

# SQUID y materiales superconductores

Gabriela Pasquini

## **Introducción:**

Un SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) es el dispositivo más sensible conocido hoy en día para medir campos magnéticos. Básicamente, es un transductor de flujo magnético a voltaje y está fabricado con un material superconductor. Para entender mínimamente el principio de funcionamiento de este dispositivo hace falta conocer las propiedades básicas de los superconductores y de llamadas las Junturas Josephson (dos superconductores separados por una pequeña región donde la superconductividad está total o parcialmente deprimida). En lo que sigue, damos una muy breve introducción con las nociones básicas de estos conceptos.

## **Fenomenología básica de los superconductores:**

Muchos materiales se vuelven superconductores por debajo de una cierta temperatura crítica ( $T_c$ ).

La característica fenomenológica más saliente de este estado (de hecho la primera en ser descubierta, en 1911) es que presentan resistividad eléctrica nula: los superconductores pueden transportar corriente eléctrica sin disipar energía, son conductores perfectos. Esto permite que puedan circular corrientes persistentes (es decir, corrientes que no están provistas por ninguna fuente) por tiempos muy largos. El tiempo característico puede ser de  $10^5$  años!

La propiedad de conductor perfecto no alcanza sin embargo para explicar la otra propiedad sorprendente de los superconductores, descubierta varios años después, en 1933, que consiste en el diamagnetismo perfecto o efecto Meissner: por debajo de un campo crítico, los superconductores son capaces de expulsar completamente el campo magnético.

## **El marco teórico:**

### **La superconductividad es un fenómeno cuántico:**

El hecho de que la superconductividad es un fenómeno cuántico, quedó al descubierto al conocerse la existencia de un salto discreto de energía (gap) del orden de  $kT_c$  entre el estado fundamental y los niveles excitados, que se desarrolla en la fase superconductora.

En 1957, la teoría microscópica BCS, desarrollada por Bardeen, Cooper y Schrieffer, logró explicar y predecir cuantitativamente toda la fenomenología observada en los superconductores tradicionales (metales y aleaciones), incluyendo la predicción del gap.

Esta teoría muestra que por debajo de  $T_c$ , el sistema logra bajar su energía libre si los electrones se aparean en los llamados pares de Cooper. En el estado fundamental, todos los electrones están descritos por una misma función de onda, que resulta una función de onda macroscópica. Muchos libros explican en detalle la teoría BCS, pero

para comprenderla hacen falta conocimientos sólidos de cuántica. Por suerte no hace falta entender esta teoría para describir el funcionamiento de un SQUID (en general podemos prescindir de ella para describir casi toda la fenomenología), y sólo la mencionamos en este breve párrafo por su relevancia teórica.

### **Descripción fenomenológica:**

El formalismo más relevante para la descripción del comportamiento eléctrico y magnético de los superconductores es sin embargo la teoría fenomenológica de Ginzburg y Landau, desarrollada en forma intuitiva en 1950 y demostrada por la teoría BCS unos años más tarde. Tienen la ventaja adicional de que es aplicable a todos los superconductores, incluso a aquellos en los que no funciona BCS.

Esta descripción está encuadrada en la teoría general de Landau de las transiciones de fase de segundo orden, y se basa en la existencia de un parámetro de orden característico de la fase superconductor descrito por una “pseudofunción de onda” compleja  $\psi = |\psi| e^{i\phi}$ . El módulo  $|\psi|$  varía entre 1 y 0 (0 es el valor en el estado normal). Propone una expresión para la función energía libre del sistema, cuya minimización en distintas circunstancias (no siempre con solución analítica) da las soluciones del sistema.

Tampoco entraremos acá en el detalle de esta teoría. Sólo mencionaremos que introduce dos longitudes características: la longitud de coherencia  $\xi$ , es la distancia típica de variación de  $|\psi|$  en una interfase normal-superconductor, mientras que la longitud de apantallamiento  $\lambda$  es la distancia típica de variación del campo magnético en la interfase.

### **El cuanto de flujo magnético**

La superconductividad es uno de los pocos fenómenos en donde se observan fácilmente la cuantización de cantidades físicas a escalas macroscópicas. Esto se debe a que  $\psi(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})| e^{i\phi(\mathbf{r})}$  es una función univaluada, por lo que el cambio de fase a través de cualquier circuito cerrado debe ser múltiplo de  $2\pi$ . Así como la condición análoga en la función de onda de un átomo trae como consecuencia la cuantización del momento angular, en este caso la consecuencia es la cuantización de una cantidad llamada fluxoide, que sólo puede tomar valores que sean múltiplos enteros de  $\phi_0 = hc/2e$ .

