

# EFECTO KONDO EN ANILLOS MESOSCOPICOS

V. FERRARI\* Y G. CHIAPPE

DEPARTAMENTO DE FISICA (FCEyN - UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES)  
CIUDAD UNIVERSITARIA - PAB. I - (1428) CAPITAL - ARGENTINA  
*e-mail: ferrari@df.uba.ar, gchiappe@df.uba.ar*

E. ANDA

INSTITUTO DE FISICA (UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE)  
AV. LITORANEA S/N, NITEROI, RIO DE JANEIRO, BRASIL  
*e-mail: enrique@if.uff.br*

## Abstract

We study a mesoscopic ring threaded by a magnetic field and constituted by a double barrier heterostructure and a perfect one dimensional conductor. The Coulomb interaction between the electrons is restricted to the well region. The local electronic spectral function at the well and the persistent current as a function of the gate potential are calculated. We find that Kondo and Coulomb blockade effects compete to determine the value of the current flowing along the ring.

## Resumen

Estudiamos un anillo mesoscópico constituido por una heteroestructura de doble barrera y un conductor unidimensional perfecto, atravesado por un campo magnético. La interacción coulombiana entre electrones se considera sólo en la región del pozo. Se calcula la función espectral electrónica total en el pozo y la corriente persistente como función del potencial de puerta. Se encuentra que los efectos del bloqueo de Coulomb y Kondo compiten para determinar el valor de la corriente en el sistema.

## Introducción

En los últimos años, el desarrollo de técnicas muy sofisticadas ha permitido la fabricación de canales eléctricos del tamaño de unos pocos angstroms. En estos dispositivos, es posible controlar la densidad de carga aplicando un potencial de puerta externo. Además, mediante contornos materiales adecuados (barreras de potencial) es posible confinar a los electrones en una pequeña región espacial (pozo) en la cual se encuentran altamente correlacionados.

Estos canales han sido dispositivos muy útiles para estudiar los efectos de la repulsión coulombiana en problemas de tunneling resonante <sup>1</sup>. En estos experimentos se observan oscilaciones periódicas pronunciadas de la conductancia cuando el nivel de Fermi se modifica cambiando el potencial de puerta. Cuando un electrón intenta entrar al área definida por las barreras de potencial y ésta ya se encuentra ocupada por uno o más electrones se produce el efecto denominado *bloqueo de Coulomb* que provee una explicación teórica para las oscilaciones de la conductancia <sup>2</sup>. Además, para valores bajos del potencial de puerta aplicado, aparece otro efecto debido a la interacción entre electrones: la *resonancia*

\* Autor a quién debe dirigirse la correspondencia.

**Kondo.** Este efecto se produce cuando la energía de Fermi del sistema tiene un valor intermedio entre la energía del nivel localizado en el pozo y la energía necesaria para incorporar un electrón extra en él<sup>3</sup>. En este caso diremos que el sistema se encuentra en el régimen Kondo.

En los sistemas de doble barrera pueden distinguirse dos regímenes como función de la temperatura. Si la temperatura es menor que la temperatura de Kondo,  $T_k$ , entonces la resonancia Kondo controla el proceso. En cambio, si la temperatura es mayor que  $T_k$ , el bloqueo de Coulomb compite con ella. Es decir, la temperatura es un parámetro natural que permite pasar de uno a otro régimen. Otro parámetro que provoca esa transición es un campo magnético local en la doble barrera, el cual destruye las correlaciones antiferromagnéticas presentes en el estado Kondo.

En un trabajo reciente<sup>4</sup>, hemos estudiado la corriente persistente producida en un anillo mesoscópico con impurezas y atravesado por un campo magnético. Hemos encontrado que algunos fenómenos referentes al transporte en esos sistemas pueden entenderse fácilmente comparándolos con la ya conocida fenomenología de tunneling resonante. En este caso, el flujo magnético que atraviesa el anillo es equivalente al campo eléctrico externo aplicado en las heteroestructuras mesoscópicas.

El objetivo de este trabajo es estudiar la corriente persistente bajo la influencia de una competencia entre los efectos Kondo y de bloqueo de Coulomb en un anillo con una imperfección constituida por una heteroestructura de doble barrera (HDB). Este anillo se encuentra además atravesado por un campo magnético externo que produce un flujo  $\phi$ . Es interesante estudiar este sistema porque con las técnicas actuales, este dispositivo se ha vuelto experimentalmente accesible<sup>5</sup>. Además, este problema se puede resolver numéricamente de manera exacta<sup>4,6</sup> debido a que es un sistema cerrado en equilibrio termodinámico donde la corriente fluye a lo largo del anillo sin conectarse con reservorios de electrones.

