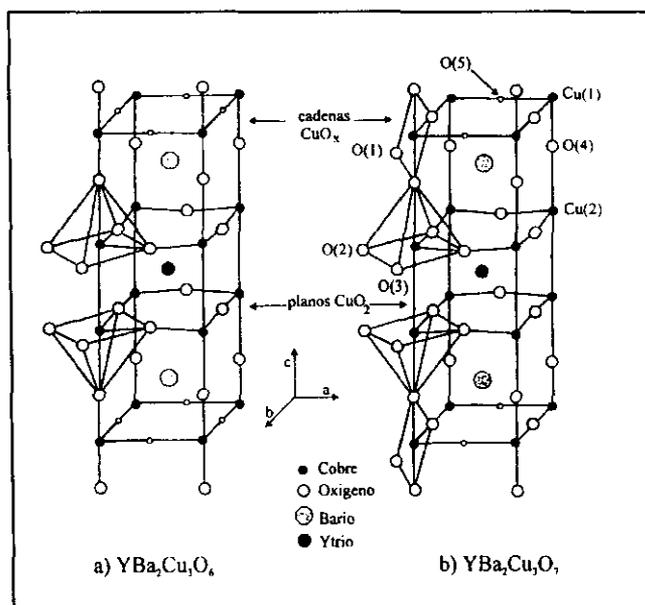


Figura 1. Estructura cristalina del YBaCuO

planos basales en donde se tiene la *reserva de carga* y en los planos de CuO_2 se encuentran los portadores de carga responsables de la superconductividad. La Figura 2 muestra el diagrama de fase electrónico [19] en donde se observa que el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ tiene un comportamiento aislante para bajos contenidos de oxígeno y pasa a un estado superconductor, para $x > 0.4$ y temperaturas $T < T_c$ y (temperatura de transición metálico - superconductor) y en el estado normal tiene un comportamiento metálico.

En la fase tetragonal el sistema es aislante, al incrementar el contenido de oxígeno se llega a la fase ortorrómbica, donde se forman cadenas largas de Cu-O-Cu y más huecos son inyectados a los planos CuO_2 . En el estado normal, $T > T_c$, la fase es metálica (la transición de fase metálica -aislante, se da para $x \approx 0.4$), ver figura 2 [19].

Debido al decrecimiento del contenido de oxígeno x de las muestras de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, se disminuyen los átomos de oxígeno en las cadenas solamente. Cuando el contenido de oxígeno varía desde $x = 1$ hasta $x = 0$, el número de vacancias se incrementa en los planos CuO_x , disminuyendo drásticamente las propiedades superconductoras de la muestra de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. La temperatura crítica del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ decrece con el contenido de oxígeno desde aproximadamente 90 K para $x \approx 1$, hasta un comportamiento semiconductor en $x = 0.4$ (ver figura 2), y para contenidos menores, las películas se comportan como aislantes.

En experimentos realizados se ha encontrado que bajo iluminación con luz blanca y láser, las películas de

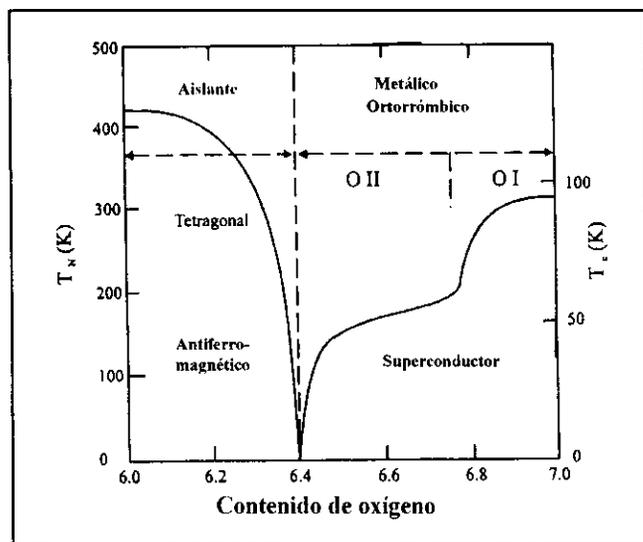


Figura 2. Diagrama de fases del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ [19].

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ deficientes de oxígeno aumentan su temperatura de transición al estado superconductor (T_c) y disminuyen su resistencia en el estado normal (R_n) [9,18]. Los cambios de la temperatura crítica δT_c por iluminación, dependen del contenido de oxígeno de la muestra como se presenta en la Figura 3. δT_c se incrementa cuando el contenido de oxígeno se disminuye. El valor de δT_c aumenta más rápidamente cuando el contenido de oxígeno se acerca al valor donde se presenta la transición de fase aislante - superconductor, $x_c \approx 0.4$.