En ausencia de corrientes el fluxoide encerrado por un circuito coincide con el flujo del campo magnético  $\phi$  a través de la superficie encerrada por el circuito. Esta es la característica universal del estado superconductor y la esencial para entender el comportamiento del SQUID, por lo que volveremos sobre ella más adelante.

### **Un anillo superconductor:**

Las implicancias de la cuantización del flujo son muchas. Por ejemplo, de dicha cuantización puede desprenderse fácilmente la propiedad de conducción perfecta.

Para ver eso supongan que un anillo hecho de material superconductor. En el estado normal ( $T > T_c$ ) se prende un campo magnético pequeño, tal que justo el flujo concatenado por el anillo es  $\phi_0$ . Luego se enfría el material por debajo de  $T_c$  de forma que se vuelve superconductor y posteriormente se apaga la fuente del campo externo. Por ley de Faraday, aparecen corrientes en el anillo que generan un campo que se opone a la variación  $dB/dt$ . Si la resistencia del material no es nula (como ocurre en cualquier material normal) esas corrientes decaerán rápidamente y el campo magnético en el interior del anillo se anulará. Ahora bien: si las corrientes pudiesen decaer en el

superconductor, durante el transitorio, el flujo atrapado en el interior del anillo no cumplirá con la cuantización del flujo (tendría que ser menor que  $\phi_0$  y mayor que 0). Por lo tanto, la cuantización del flujo implica que las corrientes superconductoras generadas en el anillo fluirán para siempre, sin decaer.

De esto y lo enunciado en la sección anterior, podemos ver que la coherencia de la fase superconductoras está intrínsecamente relacionada con la capacidad de los superconductores de sostener corrientes no disipativas.

### **Superconductores tipo I y tipo II:**

Los primeros superconductores descubiertos fueron metales. En estos materiales (superconductores de tipo I) la energía necesaria para formar una pared normal-superconductor es positiva, de manera que el sistema tiende a minimizar la cantidad de interfases: Todo el material (salvo en una película de espesor  $\xi$  vecina a la superficie) es superconductor, con parámetro de orden constante. El campo magnético es expulsado siempre que no supere el campo crítico  $H_c$  (salvo en una película de espesor  $\lambda$  vecina a la superficie).  $\xi$  y  $\lambda$  dependen del material, pero en general no superan los 100 nm, por lo que los superconductores macroscópicos tipo I pueden considerarse diamagnetos perfectos.

Lo que notó Abrikosov en 1957 es que, si la energía de la pared normal-superconductor fuera negativa, por encima de un cierto campo magnético  $H_{c1} < H_c$ , al sistema le convendría energéticamente la entrada parcial de campo magnético. Como el sistema es superconductor, el campo entra en cuantos de flujo, cuyo valor es exactamente  $\phi_0 = hc/2e$ . Estos cuantos están localizados espacialmente, apantallados por corrientes superconductoras en un radio del orden de  $\lambda$  y se conocen como vórtices superconductores. En el centro de cada vórtice el parámetro de orden superconductor está deprimido en una región de radio  $\xi$ . A medida que aumenta el campo magnético entran cada vez más vórtices que tienden a ordenarse en una red triangular. Gracias a esto, el sistema sigue siendo superconductor hasta un campo magnético  $H_{c2} > H_c$ , campo para el cual la distancia entre vórtices iguala  $\xi$  y el material se vuelve normal.

Qué tipo de material superconductor convendrá usar para aplicaciones prácticas? Es claro que será más útil para aplicaciones un material con campos y temperaturas críticas altas. Sin embargo, el parámetro fundamental para la “utilidad” de los superconductores es la densidad de corriente crítica, que es la corriente máxima que puede pasar por el material sin que éste pierda su propiedad de conductor perfecto.

Los superconductores de tipo II tradicionales son por lo general aleaciones; algunas de estas aleaciones tienen temperaturas críticas, campos críticos y corrientes críticas muy superiores a los tipo I y son los que se usan en la mayoría de las aplicaciones prácticas. Tienen la gran limitación de que las temperaturas de uso ( $T < 20$  K) implican tener que enfriar el material con He líquido, que es muy caro y su uso requiere una infraestructura (termos, etc) medianamente sofisticada.