## Modelo

Para estudiar el problema, consideramos el Hamiltoniano

$$\begin{aligned}
 H = & T \sum_{\sigma, i=1}^{N_r} (\phi/\phi_0) C_{i,\sigma}^+ C_{i+1,\sigma} + U n_{0,\uparrow} n_{0,\downarrow} \\
 & + (V_0 + E_0) \sum_{\sigma} n_{0,\sigma} + B \sum_{\sigma} n_{0,\sigma} \\
 & + T' (\phi/\phi_0) \sum_{\sigma} C_{0,\sigma}^+ C_{1,\sigma} + \text{c.c} \quad (1)
 \end{aligned}$$

Imponemos condiciones periódicas de contorno en el anillo constituido por  $N_s = N_r + 1$  sitios. El campo magnético externo que atraviesa el anillo se incorpora en las probabilidades de salto:

$$T(\phi/\phi_0) = t e^{i(2\pi/N_s)\phi/\phi_0} \quad (2)$$

$$T'(\phi/\phi_0) = t' e^{i(2\pi/N_s)\phi/\phi_0} \quad (3)$$

donde  $\phi_0$  es el cuanto de flujo. Para simplificar el problema representamos el pozo por un solo sitio. Entonces,  $V_0$  es el potencial de puerta externo y  $E_0$  representa la energía del nivel localizado en el pozo (tomamos  $E_0 = 1t$ ). Las dos barreras se suponen de la misma altura y se simulan suponiendo que la probabilidad de salto de un electrón del sitio del pozo a los sitios vecinos ( $t'$ ) es mucho menor que la probabilidad de salto de un electrón entre sitios distintos del pozo ( $t$ ). Además incluimos el campo magnético ficticio en el sitio del pozo ( $B$ ) que nos permite controlar el efecto Kondo.

## Resultados

Para encontrar el estado fundamental del sistema  $|f\rangle$ , usamos el algoritmo de Lanczos. Una vez obtenido este estado, podemos calcular la corriente en el anillo y la carga en el pozo como función del flujo y del potencial de puerta. La corriente se calcula tomando valor medio en el estado fundamental del operador  $J$ ,

$N_r$

$$J = -(4\pi i e t / h) \sum_{\sigma, i=1} (C_{i,\sigma}^+ C_{i+1,\sigma} - c.c.) \quad (4)$$

Por otro lado, calculamos numéricamente la función de Green en el sitio usando la relación:

$$\rho_{i,\sigma}(w) = \rho_{i,\sigma}^+(w) + \rho_{i,\sigma}^-(w) \quad (5)$$

donde

$$\rho_{i,\sigma}^- = -\text{Im} \langle f | C_{i,\sigma}^+ (-w + \mathbf{H} + i\eta)^{-1} C_{i,\sigma} | f \rangle \quad (6)$$

$$\rho_{i,\sigma}^+ = -\text{Im} \langle f | C_{i,\sigma} (w + \mathbf{H} + i\eta)^{-1} C_{i,\sigma}^+ | f \rangle \quad (7)$$

En primer lugar estudiemos el mecanismo de tunneling resonante (despreciando fuerzas coulombianas) que controla la corriente como función del campo magnético externo. Como sabemos, los niveles de energía de una partícula se mueven a lo largo de la relación de dispersión de partícula libre al aumentar el flujo magnético. La energía correspondiente al nivel de Fermi aumenta al variar el campo magnético y cuando coincide con la energía del nivel localizado en el pozo tenemos una condición de tunneling resonante. Esto puede verse en la Fig. 1 donde se representa la corriente persistente como función del flujo para un sistema compuesto por 4 electrones y 12 átomos ( $N_r = 12$ ) y  $t' = 0.1 t$ . El nivel localizado tiene que estar cercano al nivel de Fermi de manera de alcanzar la condición de resonancia dentro del rango permitido por el flujo magnético. El flujo actúa como un ajuste fino de la energía de Fermi relativa al nivel localizado del pozo. La corriente como función del flujo presenta un pico cuando la carga entra o sale del pozo.

Ahora tomemos un campo magnético fijo ( $\phi/\phi_0 = 0.4$  de aquí en más) y estudiemos la corriente como función de  $V_0$ . Para el caso  $U = 0$ , tiene que aparecer un pico cuando el nivel local del pozo se alinea con el potencial químico del anillo. La conductancia diferencial es positiva al comienzo de la resonancia y luego se vuelve negativa. Dos partículas en el nivel de Fermi del

anillo son transferidas al pozo durante el proceso.

