

DIAGRAMA DE FASES DE LA RED DE VÓRTICES EN POTENCIALES KAGOMÉ

M.F. Laguna⁽¹⁾, C.A. Balseiro⁽¹⁾, D.Domínguez⁽¹⁾ y Franco Nori⁽²⁾

⁽¹⁾Instituto Balseiro - Centro Atómico Bariloche. Avda. Bustillo km. 9,500- S.C. de Bariloche - (8.400) -Rio Negro -Argentina

⁽²⁾Department of Physics – The University of Michigan. Ann Arbor, Michigan, 48109 – 1120 – U.S.A.

e-mail: lagunaf@cab.cnea.gov.ar

Estudiamos el comportamiento de un conjunto de vórtices puesto en un potencial periódico de anclaje con la estructura de la red kagomé. Exploramos el sistema en función del campo magnético y de la intensidad del potencial de anclaje. Para los primeros campos de encaje obtuvimos un diagrama de fases que muestra varias etapas de fusión de la red de vórtices. Analizamos las propiedades del sistema de vórtices estudiando su trayectoria, difusión individual y global, calor específico y factor de estructura en función de la temperatura y del tamaño.

In this paper we studied the behavior of a vortex array in a periodic pinning potential with the geometry of the kagomé lattice. We explored the system for several magnetic fields and pinning potential intensities. For the first matching fields we obtained a phase diagram which shows several stages of vortex lattice melting. We analyze the vortex system properties looking at the trajectories, the diffusion coefficient, specific heat and the structure factor as a function of temperature and size.

I – INTRODUCCIÓN

Una característica importante de las propiedades dinámicas y estáticas de los vórtices es el anclaje de los mismos en impurezas e inhomogeneidades del material. Este efecto inhibe el movimiento de los vórtices en el superconductor y puede dar lugar a una diversidad de fases. Además del interés fundamental, existe una relevancia tecnológica directa en el anclaje de vórtices. La calidad de la mayoría de los materiales superconductores está determinada por su habilidad para mantener altas densidades de corriente con un mínimo de disipación de energía. El umbral de disipación de energía en estos materiales está determinado por las propiedades de anclaje del superconductor.

Una manera de aumentar el anclaje de vórtices es ordenar los centros de anclaje de manera que la red de vórtices pueda encajarse a un dado campo magnético. El campo magnético externo determina la densidad de vórtices, que puede variarse en forma continua. Esto genera, para ciertos campos, redes de vórtices conmensurables con la red de anclaje. Dichos campos se denominan campos de encaje. El efecto de tal anclaje coherente fue estudiado originalmente por Martinoli *et al* para estructuras unidimensionales de anclaje¹ y posteriormente por Fiory *et al* para estructuras bidimensionales². Experimentos recientes con técnicas de litografía electrónica mostraron que es posible generar arreglos de anclaje periódicos con un buen control del tamaño y la geometría³, permitiendo el acceso a dimensiones comparables con las escalas relevantes en un superconductor. En estos sistemas los vórtices pueden quedar atrapados tanto en los sitios individuales de anclaje como en las regiones intersticiales entre sitios de anclaje. Las configuraciones ordenadas de vórtices en muestras con este tipo de anclaje difieren a cada campo de encaje, produciendo una variedad de redes de vórtices muy diferentes de las obtenidas en redes superconductoras u otros sistemas sin vórtices intersticiales⁴⁻⁶.