En la Figura 4, se muestran las curvas características de la variación de la resistencia en función de la temperatura antes y después de iluminar una película de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$ de 300 nm de espesor; la muestra fue iluminada a 95 K. La curva marcada con círculos abiertos corresponde a la situación antes de iluminar, la curva marcada con + y con línea continua corresponde a medidas después de iluminar durante 8 horas con luz blanca, y con luz de longitud de onda de 550 nm respectivamente; como se puede observar en la Figura 4, las dos curvas se superponen.

3. Dependencia espectral del efecto de PPC en YBaCuO

El efecto de fotoconductividad se presenta en estas películas aún cuando se ilumina con una luz que no sea de una longitud de onda definida, como es el caso de la luz blanca producida por una lámpara halógena de

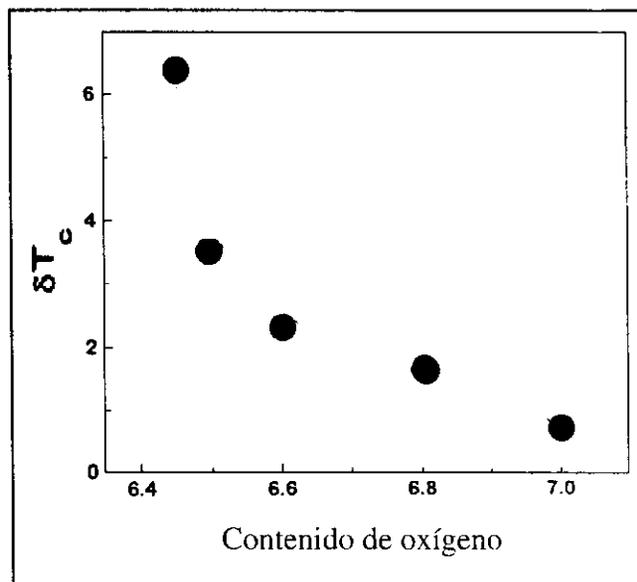


Figura 3. Cambios de la temperatura crítica δT_c debido a la iluminación [9]

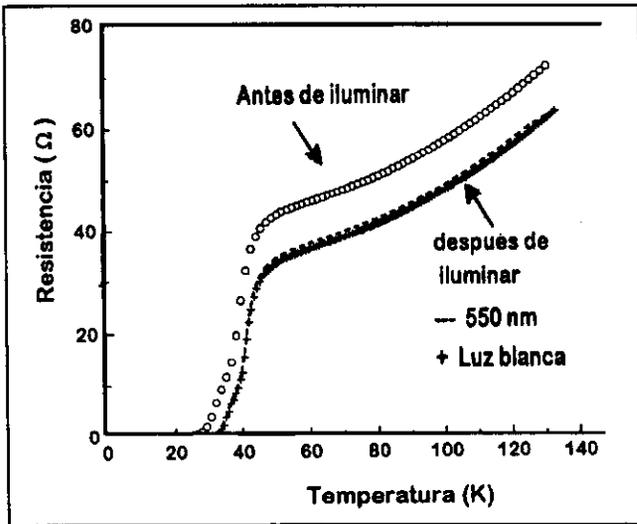


Figura 4. Resistencia vs temperatura antes (o) y después de iluminar una película de YBa₂Cu₃O_{6.45} con luz blanca (+) o con luz de longitud de onda de 550 nm (---) durante 8 horas, a 95 K [19].

tungsteno o una lámpara de xenón. La eficiencia espectral del PPC, η , está dada por la expresión:

$$\eta(h\nu) = \frac{1}{N_{\text{fot}}(h\nu)} \frac{1}{R(0)} \left. \frac{dR(t)}{dt} \right|_{t=0},$$

en donde $h\nu$ es la energía de los fotones, $N_{\text{fot}}(h\nu)$ es la densidad de flujo fotónico, $R(t)$ es la medida de resistencia en función del tiempo.

La dependencia espectral de películas delgadas de YBaCuO con diferentes contenidos de oxígeno ha sido estudiada inicialmente para un rango de energía fotónica entre 1.6 y 3.4 eV. [6, 7, 12], encontrándose un pico máximo en 1.82 eV. Posteriormente se amplió el rango de energías hasta el ultravioleta 4.65 eV (ver figura), obteniéndose un pico máximo en 4.1 eV, o sea, un mejoramiento de la eficiencia espectral [9,15]. Esta eficiencia es independiente de la intensidad de la luz utilizada [6, 12].

