

Superconductividad eléctrica

Contenido

- . Introducción a la superconductividad eléctrica
- Que son los Superconductores
- Aspectos Historicos importantes
- Tipos de superconductores
- . Trabajando en un laboratorio de superconductividad
- . Fabricación por medio de reacciones en estado sólido de cerámicas superconductoras
- . Desarrollo y fabricación de piezas a base de carburo de silicio: materiales permeables, materiales compuestos, materiales tixotrópicos.
- .Empresas fabricantes de superconductores
- . Anisotropía
- . Propiedades de los Superconductores Convencionales
- . Propiedades de los Superconductores de Alta Temperatura
- . Propuestas teóricas
- . Desorden y transiciones de fase
- .Técnicas experimentales
- . Caracterización de sustratos para superconductores Y-123
- . Crecimiento de cristales superconductores y medida de sus propiedades
- . Estabilidad térmica de cupratos superconductores con oxoaniones
- . Preparación y estudio de cupratos con estructura en capas infinitas
- . Propiedades electrónicas de los óxidos de cobre
- . Materiales en comunicaciones
- . Líneas de Trabajo
- . Obtención de zeolitas de talio
- APLICACIONES DE LOS SUPERCONDUCTORES

MEDICINA

CIENCIA

MEDIOS DE TRANSPORTE

ELECTRÓNICA

SISTEMAS ELÉCTRICOS Y DE POTENCIA

- Conclusiones
- . Bibliografía

objetivos

- conocer la evolución de los elementos superconductores y las investigaciones precedentes.
- Identificar las aplicaciones modernas mas importantes que utilizan la tecnología de superconductores.
- Analizar el cambio radical que pueden producir en la electrónica el desarrollo de circuitos y computadores con dispositivos superconductores.

- Aprender los conceptos mas importantes acerca de los materiales superconductores.



Heike Kamerlingh Onnes. Descubridor de la superconductividad en 1911.

Introducción

La superconductividad es uno de los descubrimientos mas fascinantes de la ciencia del siglo XX. Su gama de aplicaciones es amplísima, pero abarca generalmente tres tipos que se considerarán en este trabajo: La generación de campos magnéticos intensos, la fabricación de cables de conducción de energía eléctrica y la electrónica.

Su descubrimiento se remonta a principios del siglo XX, en 1911, y está íntimamente ligado a la obtención de muy bajas temperaturas(cercanas al cero absoluto)en el laboratorio, debido al hecho que algunos materiales presentan resistividad nula cuando están sometidos a temperaturas muy bajas.

En este trabajo se pretende describir de manera lo mas sencilla posible, lo que es el fenómeno de la superconductividad, con sus principales características y aplicaciones, las cuales ya se encuentran principalmente en medicina; en la electrónica es muy importante pensar en lograr circuitos integrados donde no se tenga en cuenta el calor producido debido a elementos conductores de resistividad nula.

Es necesario mencionar que el descubrimiento y estudio de los superconductores, ha llevado muchos años de investigación y es una de las tecnologías que requieren bastante inversión debido a la complejidad de procesos y materiales utilizados.

QUE SON LOS SUPERCONDUCTORES ?

Los superconductores son unos materiales capaces de permitir el paso de la corriente eléctrica presentando una resistencia prácticamente nula. Cuando fluye corriente a través de un superconductor, no se produce ninguna pérdida de energía eléctrica.

Con un oscilador, por ejemplo un columpio, se puede hacer una buena analogía de la superconductividad. Por muy fuerte que se empuje un columpio, este siempre se acabará deteniéndose. La energía suministrada por nuestros brazos se perderá por rozamiento de columpio con el aire, y mas significativamente por fricción de las cadenas o engranajes con la estructura que soporta el columpio, y por efecto de la gravedad terrestre. Ahora imaginemos un columpio que nunca se detuviera. Una vez empujado seguiría oscilando eternamente. En un conductor convencional, un impulso de corriente eléctrica se atenuaría rápidamente hasta desaparecer debido a la resistencia. Sin embargo en un superconductor la corriente puede fluir eternamente, puesto que no hay nada que se ponga a ello.

Onnes, el físico holandés, continuó sus investigaciones buscando superconductividad en muchos materiales. En cada caso el material debía ser enfriado a temperaturas próximas al cero absoluto (cero Kelvin). Este

enfriamiento se realizaba sumergiendo el futuro superconductor en helio líquido. El helio se licua a 4°K. Una vez el material se había refrigerado a esa temperatura, se convertía en un superconductor.

Aspectos Históricos importantes.

A pesar de la gran importancia de este efecto, no se desarrolló ninguna aplicación útil hasta unas décadas más tarde de su descubrimiento. El principal obstáculo que presentaba el desarrollo de aplicaciones era la necesidad de emplear temperaturas extremadamente bajas. El equipo necesario para hacer el helio líquido que enfriaba el superconductor a la temperatura requerida era caro y complejo, problema que se sigue presentando en la actualidad. Otro problema importante era la incapacidad del superconductor para resistir campos magnéticos intensos.

Los principios físicos de la superconductividad no se comprendieron hasta 1957, cuando los físicos estadounidenses John Bardeen, Leon N. Cooper y John R. Schrieffer propusieron una teoría que ahora se conoce como teoría BCS por las iniciales de sus apellidos, y por la que sus autores recibieron el Premio Nobel de Física en 1972. La teoría BCS describe la superconductividad como un fenómeno cuántico, en el que los electrones de conducción se desplazan en pares, que no muestran resistencia eléctrica. Esta teoría explicaba satisfactoriamente la superconducción a altas temperaturas en los metales, pero no en los materiales cerámicos. En 1962, el físico británico Brian Josephson estudió la naturaleza cuántica de la superconductividad y predijo la existencia de oscilaciones en la corriente eléctrica que fluye a través de dos superconductores separados por una delgada capa aislante en un campo eléctrico o magnético. Este fenómeno, conocido como efecto Josephson, fue posteriormente confirmado experimentalmente.

Los científicos han usado electroimanes para generar campos magnéticos desde hace mucho tiempo. Haciendo fluir corriente eléctrica por un anillo conductor se induce campo magnético. Sustituyendo el conductor por un superconductor y enfriándolo a la temperatura necesaria, podría ser posible generar campos magnéticos mucho más potentes debido a la falta de resistencia, y por tanto de generación de calor en el anillo. Sin embargo, esto no pudo hacerse en un principio. Cuando el campo magnético alcanzaba una determinada intensidad, el superconductor perdía sus propiedades y se comportaba como un conductor ordinario. Hasta la década de los cuarenta no se resolvieron los problemas de los campos magnéticos y solo muy recientemente se ha superado el problema de las bajas temperaturas.



Figura 2. John Bardeen, Leon N. Cooper y John R. Schrieffer ganadores del premio nóbel de física en 1972.

Introducción a la superconductividad eléctrica

La Superconductividad Frente al paso de una corriente eléctrica, los metales ofrecen una cierta resistencia: parte de la electricidad se transforma en calor y ello permite innumerables aplicaciones, como la plancha, la tostadora o el calefactor eléctrico. Pero, en otros usos de la electricidad, sobre todo en su transmisión a través de cables, no resulta económico que aquella se pierda en forma de calor. En el año 1911 el físico holandés Heike Kamerlingh Onnes descubrió que ciertos metales conducen la electricidad sin resistencia siempre y cuando se los haga "tiritar" cerca de la temperatura más baja posible, unos 273 grados centígrados bajo cero.