En este trabajo estudiamos el comportamiento de un conjunto de vórtices en interacción con una red de anclaje bidimensional con la geometría de la red kagomé⁷, que es una red triangular con vacancias (ver Fig. 1). Como mostramos en un trabajo anterior, la red de vórtices en interacción con un potencial de anclaje kagomé es altamente ordenada para algunos campos de encaje y desordenada para otros⁶. Debido a que las redes de vórtices ordenadas correspondientes a campos conmensurados con el potencial periódico se anclan más fuertemente que las otras, resulta de gran interés determinar en qué medida las configuraciones de encaje afectan el anclaje total de la red de vórtices. En este trabajo completamos el estudio iniciado en Ref. 6 para diferentes valores de la intensidad de anclaje. Enfriando lentamente el sistema desde altas temperaturas, donde los vórtices se comportan como un líquido, se distinguen varias temperaturas características. A la temperatura T_p un número de vórtices igual al de sitios de anclaje deja de difundir, mientras que los vórtices intersticiales siguen haciéndolo hasta una temperatura menor T_i . T_p y T_i se acercan a medida que la intensidad del potencial de anclaje disminuye. En particular, para el primer campo de encaje y en el rango de intensidades de anclaje estudiado, $T_p = T_i$ (el congelamiento del líquido de vórtices tiene lugar en un solo paso). Además, para el segundo campo de encaje aparece otra temperatura característica T_r , menor que las otras dos. Para $T_r < T < T_i$ el sistema de vórtices no presenta difusión lineal pero sí angular, generada por la rotación de triángulos de vórtices encerrados en los hexágonos de kagomé (ver Figs. 1 y 2 de Ref. 6).

II – MODELO

Para estudiar este problema se realizaron simulaciones numéricas de Dinámica de Langevin en dos dimensiones para un sistema de vórtices interactuando con un potencial de anclaje. Las ecuaciones a integrar son:

$$\eta v_i = f_i^{vv} + f_i^{vp} + f_i^T$$
 donde $v_i = dr_i/dt$ es la velocidad del vórtice i , η es la fricción de Bardeen-Stephen,

$$f_i^{vv} = -\nabla U^{vv} = 1/r_{vv}(1-r_w^2/r_c^2)$$
 describe las interacciones entre vórtices y tiene un corte a la distancia r_c . El anclaje se modela como una red kagomé de pozos gaussianos atractivos con

$$f_i^{vp} = -\nabla U^{vp} = -F_p/r_p \exp(-r_{vp}^2/r_p^2)$$
 donde F_p es la fuerza de anclaje máxima y r_p es el radio del centro de anclaje. El efecto de la temperatura se modela como un término estocástico con las siguientes propiedades:

$\langle f_i^T \rangle = 0$ y $\langle f_i^T(t) f_j^T(t') \rangle = 2\pi k_B T \eta \delta_{ij} \delta(t-t')$. La unidad de medida es el rango de la interacción vórtice - vórtice, r_c , y la densidad de vórtices es tal que la distancia media entre ellos es 0,4. El radio del pozo de anclaje gaussiano, r_p , se varió entre 0,05 y 0,1; debido a sus dimensiones, los pozos de anclaje pueden atrapar sólo un vórtice a la vez. El radio de corte de f_i^{vp} se eligió igual a $2 r_p$. La fuerza de anclaje máxima, F_p (relacionada con la profundidad del pozo), se tomó entre 0 y 5. Se utilizaron condiciones de contorno periódicas. El número de vórtices varió desde 16 a 4096. Se realizaron corridas de entre 10^4 y 10^8 pasos por cada temperatura. Se utilizó un paso de tiempo de entre 0,0001 y 0,01.

III - RESULTADOS

El sistema de vórtices en presencia de un potencial de anclaje kagomé se estudió enfriando lentamente un número fijo N_v de vórtices hasta $T=0$. Para comparar estos resultados con los que se obtienen para una red de anclaje triangular, utilizamos los campos de encaje correspondientes a dicha red. Así, el campo de encaje n -ésimo corresponde a tener $N_v = n N_p'$, con N_p' el número de sitios de anclaje de una red triangular. El número de sitios de anclaje de la red kagomé N_p está relacionado con N_p' por $N_p = (3/4) N_p'$.

Configuraciones

Las configuraciones del sistema de vórtices para cada campo de encaje se mostraron en Ref. 6. En dicho trabajo se analizan las trayectorias seguidas por los vórtices en el proceso de congelamiento. Éstas indican que para el primer, tercer y cuarto campos de encaje la estructura final de la red de vórtices es triangular, altamente ordenada e igual para los potenciales de anclaje triangular y kagomé (Fig. 1). La situación es diferente en el segundo campo de encaje, ya que la red de vórtices es distinta para los dos potenciales y su estado fundamental no es estable. Se encontraron, para el mismo valor de los parámetros, un conjunto de estados fundamentales que difieren en la orientación de los triángulos de vórtices formados dentro del hexágono de kagomé (esta degeneración de estados fundamentales es característica de sistemas vídriosos). Por completitud, mostramos los estados finales de los tres primeros campos de encaje en la figura 1.

