



El Kink en la Espectroscopía de Fotoemisión de Ángulo Resuelto (ARPES) para el Bi2212 Óptimamente Dopado

H. S. Ruiz^a, J. J. Giraldo^b, R. Baquero^b

^aGrupo de Superconductividad Aplicada, CPS, Universidad de Zaragoza, España

^bGrupo de Superconductores No Homogéneos, Universidad Nacional de Colombia

^cDepartamento de Física, Cinvestav, México D.F.

Recibido 23 de Oct. 2007; Aceptado 6 de Mar. 2009; Publicado en línea 30 de Abr. 2009

Resumen

Diferenciando de las propiedades de transporte y de cuasipartícula, tres diferentes densidades espectrales son empleadas en la reproducción del efecto de renormalización bosónica *Kink*, observado partir de la técnica ARPES en una muestra de $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ óptimamente dopado (Bi2212) como extensión a los resultados obtenidos para el *Pb*.

Palabras Clave: Superconductividad, ARPES, Fonones, Bi2212.

Abstract

Differing of the transport and quasiparticle properties, three different spectral densities are used in the reproduction of bosonic renormalization effect observed from ARPES in a sample of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ optimally doped (Bi2212) as an extension to obtained results for *Pb*.

Keywords: Superconductivity, ARPES, Phonons, Bi2212.

©2009. Revista Colombiana de Física. Todos los derechos reservados.

1. Introducción

A partir de la técnica ARPES, Lanzara et al. [1] han mostrado la aparición de un subitito cambio en la derivada en el espectro de energía cinética de las cuasipartículas comúnmente llamado *Kink*, lo cual revela un acoplamiento de los portadores de carga a un boson intermedio como causa de la transición superconductor. En este artículo se revisa la influencia de los principales mecanismos de interacción, electrón-fonón (EPI) y, fluctuaciones de espín (SFI) a partir del uso de diferentes densidades espectrales, particularmente en una muestra de Bi2212.

2. ARPES en Bi2212

En ARPES la relación de dispersión electrónica vestida es medida y denotada por E_k . Esta se encuentra relacionada con la banda de dispersión desnuda ε_k a través de la autoenergía electrónica. Dentro del formalismo de la teoría de Migdal-Eliashberg, la parte imaginaria de la autoenergía electrónica determina el tiempo de vida de las cuasipartículas $\tau_{qp}^{-1}(\omega) = -2Im\Sigma(\omega)$ (Ref. [2]). La parte real da las energías renormalizadas como soluciones de la ecuación $E_k = \varepsilon_k + Re\Sigma(E_k)$, y para $\varepsilon_k \rightarrow 0$ (sobre la superficie de Fermi) ésta da $E_k = \varepsilon_k/(1 + \lambda)$, de tal forma que la masa de la partícula es renormalizada. La parte real de la autoenergía toma la forma:

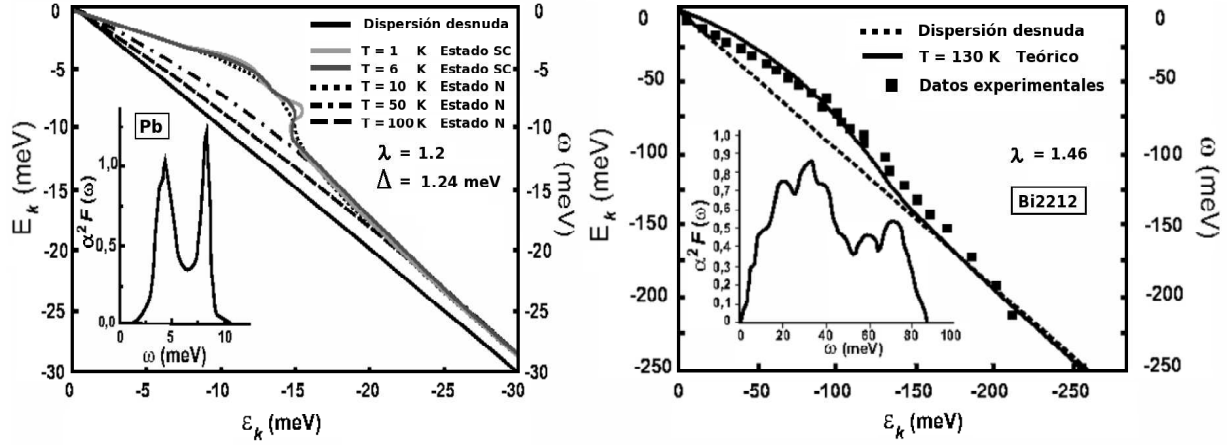


Figura 1. La energía renormalizada E_k como una función de la banda de energía desnuda ε_k empleando una densidad espectral EPI en, *Izquierda: Fig. 1a*. Pb, y *Derecha: Fig. 1b* Bi2212