Dado que conseguir temperaturas tan bajas resulta muy costoso, el gran objetivo de la ciencia es encontrar materiales superconductores que operen a temperaturas mas altas. Por ello, en el año 1986 se produjo un "boom" cuando los físicos K. A. Muller y J. G. Bednorz encontraron que un material cerámico podía ser superconductor a una temperatura un poco mas alta, unos 240 grados centígrados bajo cero. Desde entonces se han descubierto un gran numero de compuestos que presentan superconductividad si se los enfría solo con aire liquido, lo que permitirá aplicaciones tecnológicas prometedoras. ¿Que se hace en superconductividad en Exactas?

Tipos de superconductores

Existen diferencias importantes entre los superconductores que permiten clasificarlos en dos grandes grupos como veremos a continuación:

Superconductores tipo I: La categoría de superconductores tipo I está comprendida principalmente por metales puros los cuales presentan algún tipo de conductividad a temperatura ambiente; estos materiales requieren increíbles temperaturas de enfriamiento. Esta categoría de materiales fue descubierta primero y a continuación tenemos una lista de estos materiales con su respectiva temperatura de transición.

ELEMENTO	TEMPERATURA DE TRANSICIÓN (TC) °k
PLOMO	7.2°K
LANTANO	4.9°K
TANTALIO	4.47°K
MERCURIO (PRIMER ELEMENTO SUPERCONDUCTOR DESCUBIERTO EN 1911)	4.15°K
ESTAÑO	3.72°K
INDIO	3.40°K
TALIO	1.70°K
RENIO	1.697°K
PROTACTINIO	1.4°K
TORIO	1.38°K
ALUMINIO	1.175°K
GALIO	1.10°K
GADOLINIO	1.083°K
MOLIBDENO	0.915°K
ZINC	0.85°K
OSMIO	0.66°K
ZIRCONIO	0.61°K
ELEMENTO	TEMPERATURA DE TRANSICIÓN (TC) °K
AMERICIO	0.6°K
CADMIO	0.517°K
RUTENIO	0.49°K
TITANIO	0.40°K
URANIO	0.20°K
HAFNIO	0.128°K

LUTECIO	0.1125°K
BERILIO	0.1°K
TUNGSTENO	0.026°K
PLATINO	0.0019°K
RODIO	0.000325°K

Tabla 1. Elementos superconductores tipo I

Otros elementos pueden ser llevados a estado de superconductividad por medio de la aplicación de alta presión cuyo valor puede ser de miles de atmósferas. En la tabla periódica vemos una lista de estos materiales así como los mencionados anteriormente.

KNOWN SUPERCONDUCTIVE ELEMENTS																	
1	2															10	11
1	2															10	11
3	4															10	11
11	12															18	19
19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54
55	56	57	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86
87	88	89	104	105	106	107	108	109	110	111	112						

* Lanthanide Series	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
+ Actinide Series	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103

figura 4. Elementos superconductores conocidos

Los superconductores tipo I son llamados superconductores ideales.

Kamerling Onnes también observó que al cualquier temperatura T , tal que $T < T_C$, el estado superconductor podía ser destruido por la aplicación de un campo magnético de intensidad mayor que cierto campo magnético crítico.

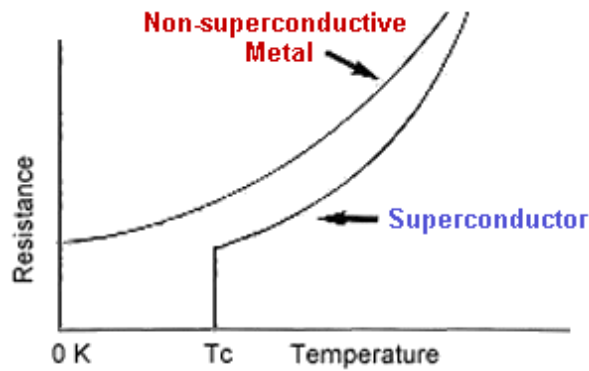


figura 5. Gráfica de T_c VS R de un material superconductor tipo I

Superconductores tipo II. El comportamiento de muchas aleaciones y de algunos de los metales superconductores más refractarios es complejo e individual, particularmente con respecto a la forma como resultan afectados en el estado superconductor en presencia de un campo magnético. A estos superconductores se les ha dado el nombre de superconductores tipo II.

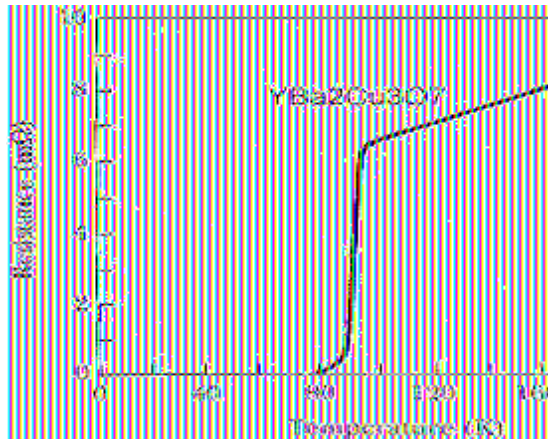


figura 6. Curva de respuesta T vs R de un material superconductor tipo II

En 1957 por primera vez, el científico soviético Abrikosov Publicó un estudio teórico en el que señalaba que podía haber otra clase de superconductores con propiedades diferentes de los estudiados hasta entonces. Daba como característica esencial de estos materiales el hecho de que presentan una energía superficial negativa para fronteras que separan la parte que se encuentra en estado normal de la parte que se encuentra en estado superconductor del material.

Es muy importante distinguir entre lo que es el estado mixto y lo que es el estado intermedio. Recuérdese que el estado intermedio aparece en los superconductores tipo I que lleva a asignarle un valor de factor de desmagnetización diferente de cero ; el estado mixto por otra parte, es una característica intrínseca de los superconductores tipo II y que aparece aún si la forma de la muestra es tal que lleve a asignarle un valor de factor de desmagnetización diferente de cero.

aleacion	TEMPERATURA DE TRANSICIÓN (TC) °k
Hg _{0.8} Tl _{0.2} Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8.33}	138°K
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₈	133°K–135°K
HgBa ₂ Ca _{1-x} Sr _x Cu ₂ O ₆	123°K–124°K
HgBa ₂ CuO ₄	94°K–98°K

Tl _{1.6} Hg _{0.4} Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	130°K
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	127°K
TlBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₉	123°K
Bi _{1.6} Pb _{0.6} Sr ₂ Ca ₂ Sb _{0.1} Cu ₃ O _x	130°K
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	110°K
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈	80°K

