

Nucleación de vórtices y antivórtices en películas superconductoras con nanoestructuras magnéticas.

J. Barba-Ortega^{1*} Miryam R. Joya¹

Recibido:
Enero 19 de 2011

Aceptado:
Abril 30 de 2011

Resumen

En este trabajo investigamos teóricamente la configuración de vórtices y anti vórtices en una película superconductora magnéticamente nanoestructurada resolviendo numéricamente el sistema de ecuaciones diferenciales no lineales Ginzburg-Landau dependientes del tiempo. Interesantes estructuras de vórtices y antivórtices son encontradas cuando una película fina superconductora es cubierta por una red de dipolos magnéticos. Mostramos que debido a los (anti) vórtices y la supercorriente inducida por los dipolos magnéticos, la corriente crítica de la muestra incrementa si es expuesta a un campo magnético externo, caso contrario al lo que sucede en superconductores convencionales.

Palabras clave: Antivórtices, Dipolos magnéticos, Nanoestructuras, Superconductor.

Abstract

In this work, we investigated theoretically the configuration of vortex and anti-vortex configuration in a magnetically nanostructured superconducting film by solving numerically the system of nonlinear time dependent Ginzburg-Landau differential equations. Interesting vortex and anti-vortex structures are found when a thin superconducting film is covered by an array of magnetic dipoles. We show that due to the (anti) vortices and the supercurrents induced by the magnetic dipoles, the critical current increases if the sample is exposed to an external magnetic field, if not to what happens in conventional superconductors.

Keywords: Antivortex, Magnetic dipoles, Nanostructures, Superconductor.

¹Departamento de Física,
Facultad de Ciencias,
Universidad Nacional de
Colombia, Bogotá
E-mail: jjbarbao@unal.edu.co*

Introducción

Es sabido que cuando un superconductor está en contacto con otro material, los efectos de proximidad pueden inducir dominios locales donde la nucleación de la superconductividad es favorecida [Lange et al., 2003 & Gillijns et al., 2005]. Estudios previos han mostrado que las propiedades críticas del material como, corriente crítica, campos termodinámicos H_{c1} , H_{c2} y H_{c3} , temperatura crítica pueden ser modificados fuertemente construyendo nanoestructuras superconductor-magneto, superconductor-metal, superconductor-aislante [Moshchalkov et al., 1999,1995 & Souza et al., 2006]. En trabajos recientes, estudiamos la dinámica de vórtices de muestras en contacto con diferentes tipos de materiales usando la teoría Ginzburg-Landau dependiente del tiempo [Cabral et al., 2010 & Barba et al., 2011, 2010a, 2010b] y encontramos que para una interface superconductor-metal el sistema presenta una respuesta completamente diamagnética en la curva de magnetización, mientras que para interfaces superconductor-superconductor su efecto es totalmente paramagnético. Dependiendo de los diferentes tipos de defectos incluidos en el material, como huecos, nanopuntos aislantes o magnéticos, etc., estos sistemas cuánticos presentan diferentes estructuras de vórtices los cuales pueden modificar los parámetros críticos.

Muchos de estos defectos conllevan al estudio del proceso de aniquilación de un par vórtice-antivórtice dentro del material [Berdiorov et al., 2006, Misko et al., 2003, Chibotaru et al., 2000 & Geurts et al., 2006]. La principal contribución de este trabajo es explorar la configuración de vórtices y antivórtices en una película superconductora magnéticamente nanoestructurada, es decir, con una red de dipolos magnetizados perpendicularmente a la superficie localizada sobre ella. Calculamos la corriente crítica, energía libre y la densidad de pares de Cooper.