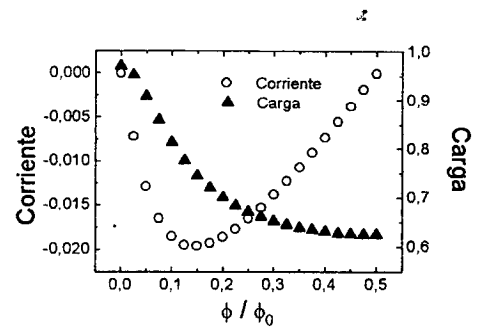


Figura 1. Corriente y carga en la impureza para un sistema de 12 átomos, 4 electrones y  $t' = 0.1 t$  a potencial fijo.

Cuando  $U$  aumenta aparecen dos picos. El primero refleja la forma en que una carga se incorpora al pozo. Entonces, si el proceso está gobernado por el bloqueo de Coulomb, el segundo nivel de afinidad comienza a llenarse cuando el potencial de puerta está suficientemente bajo en energía de manera de permitir a la segunda carga entrar al pozo, venciendo la repulsión coulombiana debida a la carga ya dentro de él. En la Fig. 2 mostramos la corriente como función del potencial de puerta para dos valores de  $U$ . Podemos notar dos cosas a partir de esta figura: en primer lugar, aunque la posición del pico se espera que sea independiente del valor de  $U$ , se modifica un poco cuando  $U$  aumenta; en segundo lugar, en la región intermedia entre los dos picos no se observa que la corriente se anule como es esperable debido al efecto del bloqueo de Coulomb. Sin embargo, cuando en el pozo se aplica un pequeño campo magnético, la corriente en la región intermedia entre los dos picos se reduce.

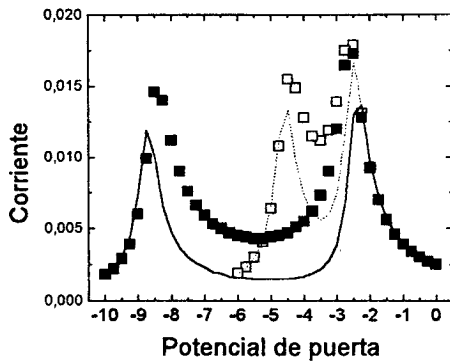


Figura 2. Corriente como función del potencial de puerta para un sistema de 12 átomos, 4 electrones y  $t' = 0.3 t$  para distintos valores de  $U$ . Para  $U = 2$ , sin campo  $B$  (cuadrados vacíos) y con  $B = 0.1$  (línea de puntos). Para  $U = 6$ , sin campo (cuadrados llenos) y con  $B = 0.1$  (línea continua).

Para estudiar estos hechos hemos evaluado la función espectral local para el caso  $U = 6 t$  y para diferentes valores del potencial de puerta (Fig. 3). Calculamos esta función en dos lugares: en el pozo ( $\rho_0$ ) y en un sitio del anillo lo más alejado de él ( $\rho_s$ ). En este último caso lo hacemos cuando el pozo está vacío (es decir cuando el potencial de puerta es suficientemente positivo). Con esto podemos observar la posición del nivel de Fermi en el anillo al comienzo del proceso de carga del pozo, como puede verse en la Fig. 3.(a).

En primer lugar estudiemos la función  $\rho_0$  en el sitio del pozo. Cuando el pozo está vacío, hay un solo pico presente que viene de la contribución de  $\rho_0^+$ . La energía de este pico coincide con la energía del primer nivel en el pozo  $V_0$ . La energía de este pico es más alta que la energía de Fermi y puede bajarse reduciendo  $V_0$ . Cuando está por debajo del nivel de Fermi, una partícula entra al pozo y la función espectral se modifica. En la contribución  $\rho_0^-$  aparece un pico correspondiente a un estado localizado en el pozo con energía cercana a  $V_0$ . Un nuevo pico aparece en la banda, un poco por debajo del nivel de Fermi, cuando la carga entra al pozo

como puede verse en la Fig. 3. (b). La energía de este estado prácticamente no depende de  $V_0$ . Permanece allí mientras se satisface la condición  $E_f < E_0 + V_0 + U$ . Cuando  $E_f > E_0 + V_0 + U$ , el pozo se ocupa doblemente y la resonancia en el nivel de Fermi desaparece. Este pico es una resonancia Kondo y es responsable de que la corriente no se anule cuando  $V_0 + E_0 < E_f < E_0 + V_0 + U$ .