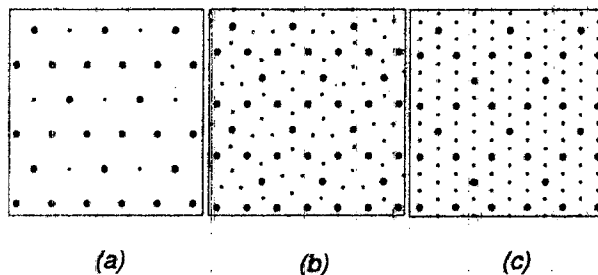


Figura 1: Configuración del sistema de vórtices a $T=0$, obtenida luego de un enfriamiento lento. Los círculos son los centros de anclaje y forman la red kagomé; los puntos corresponden los vórtices. (a) Primer campo de encaje. (b) Segundo campo de encaje. (c) Tercer campo de encaje.

Difusión

Para cuantificar el movimiento de los vórtices, graficamos su desplazamiento cuadrático medio ($dcm \propto \sum_i \langle |r_i(t) - r_i(0)|^2 \rangle$) en función de la temperatura para distintas escalas de tiempo. Para $T > T_i$ el dcm es proporcional a la escala temporal, mientras que para $T < T_i$ los desplazamientos son independientes del tiempo y menores que la distancia media entre vórtices a . Esta cantidad proporciona una manera directa de medir T_i y puede observarse en las figuras 2, 3, 4, y 5 para distintos campos de encaje y fuerzas de anclaje.

Para estudiar el movimiento individual de los vórtices graficamos su desplazamiento cuadrático individual ($dci = \langle |r_i(t) - r_i(0)|^2 \rangle$). Esta cantidad permite distinguir T_p (la temperatura por debajo de la cual el desplazamiento de los vórtices anclados es menor que r_p) de T_i (aquella por debajo de la cual los vórtices intersticiales tienen desplazamientos menores que a). Esto permitió determinar que para el primer campo de encaje y en el rango de F_p estudiado, $T_p = T_i$ (Fig. 2b). Por el contrario, para los restantes campos de encaje estas temperaturas están separadas para $F_p > 1$ (Figs. 3b y 5b).

Para observar claramente la difusión de los distintos tipos de vórtices (anclados, intersticiales y rotantes en el 2^{do}. campo de encaje) calculamos el dcm de cada grupo por separado. Esto resultó particularmente útil para determinar T_i en el 2^{do}. campo de encaje (Fig. 4c). Otra forma de identificar T_i es observar la contribución de los vórtices rotantes a la difusión del sistema. Para ello calculamos el desplazamiento cuadrático medio angular ($dcm_a = \langle |\theta_i(t) - \theta_i(0)|^2 \rangle$) de los triángulos de vórtices para temperaturas menores que T_i . El valor de T para el cual $dcm_a < \pi/3$ corresponde a T_i (Fig. 4a) y está en muy buen acuerdo con el obtenido con el dcm .

Parámetro de orden

Se definió el parámetro de orden χ como la fracción de vórtices con desplazamientos menores que la distancia característica r_p . En la fase sólida es $\chi=1$ mientras que en la fase líquida ($T > T_p$), $\chi=0$. En el rango de temperaturas intermedio χ es una fracción de la unidad

que depende del campo de encaje presente y de la intensidad de la fuerza de anclaje máxima.

Calor específico

Una cantidad que brinda información sobre las temperaturas características del sistema es su energía media. Su derivada en función de la temperatura, proporcional al calor específico, muestra un máximo cerca de T_p debido a que una fracción importante de N_v cambia su comportamiento a esta temperatura.