Ecuaciones ginzburg-landau dependientes del tiempo

Las ecuaciones Ginzburg-Landau dependientes del tiempo (TDGL) [Bolech et al., 2000 & Thinkham 1996] las cuales describen el estado superconductor mediante el parámetro de orden superconductor Ψ y el potencial vectorial A están dadas por:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{1}{\eta} (i\nabla + A)^2 \Psi + (1 - T)(|\Psi|^2 - 1)\Psi \quad (1)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = (1 - T)\text{Re}[\Psi^* (-i\nabla - A)\Psi] - \kappa^2 \nabla \times \nabla \times A \quad (2)$$

Las ecuaciones (1) y (2) son re escaladas de la siguiente forma: el parámetro de orden Ψ en unidades de $\Psi_\infty(0) = (\alpha/\beta)^{1/2}$, donde α y β son dos parámetros fenomenológicos propios del material. Temperaturas en unidades de la temperatura crítica T_c , longitudes en unidades de la longitud de coherencia $\xi(0)$ que identifica la caída media de los electrones superconductores dentro del material, tiempo en unidades de $t_0 = \pi\hbar/96K_B T_c$, A en unidades de $H_{c2}(0)T_c(0)$, El momento magnético de la red de dipolos en unidades de $H_{c2}(0)\xi_c^2(0)$. La energía libre de Gibbs en unidades de $G_0 = (\alpha T_c)^2/\beta$. Las ecuaciones son complementadas por las condiciones de frontera apropiadas para el parámetro de orden:

$$\hat{n} \cdot \left[-i\hbar\nabla + \frac{2e}{c} A \right] \Psi = 0 \quad (3)$$

Donde \hat{n} es el vector unitario, perpendicular a la superficie del superconductor.

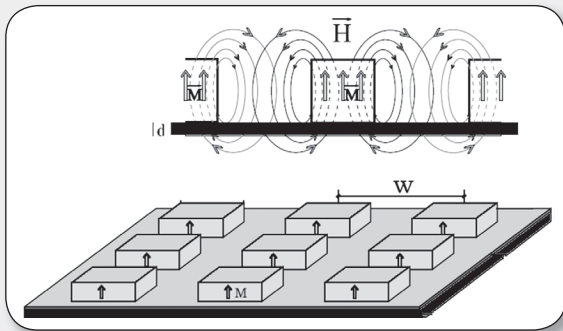
Resultados y discusión

En nuestra simulación usamos el método de Euler con un espaciamiento de red $ax=ay=0.25$ para resolver las ecuaciones en su parte temporal, en una red rectangular de

Nucleación de vórtices y antivórtices en películas superconductoras con nanoestructuras magnéticas.

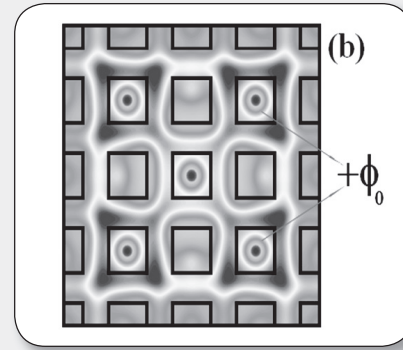
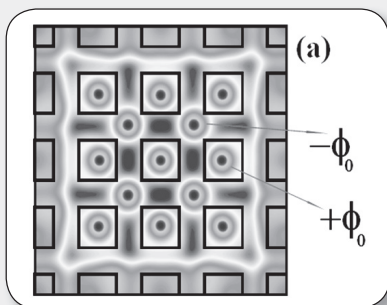
tamaño $dy = dx = 64\xi(0)$ con una temperatura fija $T = 0.97$, el tiempo de relajación fue mantenido fijo en $\beta = 1$, el parámetro Ginzburg-Landau en $\kappa_{eff} = \kappa^2 / (d^2 / \xi(0)) = 25$, correspondiendo, por instancia a una película delgada de Nb con espesor $d \approx 73$ nm, asumiendo $\xi(0) = 40$ nm y $\kappa = 2.125$.

Figura 1. Vista esquemática de la película superconductora con el arreglo de dipolos magnéticos para una muestra cuadrada de tamaño $64\xi(0) \times 64\xi(0)$ con una red de dipolos puntuales separados una distancia $W = 8\xi(0)$ en una temperatura $T = 0.97T_c$.



