

ESTRUCTURA DE VÓRTICES EN POTENCIALES DE KAGOMÉ

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

En este trabajo estudiamos un sistema de vórtices en potenciales de anclaje periódicos. En particular, analizamos el caso de un potencial con la estructura de una red de kagomé. Enfocamos nuestro estudio en los primeros cuatro campos de anclaje. Obtuvimos las configuraciones de vórtices en el estado fundamental para distintas densidades (campos magnéticos). Analizamos las propiedades del sistema estudiando la trayectoria de los vórtices, los coeficientes de difusión normal y angular, las energías y el factor de estructura en función de la temperatura. Al aumentar la temperatura lentamente observamos varias etapas de fusión de la red de vórtices.

In this paper we study a vortex array in a periodic pinning potential. We study the problem of the kagomé pinning potential, and we study the first four matching fields. We obtain the ground state vortex configurations for different magnetic fields. We analyze the system properties looking at the vortex trajectories, the diffusion coefficient, the total energy and the structure factor. When the temperature is increased, we observe several stages of lattice pinning and melting.

I – INTRODUCCIÓN

Superconductores laminares, arreglos de junturas Josephson o átomos adsorbidos en superficies son ejemplos de redes elásticas en interacción con un sustrato rígido que producen transiciones conmensuradas o inconmensuradas cuando las dos redes coinciden o no. Recientemente creció el interés en el estudio de sistemas superconductores con arreglos bien definidos de anclaje periódico triangular o cuadrado, en los cuales los vórtices pueden quedar atrapados tanto en los sitios individuales de anclaje como en las regiones intersticiales entre sitios de anclaje¹⁻⁵. Debido al anclaje intersticial, el sistema de vórtices difiere significativamente de sistemas como átomos en superficies o arreglos de junturas Josephson. Experimentos¹ y simulaciones³ recientes indican que las configuraciones ordenadas de vórtices en muestras con anclaje periódico pueden diferir a cada campo de encaje, produciendo una variedad de redes de vórtices que son muy diferentes de las obtenidas en redes superconductoras u otros sistemas. Resultados anteriores con centros de anclaje ordenados en redes triangulares y cuadradas mostraron que la red de vórtices es altamente ordenada para algunos campos de encaje y desordenada para otros⁶.

Las redes de vórtices ordenadas correspondientes a campos conmensurados con el potencial periódico se anclan más fuertemente que las estructuras de vórtices desordenadas, correspondientes a otros valores de campos magnéticos¹⁻⁴. Por ello resulta de gran interés determinar en qué medida las configuraciones de encaje afectan el anclaje total de la red de vórtices.

Se define un campo de encaje como el valor de campo magnético que genera un número de vórtices múltiplo del número de pozos de anclaje presentes. Así, el n -

ésimo campo de encaje corresponde a tener una relación

$$N_v / N_p = n, \quad (1)$$

donde N_v es el número de vórtices y N_p el de pozos. Nos interesa estudiar el comportamiento del sistema de vórtices para distintos campos de encaje. Con el objeto de poder comparar nuestros resultados con los que se obtienen en una red triangular, usamos los campos de encaje correspondientes a dicha red, aunque la relación (1) no se cumpla exactamente en nuestro sistema. Esto es debido a que la red de kagomé⁷ puede pensarse como una red triangular con vacancias regulares (ver fig. 1). Esta red comenzó a estudiarse en sistemas de spines antiferromagnéticos debido a que, para el caso de Heisenberg 2D, era la única en la que se esperaba encontrar un estado fundamental desordenado aún cuando la red es periódica. Numerosos trabajos mostraron que la física de la red de kagomé es muy diferente de la de las redes triangular y cuadrada. Algunas de sus características son exploradas en este trabajo para un sistema de vórtices puestos en un potencial periódico con la geometría de esta red.

II – MODELO

Simulaciones numéricas

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:

$$\eta \dot{v}_i = f_i^{vv} + f_i^{vp} + f_i^T$$

donde $v_i = dr_i / dt$ es la velocidad del vórtice i , η es la fricción de Bardeen-Stephen,

$$f^{vv} = -\nabla U^{vv} = F_v / r_{vv} (1 - r_{vv}^2 / r_c^2)$$

describe las interacciones entre vórtices,

$$f^{vp} = -\nabla U^{vp} = -F_p / r_p \exp(-r_{vp}^2 / r_p^2)$$

es la fuerza de un centro de anclaje sobre un vórtice y $\langle f_i^T \rangle = 0$ con $\langle f_i^T(t) f_j^T(t') \rangle = 2\pi k_B T \eta \delta_{ij} \delta(t-t')$ describe el ruido térmico sobre el vórtice i -ésimo.