Factor de Estructura

Una medida de las correlaciones posicionales de los vórtices es el factor de estructura $S(k) = (1/N^2) |\sum_r (e^{ik \cdot r})|^2$. En un líquido $S(k) \sim 1/N^2$, mientras que en la fase sólida $S(k) \sim 1$. Los picos mostrados en función de T corresponden a las redes triangular y kagomé. Este último tiene un máximo cerca de T_p , donde la geometría kagomé se hace evidente.

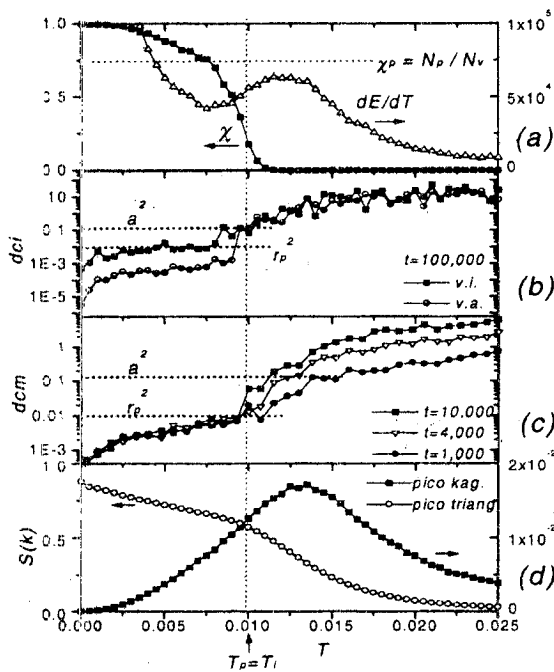


Figura 2: Primer campo de encaje con $F_p=3$. Cantidades calculadas en función de la temperatura. (a) Parámetro de orden (escala izquierda) y calor específico (escala derecha). (b) Desplazamiento cuadrático individual: v.i.=vórtice intersticial; v.a.=vórtice anclado. (c) Desplazamiento cuadrático medio. (d) Altura de dos picos del factor de estructura, uno correspondiente a la red triangular (escala izquierda) y otro a la kagomé (escala derecha).

IV - DIAGRAMAS DE FASE

Con los resultados obtenidos se contruyó, para cada campo de encaje, un diagrama de fases F_p vs T .

Para el primer campo de encaje (Fig. 6a) se observa una región de altas temperaturas ($T > T_p$) en la cual los vórtices forman un líquido. Para los valores de intensidad de pozos de anclaje y densidad de vórtices utilizados en nuestras simulaciones, encontramos una

única transición entre la fase líquida y la sólida, que tiene lugar a la temperatura T_p y está caracterizada por la anulación de la difusión lineal, la recuperación del parámetro de orden y el crecimiento del pico triangular del factor de estructura.

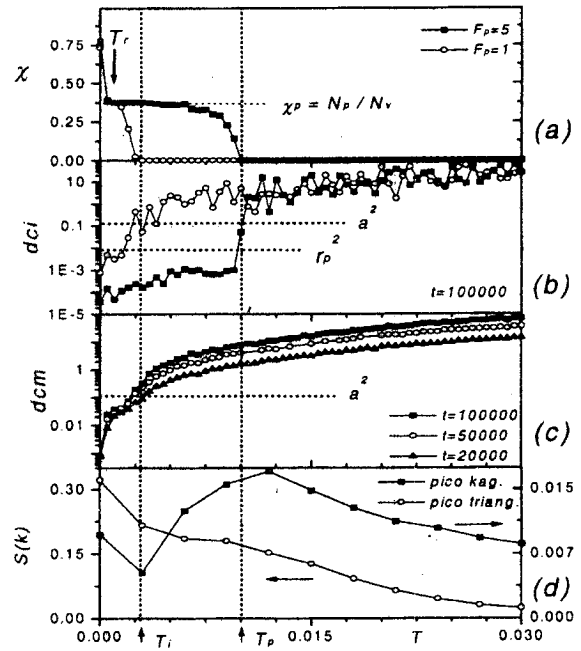


Figura 3: Segundo campo de encaje con $F_p=5$. Cantidades medidas en función de la temperatura. Determinación de T_p y T_i . (a) Parámetro de orden (por comparación se muestra también para $F_p=1$). (b), (c) y (d) igual a la figura 2.