4. Mecanismos de fotoconductividad persistente en YBa₂Cu₃O_{6+x}

En los párrafos anteriores mostramos como la iluminación influye en películas de YBa₂Cu₃O_{6+x} deficientes en oxígeno en sus propiedades normales y superconductoras, la resistividad decrece, la temperatura crítica aumenta, el número de portadores de carga se incrementa,

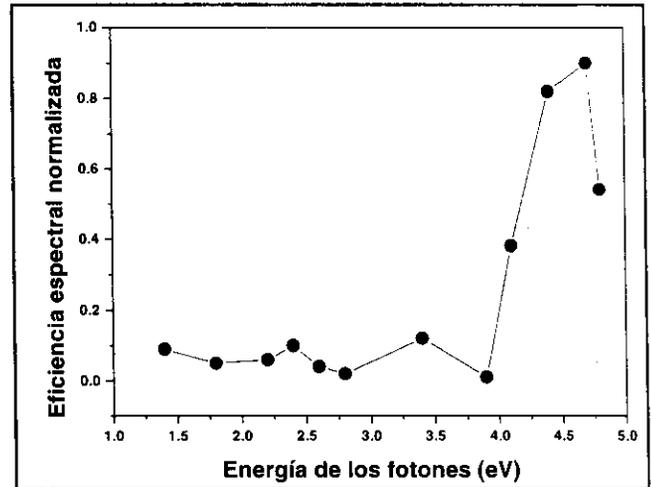


Figura 5. Eficiencia de la fotoconductividad persistente $\eta(\omega)$ en función de la energía de los fotones incidentes sobre la muestra YBa₂Cu₃O_{6.45} a 95 K [19].

y pasa desde una estructura cristalina tetragonal a una ortorrómbica. Todos esos efectos son persistentes en el tiempo a bajas temperaturas, y regresan a sus valores originales a temperatura ambiente.

Se han propuesto algunos modelos para explicar el fenómeno de la fotoconductividad persistente PPC y el aumento fotoinducido de la superconductividad PPS, de los cuales consideraremos el de ordenamiento de oxígeno fotoinducido, el de vacancias fotoinducidas y el de atrapamiento de electrones.

4.1. Mecanismo de ordenamiento de oxígeno fotoinducido

Este modelo propone que al iluminarse una muestra de YBa₂Cu₃O_{6+x} se ordenan los oxígenos de los planos CuO_x produciendo un aumento de la longitud de los fragmentos de las cadenas Cu-O, similar al aumento debido a la variación del contenido de oxígeno. En ambos casos hay un incremento de la conductividad, en la temperatura crítica y una contracción del eje c , por lo tanto, es natural asumir que el mecanismo que subyace en ambos efectos es similar. Este mecanismo propone que un fotón ayuda a la difusión de un oxígeno al inducir un campo eléctrico local en las cadenas Cu-O, lo que hace que un oxígeno migre del eje a al eje b aumentando la longitud de las cadenas. En la figura 6 se muestra un esquema de las diferentes etapas desde la excitación por iluminación hasta la relajación[11].

En la Figura 6a se muestra un esquema de una cadena de CuO_x desordenada; al incidir un fotón induce a un

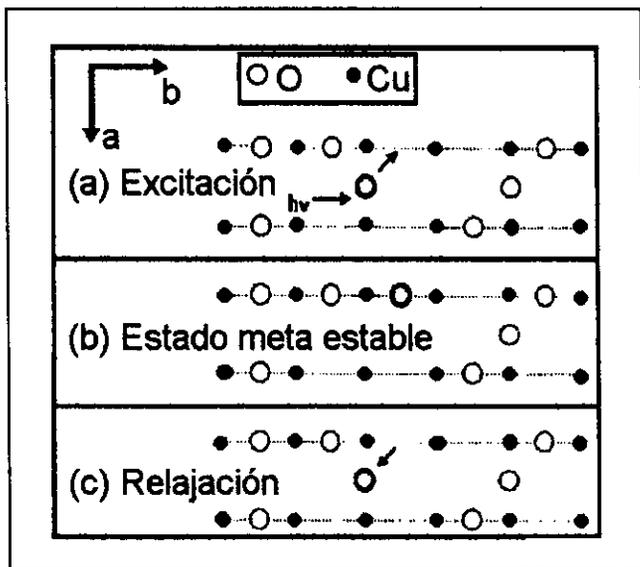


Figura 6. Mecanismo de ordenamiento de oxígeno fotoinducido: a) un fotón induce a un átomo de oxígeno a alargar la cadena de CuO_x , b) estado metaestable a bajas temperaturas ($T < 270 \text{ K}$), c) la relajación se da a temperatura ambiente y el oxígeno regresa a su posición inicial [11].

oxígeno a moverse desde un sitio en el eje a a un sitio vacante. En la figura 6b se observa, el estado metaestable, a baja temperatura; el cual desaparece al aumentar la temperatura ambiente (ver figura 3c), en donde el oxígeno regresa a su posición inicial y es posible el proceso de relajación.