$$\begin{aligned}
 \text{Re}\Sigma(E_k) = & \int_0^{\infty} d\nu \alpha^2 F(\omega) \text{Re}[\psi \left(\frac{1}{2} + i \frac{\nu - E_k}{2\pi T} \right) \\
 & - \psi \left(\frac{1}{2} - i \frac{\nu + E_k}{2\pi T} \right)]
 \end{aligned} \quad (1)$$

La existencia de un gap significa que los fotones de menor energía a la energía de la banda (gap) no son absorbidos. Desde el punto de vista de una teoría de campo medio (teoría de Eliashberg), la técnica ARPES consiste en la detección del espectro de excitaciones colectivas electrón-hueco cercanas a la superficie de Fermi.

Los resultados teóricos son mostrados para el Pb, y ellos han sido extendidos para el caso específico del Bi2212 óptimamente dopado. La densidad espectral EPI $\alpha^2 F(\omega)$ para el Pb ($T_c = 7,2K$) es bien conocida a partir de la técnica de espectroscopías de tunelamiento [3] (ver inset Fig. 1a). En la Fig. 1a mostramos nuestros resultados numéricos para E_k sobre la superficie de Fermi como una función de la energía electrónica desnuda ε_k hasta los 30 meV, donde la dispersión desnuda (curva sólida negra) y las energías renormalizadas son lo bastante paralelas las unas a las otras. Las otras curvas aplican para el estado normal a $T=10K$ (curva negra punteada), 50K (curva negra de líneas-puntos), y 100K (segmentos de línea). Adicionalmente incluimos los resultados para el estado SC a $T=1K$ y para $T=6K$ justo por debajo de la temperatura crítica $T_c = 7,2K$ (curvas grises). Nosotros notamos que a $\varepsilon_k \rightarrow 0$ la energía renormalizada E_k va ahora a un valor finito correspondiente al valor necesario para renormalizar la banda al límite gap, en donde la densidad espectral EPI, ha sido renormalizada a $\lambda = 1,2$. En el caso del Bi2212 el espectro fonónico ha sido medido por Renker et al. [4] y

es mostrado en el inset de la Fig. 1b. Los datos experimentales ARPES [5] a $T=130K$ en el estado normal son mostrados en la Fig. 1b., y a $T=70K$ en el estado SC en la Fig. 2a, ambos como cuadrados solidos. El ajuste en ambos casos fue obtenido con $\lambda = 1,46$. Observamos que los resultados teóricos se ajustan bien a los datos experimentales. Los resultados son confirmados por Verga et al. [6] para el $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Adicionalmente, encontramos que la energía de dispersión renormalizada de las quasipartículas electrónicas a $T=70K$ en el estado SC (Fig.2a) se ajustan bien a los resultados teóricos obtenidos con la inclusión de un único gap $\Delta = 36meV$ (línea negra) correspondiente al máximo valor del gap medido por espectroscopía de tunelamiento [7], comparada con los resultados para la inclusión de un único gap $\Delta = 20meV$ (línea gris) usualmente asociado a los planos de CuO_2 . En la curva teórica con $\Delta = 36meV$, los datos experimentales por debajo de $E_k \approx 16,59meV$ correspondiente a la banda de energía desnuda renormalizada al límite de la banda gap, en donde los resultados teóricos se ajustan satisfactoriamente bien a la dispersión desnuda de los fotones reflejados, de tal forma que el efecto *kink* surge a partir de este punto como es de esperarse.