Tabla 2. Algunos superconductores tipo II

Trabajando en un laboratorio de superconductividad

En el laboratorio se trabaja intensamente. Las diez o doce horas que duran las muy bajas temperaturas alcanzadas con el helio líquido deben ser aprovechadas al máximo. Además, previamente, se requieren unas ocho horas de preparativos. Por ello es común que alguno de los investigadores pase la noche en el laboratorio para dejar todo listo y así poder comenzar temprano al día siguiente. Allí, las muestras de materiales superconductores, fabricadas por la División de Física del Sólido de la Comisión Nacional de Energía Atómica, –con la que hay una estrecha colaboración científica– son sometidas a diferentes mediciones, a muy bajas temperaturas (por debajo de los 230 grados bajo cero). "Una de las tres líneas de investigación que tenemos actualmente consiste en sacar o incorporar oxígeno en las muestras, sometiéndolas a muy altas temperaturas, para ver que cambios se producen en la superconductividad", explica Bekeris. Otra de las investigaciones se basa en hacer pasar corrientes eléctricas desparejas a través de una muestra, de modo que, en una parte, la corriente sea intensa, y en otra, débil. "Al medir la señal en distintos puntos de la muestra, observamos que la corriente se organiza dentro de ella", indica la investigadora, y aclara: "Lo que se mide en un lugar no depende de la corriente que pasa por allí, sino de su distribución por toda la muestra". Este es un experimento original del laboratorio y, según Bekeris, puede tener aplicaciones interesantes ya que en los dispositivos que se fabriquen con estos materiales se van a producir estos fenómenos de corrientes desparejas, y es necesario saber que pasa en esas circunstancias. En el laboratorio se estudia también el tiempo que un material permanece magnetizado luego de ser sometido a un campo magnético. El flujo magnético suele quedar atrapado en los defectos del material y se va liberando de a poco. Para saber, con precisión de microsegundos, cuanto tiempo le lleva liberarse, los investigadores someten a la muestra a un pulso muy corto de calor, con equipos de láser que proveen los físicos Oscar Martínez y Mario Marconi. Este pulso de láser se aplica unos diez microsegundos después de haber apagado el campo magnético. Al hacer las mediciones se puede saber cuanto flujo magnético había, y cuanto se escapo, en ese lapso tan corto. Las películas delgadas de material superconductor para realizar estos experimentos son provistas por el Centro Atómico Bariloche. Para que sirve conocer cuanto tiempo queda atrapado el magnetismo? "Primero, esta es una pregunta básica, es decir que, conocer esa dinámica es conocer mas profundamente el comportamiento de estos superconductores. En cuanto a la posible relación con aplicaciones, la famosa idea de levitación magnética se vincula, precisamente, con el anclaje del campo magnético", se # a la Bekeris. La investigadora explica que, para que un material genere una fuerza repulsiva lo suficientemente intensa como para levantar su propio peso, se necesitaría una magnetización muy alta, y esta puede lograrse mediante materiales que posean un gran anclaje de flujo magnético. "Lo que estudiamos es cuanto tiempo dura el anclaje. Si este se degrada rápidamente, no sirve", enfatiza la investigadora. Son las diez de la mañana, las maquinas licue factoras se calmaron y ahora comienza el verdadero trabajo, preciso y minucioso, para desentrañarlos enigmas de la superconductividad, y este es el camino obligado para alcanzar los tan ansiados superconductores "calientes".

Fabricación por medio de reacciones en estado sólido de cerámicas superconductoras

Los materiales con características de superconductividad, presentan muy buenas expectativas respecto a su utilización en áreas donde los materiales tradicionales han encontrado sus límites. Durante 1995 se desarrolló un proyecto titulado "Conformado por Extrusión de Materiales Superconductores", donde se precisó cuantitativamente la dependencia de la estructura de la solución sólida $Nd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7+d}$ y

$\text{Bi}_2\text{Sr}_{[2+x]}\text{Ca}_{[1+x]}\text{Cu}_2\text{O}_n$ para diferentes contenidos de oxígeno $1 \leq d \leq 0$ y para algunos x selectos ($0 \leq x \leq 0.5$).

Las propiedades eléctricas y estructurales de estos compuestos, dependen fuertemente de la cantidad de oxígeno que contienen; muestras muy desoxigenadas, presentan más de una fase cristalina.

Luego de la obtención de los polvos con las características requeridas, se procedió a la manufacturación de elementos para comprobar sus propiedades de superconductividad.

El método de conformado fue la extrusión en matrices de acero, considerando los parámetros tecnológicos para la preparación adecuada de la mezcla y los de trabajo que permiten la obtención de cuerpos cerámicos manipulables, así como las condiciones de sinterización del cuerpo cerámico.

Desarrollo y fabricación de piezas a base de carburo de silicio: materiales permeables, materiales compuestos, materiales tixotrópicos.

Los avances logrados en las operaciones minero-metalúrgicas, han generado una demanda de materiales con propiedades únicas que soporten las severas condiciones de trabajo impuestas por las exigencias de mayor productividad en dichas faenas. Los materiales compuestos, cerámicos de matriz metálica, son los que satisfacen estos nuevos requerimientos de productividad y menores costos específicos de operación. El objetivo en este desarrollo fue la producción de cermets de carburo de silicio infiltrado con aleaciones de cobre. El problema esencial que se debió resolver, fue la compatibilidad de la fase cerámica con el metal o su aleación de tal forma que la infiltración ocurra ocupando debidamente los poros contenidos en la micro estructura cerámica, sin que ocurra una reacción y, sin embargo, se logre una apropiada adhesión cerámica-metal. La configuración de la porosidad.

FABRICANTES DE SUPERCONDUCTORES

ð **Oxford Instruments** | El mayor fabricante mundial de superconductores.

ð **BICC General Superconductors** | Cables superconductores

ð **American Superconductor Corp.** | Distribuidores para la industria eléctrica

ð **Applied Physics Systems** | SQUIDS y magnetómetros superconductores.

ð **Cryomagnetics, Inc.** | imanes superconductores

ð **ARS Associates** | Equipos semiconductores y superconductores

ð **Everson Electric Co.** | imanes y cables superconductores

ð **THEVA** | Fabricante Alemán

ð **Cryogenic Electronic Systems Corp.** Fabricante de sistemas magnetocardiógrafos

ð **CSIRO Telecom** | Australia

ð **Microcoating Technologies** | Thin-Film Deposition Technology

ð **Marketch** | Productos HTSC

- ð **Sumitomo Electric Industries** | Imanes y cables superconductores – Japón
- ð **Hypres** | Compañía electrónica de superconductores
- ð **Nordic Superconducting Technologies** | Dinamarca
- ð **Metal Manufacturers** | Superconductores Australianos
- ð **Pirelli Cable** | Cables y alambres superconductores
- ð **EURUS Technologies, Inc.** | Superconductores EURUS
- ð **Southwire** | Cables superconductores
- ð **ETH Materials** | Aplicaciones de Potencia – Suiza
- ð **Power Superconductor Applications Corp.** | Criogenia aplicada a la electrónica
- ð **Superconductor Materials, Inc.** Materiales especiales
- ð **Wintici** | Superconductores de alta temperatura para las telecomunicaciones – Francia
- ð **Daesung** | Cables superconductores. –Korea

Transiciones Termodinámicas y Coherencia de Fase en Superconductores de Alta Temperatura

Anisotropía

Una de las propiedades más destacables de los superconductores basados en óxidos de cobre es que tanto sus propiedades en el estado normal como las que corresponden al estado superconductor muestran una gran anisotropía. Esa anisotropía refleja aquella que se evidencia en la estructura atómica

Los datos experimentales indican que la conductividad eléctrica es mucho mayor en la dirección de los planos de Cu–O (dirección ab) que en la dirección perpendicular a ellos (dirección c). Tenemos así una resistividad ab y una c. Una forma de definir la anisotropía del material es a través del cociente de resistividades en sus direcciones principales $h = c / ab$. Estos valores cambian desde el que corresponde al YBa₂Cu₃O₇ h50, considerado como moderadamente anisotrópico, hasta los que corresponden a los materiales de mayor anisotropía, como el Bi₂Sr₂CaCu₂O₈, en el cual el cociente h20.000 pone de manifiesto la anisotropía extrema que caracteriza a estos materiales. Hemos demorado el análisis de la influencia de la anisotropía, no porque su efecto sobre las propiedades que discutimos sea de carácter secundario sino por que la anisotropía esencialmente solo modifica cuantitativamente la manifestación de esas propiedades

Para las anisotropías mayores, las propiedades físicas de los superconductores se pueden interpretar suponiendo que la superconductividad tiene un carácter cercano al bidimensional. La superconductividad se nuclea solamente en los planos de Cu–O. Las funciones de onda de los pares de Cooper en planos vecinos se superponen débilmente, permitiendo la existencia de efecto túnel (efecto Josephson) de pares entre planos. Este acoplamiento establece el carácter tridimensional del superconductor, induciendo la coherencia de fase en la dirección c.