Con el fin de comprender la conformación de las cadenas de Cu-O en las muestras de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ deficientes de oxígeno, en la figura 7 se muestra el resultado estadístico para la longitud de los fragmentos de cadena (n). Se asume que los átomos de oxígeno están distribuidos aleatoriamente en los ejes a y b de los planos basales, en la fase tetragonal, $x < 0.4$ y los ejes a y b son iguales y para $x > 0.4$ se forma la fase ortorrómbica. Para $x = 0.1$, más del 90% de los átomos de oxígeno están localizados en fragmentos de cadenas de una unidad simple. Para que una cadena pueda inyectar huecos a los planos de CuO_2 debe ser más grande que una longitud crítica, $n = 3$ ó 4. Por lo tanto, esto predice un decrecimiento en el efecto de PPC cuando el contenido de oxígeno se reduce, lo que está en desacuerdo con los resultados experimentales [9,10].

4.2. Mecanismo de captura de vacancias fotoinducidas

En la búsqueda de un mecanismo que explique el mejoramiento del PPC en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, al disminuir el

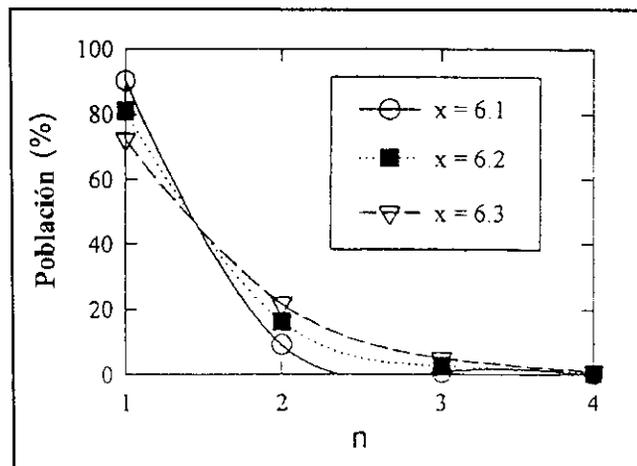


Figura 7. Distribución de los átomos de oxígeno en los fragmentos de cadena de longitud n para varios estequiometrías [11].

contenido de oxígeno, [9, 10], se propone uno similar al presentado originalmente por Kudinov [5-7]. Este modelo propone que los fotones pueden crear pares electrón-hueco en el material, el electrón fotoproducido puede ser capturado en los sitios de las vacancias de oxígeno en los planos de CuO_x (ver figura 8), y el hueco que permanece podría ser transferido a un estado extendido en el plano CuO_2 , aumentando la conductividad [20].

Los electrones atrapados causan una distorsión en la red lo cual crea una barrera de energía que impide la

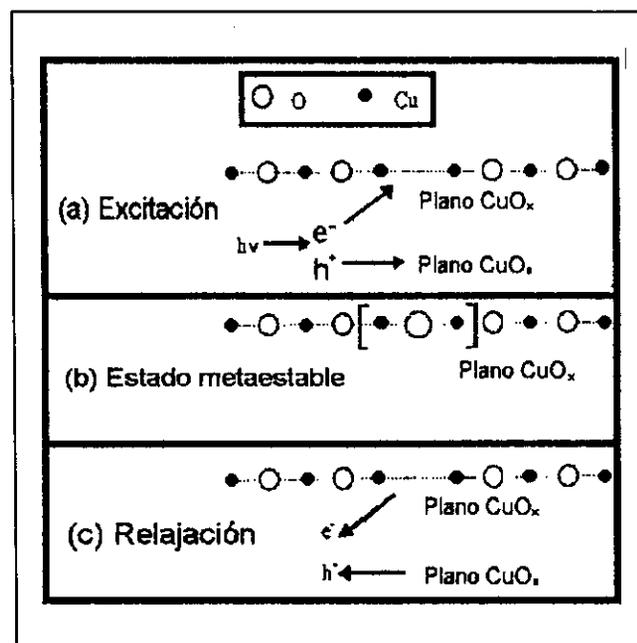


Figura 8. Mecanismo de captura de vacancias fotoinducidas [11].

recombinación posterior con los huecos, presentándose un estado metaestable, a temperaturas bajas; es posible sobrepasar esta barrera cuando se tenga suficiente energía, como es el caso de la activación térmica, para temperaturas altas, cercanas a la temperatura ambiente.

De acuerdo a este modelo, las vacancias de oxígeno en YBaCuO podrían considerarse como centros atradores efectivos, porque sus niveles de energía están situados muy cerca a la energía de Fermi, y así lograr capturar un electrón que fue creado en la banda de conducción por la iluminación. Este mecanismo solo funciona para materiales con cadenas de CuO_x como el caso de $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($R = \text{Y, Gd, o alguna otra tierra rara}$)

El efecto es limitado debido a que no todas las vacancias de oxígeno absorben un electrón, y por lo tanto, el material no puede ser dopado con una cantidad bastante grande de electrones hasta alcanzar una T_c de 90 K. Las inhomogeneidades de la película tales como la frontera de grano y los defectos, pueden jugar un papel importante en el mecanismo de captura y en el límite de número de sitios de captura.

