

CONDICIONES DE FRONTERA EN NANOSISTEMAS HIBRIDOS SUPERCONDUCTOR-DIFERENTES TIPOS DE MATERIALES

J. Barba-Ortega

Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia

E-mail: jjbarbao@unal.edu.co

RESUMEN

Utilizando la teoría Ginzburg-Landau dependiente del tiempo y la técnica de variables de enlace, investigamos teóricamente el efecto que tiene una película fina de diferentes tipos de materiales sobre el estado superconductor de una muestra delgada en forma de sector circular. La nanoestructura superconductor está sumergida en un campo magnético externo aplicado perpendicularmente a su plano. La presencia de un material rodeando la muestra se tiene en cuenta mediante las condiciones de contorno para la función de onda superconductor o parámetro de orden vía la longitud de extrapolación $b=Y^{\lambda}$, es decir, $1>Y>0$ identifica una interface superconductor/metal, $Y<0$ simula una interface superconductor/superconductor, $Y=0$ una interface superconductor/ferromagneto y $Y=1$ simula una interface superconductor/aislante. Variando el material del cual está fabricada la película que rodea la muestra analizamos las curvas de magnetización, energía libre y vorticidad. Encontramos que el segundo y tercer campo crítico termodinámico aumenta a medida que aumenta el parámetro Y y el primer campo crítico permanece prácticamente constante, a su vez la muestra permite menos inducción magnética en su interior a medida que aumenta el valor de Y del material de la película que la rodea.

Tópico 5: Materiales Compuestos

Palabras clave: Mesoscópicos, Ginzburg-Landau, Parámetro de DeGennes, Superconductor.

1. INTRODUCCIÓN

El comportamiento de un material superconductor en contacto con algún tipo de material es uno de los aspectos de la física de la superconductividad que más ha sido estudiado en los últimos años. Uno de los campos de aplicación más importantes hoy día está en la fabricación de componentes de circuitos electrónicos. Estos dispositivos electrónicos fueron ideados con la intención de utilizar la transición de estado normal a estado superconductor como un interruptor, más resultaron de baja aplicabilidad en comparación con los logros alcanzados por los transistores de películas delgadas y se ha abandonado su uso en este campo. El descubrimiento de los nuevos materiales superconductores cerámicos puede cambiar este panorama. Son de gran interés los dispositivos basados en el efecto Josephson. Estos dispositivos pueden ser utilizados en la detección de señales del infrarrojo que provienen de galaxias lejanas o de pequeños campos magnéticos que se producen en el cerebro humano y aun la posibilidad de tener un interruptor para circuitos lógicos en las computadoras. La aplicación más importante, en cuanto a la cantidad de material empleado es la producción de campos magnéticos, usados en laboratorios de física con fines de investigación en resonancia magnética nuclear, microscopía electrónica de alta resolución, motora y generadora. También se utilizan materiales superconductores en electroimanes para la levitación de trenes de transporte de pasajeros o de carga.

El interés entre superconductividad, magnetismo y materiales metálicos se ha extendido al estudio de nanoestructuras superconductor-ferromagneto, superconductor-superconductor a mayor temperatura crítica, superconductor-aislante, superconductor-metal. Es bien sabido que un superconductor repele el campo magnético de su interior, es decir se comporta con un diamagnetismo perfecto. En cierto intervalo de campos, llamados campos críticos termodinámicos, el material permite el ingreso de flujos cuantizados de campo magnético llamados vórtices. Estos vórtices pueden moverse en presencia de una corriente aplicada, produciendo calor por efecto Joule. Es de gran importancia controlar el movimiento de estos vórtices. Estudios previos han mostrado que la configuración de vórtices y parámetros críticos superconductores como corriente, campo, temperatura dependen fuertemente de la geometría de la muestra, y pueden ser modificadas construyendo nanoestructuras superconductoras con diferentes tipos de materiales o incluyendo defectos en su interior. [1-5]. En varios trabajos, estudiamos la dinámica de vórtices en muestras en contacto con diferentes tipos de materiales usando la teoría Ginzburg-Landau dependiente del tiempo [6-9] 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, el cual se debe a la captura de flujo magnético dentro de la muestra debido a la barrera de energía superficial. La contribución principal de este trabajo es explorar la configuración de vórtices en un sector circular rodeado de metal, aislante, ferromagneto y otro superconductor a mayor temperatura crítica. La muestra está inmersa en un campo magnético paralelo al eje del sector. Analizamos la configuración de vórtices, calculamos la magnetización en función del campo aplicado y su dependencia con las diferentes condiciones de frontera y finalmente estudiamos el estado de vórtice para tres diferentes interfaces.