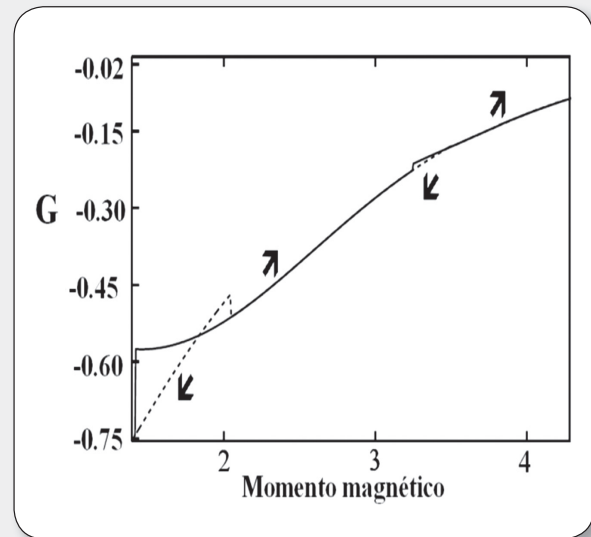
La Figura 1. Muestra un esquema de la película superconductora con el arreglo de dipolos magnéticos sobre ella con una red de dipolos puntuales separados una distancia W en una temperatura T . La Figura 2, muestra la densidad de electrones superconductores mediante el modulo del parámetro de orden superconductor para una muestra cuadrada de tamaño $64\xi(0) \times 64\xi(0)$ a una temperatura $T = 0.97T_c$. Como es bien sabido, la circulación de la fase del parámetro de orden a través de cualquier trayectoria cerrada nos indica el número de cuantos de flujo magnético o fluxoides (Φ_0) dentro de ella.

Figura 2. Densidad de electrones superconductores para (a) configuración de vórtices y antivórtices con vorticidad neta $L = 5$ ($+9\Phi_0 - 4\Phi_0$) y (b) configuración de $L = 5$ vórtices.



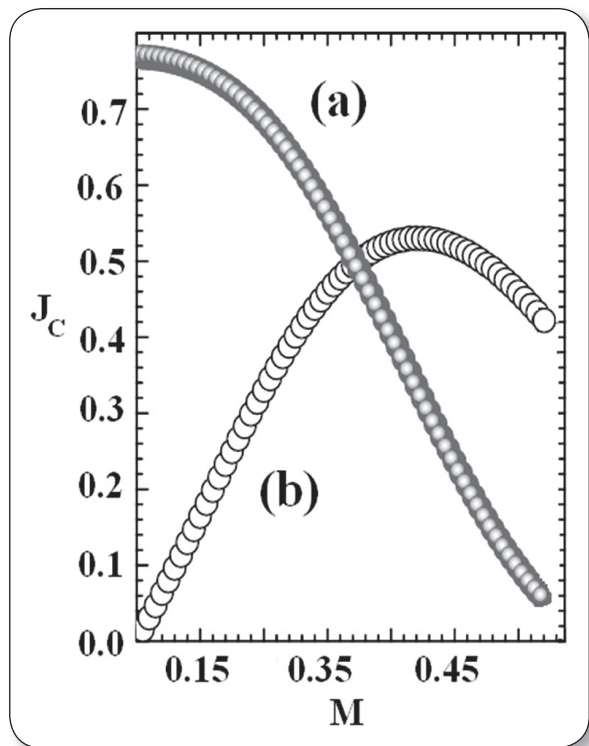
Circulaciones igual a $\pm 2\pi L$ identifica la presencia de L vórtices (+) o antivórtices (-) en la muestra, donde cada vórtice está cuantizado en función del fluxoide magnético.

Figura 3. Energía libre de Gibbs en función del momento dipolar. Las flechas indican el sentido del barrido del momento hacia derecha e izquierda.



En la figura 3 mostramos la energía libre de Gibbs en función del momento magnético dipolar. Observamos dos pequeños saltos en la curva de energía en ambos casos, estos saltos son el resultado de la metaestabilidad en algunas de las configuraciones de vórtices, significa básicamente, que algunas de las transiciones son de primer orden.

Figura 4. Corriente crítica en función de la magnetización de la red de dipolos magnéticos en los casos (a) sin campo magnético externo y (b) campo magnético aplicado $H_1 = 0.02H_c2(0)$.