Este mecanismo depende del número de vacancias de oxígeno y está conectado con la posibilidad de transferencia de carga desde los planos basales a los de CuO_2 , por lo tanto, no puede explicar el fenómeno cuando se presenta en estructuras sin cadenas como en el caso del BiSrCaCuO o en TlBaCuO .

4.3. Mecanismo de atrapamiento de electrones.

Este es un mecanismo puramente electrónico [14], similar al anterior, pero en este caso el electrón es atrapado en estados localizados fuera de los planos basales y de CuO_2 , (ver figura 9). La separación espacial entre los electrones atrapados en los estados localizados

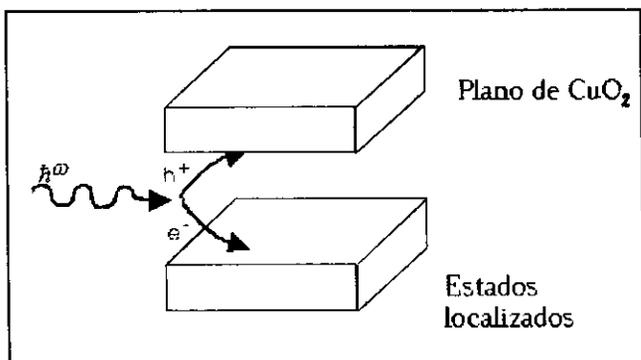


Figura 9. Mecanismo de electron-trapping.

y los huecos en los planos CuO_2 evita una recombinación rápida y por lo tanto genera tiempos de relajación largos.

En los materiales sin cadenas como el $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ hay dos tipos de defectos estructurales que pueden servir de estados localizados, uno es la sustitución de Cu por Tl en los planos de TlO y el otro es un oxígeno intersticial entre los planos de TlO . Este mecanismo es consistente con todos los resultados, ya que en el caso del $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, los estados localizados están en los planos CuO_x .

5. Fotoconductividad en $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$.

El $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ sobredopado exhibe fotoconductividad persistente a bajas temperaturas [10,13]. El $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ tiene una estructura más simple con un solo plano de CuO_2 por celda unitaria en medio de dos planos de TlO y no contiene cadenas de CuO_x [21].

Por incremento en la concentración del oxígeno en una muestra de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$, x desde 0 hasta 0.1, es posible decrecer la T_c desde 85 hasta 0 K. Similarmente la muestra puede mostrar incremento o decrecimiento de la densidad de portadores con iluminación, dependiendo de la concentración de oxígeno y de la longitud de onda de la radiación incidente (ver figura 10).

6. Iluminación de juntas Josephson

Los enlaces débiles de juntas Josephson de frontera de grano producidos por películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$

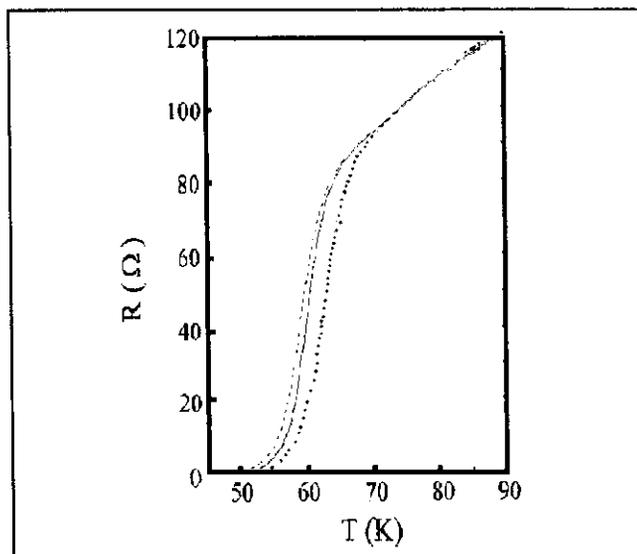


Figura 10. Resistencia vs temperatura para $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$, luz de 100 nm (...) y luz de 400 nm (---). la línea continua es antes de iluminar [10].

depositadas sobre bicristales exhiben un comportamiento Josephson con buenos patrones de Fraunhofer y escalones de Shapiro. Sin embargo, el mecanismo para la formación de un enlace débil en esa juntura de frontera de grano no ha sido bien entendido.