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; el radio de corte de f_i^{vp} se eligió igual a 0,2. La fuerza de anclaje máxima, F_p (relacionada con la profundidad del pozo), se tomó entre 0,5 y 1. Se eligieron condiciones de contorno periódicas en todos los casos. El número de vórtices varió desde 16 a 3000. 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

Estados fundamentales

Las configuraciones finales del sistema de vórtices para cada campo de encaje se obtuvieron simulando un experimento de templado: Se enfrió lentamente un número fijo de vórtices en movimiento aleatorio desde temperaturas altas hasta $T=0$.

Los resultados indican que para el primer campo de encaje la estructura de la red de vórtices es triangular, altamente ordenada e igual para los potenciales de anclaje triangular y de kagomé. Este resultado se obtiene también para el tercer y cuarto campos de encaje, y las estructuras obtenidas en nuestras simulaciones de anclaje triangular coinciden con las obtenidas en la Ref. 1. En la figura 1(d) se muestra el estado fundamental del tercer campo de encaje.

Por el contrario, la estructura de vórtices del segundo campo de encaje es distinta para los dos potenciales y depende fuertemente de la variación de F_p , r_p y r_c . Se realizó un estudio sistemático del estado fundamental del segundo campo de encaje en el potencial de kagomé y se encontraron, para el mismo valor de los parámetros, diferentes estados fundamentales, uno de los cuales se muestra en la figura 2(d). Dichos estados difieren en la orientación de los triángulos de vórtices formados dentro del hexágono de Kagomé. Estos resultados pueden interpretarse como una frustración inducida por la geometría. La competencia de interacciones produce estados metaestables cuasidgenerados en energía, resultado similar al que se observa en sistemas vídriosos.

Trayectorias

Se analizó también la trayectoria seguida por los vórtices durante el proceso de templado, para los diferentes campos de encaje (figs. 2 y 3). Pueden distinguirse dos temperaturas relevantes durante el

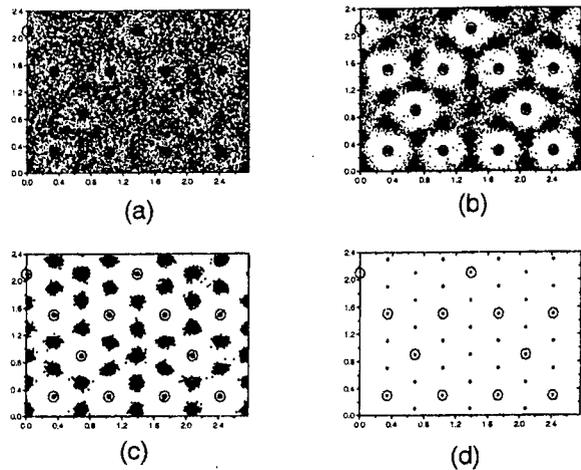


Figura 1: Trayectoria para diferentes temperaturas de un sistema de 48 vórtices y 12 sitios de anclaje (tercer campo de encaje). Los círculos corresponden a los centros de anclaje y los puntos a los vórtices.

(a) $T > T_p$, (b) $T_p > T > T_i$, (c) $T < T_i$ y (d) $T = 0$.

proceso de congelamiento de la red de vórtices: T_p , la temperatura de anclaje de vórtices en el potencial periódico y T_i , la temperatura de localización de los vórtices intersticiales. El segundo campo de encaje presenta una singular característica en el rango de temperaturas $T_i > T > 0$ (fig. 1(c)): Los vórtices que están atrapados dentro del hexágono de kagomé (y que a $T=0$ forman los triángulos) giran en ambos sentidos. Para caracterizar este movimiento se estudió el desplazamiento cuadrático medio angular de los triángulos en función del tiempo para cada temperatura. Estos resultados indican que, para cualquier temperatura no nula, el desplazamiento angular crece linealmente con el tiempo, lo que corresponde a una caminata aleatoria con dinámica difusiva.