Podemos construir un estado base, seleccionando el estado de más baja energía barriendo hacia izquierda y derecha el campo magnético de los dipolos, con el estado referido siendo la configuración de vórtices de más baja energía. Los estados metaestables no tienen la energía más baja y no son preferidos por este sistema. En la figura 4 graficamos la corriente crítica en función de la magnetización de la red de dipolos para los casos de un campo magnético aplicado y sin campo aplicado. En el caso cuando no se aplica ningún campo magnético externo (Figura 4(a)), magnetizaciones mayores inducen mayores corrientes de apantallamiento y la corriente crítica decrece monotamente. Cuando aplicamos un campo magnético externo (figura 4(b)) la corriente crítica de la muestra para un valor dado de la magnetización es mayor que en el caso de la ausencia de campos externos.

Conclusiones

Se describe un mecanismo de nucleación de vórtices y antivórtices en una película superconductor cubierta por una red de dipolos magnéticos. La inhomogeneidad del campo magnético de los dipolos resultantes sobre la película simula la aparición de pares vórtices antivórtices. Sin embargo aun si las condiciones para la aparición de estas estructuras no sea favorable, podemos hallarlas por medio de fluctuaciones térmicas o aplicando un campo magnético externo. La creación de los antivórtices está condicionada a que la distancia entre los magnetos no sea menor que la longitud de coherencia $\xi(0)$. Cuando se aplica un campo magnético externo la corriente crítica de la muestra aumenta. Esto demuestra que, contrario a los superconductores convencionales, la superconductividad en heteroestructuras superconductor magnetos es aumentada efectivamente por un campo magnético aplicado.

Referencias Bibliográficas

- Barba, J. J. & Aguiar J. A., (2010); *Physica C: Superconductivity and its applications*, 470, 225-230.
- Barba, J. J., Sardella, E., & Aguiar, J. A., (2011). *Superconductor*, *Science & Technology*, 24, 015001-015007.
- Barba, J. J., Sardella, E., & Aguiar, J. A., (2011); *Journal of Superconductivity and Novel magnetism*. 24, 97-100, 2011.
- Berdiyrov, G., Milosevic, M. & Peeters F. M., (2006). *Phys. Rev. Lett*, 96, 207001-1-207001-4.
- Bolech, A. C., Buscaglia, G. C. & Lopez, A., (2000); *Connectivity and Superconductivity*, J. Berger and J. Rubinstein. (Eds) Springer.

Cabral, L. R. E., Barba, J. J., Souza, C. C. & Aguiar, J. A., (2010). *Physica C: Superconductivity and its applications*, 470, 786-790.

Chibotaru, L. F., A. Ceulemans, V., Bruyndonck. & Moshchalkov, V. V., (2000). *Nature (London)*, 408, 833-835.

Geurts, R., Milosevic, M. & Peeters F. M., (2006). *Phys. Rev. Lett*, 97, 137002-1-137002-4.

Gillijns, W., Aladyshkin, A., Lange, M., Van Bael, M. J. & Moshchalkov, V. V., (2005). *Phys. Rev. Lett*, 95, 227003-1-227003-4.

Lange, M., Bael, M., Bruynseraede. & Moshchalkov, V. V., (2003). *Phys. Rev. Lett*, 90, 197006-1-197006-4.

Misko, V., Fomin, V., Devreese, J. T. & Moshchalkov, V. V., (2003). *Phys. Rev. Lett*, 90, 147003-1-147003-4.

Moshchalkov, V. V., Bruynseraede, Y., Van Look, Y., Grigorenko, A. N. & Tonomura, A. (1999); *Handbook of Nanostructured Materials and Nanotechnology*, edited by, H. S. Naywa (Academic San Diego, Vol 3, Chap 9, p. 451.

Moshchalkov, V. V., Gielen, L., Strunk, C., Jonckheere, R., Qiu, X., Van Haesendonck, C. & Bruynseraede, Y. (1995). *Nature (London)*, 373, 319-322.

Souza, C. C., Van de Vondel, J., Zhu, B. Y., Morelle, M. & Moshchalkov. (2006). *Phys. Rev. B* 73, 014507-1-14507-10.

Tinkham, M. (1996); *Introduction to Superconductivity*, McGraw Hill, New York.