Examinando los resultados de la fotorrespuesta de una juntura Josephson de frontera de grano (**Grain Boundary Josephson Junction, GBJJ**) de una película delgada de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, preparada sobre un bicristal y las juntas *step-edge* (**Step Edge Junction, SEJ**), se ha encontrado que exhiben PPC similar a las películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ deficientes de oxígeno [22, 23], presentando un aumento de la corriente crítica (I_C) y un decrecimiento de la resistencia en el estado normal (R_n), conduciendo a un incremento neto del producto $I_C R_n$. Este producto es la figura de mérito de las juntas y su aumento indica un mejoramiento de las propiedades superconductoras de la frontera de grano. Estos resultados sugieren que los enlaces débiles en GBJJ o SEJ son deficientes de oxígeno. Al comparar los cambios de conductividad relativa entre GBJJ y SEJ de YBaCuO iluminadas y películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ con diferentes contenidos de oxígeno se puede estimar la deficiencia de oxígeno en la región del enlace débil, entre 0.4 y 0.6 cercano a la transición metal aislante de 0.4. La curva característica $I(V)$ modificada por la iluminación es estable a bajas temperaturas y esta técnica provee un control *in-situ* para I_C y R_n en las GBJJ, SEJ y los SQUIDS.

En la Figura 11 se observa la variación en la curva corriente - voltaje para diferentes tiempos de iluminación

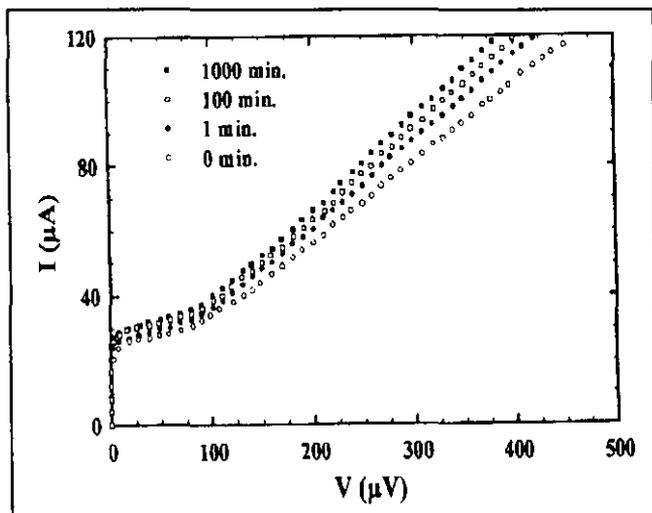


Figura 11. GBJJ para diferentes tiempos de iluminación a 40 K para una muestra de YBaCuO [22].

a una GBJJ de YBaCuO de 10 mm de ancho a 40 K. Se puede observar como a medida que el tiempo de iluminación aumenta, la corriente crítica de la GBJJ aumenta, y la resistencia en el estado normal, R_n , decrece sustancialmente.

En la Figura 12 se aprecia la dependencia de la corriente crítica, I_C , debido al campo magnético antes y después de iluminar durante 1000 minutos, a una temperatura de 30 K; se observa un aumento de la intensidad de los picos, debido al aumento de la corriente

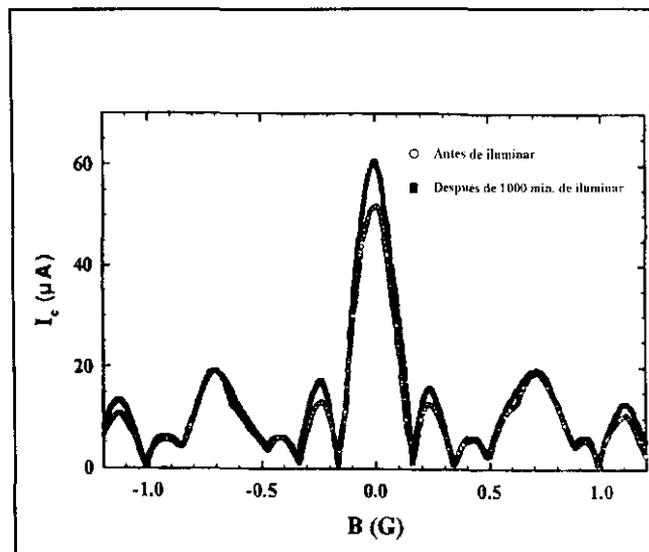


Figura 12. Dependencia del campo magnético de la corriente crítica de una GBJJ de YBaCuO a 30 K [22].

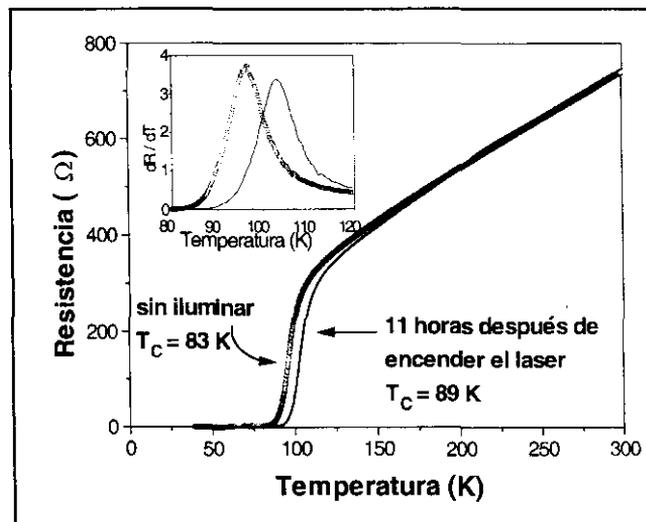


Figura 13. Variación de la TC al iluminar películas delgadas de BiSrCaCuO con láser de He-Ne [24].

crítica I_c), pero no hay una variación en la modulación por el campo magnético, es decir, no hay un corrimiento de los máximos o de los mínimos de los patrones de Fraunhofer.