Una nueva función espectral $W(\omega)$ extraída directamente de los datos experimentales de conductividad óptica fue introducida por primera vez por Marsiglio et al. [8], y es definida como la segunda derivada del tiempo de vida óptico en el estado normal τ_{op} multiplicada por la frecuencia ω , más específicamente, $W(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2}{d\omega^2} \left(\frac{\omega}{\tau_{op}(\omega)} \right)$. Nosotros consideramos aquí, que hipotéticamente la función espectral $W(\omega)/2$ puede ser considerada como la función espec-

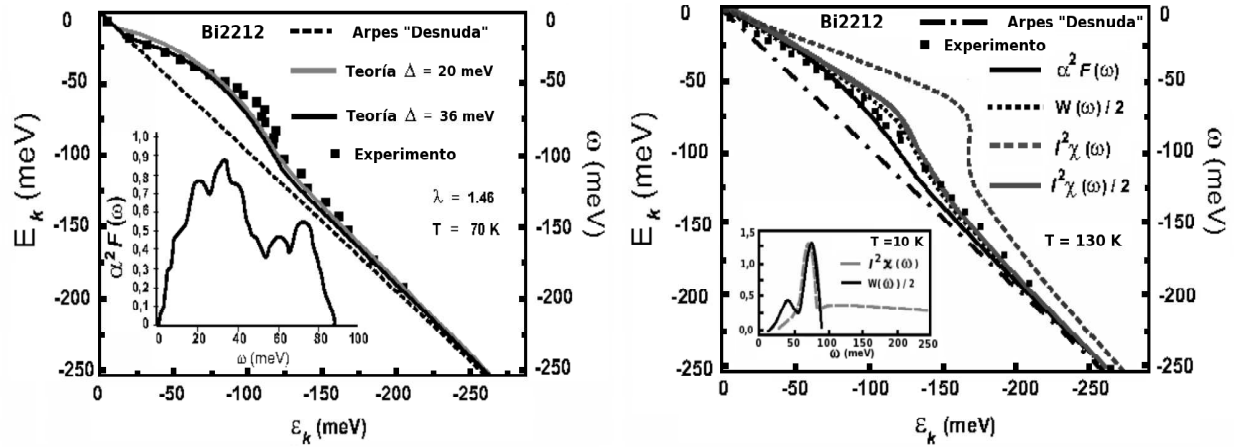


Figura 2. La misma Fig. 1 pero para una muestra de Bi2212 en el estado **Izquierda: Fig. 2a**.SC a $T=70K$ empleando una densidad espectral EPI, y **Derecha: Fig. 2b** Normal a $T=130K$ empleando diferentes densidades espectrales

tral de transporte, y en el límite de temperatura $T=0K$ esta se ajustara bien con la correspondiente densidad espectral EPI $\alpha^2 F(\omega)$. Sin embargo, a causa de las dificultades experimentales para la medición de la conductividad óptica en el estado normal de los HTSC esto únicamente ha sido logrado en el Pb [8]. Otra función espectral es la función $I^2\chi(\omega)$ extraída directamente de la resonancia experimental en los datos de susceptibilidad magnética de spines. Esta última función es comúnmente asociada al mecanismo de interacción vía fluctuaciones de spin [9]. Las funciones $W(\omega)/2$ y $I^2\chi(\omega)$ son en general dependientes de la temperatura, y ellas corresponden claramente a alguna clase de función densidad espectral que hipotéticamente hemos asociado a las propiedades de transporte. Haciendo uso de la función espectral $I^2\chi(\omega)$, se obtiene una marcada sobreestimación de los resultados experimentales. Esta observación fue primero obtenida por Schachinger et al. [9] y fue atribuida por ellos a un desplazamiento causado por el pico de resonancia en la densidad espectral $I^2\chi(\omega)$ [inset Fig. 2b]. No obstante, los recientes resultados experimentales de Timusk et al. [10] muestran que no es posible usar el pico de resonancia como la apropiada función de Eliashberg. Nuestra hipótesis se basa en la idea de que a temperaturas por debajo de la temperatura crítica de transición T_c , las bandas de energía contenidas dentro de la brecha gap son renormalizadas al límite de dicha brecha en acuerdo con las hipótesis empleadas por Baquero para la reproducción de la conductividad óptica en Y123 [11]. Nosotros empleamos la densidad espectral $W_\omega/2$ a $T=10K$ para una muestra de Bi2212 en el estado SC [?] (inset Fig. 2b.) como el valor mínimo reportado para el Bi2212. En la fig. 2b mostramos nuestros resultados teóricos para

