

## EFFECTO TOMASCH EN UN SISTEMA SUPERCONDUCTOR DE DOBLE BARRERA AISLANTE

William J. Herrera, Shirley Gómez, J. Virgilio Niño

*Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia*

(Recibido 10 de Oct.2005; Aceptado 20 de Enr.2006; Publicado 28 de Abr. 2006)

### RESUMEN

Se estudia el efecto Tomasch en un sistema superconductor de doble barrera aislante NISIN (N: metal en el estado normal, I: aislante y S: superconductor). Se solucionan las ecuaciones de Bogoliubov - de Gennes para diferentes simetrías del parámetro de orden y se encuentra la conductancia diferencial en términos del voltaje aplicado. Para una simetría  $s$  aparecen resonancias en la conductancia diferencial que dependen del ancho de la región superconductora. Para el caso de una simetría tipo  $d$ , las resonancias dependen de la orientación del superconductor respecto a la interfase y aparece un máximo en la conductancia a voltaje cero, lo que se conoce como “zero bias conductance peak”,

**Palabras Claves:** reflexiones de Andreev, conductancia diferencial, simetría  $d$ , superconductividad.

### ABSTRACT

The Tomasch effect is studied in a system of double insulating barrier NISIN (N: normal metal, I: insulator, S: superconductor). The Bogoliubov de Gennes equations are solved for different symmetries of the pair potential and the differential conductance is calculated as a function of the applied voltage. For a  $s$  symmetry resonances in the differential conductance appear. The resonances depend on the width of the superconductor region. For the case of a  $d$  symmetry the resonances depend on the superconductor direction with respect to the interface and a zero bias conductance peak (ZBCP) appears.

**Keywords:** Andreev reflections, differential conductance,  $d$  symmetry, superconductivity.

### 1. Introducción

Una de las técnicas experimentales que dan información acerca del gap en superconductores de baja y alta temperatura crítica, es la medición de las características corriente contra voltaje en sistemas conformados por metales en el estado normal, aislantes y superconductores. Esta técnica es usada en superconductores de alta temperatura crítica en donde se ha observado que para simetrías  $d_{xy}$  la conductancia diferencial presenta un máximo cuando el voltaje es cero, conocido como *zero bias conductance peak* ZBCP [1]. Si se aplica un voltaje perpendicular a las interfases en juntas NISIN, aparecen oscilaciones en la conductancia diferencial, estas oscilaciones se conocen como efecto Tomasch [2] y han sido explicadas mediante las reflexiones de Andreev para superconductores isotrópicos. Recientemente se han realizado experimentos del efecto Tomasch en superconductores de alta temperatura crítica [3], pero un análisis teórico que tenga en cuenta la simetría del potencial de pares no se ha realizado. En este artículo se encuentra la conductancia diferencial en términos del voltaje aplicado para simetrías tipo  $s$ ,  $d_{x^2-y^2}$  y  $d_{xy}$ , para ello usamos las soluciones de las ecuaciones de Bogoliubov-de Gennes en

junturas NISIN y encontramos la conductancia diferencial a partir de los coeficientes de reflexión electrón-electrón y electrón-hueco.

### 1. Conductancia diferencial en junturas NISIN

Si se aplica un voltaje perpendicular a una interfase NS es posible encontrar la corriente eléctrica neta utilizando el modelo BTK [4] como

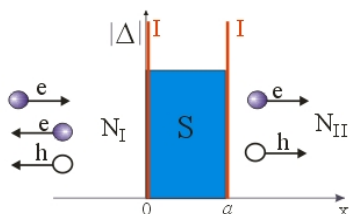
$$I_S = 2N(0)e v_F A \int_{-\infty}^{\infty} (f(E - eV) - f(E))(1 + R_{e-h}(E) - R_{e-e}(E))dE, \quad (1)$$

donde  $f$  es la distribución de Fermi-Dirac,  $v_F$  es la velocidad de Fermi,  $N(0)$  es la densidad de estados en el estado normal calculada en la superficie de Fermi y  $A$  el área transversal de la sección superconductora. La corriente eléctrica es proporcional al factor  $1 + R_{e-h} - R_{e-e}$ , donde se observa que en una reflexión normal (descrita por  $R_{e-e}$ ) se reduce la corriente, mientras en una reflexión de Andreev (descrita por  $R_{e-h}$ ) se incrementa, debido a que en cada una de estas reflexiones se induce un par de Cooper en el superconductor.

La conductancia diferencial relativa  $G_R$  a temperatura cero es

$$G_R = \frac{1}{G_N} \frac{dI_S}{dV} = (1 + Z^2)(1 + R_{e-h} - R_{e-e}), \quad (2)$$

donde  $G_N$  es la conductancia diferencial cuando  $\Delta=0$  y  $R_{e-e}$  y  $R_{e-h}$  dependen del voltaje aplicado. A continuación utilizaremos (2) para calcular la conductancia relativa en junturas NININ, NSN y NISIN a partir de los coeficientes  $R_{e-h}$  y  $R_{e-e}$  obtenidos para estas junturas [5].