### **Superconductores de alta $T_c$ (SAT):**

En 1987 Bednorz y Muller descubrieron un nuevo tipo de material superconductor. Se trata de óxidos con estructura de perovskita, con planos de CuO donde se desarrolla la superconductividad.. El mecanismo microscópico de la superconductividad en estos materiales todavía está en discusión.

En muchos de estos compuestos la  $T_c$  es superior a la temperatura del N líquido (77 K), lo que despertó un enorme interés para su uso en aplicaciones. Estos óxidos

crecen naturalmente como materiales cerámicos, formados por granos superconductores; la superconductividad en la unión entre los granos esta fuertemente deprimida. Ese hecho, sumado a la poca maleabilidad de estos óxidos, ha hecho que recién después de 20 años de su descubrimiento y tras muchísima investigación, se estén comenzando a usar en aplicaciones prácticas.

Por otro lado, la física de la materia de vórtices superconductores en estos sistemas es particularmente rica y un vasto campo de estudio en sí misma.

El Squid que ustedes usarán está hecho con un superconductor de alta  $T_c$ :  $YBa_2Cu_3O_7$ , más conocido como YBCO, que tiene una  $T_c$  aproximada de 92 K.

## **El Efecto Josephson**

Este es el aspecto fundamental de la superconductividad necesario para comprender el comportamiento del Squid. Una imagen sencilla de este efecto es la siguiente:

Supongan que tienen dos regiones superconductoras (electrodos) separadas por una pequeña barrera de material “normal”. Llamemos  $\phi_1$  a la fase del parámetro de orden superconductor de la región 1 y  $\phi_2$  a la fase de la región 2. Si la separación es suficientemente grande, es claro que las fases  $\phi_1$  y  $\phi_2$  no estarán correlacionadas. Por otro lado, si la separación tiene a cero,  $\phi_1$  determina unívocamente a  $\phi_2$ . Lo que mostró Josephson es que si la separación es finita pero suficientemente pequeña ( $< \xi$ ), las fases del parámetro de orden también están correlacionadas. Esto, como ya vimos, implica que el sistema se comportará como un superconductor y permitirá el transporte de corrientes no disipativas

Este dispositivo se conoce como Juntura Josephson (JJ), y la posibilidad de pasar corrientes no disipativas a través de las junturas es el Efecto Josephson DC.

Las junturas soportan una corriente crítica máxima  $J_c$ , por encima de la cual pasan a disipar. Esta corriente es por supuesto menor que la corriente crítica intrínseca del superconductor de los electrodos. Josephson predijo que el salto de fase a través de una juntura está determinado por la corriente que pasa a través de ella (en realidad de  $J/J_c$ ) y por el campo magnético.

En la práctica hay muchas formas de generar una JJ. Los bordes de grano de los SAT son junturas. Esa es la forma en que esta construido el Squid que usarán en esta práctica.

## **El SQUID DC:**

Un SQUID DC consiste básicamente en un circuito cerrado superconductor con dos junturas Josephson. La solución cuantitativa del problema involucra la solución de las ecuaciones de G.L y modelos complementarios. Sin embargo, puede obtenerse una descripción sencilla (no rigurosa) que explique el comportamiento cualitativo del sistema. El principio de funcionamiento es el siguiente:

Supongan que se aplica una corriente  $I_{bias}$  externa al circuito, como se indica en la figura 1. Si el circuito es simétrico y las junturas son idénticas, la corriente se separará en dos corrientes idénticas en paralelo  $I_i = I_{bias}/2$ .