La descripción teórica de la superconductividad en los sistemas laminares débilmente acoplados fue desarrollada por Lawrence y Doniach para describir el comportamiento de superconductores laminares convencionales, preparados artificialmente. Utilizando conceptos presentados en la teoría se puede interpretar

algunas de las características cuasi-bidimensionales de los SAT. Resultados experimentales, que se discuten en este artículo muestran que aun el sistema $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ presenta características sólo esperables, de acuerdo a las concepciones teóricas aceptadas, en sistemas mucho más anisotrópicos. Creemos importante discutir resultados que se esperaría obtener en sistemas altamente anisotrópicos pues, a nuestro entender, ponen de manifiesto el comportamiento experimental, aun en sistemas que se consideran moderadamente anisotrópicos.

En una imagen laminar se considera que los planos superconductores se acoplan a través de láminas aisladoras. Dos tipos de corrientes superconductoras se pueden sostener en el sistema: las que circulan en los planos y asociadas a los correspondientes gradientes de la fase del parámetro de orden y las que, por efecto túnel, atraviesan los planos de $\text{Cu}-\text{O}$. En este último caso la corriente no está determinada por gradientes. El efecto Josephson explica el paso de corriente a través de junturas aisladoras, introduciendo una relación constitutiva no lineal entre la corriente y la diferencia de fase entre láminas. No puede haber corrientes determinadas por trayectorias que se localizan entre planos, pues no puede haber estados de pares con vida media infinita en la zona aisladora.

FIGURA 1

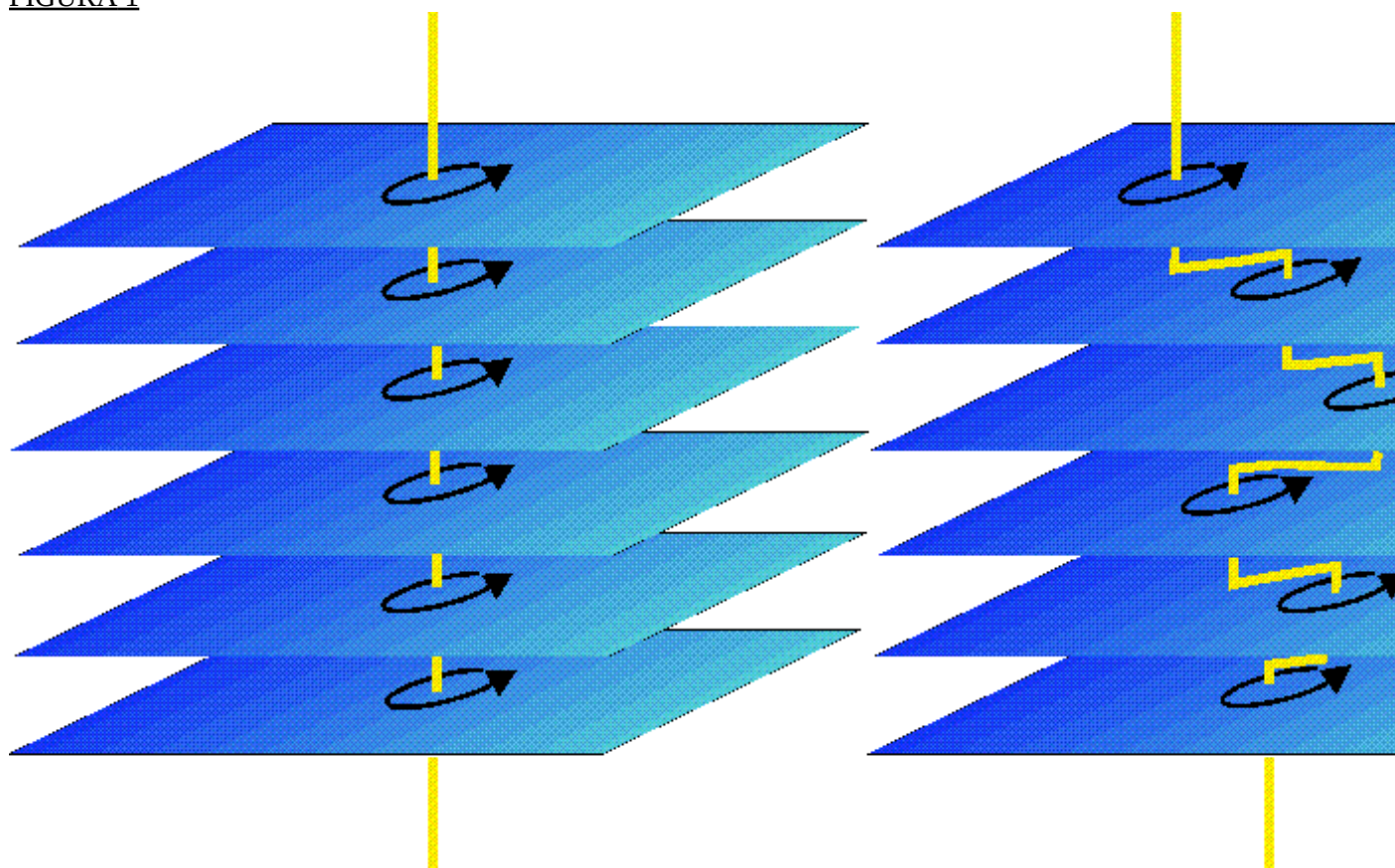


Figura 1. Esquema de la estructura de un vórtice en un SAT a temperatura nula y a temperatura finita. Las flechas representan las corrientes en los planos de CuO_3

Un dibujo esquemático de cómo imaginamos un vórtice en un sistema bidimensional se muestra en la figura 2. Las corrientes se distribuyen en órbitas concéntricas sobre los planos, denominadas panqueques. Para minimizar la energía de línea del vórtice

Los panqueques se colocan uno encima de otro. Si las corrientes no fuesen superconductoras, esta disposición determina unívocamente la dirección del campo. Como la distancia entre planos es mucho menor que la distancia $l(T)$ 1500 Å donde circula la corriente el resultado sería una distribución de campo indistinguible de la que corresponde a un vórtice continuo. Sin embargo, hay que tener en cuenta la relación constitutiva que

gobierna la corriente superconductor. Para que no circulen corrientes en la dirección del eje c y de esa forma minimizar la energía cinética y de campo es necesario tener la fase del parámetro de orden igual entre todos los planos que constituyen la muestra laminar. Esto es, la fase cambiará en 2π en cada capa tantas veces como vórtices haya pero entre planos la diferencia de fase debe anularse.