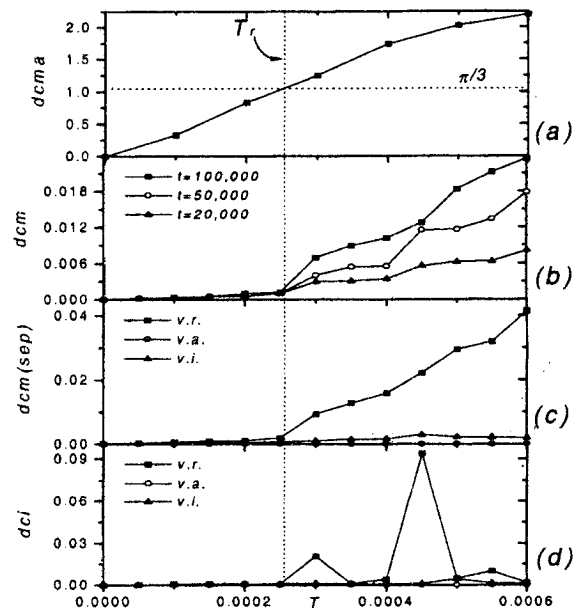


Figura 4: Segundo campo de encaje. Resultado independiente de F_p . Región de temperaturas bajas ($T < T_i$): Determinación de T_i . (a) Dcm. (b) Dcm. (c) Dcm de los tres tipos de vórtice por separado. (d) Dc individual. v.r.=vórtice rotante, v.i.=vórtice intersticial, va=vórtice anclado.

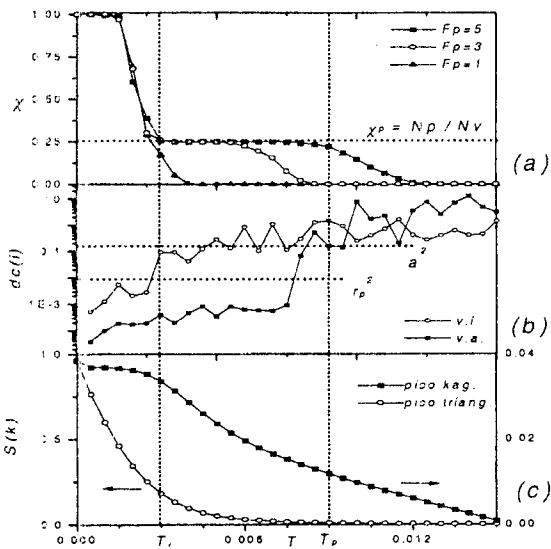


Figura 5: Tercer campo de encaje con $F_p=5$. (a) Parámetro de orden (se muestran también los resultados con $F_p=3$ y 1). (b) Desplazamiento cuadrático individual. (c) Altura de dos picos del factor de estructura.

El diagrama de fases del segundo campo de encaje, mostrado en la figura 6b, presenta dos fases adicionales, denominadas *fases kagomé* y *rotante*. La *fase kagomé* tiene lugar para $T_i < T < T_p$. En esta fase los vórtices intersticiales se encuentran en estado líquido mientras que el resto del sistema está anclado. La existencia de la *fase rotante* se debe a las características especiales del estado fundamental de este campo de encaje, que encierra triángulos de vórtices en los hexágonos de anclaje. En la *fase rotante* el desplazamiento de los mismos alrededor de su centro es el responsable de la difusión angular del sistema y solo a una temperatura muy baja T_r , los triángulos dejan de rotar y el sistema se congela completamente. Sin embargo, los vórtices intersticiales restantes se congelaron a una temperatura mayor T_i . Finalmente, el tercer campo de encaje presenta dos temperaturas características, T_i y T_p (Fig. 6c). La *fase kagomé* posee características similares a las observadas para el segundo campo de encaje, con una coexistencia de líquido y sólido de vórtices. Para saber si estas fases existen en el límite termodinámico se está realizando un análisis de tamaño finito en todo el diagrama de fases.