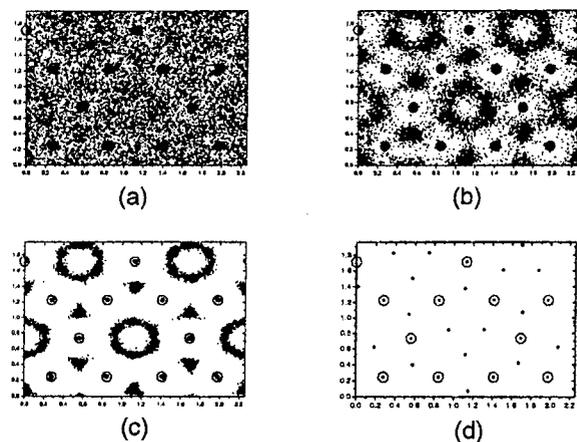


Figura 2: Trayectoria para diferentes temperaturas de un sistema de 32 vórtices y 12 sitios de anclaje (segundo campo de encaje). Los círculos corresponden a los centros de anclaje y los puntos a los vórtices.

(a) $T > T_p$, (b) $T_p > T > T_i$, (c) $T < T_i$ y (d) $T = 0$

Difusión

Con el objeto de caracterizar las temperaturas relevantes, calculamos la difusión lineal de los vórtices. La misma se obtuvo como la pendiente del desplazamiento cuadrático medio (dcm) de los vórtices a tiempos largos,

$$dcm = \langle |r_i(t) - r_i(0)|^2 \rangle \propto D t$$

El dcm en función del tiempo se muestra en el gráfico inserto en la parte superior de la figura 3 (b) para diferentes temperaturas, y es lineal en todo el rango de temperaturas estudiado.

El coeficiente de difusión lineal para los dos primeros campos de encaje se muestran en la figura 3. Su anulación indica la temperatura a la cual los vórtices se localizan alrededor de sus posiciones de equilibrio (T_i). Para el primer campo de encaje se muestra también el comportamiento de la energía media del sistema como función de la temperatura, la cual tiene un salto en T_i (ver gráfico inserto en la fig. 3(a)).

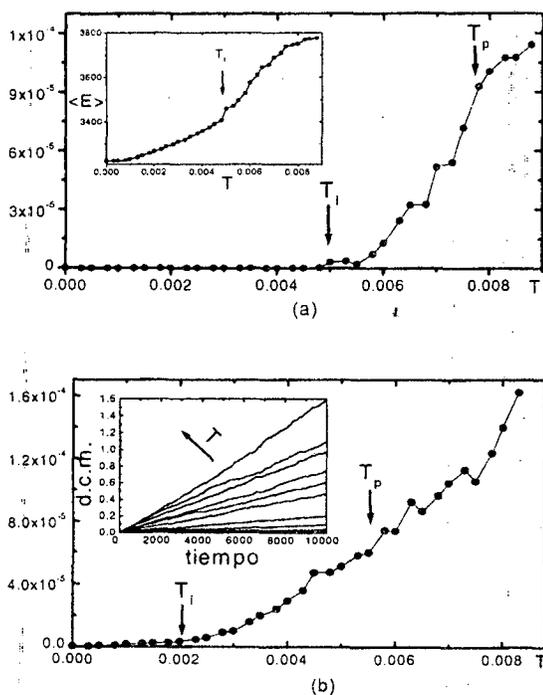


Figura 3: Coeficiente de difusión lineal en función de la temperatura para (a) el primer y (b) el segundo campos de encaje. Gráfico inserto en (a): Energía media vs. temperatura. Gráfico inserto en (b): Desplazamiento cuadrático medio vs. tiempo para diferentes temperaturas.

Factores de estructura

Para identificar las temperaturas T_i y T_p se graficó la altura de los principales picos del factor de estructura normalizado en función de la temperatura. El mismo se calculó como:

$$S(k) = 1/N^2 / \sum_r e^{i k \cdot r}$$

La figura 4 muestra los resultados para los dos primeros campos de encaje. En los picos observados se distingue un cambio de comportamiento a las temperaturas T_i y T_p , las cuales coinciden con las identificadas a través de la trayectoria de los vórtices. A la temperatura T_i definida a través de la anulación del coeficiente de difusión, observamos un cambio de pendiente en el factor de estructura de ambos campos de encaje. Esto es, además, compatible con la imagen de las trayectorias que indican el comienzo de la difusión de los vórtices intersticiales, aunque no todavía de los que se encuentran dentro de los centros de anclaje. A una temperatura mayor, T_p , el factor de estructura corresponde al de un líquido, indicando el desanclaje de vórtices.