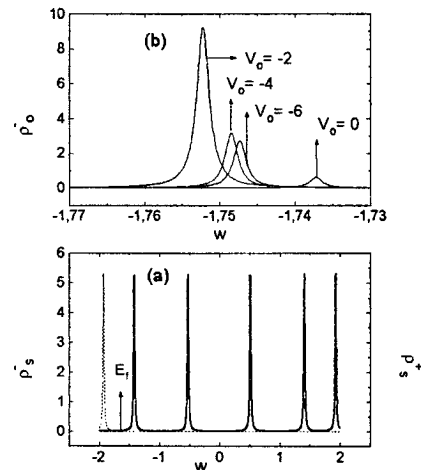


Figura 3. Función espectral para un sistema de 12 átomos, 4 electrones y  $t' = 0.3 t$  y  $U = 6 t$  para distintos valores del potencial de puerta. (a). En el sitio más alejado respecto del pozo ( $s$ ). La línea continua indica  $\rho_s^+$  y la línea punteada indica  $\rho_s^-$ , para un valor de  $V_0$  tal que el pozo está vacío ( $V_0 = 2$ ). Se indica la energía de Fermi del anillo ( $E_f$ ). (b). Función  $\rho_0^-$  alrededor del nivel de Fermi y para distintos valores del potencial de puerta. Cuando  $V_0$  disminuye, la carga entra al pozo y el pico aumenta.

Cuando el nivel de Fermi del anillo se alinea con el nivel vacío del pozo, la carga va del anillo al pozo. Debido a esto, la repulsión coulombiana en el pozo aumenta y la energía del nivel local aumenta de manera de mantenerse en resonancia con el nivel de Fermi del anillo. Esto es posible porque la carga entra en el pozo tanto con spin up como con spin down, de manera que la energía coulombiana en el pozo se incrementa continuamente. Si aplicamos un campo magnético local en el pozo, la carga entra preferentemente con el spin favorecido por el campo y por lo tanto no hay repulsión coulombiana que permita mantener la resonancia (ver Fig. 2)

Como conclusión de este análisis, una magnitud de importancia es la función de correlación entre el spin del sitio del pozo y sus vecinos, que puede calcularse de la siguiente relación:

$$S_j = \langle f | (n_{j,\uparrow} - n_{j,\downarrow}) (n_{0,\uparrow} - n_{0,\downarrow}) | f \rangle \quad (6)$$

En el régimen Kondo, esta función refleja el acoplamiento antiferromagnético entre el spin del electrón en el pozo y el spin de los otros electrones en la cadena. Este comportamiento puede observarse en la Fig. 4: Para valores del potencial de puerta para el cual hay una partícula en el pozo, las correlaciones entre spines aumentan. Con el sitio vecino más distante (sitio

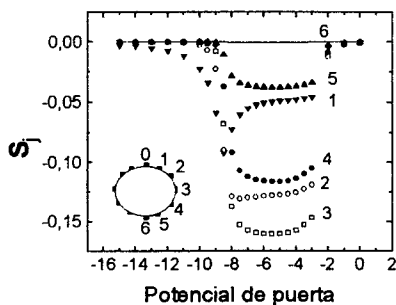


Figura 4. Función correlación de spin entre la impureza (sitio 0) y los sitios vecinos indicados de 1 a 6.

6), la correlación es siempre cero como puede verse en la figura. Esas correlaciones serán importantes sólo a temperaturas menores que  $T_k$ . Para temperaturas mayores, sólo el efecto del bloqueo de Coulomb competirá para determinar la corriente y habrá una reducción importante en la misma para  $V_0 < E_f < V_0 + U$ .

## Conclusiones

Hemos estudiado la competencia entre el bloqueo de Coulomb y el efecto Kondo en un anillo mesoscópico imperfecto. Encontramos que el bloqueo de Coulomb de la corriente persistente puede anularse cuando el sistema entra en el régimen Kondo a bajas temperaturas.

## Referencias

- 1 - A.B. Fowler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 138 (1986); U. Meriav *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 771(1991); L.P Kouwenhoven *et al.*, Z Phys. B **85**, 367 (1991); T.A. Fulton and G. J. Dolen, Phys. Rev. Lett. **59**,1091(1989).
- 2 - H. Van Houton, C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. B **63**, 1893 (1989); C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. B **44**, 1646 (1991); D. V. Averin and A. N. Korotkov, Sov. Phys. JEPT **70**, 937 (1990); Y. Meir, N. S. Wingreen and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett **66**, 3048 (1991).
- 3 - T. K. Ng and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **61**, 1768 (1988); A. Kawabata, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 3222 (1991); A. Yeyati, A. M. Rodero and F. Flores, Phys. Rev. Lett **71**, 2991 (1993).
- 4 - E. V. Anda, V. Ferrari and G. Chiappe (a publicarse en J. Phys. Cond Matt).
- 5 - G. Kirczenow *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 2069 (1994).
- 6 - F. V. Kusmartsev *et al.*, Phys. Rev. B **49**, 16234 (1994); G. Bouzerar *et al.*, Phys.Rev.B **49**, 8258 (1994); M. Abraham *et al.*, Phys.Rev.Lett. **70**, 1509 (1993); W.Deng *et al.*, Phys. Rev. B **50**, 7655 (1994).