V - CONCLUSIONES

Para el primer campo de encaje encontramos que la transición del líquido al sólido de vórtices tiene lugar a la temperatura T_p en la cual todos los vórtices se congelan en sus posiciones de equilibrio. Para el segundo campo de encaje el congelamiento de la red de vórtices tiene lugar en tres etapas, caracterizadas por T_p , T_i y T_r . Las dos fases intermedias entre el líquido y el sólido de vórtices son las fases

kagomé y *rotante*. Esta última presenta difusión angular aunque no lineal.

Para el tercer campo de encaje encontramos que la fusión de la red de vórtices tiene lugar en dos etapas, caracterizadas por las temperaturas T_i y T_p . La región de temperaturas intermedias es observable para intensidades de anclaje relativamente bajas.

Para los dos últimos campos de encaje T_i y T_p se aproximan al disminuir F_p . Para $F_p < 1$ se encuentra $T_i = T_p$.

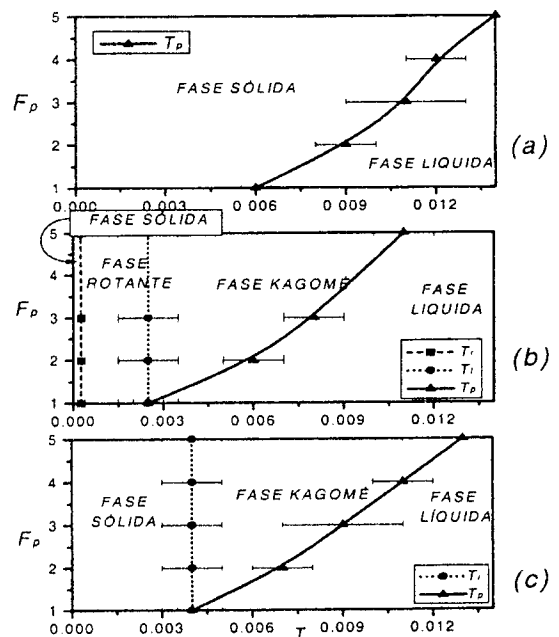


Figura 6: Diagramas de fase temperatura - intensidad de la fuerza de anclaje. (a) Primer campo de encaje. (b) Segundo campo de encaje. (c) Tercer campo de encaje.

VI - AGRADECIMIENTOS

A A.B. Kolton y P.S. Cornaglia por las útiles discusiones. M. F. Laguna contó con el apoyo del Programa FOMEC. Este trabajo fue parcialmente financiado por CONICET, CNEA, ANPCyT -PICT N° 02151- y Fundación Antorchas.

VII- REFERENCIAS

- 1 - O. Daldini, P. Martinolli, J.L. Olsen y G. Berner, Phys. Rev. Lett. **32**, 218 (1974).
- 2 - A.T. Fiory, A.F. Hebard y S. Somekh, Appl. Phys. Lett. **32**, 73 (1978).
- 3 - K.J. Kirk, J.N. Chapman y C.D.W. Wilkinson, Appl. Phys. Lett. **71**, 539 (1997).
- 4 - K. Harada, O. Kamimura, H. Kasai, T. Masuda, A. Tonomura y V.V. Moshchalkov, Science **274**, 1167 (1996).
- 5 - C. Reichhardt, C.J. Olson, J. Groth, S. Field y F. Nori. Phys. Rev. B **54**, 16108 (1996); C. Reichhardt, C.J. Olson y Franco Nori. Phys. Rev. Lett. **78**, 1648 (1997) y Phys. Rev. B **57**, (1998).
- 6 - M.F. Laguna, C.A. Balseiro, D Domínguez y F. Nori. Anales AFA **11**, 229 (1999).
- 7 - P. Chandra, P. Coleman e I. Ritchey, J. Phys. (Paris) **3**, 591 (1993); C. Zeng y V. Elser, Phys. Rev. B **42**, 8436 (1990).