Como los fenómenos físicos correspondientes al equilibrio termodinámico se manifiestan minimizando la energía libre y no necesariamente la interna, nos vemos obligados a analizar las excitaciones en un sistema laminar. Vimos cómo la teoría imaginaba la introducción de excitaciones de flujo magnético, en forma de tiróides. Debemos pensar en formas similares que cumplan con los requerimientos de cuantificación de flujo, y que permitan introducir entropía en el sistema de panqueques. La forma más simple de introducir entropía en un sistema laminar es producir desplazamientos relativos entre panqueques en cada plano y de cada uno de ellos con relación a su vecino en el plano superior e inferior, ver fig. 2. Como al desplazarse las corrientes se introducen diferencias de fase entre planos, el desplazamiento irá acompañado de corrientes Josephson entre ellos. Como el flujo magnético debe ser conservado en forma de cuantos, las corrientes entre planos generan "vórtices Josephson" que interconectan los panqueques en los planos. Por comparación con la figura... lo que en ella eran desviaciones curvilíneas del vórtice se convierte aquí en desviaciones en forma de escalera, con dos tipos de corrientes. La energía de la excitación se compondrá de términos asociados a los panqueques y términos asociados a los tramos de vórtices Josephson.

Distinguir experimentalmente un sistema muy anisotrópico de uno laminar. es de hecho muy difícil, aunque conceptualmente son totalmente distintos. El sistema anisotrópico se describe a través de una anisotropía en los parámetros superconductores, indicando que cuesta menos energía distribuir corrientes en las direcciones ab que en c . Sin embargo un vórtice en la dirección ab tendrá corrientes superconductoras alrededor del núcleo que están contenidas en las regiones entre planos. La forma más segura de detectar un verdadero comportamiento laminar es realizar experimentos que pongan de manifiesto la existencia de junturas Josephson. Hasta ahora esto sólo se ha mostrado en los compuestos de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Pese a ello, muchos resultados experimentales se pueden describir con mayor facilidad a través del modelo laminar.

Ahora que hemos discutido las características anisotrópicas de los superconductores, resulta evidente que cuanto más anisotrópico sea el superconductor más fácil será introducir excitaciones en forma de vórtices cerrados. Vemos así, la importancia que adquiere la constante C_{44} en la aproximación elástica del tratamiento de la interacción entre vórtices.

Propiedades de los Superconductores Convencionales

El llamado estado mixto en los superconductores tipo II ha sido objeto de intenso estudio en el pasado y en el presente. El hecho de que el estado mixto es un estado de equilibrio termodinámico fue aceptado mucho después de descubrirse el fenómeno de la superconductividad y aun después de haberse conseguido la formulación teórica que explicaba tanto su manifestación fenomenológica, a través de la teoría de Ginsburg-Landau, G-L, como su origen microscópico a través de la teoría de Bardeen, Cooper y Schrieffer, BCS.

La teoría que describe el estado mixto se debe a Abrikosov y fue dada a conocer después que Feynman describió los vórtices como excitaciones del He líquido súper fluido. Por otra parte, la existencia de vórtices y el conocimiento de la física que los describe constituyen la base de la ingeniería de materiales superconductores apta para diseñar aplicaciones tecnológicas.

Ni aun los científicos más audaces imaginaron, en el momento del descubrimiento de la superconductividad en óxidos de Cu, que el estudio del estado mixto en estos materiales (SAT) daría lugar a la aparición de una nueva física.

La teoría de Abrikosov considera los vórtices como objetos magnéticos que, en equilibrio termodinámico,

permiten la relajación de la presión del campo magnético exterior, excluido por las corrientes Meissner. A partir de un campo magnético "crítico inferior", $H_{c1}(T)$, la menor energía libre del superconductor corresponde al estado mixto que se genera mediante la penetración de vórtices. La cantidad de vórtices, en equilibrio, está determinada por las dos variables termodinámicas que suele adoptar la teoría, el campo magnético, H , y la temperatura, T . Esto no es siempre correcto debido al carácter magnético de la superconductividad. Al analizar resultados experimentales es importante considerar los efectos de la forma de la muestra, para asegurar cuáles son las variables termodinámicas adecuadas al experimento que se estudia. De hecho, la mayoría de los estudios de los SAT en monocristales se hacen en muestras con geometrías donde la forma puede jugar un papel importante.

Las propiedades esenciales que caracterizan el estado superconductor se ponen de manifiesto al estudiar el comportamiento del estado mixto, en su forma elemental: un vórtice aislado. El vórtice tiene asociado un campo de velocidades, $\mathbf{v}(\mathbf{x})$, de trayectorias concéntricas (en el caso isotrópico son circunferencias) con una divergencia de la intensidad de la velocidad en una línea que definiremos como eje del vórtice. El campo de velocidades se extiende hasta distancias caracterizadas por la longitud que determina el rango de variación de campo y corriente, (T) .

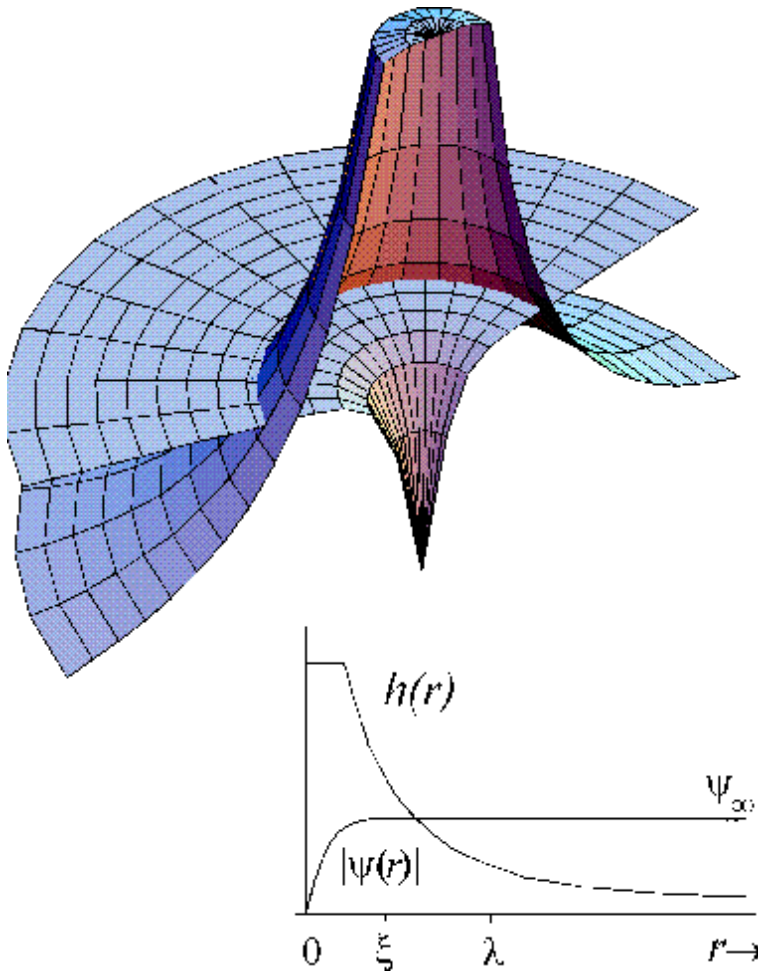
Cuando la temperatura es menor que la crítica, $T_c(H)$, el parámetro de orden termodinámico (X) de la teoría de Ginsburg – Landau adquiere valores finitos, indicando la existencia de una densidad finita de pares de Cooper, dada por $|X|^2 = n_e$. Como consecuencia, el campo de velocidades tendrá asociado una densidad de corriente superconductora $\mathbf{J} = |X|^2 2e \mathbf{v}(\mathbf{x})$.