2. ECUACIONES GINZBURG-LANDAU DEPENDIENTES DEL TIEMPO

Las ecuaciones Ginzburg-Landau dependientes del tiempo (TDGL) [10,11] las cuales describen la superconductividad mediante el parámetro de orden Ψ y el potencial vectorial \mathbf{A} en el calibre de campo cero están dadas por:

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

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

Las ecuaciones (1) y (2) fueron 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, κ es el parámetro Ginzburg Landau $\kappa=\lambda/\xi$, donde λ es la longitud de penetración, es decir caracteriza la caída media del campo magnético dentro del superconductor, tiempo en unidades de $t_0=\pi\hbar/96K_B T_c$, \mathbf{A} en unidades de $H_{c2}(0)T_c(0)$, donde $H_{c2}(0)$ es el segundo campo termodinámico, campo en el cual el material pasa del estado superconductor al estado normal. La energía libre de Gibbs en unidades de $G_0=(\alpha T_c)^2/\beta$. Las ecuaciones son complementadas por las condiciones de contorno general para un superconductor, encontrada por de Gennes [12], está dada por:

$$\hat{n} \left[-i\hbar \nabla + \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right] \Psi = -i\hbar \gamma \Psi \quad (3)$$

Donde \hat{n} es el vector unitario, perpendicular a la superficie del superconductor, γ es el inverso de la longitud de extrapolación de DeGennes. En nuestras simulaciones, usamos $I > \gamma > 0$, cual describe una interface superconductor-metal, $\gamma > I$ interface superconductor-superconductor a mayor temperatura crítica. $\gamma = I$ simula la interface superconductor-vacio y finalmente $\gamma = 0$, describe la

interface superconductor -ferromagneto. Despreciamos la dependencia con el eje z del parámetro de orden. Esta aproximación es válida si el sistema es muy largo a lo largo de la dirección z, o si es un filme muy delgado de espesor $d \ll 1$. Sin embargo en el formalismo Ginzburg Landau, κ es reemplazado por $\kappa_{eff}^2 = \kappa^2/d$. La discretización de las TDGL para geometrías circulares puede encontrarse en más detalle en la Ref. [13]. Usamos el método $U\Psi$ para resolver las ecuaciones en una malla discreta, introducimos las variables complejas U_ρ y U_θ para preservar la invariancia de calibre de las ecuaciones. Estas nuevas variables están relacionadas con el potencial vectorial A por:

$$u_\rho(\rho, \theta) = \exp\left(-i \int_{\rho_0}^{\rho} A_\rho(\theta, \xi, t) d\xi\right), \quad u_\theta(\rho, \theta) = \exp\left(-i \int_{\theta_0}^{\theta} A_\theta(\eta, \rho, t) d\eta\right) \quad (4)$$

El método de variables de enlace es usado para obtener una invariancia de calibre. Las ecuaciones TDGL pueden escribirse en la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial t} &= \frac{\bar{u}_\rho}{\rho} \left(\frac{\partial (u_\rho \Psi)}{\partial \rho} \right) + \bar{u}_\theta \frac{\partial^2 (u_\theta \Psi)}{\partial \theta^2} + (1 - T) \Psi (1 - |\Psi|^2) \\ \frac{\partial A_\theta}{\partial t} &= (1 - T) \text{Im} \left[\frac{\bar{u}_\theta}{\rho} \bar{\Psi} \frac{\partial (u_\theta \Psi)}{\partial \theta} \right] + \kappa_{eff}^2 \frac{\partial h_z}{\partial \rho} \\ \frac{\partial A_\rho}{\partial t} &= (1 - T) \text{Im} \left[\frac{\bar{u}_\rho}{u_\rho} \bar{\Psi} \frac{\partial (u_\rho \Psi)}{\partial \rho} \right] + \kappa_{eff}^2 \frac{1}{\rho} \frac{\partial h_z}{\partial \rho} \end{aligned} \quad (5)$$