E_k sobre la superficie de Fermi como una función de la banda de energía desnuda ε_k hasta los $250meV$ (curva de líneas-puntos negros). Las otras curvas aplican para el estado normal a $T=130K$ usando las diferentes densidad espectrales: $I^2\chi(\omega)$ (segmentos de línea gris), $I^2\chi(\omega)/2$ (curva solida gris), y $W(\omega)/2$ (línea de puntos negros). Los cuadrados solidos son los datos experimentales de Johnson et al. [5]. Evidentemente el mejor ajuste se da con el uso de la densidad espectral $W(\omega)/2$ donde las diferencias obtenidas en comparación con la densidad espectral EPI $\alpha^2 F(\nu)$ son debidas a que la función $W(\omega)/2$ ha sido evaluada a $T=10K$, realmente distante del límite $T \rightarrow 0K$.

Conclusiones

En los oxidos HTSC, particularmente en el Bi2212, es posible considerar la transición superconductor a través de la renormalización de las bandas de energía debida a la directa inclusión del estado SC mediante una brecha de energía o gap Δ , de acuerdo a la relación $E_k^2 = (\varepsilon_k^2 + \Delta^2) / Z_k^2$, con Z_k las funciones de renormalización de Eliashberg. Observamos una fuerte evidencia de que el mecanismo relevante es EPI. Sin embargo, la posibilidad de que exista un mecanismo SFI como mecanismo de rompimiento de pares en lugar de acoplamiento de pares no es rechazada. Parece posible asociar la función espectral $W(\omega)/2$ a la función espectral de transporte, que en el límite de $T=0K$ corresponde a la apropiada función de Eliashberg. A pesar de la similitud entre las densidades espectrales $W(\omega)/2$ y $I^2\chi(\omega)$ (ver Fig. 2b.), el *peso* espectral de la $I^2\chi(\omega)$ genera una marcada sobreestimación de los resultados

experimentales ARPES(Fig. 2b). Cuando la densidad espectral $I^2\chi(\omega)$ es dividida por 2, i. e. la intensidad del pico de resonancia es reducido en la mitad comparado con el pico de resonancia de la densidad espectral $W(\omega)/2$, se encuentra de nuevo un buen acercamiento a los resultados ex-perimentales ARPES (curva solida gris). Bajo estos resultados, es posible predecir la desaparición del pico de resonancia en INS sin la necesaria desaparición del estado SC, en acuerdo a los resultados de Timusk et al. [10]. Además, la desaparición de una de las resonancias no implica la desaparición de la otra y menos aun la desaparición del estado SC, lo cual mantiene presente el origen diferente entre la susceptibilidad magnética de spines y la conductividad óptica. La imposibilidad de asociar la función espectral $W(\omega)/2$ a algún mecanismo, no permite dar una conclusión definitiva al mecanismo de interacción.

Agradecimientos

Fundación para la Promoción de la Investigación y la Tecnología-Banco de la Republica de Colombia, Uni-

versidad Nacional de Colombia.

Referencias

- [1] A. Lanzara et al., Nature 412, 510 (2001)., Phys. Rev. Lett. 98, 067004 (2007).
- [2] H. S. Ruiz, J. J. Giraldo, y R. Baquero, Journ. of Sup. DOI: 10.1007/s10948-007-0292-x (2007).
- [3] W.L. McMillan y J.M. Rowell, Phys. Rev. Lett. 19, 108 (1965).
- [4] B. Renker, et al., Z. Phys. B 77, 65 (1989).
- [5] P.D. Johnson et al., Phys. Rev. Lett. 87, 177007 (2001).
- [6] S. Verga, A. Knigavko, y F. Marsiglio, cond-mat/0207145 (July 2002).
- [7] C. C. Tsuei, y J. R. Kirtley. Rev. Mod. Phys. 72, 969 (2000)
- [8] F. Marsiglio, T. Startseva y J. P. Carbotte, Phys. Lett. A 245, 172 (1998).
- [9] E. Schachinger, J.J. Tu, y J.P. Carbotte, Phys. Rev. B 67, 214508 (2003).
- [10] J. Hwang, T. Timusk, y G.D. Gu, Nature 427, 714 (2004).
- [11] F. Puch y R. Baquero, Rev. Mex. Fís., 52 301 (2006).