En medidas sobre GBJJ del sistema de BiSrCaCuO [24] hemos encontrado un aumento en la temperatura crítica de la juntura, pero no hay una variación en la resistencia en el estado normal como se observa en la figura 13.

Cuando se realizan medidas de corriente-voltaje para diferentes tiempos de iluminación, se obtiene un aumento de la corriente crítica de la juntura, pero no hay una variación de la resistencia en el estado normal, se encuentra un aumento apreciable en el producto $I_c R_n$, lo que implica un mejoramiento del enlace débil en la frontera de grano.

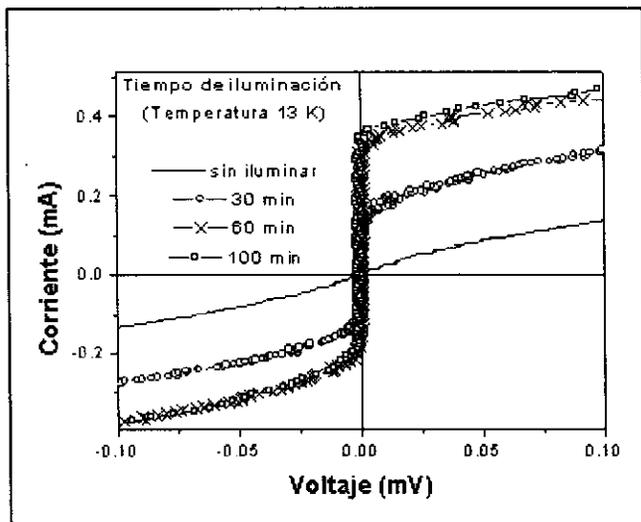


Figura 14. Curvas de corriente voltaje para diferente tiempo de iluminación de una GBJJ de BiSrCaCuO [24]

Estos resultados no coinciden con los presentados por Tanabe [22], como se observa en la figura 15, en los cuales se presentan un aumento de la resistencia y una disminución de la temperatura crítica.

La diferencia entre estos resultados en películas y en GBJJ es debido a la desoxigenación que hay en los micropuentes de la GBJJ. En la figura 16, se observa una región subdopada la cual puede tener un aumento en los parámetros superconductores (T_c , I_c) al iluminar la muestra y otra región sobredopada en la cual estos parámetros disminuyen.

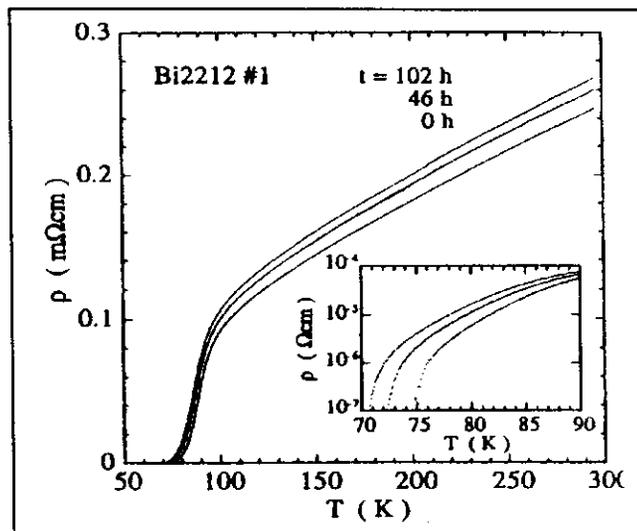


Figura 15. Medidas de resistencia vs temperatura para una película de BiSrCaCuO [22].

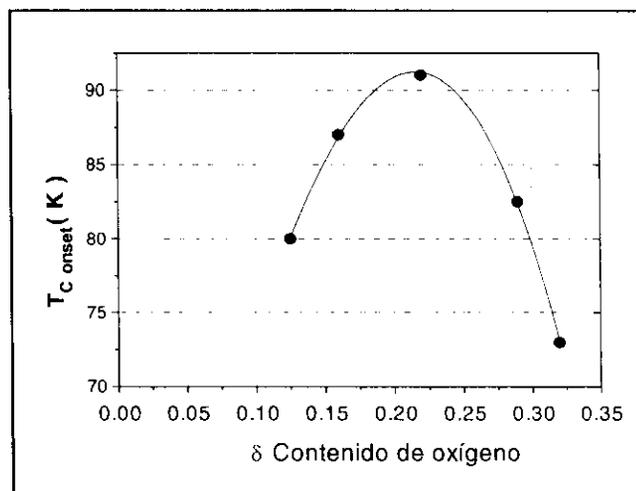


Figura 16 Variación de la temperatura crítica en función del contenido de una muestra de $\text{Bi}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CaCu}_2\text{O}_{8-d}$.