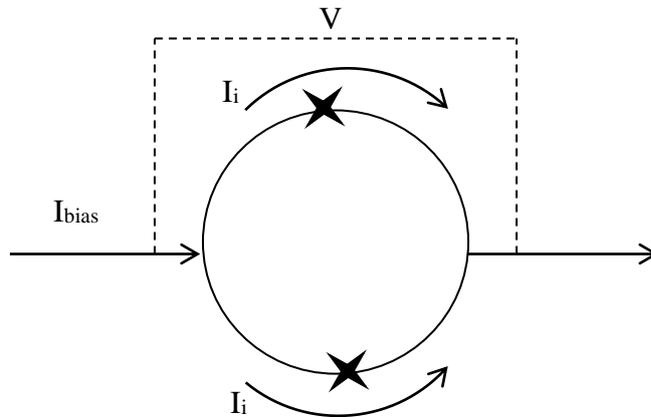


Figura 1

Si el campo magnético que atraviesa el SQUID es nulo, mientras que  $I_i$  no supere la corriente crítica  $I_c$  de las junturas, el voltaje  $V$  medido será nulo. El campo magnético total generado por las corrientes  $I_i$  será nulo y el salto de fase en ambas junturas se cancelará, de forma que  $\Delta\phi = 0$  a lo largo del circuito. La curva  $V$ - $I$  de un SQUID a campo 0 tiene la forma de la figura 2. La corriente máxima que puede aplicarse al squid será  $I_{max} = 2 I_c$ .

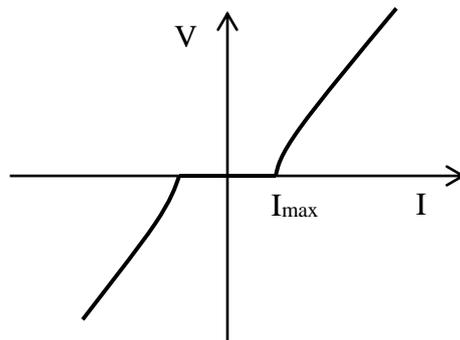


Figura 2

Supongan ahora que tenemos ya el squid en funcionamiento, es decir, en estado superconductor y con la corriente externa menor que la crítica circulando. Se aplica un pequeño campo magnético externo, que crearía en un circuito normal un flujo  $\phi < \phi_0/2$ . El anillo superconductor generará corrientes superconductoras  $I_s$ . Eso hará que por la juntura 2 circule una  $I_2 = I_{bias}/2 + I_s$  mientras que por la juntura 1 circulará una  $I_1 = I_{bias}/2 - I_s$ .

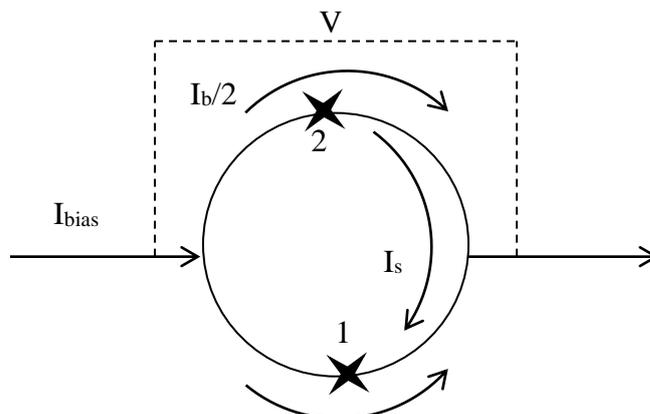


Figura 3

Como la corriente que circula en cada juntura no es la misma, en este caso los saltos de fase en ambas junturas no se cancelan: aparece una diferencia de fase neta  $\Delta\varphi_j = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2$  en el circuito a causa de las junturas ( $\Delta\varphi_1$  y  $\Delta\varphi_2$  son los saltos de fase generados en sendas junturas, y tienen signo contrario).

Como dijimos antes, el cambio de fase a través de cualquier circuito cerrado debe ser múltiplo de  $2\pi$ . Debido a la diferencia de fases generada en las junturas, la cantidad a anular en este caso no es el flujo magnético  $\phi$ , sino que deberá cumplirse:  $\phi + (\phi_0/2\pi)\Delta\varphi_j = 0$ .

La corriente máxima  $I_{\max}$  que podrá circular por el SQUID será ahora menor que  $2I_c$ . Intuitivamente, esto puede entenderse pensando que por la juntura 2 circulará una corriente mayor que  $I_{\text{bias}}/2$ .

A medida que aumenta el pequeño flujo  $\phi$ , aumenta  $I_s$ , aumenta  $\Delta\varphi_j$  y disminuye  $I_{\max}$ . Cuando  $\phi = \phi_0/2$ ,  $I_{\max} = 0$  y  $\Delta\varphi_j = -\pi/2$ . Apenas supera  $\phi = \phi_0/2$ , al sistema le conviene energéticamente generar corrientes superconductoras en sentido contrario, para completar un cuanto de flujo:  $\phi + (\phi_0/2\pi)\Delta\varphi_j = \phi_0$ .