La energía cinética de los pares de Cooper aumenta con el cuadrado de la velocidad al aproximarse al eje del vórtice. El aumento de energía cinética compite con la energía de formación de los pares. El mantenimiento de la densidad de pares correspondiente al estado libre de vórtices se hace inestable a partir de alguna distancia del eje del vórtice. Como consecuencia de esto, el parámetro de orden depende de la coordenada, disminuye con el incremento de la velocidad y se anula en el eje del vórtice. El incremento de energía cinética y la depresión de la densidad superconductora en un núcleo alrededor del centro del vórtice es el requerimiento necesario para disminuir la presión de campo magnético, correspondiente al estado Meissner. El rango de variación espacial de (X) está determinado por la longitud de coherencia (T) del estado superconductor. La forma general de un vórtice la esquematizamos en la Fig. 1.

FIGURA 1

Figura 1. Esquema de la variación espacial del parámetro de orden y el campo magnético en la proximidad

de un vórtice.



En la teoría de G-L se define un parámetro $k = (T_c / T)$, que caracteriza las propiedades del material superconductor. Es evidente que cuanto mayor sea T_c con relación a T más fácil resultará la creación de vórtices pues se disminuye la presión ejercida por el campo exterior sin necesidad de perder energía de condensación de pares, salvo en el volumen determinado por $2(T_c \times L)$, donde L es el largo del vórtice. Los SAT se caracterizan por tener valores muy altos de k ($\gg 100$).

Cuando se aumenta el número de vórtices en el superconductor, como respuesta al incremento de $\mathbf{H}$, se ponen de manifiesto interacciones repulsivas entre vórtices, de carácter electromagnético, que dan origen a configuraciones geométricas periódicas de la distribución de vórtices, con orden topológico de largo alcance. Se demostró que la red hexagonal minimiza la energía del conjunto de vórtices en un material isotrópico y su presencia ha sido verificada experimentalmente (ver fig. 2).

FIGURA 2

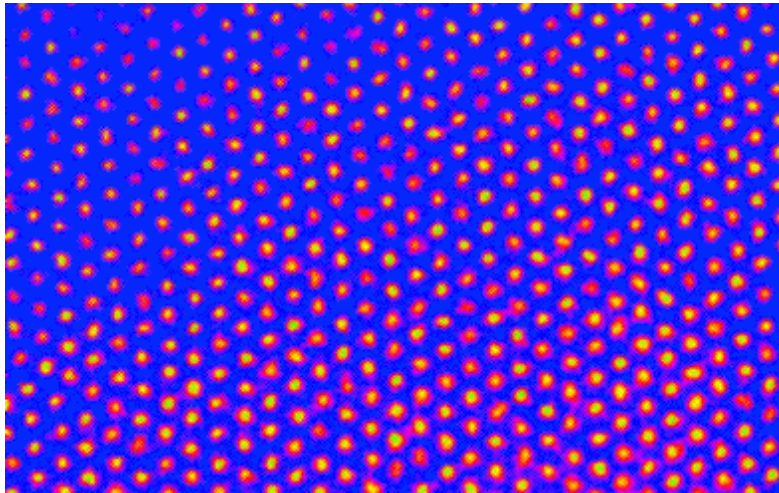


Imagen de la red de vórtices obtenida mediante decoración magnética de Bitter en un monocristal de 2H-NbSe2. (Gentileza Flavio Pardo)

La presencia de vórtices y su distribución periódica en sistemas perfectos permite vislumbrar algunas de sus propiedades. A temperatura nula los vórtices en la red ocupan lugares de alta simetría y el orden de largo alcance topológico minimiza la energía de interacción. Tal como ocurre en una red atómica, desviaciones de las posiciones de equilibrio aumentan la energía interna y dan lugar a fuerzas de restitución que, en este caso se manifiestan en variaciones locales de las corrientes y del parámetro de orden. Si los desplazamientos de los vórtices son pequeños la respuesta de fuerzas será proporcional a los desplazamientos. Los coeficientes que relacionan desplazamiento con fuerza son las constantes elásticas de la red de vórtices, que dependen de temperatura y campo. En el caso general las constantes elásticas son tensores. Debido a la simetría de la red de vórtices, intrínsecamente anisotrópica aun para el caso de materiales isotrópicos, la constante elástica asociada al desplazamiento de la dirección de los vórtices con relación a la del campo, C44, difiere de la de cizalladura, C66. Las variaciones de densidad de vórtices están determinadas por C11.

Para poder calcular las propiedades de la red de vórtices es necesario tener ecuaciones que describan las variaciones espaciales de las corrientes eléctricas y del parámetro de orden. La adecuación de la teoría de Landau de transiciones de fase de segundo orden a la superconductividad dio origen a la teoría G-L, que provee una excelente descripción de las propiedades de los superconductores convencionales. La energía libre debe describir las propiedades termodinámicas y electrodinámicas, por lo cual el cálculo del parámetro de orden (Ψ) y de las corrientes eléctricas debe hacerse en forma auto consistente.

En el marco de la teoría G-L, la minimización de la energía libre con respecto a los dos parámetros que la describen, (Ψ), y el vector potencial magnético $\mathbf{A}(\mathbf{x})$, da lugar a dos ecuaciones diferenciales acopladas, cuyas soluciones proveen los valores de los dos parámetros que describen la termodinámica de equilibrio. De esta forma se obtiene la nueva ecuación constitutiva del estado superconductor, relacionando las corrientes con el vector potencial. Con la ecuación constitutiva y mediante las ecuaciones de Maxwell se encuentra la respuesta electromagnética que, dentro de la aproximación de campo medio, describe las propiedades superconductoras del material.

Para comprender mejor el alcance de la teoría de G-L vamos a especificar los parámetros termodinámicos que determinan el estado superconductor en presencia de un campo magnético exterior $\mathbf{H}$, los campos críticos que determinan su diagrama de fases H-T y la ecuación constitutiva entre campo y corriente.

$$\text{Parámetros en la Energía libre} \quad \int d^3x \left[\frac{1}{2} (\nabla \Psi)^2 + \frac{1}{2} \mu_0^{-1} (\nabla \mathbf{A})^2 - \frac{1}{2} \mu_0^{-1} (\mathbf{J} \cdot \mathbf{A}) \right] \quad (1)$$

$$\Psi(\mathbf{x}) = |\Psi(\mathbf{x})| \exp i \varphi(\mathbf{x})$$

$\mathbf{A}(\mathbf{x})$ es tal que $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$

Nótese que el parámetro de orden es complejo. Esto no es usual en el análisis de la termodinámica de la materia condensada. Tanto el módulo como la fase pueden depender de la coordenada. La existencia de un parámetro de orden complejo es condición necesaria para describir el estado súper fluido, ya que las corrientes no disipativas obedecen a ecuaciones constitutivas determinadas por las variaciones espaciales de la fase del parámetro de orden, en forma similar a la corriente de probabilidad en la mecánica cuántica. A través de esa dependencia se ponen de manifiesto las propiedades macroscópicas cuánticas que determinan el estado súper fluido.