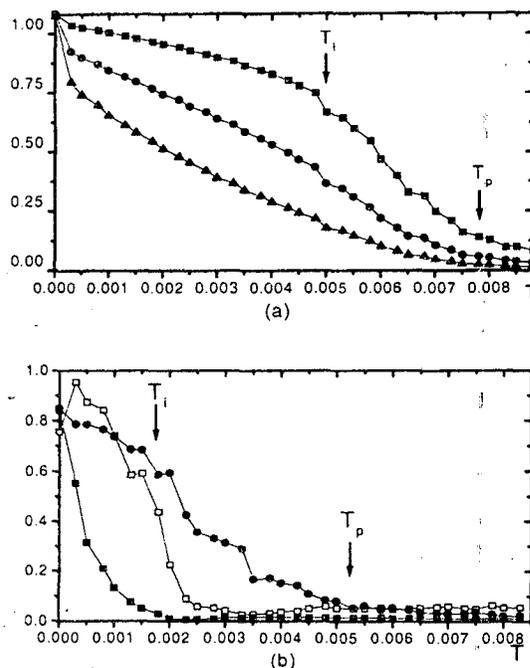


Figura 4: Altura de los principales picos del factor de estructura en función de la temperatura para (a) el primero y (b) segundo campos de encaje.

IV - CONCLUSIONES

1) Para el primer, tercer y cuarto campos de encaje las estructuras alcanzadas a $T=0$ son ordenadas y estables frente a variaciones de los parámetros. El estado final para las redes triangular y de kagomé de anclaje coinciden.

2) Para el segundo campo de encaje, el estado final alcanzado a $T=0$ es diferente para los potenciales de

anclaje triangular y de kagomé. Para el anclaje de kagomé el estado fundamental depende de la intensidad del anclaje; para el valor particular estudiado se encuentran diferentes estructuras finales cuasidegeneradas en energía. Por otra parte, este estado es altamente dependiente de las variaciones de los parámetros. Este resultado sugiere la presencia de frustración inducida por la geometría y es similar al observado en sistemas vidriosos.

3) En el proceso de congelamiento de la red de vórtices se distinguen dos temperaturas relevantes: T_p , la temperatura de anclaje de vórtices y T_i , la de congelamiento de los intersticiales.

4) A la temperatura T_p se observa un cambio de comportamiento en el factor de estructura. A temperaturas mayores que T_p el mismo corresponde al de un líquido. A temperaturas menores, el crecimiento de los picos indica la aparición de una estructura ordenada. Esto también puede observarse en las trayectorias de los vórtices, que muestran movimiento de todos los vórtices a $T > T_p$, mientras que sólo de los vórtices intersticiales a $T < T_p$.

5) La temperatura T_i está caracterizada por la anulación del coeficiente de difusión y por un cambio en la pendiente de la altura de los picos del factor de estructura vs. temperatura. En las trayectorias del sistema de vórtices se observa a esta temperatura la localización de los vórtices intersticiales. Las características de la región de temperaturas $T_i < T < 0$ son diferentes para el segundo campo de encaje y los restantes.

V - AGRADECIMIENTOS

A A.B. Kolton y P.S. Cornaglia por las útiles discusiones.

M. F. Laguna cuenta con el apoyo del Programa FOMEC. Este trabajo fue parcialmente financiado por CONICET, CNEA, ANPCyT -PICT N° 02151- y Fundación Antorchas.

VI - REFERENCIAS

- 1 - K. Harada, O. Kamimura, H. Kasai, T. Masuda, A. Tonomura y V.V. Moshchalkov, *Science* **274**, 1167 (1996).
- 2 - V.V. Moshchalkov *et al.*, *PRB* **54**, 7385 (1996).
- 3 - C. Reichhardt, C.J. Olsson, J. Groth, S. Field y F. Nori, *PRB* **54**, 16108 (1996).
- 4 - J.Y. Lin *et al.*, *PRB* **54**, R12717 (1996).
- 5 - C. Reichhardt, C.J. Olsson y Franco Nori. *PRL* **78**, 1648 (1997).
- 6 - C. Reichhardt, C.J. Olsson y Franco Nori. *PRB* **57**, (1998).
- 7 - P. Chandra *et al* *J. Phys. (Paris)* **3**, 391 (1993), C. Zeng y V. Elser, *PRB* **42**, 8436 (1990).