3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En el trabajo realizado en este artículo, el tiempo de relajación fue mantenido fijo en $\beta=1$, el parámetro Ginzburg-Landau en $\kappa=0.28$ el cual es un valor típico para el aluminio, $d=0.15$, $T=0$. El área del sector circular fue tomada fija e igual a $S=64\xi^2(0)$, en un ángulo $\theta=90$, radio interno $r=2\xi(0)$. Estas dimensiones equivalen al área de un cuadrado de dimensiones $8\xi(0) \times 8\xi(0)$. Tomamos la longitud de las celdas iguales a $0.2\xi(0) \times 0.2\xi(0)$, puesto que el parámetro de orden es muy significativo sobre distancias del orden de $\xi(0)$, el campo magnético fue aplicado adiabáticamente en pequeños intervalos de $\Delta H_a = 2 * 10^{-3}$.

En la figura 1 mostramos la inducción magnética y la densidad de electrones superconductores en un estado estacionario para el caso de un disco de radio $R=6\xi(0)$ rodeado de un aislante simulado con $Y=1.0$, en un campo magnético $H_a=1.6H_{c2}(0)$. En esta interface superconductor vacío o aislante, vemos que la superconductividad es suavemente suprimida en una región cerca a la superficie debido a las corrientes de apantallamiento. La inducción magnética tiene su valor máximo en la superficie de la muestra. En la figura 2 presentamos la magnetización como función del campo magnético externo H_a para un sector circular para interfaces superconductor-diferentes tipos de materiales, como metales, ferromagneto, otro superconductor a mayor temperatura crítica y aislantes. Estas curvas presentan el comportamiento típico de la magnetización de un superconductor mesoscópico. Estas curvas exhiben una serie de discontinuidades, las cuales cada una señala la entrada de uno o más vórtices dentro del material. Note que el número de saltos varía con el parámetro Y , es decir, depende del material del cual está rodeado el superconductor.

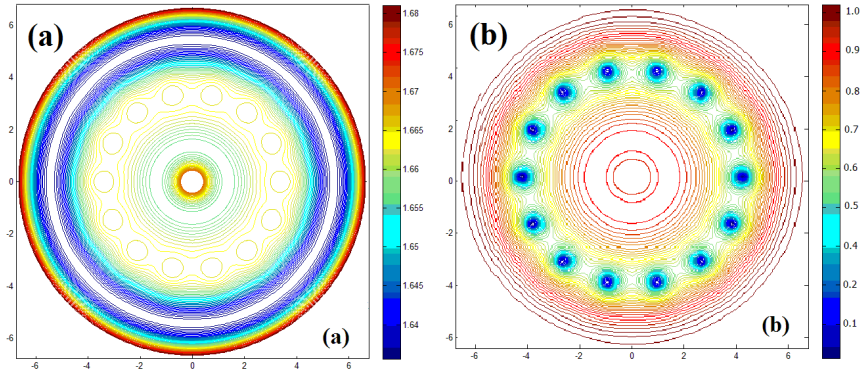


Figura 1. (a) Inducción magnética y (b) densidad de electrones superconductores en un disco con vorticidad 14 y radio $6\xi(0)$ rodeado de un material aislante simulado por $\Upsilon=1.0$. Azul señala estado superconductor y rojo estado normal en (b) y valores máximos y mínimos de la inducción magnética en (a).