Una vez minimizada la energía, los parámetros superconductores adquieren sus valores de equilibrio que, en general, dependerán de $\mathbf{H}$ y T .

En la descripción de G-L hay un campo "crítico superior", $H_{c2}(T)$, por encima del cual no hay superconductividad, el parámetro de orden se anula a través de una transición termodinámica de segundo orden. Las fluctuaciones termodinámicas asociadas a esta transición son sólo de carácter gaussiano, dentro de la aproximación mencionada. La misma teoría determina cuál es el campo $H_{c1}(T)$

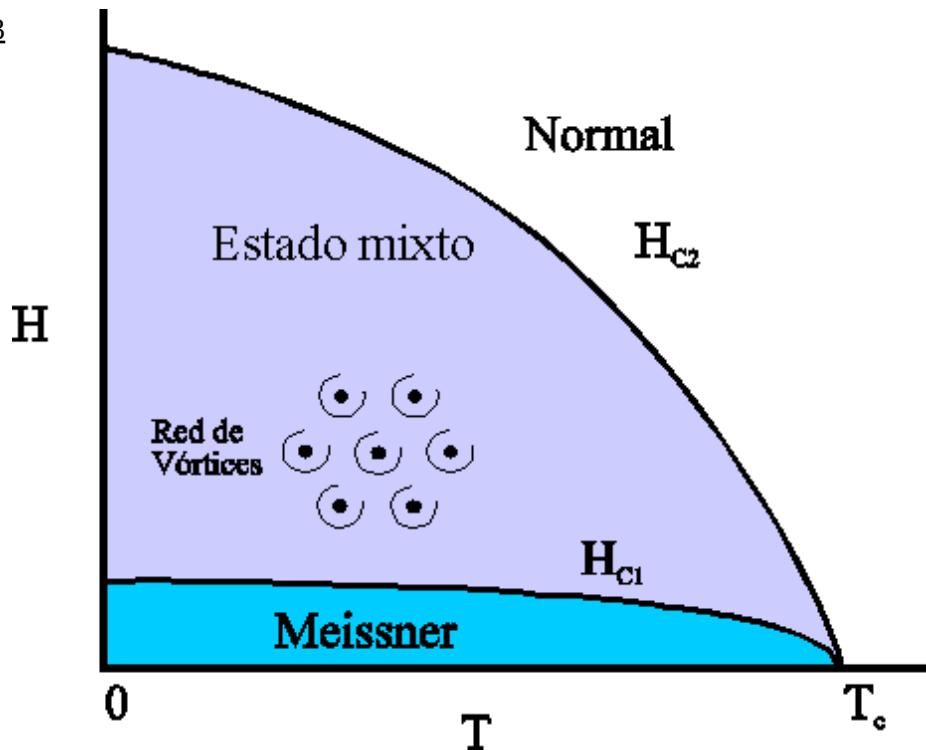
(en el cual la energía libre del estado Meissner coincide con aquella correspondiente a permitir que ingrese un vórtice). Los campos críticos superior e inferior quedan expresados por

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(T)} \quad H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2(T)} \ln(\kappa)$$

(2)

Donde $\phi = hc / 2e$ es el cuanto de flujo. Es interesante notar que $H_{c2}(T)$ queda determinado por $\xi(T)$, mientras que, salvo por la dependencia logarítmica en κ , $H_{c1}(T)$ está determinado por la propiedad superconductora que determina la variación espacial de campo y corriente. Analicemos las razones para ello. En la aproximación de campo medio, la transición continua en $H_{c2}(T)$ se debe a que al aumentar la intensidad del campo exterior los vórtices se aproximan a distancias entre sí menores que $\xi(T)$. La proporción de núcleo de vórtice frente al material donde no está deprimido el parámetro de orden cambia como $H / H_{c2}(T)$, con lo cual para $H \ll H_{c2}(T)$ tenemos $\xi(T) \propto H$, linealmente con H . Como las corrientes superconductoras son cuadráticas en $\xi(T)$, tienden a cero más rápido que el parámetro de orden. De ahí que el campo crítico superior no contenga información sobre el comportamiento de las corrientes. Por el contrario $H_{c1}(T)$ queda determinado por la energía involucrada al introducir un vórtice cuando el campo está totalmente excluido por el estado Meissner. Es comprensible que la energía asociada a la presencia del vórtice contenga la contribución de la energía cinética y campo generado por la corriente superconductora de los pares, extendida espacialmente en una distancia del orden de $\lambda(T)$.

FIGURA 3



. Diagrama de fases esquemático H-T de los superconductores convencionales.

Si la aproximación de campo medio no fuese suficiente para describir las fluctuaciones termodinámicas, la física de los superconductores no estaría bien descrita por la teoría de G-L al aproximarse el campo $H_{c2}(T)$. Este es un aspecto fundamental que hay que tener en cuenta en los SAT.

Cuando el campo o la temperatura son disminuidos por debajo de la línea $H_{c2}(T)$, se nuclea la red de Abrikosov.

Para una mejor comprensión del efecto de la energía térmica en las redes de vórtices en los SAT, es pertinente escribir la corriente superconductora en función de las variaciones espaciales de la fase del parámetro de orden. De acuerdo a G-L

$$\mathbf{J}_s = \frac{2e}{m^*} |\psi|^2 \left(\hbar \nabla \phi - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)$$

(3)

Donde $m^* = 2m$ la masa de los pares de Cooper. Desde un punto de vista formal la presencia del vector potencial, $\mathbf{A}$, en la expresión (3) se debe a que la corriente es una cantidad física medible, por lo cual debe ser invariante de medida. Desde un punto de vista adecuado a la descripción de resultados experimentales, la ecuación (3) es la relación constitutiva entre corriente eléctrica y campo. Dentro de la aproximación utilizada, vemos que la respuesta entre corriente y campo (en este caso el campo es el vector potencial) es lineal. Es instructivo comparar esta ecuación con la resultante de calcular la corriente de probabilidad cuántica de una partícula cargada en un campo magnético. La manifestación de las propiedades cuánticas a nivel macroscópico en la superconductividad es evidente, aun al describir una corriente eléctrica que se deduce de una minimización de la energía libre.

La ecuación (3) constituye la base de las características del comportamiento de un vórtice aislado. Debido a las propiedades del parámetro de orden, su variación espacial al recorrer cualquier trayectoria cerrada deberá

ser tal que recupere su valor, salvo variaciones de la fase en múltiplos de 2π . El módulo debe ser el mismo pues así se asegura que la densidad de pares superconductores esté bien definida. La posibilidad de que cambie la fase introduce importantes consecuencias físicas. Esto se hace evidente al integrar la fase en un circuito cerrado. Utilizando la expresión (3) resulta

$$\oint \nabla \varphi \cdot d\mathbf{s} = \oint \frac{cm^*}{(2e)^2 |\psi|^2} \mathbf{J}_s \cdot d\mathbf{s} + \Phi - \Phi_0 \gamma$$

(4)

donde Φ es el flujo en el área de integración y γ es un número entero.