En general, deberá cumplirse:

$$2\pi(\phi/\phi_0) + \Delta\varphi_j = 2\pi n \quad (1)$$

La dependencia de las corrientes  $I_s$  con el flujo del campo  $\phi$  se muestra en la figura 4.

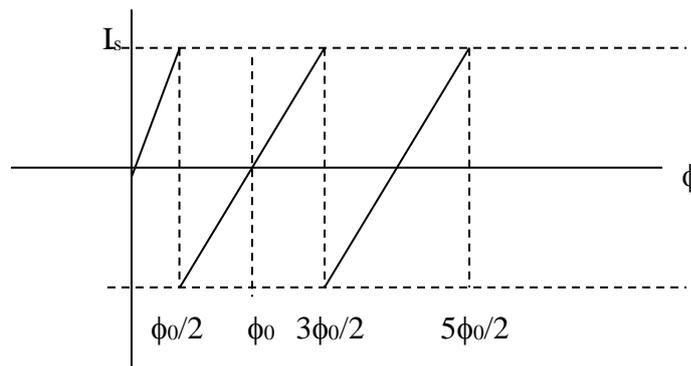


Figura 4

La corriente  $I_{\max}$  será máxima en módulo ( $2I_c$ ) cuando  $\phi = n\phi_0$  y mínima cuando  $\phi = (n+1/2)\phi_0$  (Figura 5).

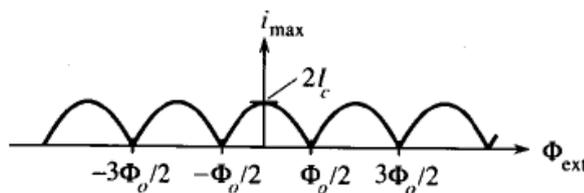


Figura 5

Si ponemos una  $I_{\text{bias}} \geq 2 I_c$ , el voltaje a través del squid será periódico en  $\phi$ , mínimo cuando  $\phi = n\phi_0$  y máximo cuando  $\phi = (n+1/2)\phi_0$ . El onset y la amplitud de la oscilación dependerán del valor de  $I_{\text{bias}}$  (Figura 6).

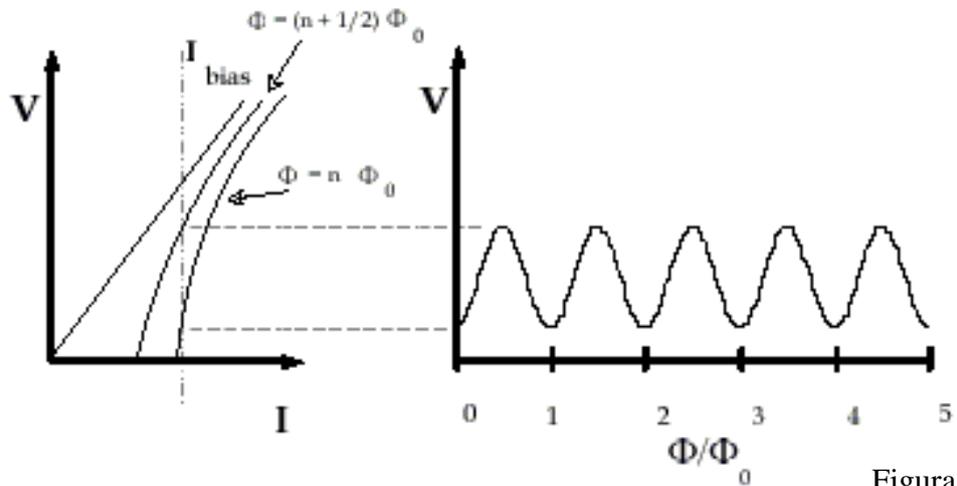


Figura 6

Notas:

- En todo el desarrollo  $\phi$  es el flujo total, suma del flujo del campo aplicado y del producido por las corrientes inducidas. Si la autoinducción del circuito es pequeña puede despreciarse esta contribución y podemos suponer que el flujo corresponde solamente al campo aplicado. Para hacer un cálculo riguroso hay que tenerlo en cuenta.
- La diferencia de fase que interviene en la fórmula (1) es en realidad una fase generalizada, invariante de gauge. No entraremos en ese detalle en este curso.

**Referencias:**

- *Introducción to superconductivity*, M. Tinkahm, McGraw-Hill Ed. 2<sup>da</sup> ed. (1996)
- *Superconductivity*, Charles P. Poole, Academic Press, London (1995).