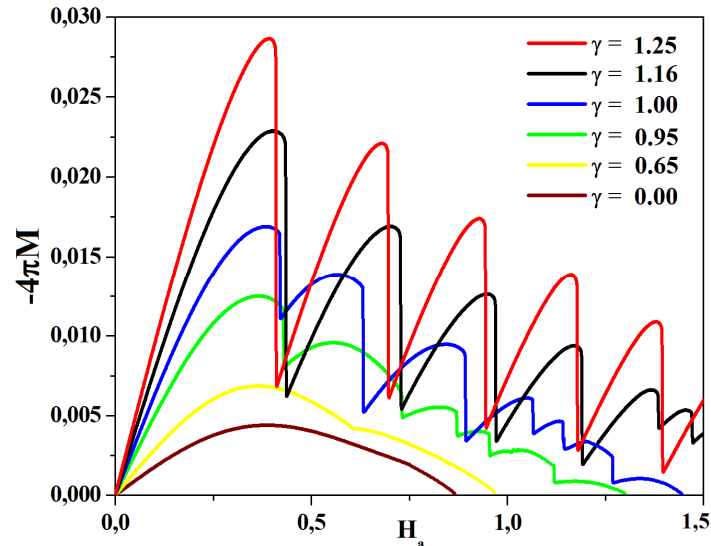


Figura 2. Magnetización como función del campo magnético externo H_a para varias interfaces identificadas con el parámetro $\Upsilon=1.25, 1.16, 1.09, 0.95, 0.66, 0.0$.

Determinamos el valor de la magnetización para un campo externo $H_a=0.35H_{c2}(0)$ como función de Υ (Figura 3). En este campo magnético aun no ha ingresado ningún vórtice en la muestra, es decir, permanece en el estado Meissner, podemos notar que la magnetización crece fuertemente con Υ , encontramos un comportamiento exponencial correspondiente a la curva $M=0.0046+0.005exp(4\Upsilon)$, este rápido crecimiento significa que entre más metálico es el material que rodea la muestra, ésta presenta más comportamiento diamagnético. Este efecto es aun más apreciado al aumentar la superconductividad al tener una interface con otro superconductor a mayor temperatura crítica ($\Upsilon>1$). En la figura 5 describimos el estado de vórtices para tres valores de vorticidad $N=1$ en $H_a=0.67H_{c2}(0)$, (a) $\Upsilon=0.0$ y (b) $\Upsilon=0.65$; para $N=3$ at $H_a=0.8H_{c2}(0)$, (c) $\Upsilon=0.95$ and (d) $\Upsilon=1.0$; y para $N=4$ hacia $H_a=H_{c2}(0)$, (e) $\Upsilon=1.15$ y (f) $\Upsilon=1.25$. Para todas las muestras estudiadas hemos considerado que existen transiciones de N a $N+1$ o de N a $N+2$ vórtices, en este diagrama también podemos apreciar el aumento de la superconductividad para las muestras con $\Upsilon=1.15$ y $\Upsilon=1.25$.

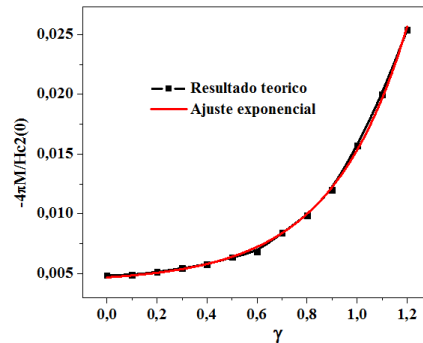


Figura.3. Magnetización como función del parámetro γ para un campo magnético externo $H_a=0.35 H_{c2}(0)$ en resultados teóricos con su ajuste matemático.

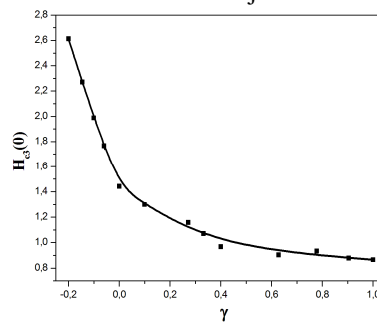


Figura.4. campo de transición superconductor-estado normal o tercer campo critico termodinámico $H_{c3}(0)$ como función del parámetro γ .