7. Conclusiones

Los resultados muestran que la fotoconductividad persistente es mejor en muestras de $\text{YBaCu}_2\text{O}_{7-x}$ con menores contenidos de oxígeno.

La fotorrespuesta observada en junturas Josephson de frontera de grano se debe posiblemente a que la frontera de grano es deficiente de oxígeno.

El producto $I_c R_n$ aumenta al iluminar junturas Josephson de frontera de grano debido esencialmente al aumento de la corriente crítica bajo iluminación.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por COLCIENCIAS bajo el proyecto "Development of electronic devices based on HT_c thin films" contrato No 1106-05 197-95

8. Referencias

1. L. R. Testardi, 1971. *Phys. Rev. B* **4**, 2189.
2. J. G. Bednorz & K. A. Müller 1986; *Z. Phys. B*, **64**, 189.
3. M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Goa, A. J. Huang, Y. Q. Wang & C. W. Chu; 1987. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908.
4. V. I. Kudinov, I.L. Chaplygin, A. I. Kirilyuk, N. M. Kreines, R. Laiho & E. Lähderanta; 1990. *Phys. Lett. A*. **157**, 290.
5. V. I. Kudinov, A. I. Kirilyuk, N. M. Kreines, R. Laiho, & E. Lähderanta. 1990. *Physical Letter A*, **151**, 358.
6. V. I. Kudinov, I. L. Chaplygin, A. I. Kirilyuk, N. M. Kreines, R. Laiho, E. Lähderanta, & C. Ayache. 1993. *Phys. Rev. B* **47**, 9017.
7. S. L. Bud'ko, H. H. Feng, M. F. Davis, C. Wolfe & P. H. Hor. 1993. *Phys. Rev. B* **48**, 16707.
8. D. Giratá, B. Arenas, R. Hoyos, J. Osorio, M. E. Gómez, P. Prieto. 1996. *Revista Colombiana de Física*, **28**, 177.
9. D. Giratá Lozano, Doris. 1997. Tesis doctoral. Universidad del Valle.
10. J. Hasen, D. Lederman, I. K. Schuller, V. Kudinov, M. Maenhoudt & Y. Bruynseraede. 1995. *Phys. Rev. B* **51**, 2, 1342.
11. J. Hasen. 1995. Tesis doctoral. University of California.
12. C. Ayache, I. L. Chaplygin, A. I. Kirilyuk, N. M. Kreines & V. I. Kudinov. 1992. *Solid State Communications*. vol. 81, No. 1. pp. 41-45.
13. A. Hoffmann, I. K. Schuller, A. Gilabert, G. M. Medici, F. Schmidl, & P. Seidel. 1997. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2461.
14. A Hoffman, I. K. Schuller, Z. F. Ren, J. Y. Lao, & J. H. Wang. (enviado marzo 13, 1997) (Sin publicar)
15. T. Endo, A. Hoffmann, J. Santamaria & I. K. Schuller. 1996. *Phys. Rev. B* **54**, 3750.
16. V. I. Kudinov, *Physica*. 1994 B **194**, 1187.
17. G. Nieva, E. Osquiguil, J. Guimpel, M. Maenhoudt, B. Wuyts, Y. Bruynseraede, M. B. Maple & I. K. Schuller. 1992. *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2159.
18. M. Maenhoudt, 1995. Tesis doctoral. Katholieke Universiteit Leuven.
19. Rossat-Mignod, L. P. Regnault, P. Bourges, P. Burlet, C. Vettier, & J. Y. Henry. 1993. *Physica B*. **192**, 109.
20. D. Giratá, B. Arenas, R. Hoyos, J. Osorio, M. E. Gómez, J. Heiras & P. Prieto. 1997. *Physica C* **282-287**, 671.
21. Sheng & A. M. Herrman. 1988. *Nature* **332**, 55.
22. Tanabe, F. Hosseini Teherani, S. Kubo, H. Asano & M. Suzuki. J. 1994. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3679.
23. A. Gilabert, A. Hoffmann, J. Elly, M. G. Medici, F. Schmidl, P. Seidel & I. K. Schuller. 1997. *Journal of Low Temperature Physics*, **106**, 255.
24. Osorio, Jaime. 1998. Tesis de Maestría. Universidad del Valle.