**Figura 1.** Sistema superconductor de doble barra aislante NISIN, un electrón que incide sobre la juntura desde el metal en el estado normal  $N_I$  puede ser reflejado como electrón, como hueco o ser transmitido como electrón o como hueco en la región normal  $N_{II}$ .

El sistema considerado se ilustra en la figura 1, el superconductor está comprendido entre  $x=0$  y  $x=a$ , el potencial de pares  $\Delta(\mathbf{k}, \mathbf{r})$  es aproximado a  $\Delta(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \Theta(x)\Theta(x-a)\Delta(\mathbf{k}, x)$ , donde  $\mathbf{k}$  es el vector de onda de las cuasipartículas y  $\Theta(x)$  la función de Heavieside; en  $x=0$  y  $x=a$  se han incluido dos barreras aislantes que son modeladas mediante los potenciales  $V_1(x) = \gamma\delta(x)$  y  $V_2(x) = \gamma\delta(x-a)$  siendo  $\delta(x)$  la función delta de Dirac. Suponemos que los planos de  $\text{CuO}_2$  están en el plano  $x$ - $y$ .

Para una simetría  $d$  el potencial de pares se puede escribir como  $\Delta(\theta) = \Delta_0 \cos(2\theta - 2\alpha)$ , con  $\alpha$  el ángulo entre eje  $a$  de los planos de  $\text{CuO}_2$  y el vector normal a la interfase,  $\theta$  es el ángulo del electrón incidente respecto al eje  $x$ . Cuando  $\alpha=0$  obtenemos una simetría  $d_{x^2-y^2}$ ,  $\Delta(\theta)=\Delta_0 \cos(2\theta)$  y para  $\alpha=\pi/4$  obtenemos una simetría  $d_{xy}$ ,  $\Delta(\theta) = \Delta_0 \sin(2\theta)$ . Cuando  $\Delta=0$  obtenemos el caso de una juntura NININ, donde la conductancia diferencial relativa es

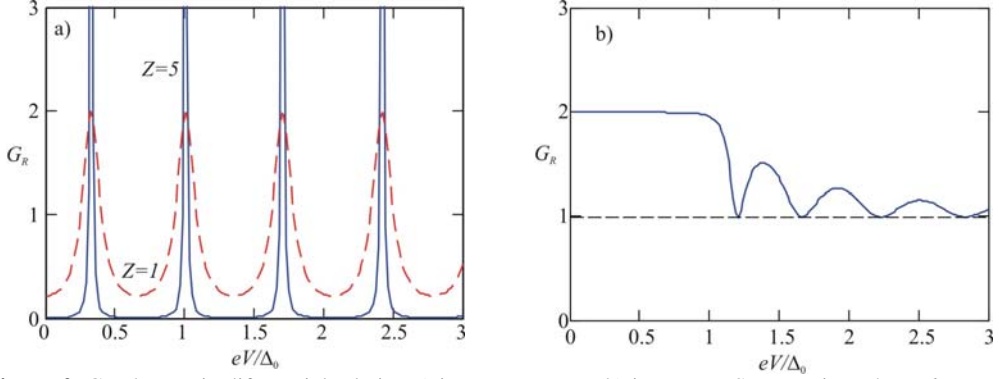
$$G_R = (1 + Z^2) \left( 1 - Z^2 (1 + Z^2) \left| \frac{1 - e^{-2ika}}{1 + Z^2 (1 - e^{-2ika})} \right|^2 \right), \quad Z = \frac{m\gamma}{\hbar^2 k_{0xF}}, \quad k = \sqrt{k_{0xF}^2 + \frac{2meV}{\hbar^2}} \quad (3)$$

donde  $k_{0xF} = k_F \cos \theta$ ,  $Z$  es la fortaleza de las barreras aislantes y  $k_F$  el número de onda de Fermi. En la figura 2 se muestra  $G_R$  en función del voltaje aplicado,  $G_R$  presenta oscilaciones debido a la existencia de estados cuasi-ligados cuyas energías para  $Z \gg 1$  están dadas por

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\pi n}{a} \right)^2 - E_F \cos^2(\theta), \quad (4)$$

Con  $n$  un número entero. El tiempo de vida media  $\tau$ , de estos estados se incrementa a medida que  $Z$  aumenta, debido a que el ancho característico  $\varepsilon$  de las resonancias disminuye,  $\tau = \hbar / \varepsilon$ . Cuando  $Z = 0$  obtenemos el caso de una juntura NSN donde la conductancia diferencial relativa es

$$G_R = 1 + \left| \frac{\Gamma(1 - e^{i(k^+ - k^-)a})}{1 - \Gamma^2 e^{i(k^+ - k^-)a}} \right|^2, \quad \Gamma = \frac{eV - \sqrt{(eV)^2 - |\Delta(\theta)|^2}}{|\Delta(\theta)|}. \quad (5)$$