Discutamos ahora a la influencia del material en contacto con el superconductor sobre la topología de la densidad de los pares de Cooper o electrones superconductores. En la figura 6 diseñamos el estado de vórtices para algunos estados estacionarios. Escogimos diferentes valores del parámetro γ para ilustrar el papel jugado por las diferentes condiciones de frontera sobre las propiedades de las interfaces, escogimos (a) $\gamma=1.25$ en $H_a=0.55H_{c2}(0)$, y (b) $\gamma=0$, (c) $\gamma=0.65$ y (d) $\gamma=1.25$ en $H_a=0.45H_{c2}(0)$. En la interface superconductor-vacio, $\gamma=1.0$, (figura 4(d)), vemos que la superconductividad es suprimida en una región cerca a la superficie debido a las corrientes de blindaje. Para la interface superconductor-metal, $\gamma=0.65$, (figura 4(c)), la densidad de los pares de Cooper disminuye un poco más en una región cerca a la superficie debido a la contaminación con los electrones normales del metal. Para $\gamma=0$, (Figura 4(b)), la superconductividad es fuertemente suprimida porque existe una superficie en el estado normal o una interface superconductor-ferromagneto. Para $\gamma=1.25$, (Figura 4(a)), la superconductividad es aumentada debido a la interacción con los pares de Cooper originarios del superconductor a mayor temperatura critica.

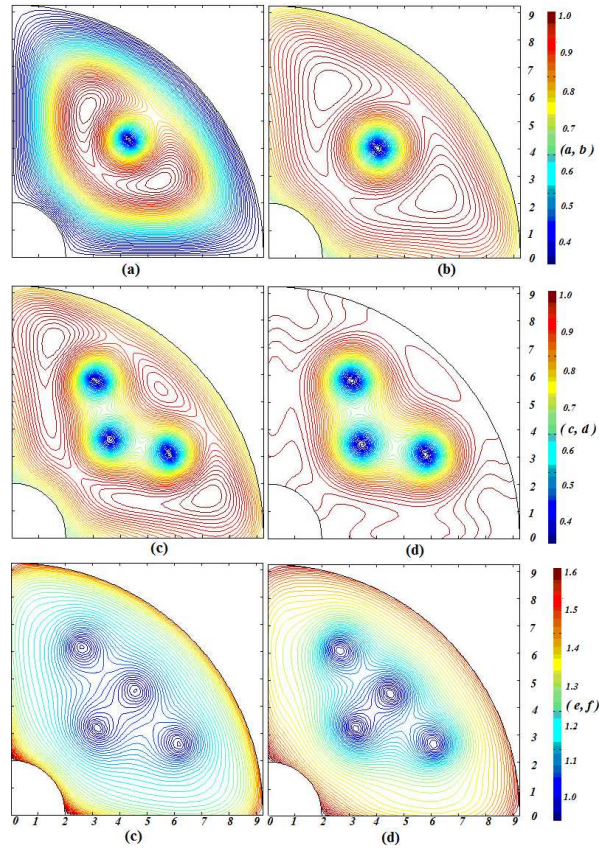


Figura 5. Densidad de electrones superconductores para varios tipos de condiciones de contorno. Estado de un vórtice en $H_a=0.7H_{c2}(0)$ para (a) $Y=0.0$ y (b) $Y=0.65$, estado de tres vórtices en $H_a=0.7H_{c2}(0)$ para (c) $Y=0.95$ y (d) $Y=1.0$, y estado de cuatro vórtices en $H_a=0.98H_{c2}(0)$ para (e) $Y=1.16$ y (f) $Y=1.25$.

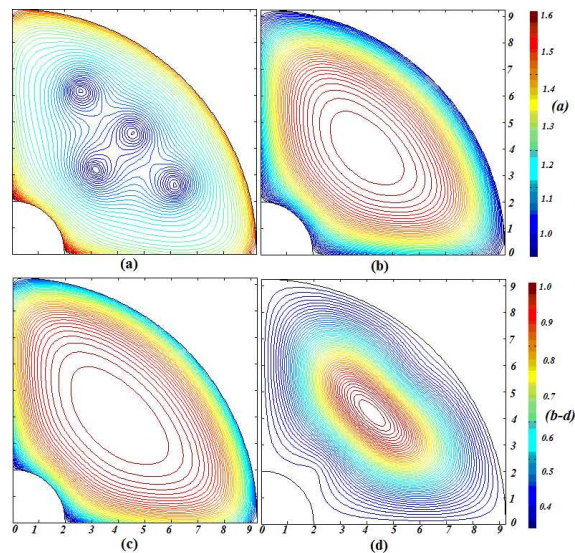


Figura 6. Diagrama de la densidad de electrones superconductores para las condiciones de contorno simuladas con (a) $Y=1.25$ en $H_a=0.55H_{c2}(0)$, (b) $Y=0$ (c) $Y=0.65$ y (d) $Y=1.0$ en $H_a=0.45H_{c2}(0)$.

4. CONCLUSIONES

En conclusión desarrollamos un algoritmo para resolver el sistema de ecuaciones no lineales Ginzburg Landau dependientes del tiempo utilizando el método de variables de enlace en una geometría circular y con condiciones de contorno generales. Aplicamos el algoritmo a un sector circular y a un disco usando condiciones de contorno generales para el parámetro de orden y encontramos varias configuraciones para el estado de vórtices en estas geometrías. Presentamos alguna evidencia que, si escogemos el material adecuado en contacto con el superconductor, es decir, escogiendo un parámetro Y adecuado, podemos aumentar o disminuir fuertemente la superconductividad. Encontramos además, un comportamiento analítico de la curva de magnetización en función de la longitud de extrapolación de DeGennes (parámetro Y^{-1}).

REFERENCIAS.

1. M. Lange, M. Bael, Y. Bruynseraede, and V. Moschalkov, Phys. Rev. Lett. **90**, 197006 (2003).
2. W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, M. Lange, M. J. Van Bael, and V. V. Moschalkov, Phys. Rev. Lett. **95**, 227003 (2005).
3. V. V. Moschalkov, L. Gielen, C. Strunk, R. Jonckheere, X. Qiu, C. Van Haesendonck, and Y. Bruynseraede, Nature (London) **373**, 319 (1995).
4. Clécio C. de Souza, J. Van de Vondel, B. Y. Zhu, M. Morelle, and V. V. Moshchalkov, Phys. Rev. **B 73**, 014507 (2006).
5. V. V. Moschalkov, Y. Bruynseraede, L. Van Look, A. N. Grigorenko, and A. Tonomura, In *Handbook of Nanostructured Materials and Nanotechnology*, edited by, H. S. Naywa (Academic San Diego, 1999), Vol 3, Chap 9, p. 451.
6. L. R. E. Cabral, J. Barba, C. C. Silva and J. Albino Aguiar, Physica C, **470**, 786, 2010.
7. J. J. Barba, and Albino Aguiar, Physica C, **469**, 754, (2009).
8. J. J. Barba, Clécio C. Souza and Albino Aguiar, Physica C, **469**, 852, (2009).
9. J. J. Barba, C. C. Souza, L. Cabral and J. Albino Aguiar, Physica C, **468**, 718, (2008).
10. Bolech, A. C. Buscaglia, G. C. and A. Lopez, *Connectivity and Superconductivity*, J. Berger and J. Rubinstein. (Eds) Springer, 2000.). D. Gropp, H. G. Kaper, G. K. Leaf, D. M. Levine, M. Palumbo, and V. M. Vinokur, J. Comput. Phys. **123**, 54 (1996).
11. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw Hill, New York, 1996.
12. P. de Gennes, *Superconductivity of metals and alloys*, Benjamin., New York, 1966.
13. E. Sardella, P.N. Lisboa-Filho, C. C. Souza. L. Cabral and W. Ortiz, Phys. Rev. **B 77**, 104508 (2008).