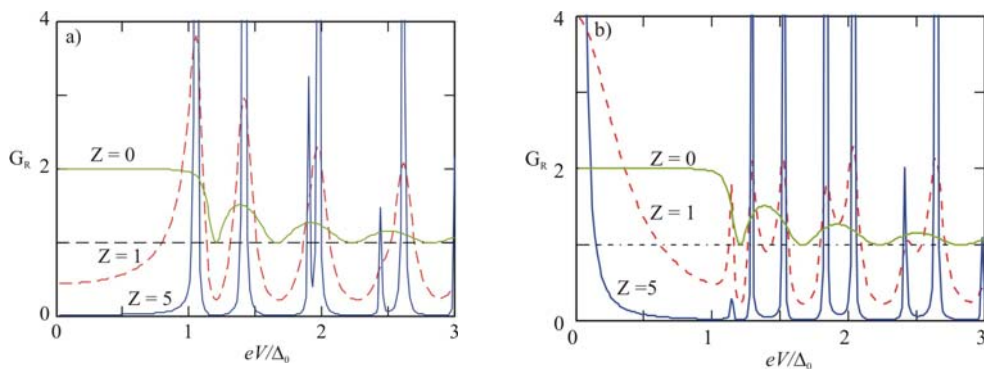


**Figura 2.** Conductancia diferencial relativa a) junturas NININ b) junturas NSN con simetría  $d_{x^2-y^2}$ . En ambos sistemas  $a = 15\xi_0$ , con  $\xi_0$  la longitud de coherencia BCS.

En  $G_R$  aparecen resonancias al variar el voltaje, como se observa en la fig. 2. Estas resonancias son debidas a la interferencia de cuasipartículas transmitidas en  $x = 0$  y las cuasipartículas reflejadas en  $x = a$  y aparecen cuando

$$eV = \sqrt{(\pi(2n+1)E_F)^2 (k_F a)^{-2} \cos^2(\theta) + |\Delta(\theta)|^2} \quad (6)$$

En la figura 3 se muestra la conductancia diferencial relativa en función del voltaje aplicado para la juntura NISIN y diferentes valores de  $Z$ ; cuando consideramos simetría tipo  $d_{x^2-y^2}$ , el número de resonancias para  $Z=1$  es el mismo respecto al caso NSN. Cuando la simetría es  $d_{xy}$  y  $Z=1$  las resonancias se duplican para  $eV > \Delta_0$  respecto a las observadas para simetría  $d_{x^2-y^2}$ , además se presenta una resonancia en la conductancia a voltaje cero, es decir un ZBCP, estas diferencias aparecen debido a que la energía de los estados resonantes es afectada por la anisotropía de la fase del potencial de pares. En ambos casos el ancho de las resonancias disminuye a medida que  $Z$  aumenta, haciendo que  $\tau$ , aumente.



**Figura No.3.** Conductancia diferencial relativa en junturas NISIN para diferentes valores de  $Z$  a) simetría  $d_{x^2-y^2}$  b) simetría  $d_{xy}$ . En ambos casos el ancho de la región superconductor es  $a=15\xi_0$ .

### 3. Conclusiones

La conductancia diferencial relativa en junturas NISIN presenta resonancias al variar el voltaje aplicado. Estas resonancias son debidas a la existencia de estados cuasi-ligados que se forman por múltiples reflexiones de las cuasipartículas en  $x = 0$  y  $x = a$ . Al aumentar la fortaleza de la barrera los anchos de las resonancias disminuyen, lo que indica que el tiempo de vida de los estados cuasi-ligados aumenta. Se encuentra además que la conductancia en estas junturas depende de la simetría del parámetro de orden de tal forma que para simetría  $d_{xy}$  se puede presentar una mayor número de resonancias y un ZBCP.

### 4. Agradecimientos

Los autores agradecen a la División de Investigaciones de Bogotá, de la Universidad Nacional de Colombia por su apoyo financiero en el desarrollo de este trabajo.

### Referencias

- [1] G. Deutscher, Rev. Mod. Phys. **77**, 109 (2005).
- [2] W. J. Tomasch, Phys. Rev. Lett. **15**, 672 (1965).
- [3] O. Neshor and G. Koren, Appl. Phys. Lett. **74**, N 22, 3392(1999).
- [4] G. E. Blonder, M. Tinkham and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. **B 25**, 4515 (1982).
- [5] S. Gómez, W. Herrera, J. V. Niño, por publicar.