Si la fase no cambia al cerrar el circuito (estado $\gamma=0$) no existen singularidades. La energía libre se minimiza haciendo que el parámetro de orden sea finito en todo el material. El campo magnético es expulsado como consecuencia de la presencia de corrientes Meissner que circulan a distancias (λ) de la superficie. El estado termodinámico que hemos descrito, libre de vórtices, es el estado Meissner. En este estado se pueden introducir corrientes de transporte sin generar disipación, siempre que la fase del parámetro de orden pueda cumplir con el requerimiento impuesto por (4).

Es evidente que la existencia de vórtices caracterizados por $\gamma \neq 0$ generan corrientes superconductoras que crean campos magnéticos y, por ende, flujos magnéticos que deben cumplir con la condición (4). La generación de vórtices puede ocurrir bajo dos circunstancias diferentes:

–Por un lado, cuando la presencia de un vórtice produce un estado de energía equivalente a la del estado Meissner, $H=H_{c1}(T)$. En este caso, y para campos mayores, la generación de vórtices disminuye la energía libre con respecto a la del estado Meissner.

–Por otra parte, se podría considerar al vórtice como una excitación del estado Meissner. El número de vórtices podría fluctuar y su valor medio producir un aumento de entropía, con la consiguiente disminución de energía libre.

De ocurrir esto resultaría que el estado Meissner es inestable frente al estado mixto, a temperaturas finitas. Sin embargo, en la aproximación de campo medio, teniendo en cuenta el incremento de energía interna que acarrea la fluctuación del número de vórtices se concluye que en una muestra masiva el estado Meissner es estable y que $H_{c1}(T)$ es un campo bien definido, separando una región del diagrama de fases sin singularidades, de otra donde el equilibrio termodinámico las requiere. Es también simple entender que la forma de incrementar el número de singularidades, minimizando la energía del campo magnético generado en el vórtice, es haciendo $\gamma=1$ en cada vórtice. De esa forma la inducción magnética en el superconductor está dada por $\mathbf{B}=\gamma\mathbf{B}_0$. Donde γ es el número de vórtices por unidad de área.

La energía asociada con un vórtice tiene, como se dijo, una contribución cinética, una magnética y otra inducida por la disminución del parámetro de orden en el núcleo. Vemos así que la menor energía interna por vórtice se consigue cuando los vórtices están paralelos al campo aplicado. Consecuentemente el estado mixto ideal de un superconductor a temperatura nula lo conforma una red de vórtices paralelos, formando la estructura hexagonal en la dirección perpendicular al campo (ver fig. 4).

De la conservación de flujo impuesta por (4) concluimos que el parámetro de red está dado por

$$R_c = \frac{\xi \lambda}{\Phi_0}$$

(5)

Si se ejerce una fuerza uniforme sobre una estructura de vórtices perfecta en la dirección perpendicular al campo esta se desplazará con referencia a un eje de coordenadas fijo a la estructura atómica del material. El sistema de vórtices permite su desplazamiento sobre la red atómica debido a que ésta, en el tratamiento que hemos hecho, no mantiene ninguna correlación energética con la primera.

El paso de una corriente eléctrica inducida desde el exterior (corriente de transporte) ejerce una fuerza sobre la red de vórtices. Si la red se desplaza se genera disipación a niveles muy comparables al que corresponde al estado normal. Bajo estas condiciones un superconductor es un mal conductor.

Es importante romper la simetría de traslación de la red de vórtices para poder obtener un estado que permita el paso de corriente sin disipación de energía. Para ello, se introducen defectos en la red atómica capaces de interactuar con los vórtices. En general, los defectos efectivos son aquellos que perturban la estructura electrónica del material disminuyendo o anulando la temperatura crítica en regiones espaciales con forma y tamaño parecidos al núcleo del vórtice. Bajo estas circunstancias la energía libre de la red de vórtices se minimiza tratando de poner los núcleos de los vórtices sobre los defectos (centros de anclaje). La efectividad de los centros de anclaje no depende solamente de las características del defecto, sino también de la competencia entre la energía de condensación que se gana al poner el núcleo del vórtice sobre la región con T_c disminuida y el incremento de energía elástica que necesariamente se induce al producirse el desplazamiento de los vórtices para aprovechar la energía de anclaje.

Por razones de espacio no entraremos en detalles sobre resultados experimentales y teóricos que describen las distintas posibilidades y tipos de anclaje. Sí mencionaremos que es un tema de interés en la actualidad, no solo por las posibles aplicaciones tecnológicas que se derivan de su conocimiento sino, también, porque el desplazamiento de una red periódica de vórtices sobre un potencial desordenado sirve de modelo experimental y teórico para describir variados problemas de la física moderna.

A los fines perseguidos en este artículo es necesario remarcar que una vez que la red de vórtices se encuentra distorsionada para aprovechar los centros de anclaje hará falta una fuerza finita para moverla. Cuando circula una densidad de corriente de transporte por el material se ejerce una fuerza del tipo Lorentz, de la forma

$$\mathbf{F} = 1/c (\mathbf{J} \times \mathbf{B})$$

Cuando la fuerza de anclaje es igualada por $\mathbf{F}_L$ se alcanza la densidad de corriente crítica $\mathbf{J}_c$. Para $\mathbf{J} > \mathbf{J}_c$ la fuerza de Lorentz sobrepasa la de anclaje, los vórtices se desplazan y originan disipación. Esta es la forma tradicional de definir la corriente crítica en un superconductor y la descripción aceptada de la disipación en los superconductores convencionales. En consecuencia, cuanto más rígida sea la red de vórtices menores serán las corrientes críticas o, a la inversa, una red blanda permitirá fijar los vórtices a los centros de anclaje que tengan más cercanos.

Estas ideas razonables, que tienen aplicación en la superconductividad convencional, tomadas como leyes inviolables, acarrearán graves inconvenientes para el progreso del entendimiento del comportamiento de las estructuras de vórtices en los SAT.

Antes de enfocar nuestro análisis a la problemática introducida por los SAT es conveniente reflexionar sobre algunas propiedades generales de la red de vórtices en la superconductividad convencional. Las constantes elásticas de la red de vórtices describen la susceptibilidad generalizada que determina la respuesta a una fuerza que induce deformaciones en la red. Como tal, sus valores dependen de cada material. Por otra parte, a diferencia de lo que ocurre en las redes atómicas, el parámetro de la red de vórtices se ajusta con el campo magnético exterior, ec. (5). Como el parámetro de red diverge en $H = H_{c1}(T)$ y las fuerzas electromagnéticas tienen un rango finito, (T) , las constantes elásticas tienden a cero para $H \rightarrow H_{c1}(T)$ y la red se deformará

fácilmente. En el campo $H_{c2}(T)$ también se ablanda la red. En este caso la distancia entre vórtices se aproxima a $(T) \ll (T_c)$. Bajo estas circunstancias no habrá modulación de campo y la posición de un vórtice es esencialmente independiente del vecino. La red de vórtices se ablanda, permitiendo que se acomoden y optimicen la fuerza de anclaje. En los superconductores convencionales se observa un aumento de la corriente crítica poco antes de alcanzar $H_{c2}(T)$, donde la corriente crítica se anula debido a la anulación del parámetro de orden. La corriente crítica pasa por un máximo antes de reducirse a cero en $H_{c2}(T)$.

Hagamos un resumen de las propiedades de la red de vórtices:

- Cuando la red es ideal tenemos una estructura ordenada, con orden topológico de largo alcance. La red, inestable a la acción de fuerzas, cuando se desplaza disipa. En estas circunstancias la corriente no queda determinada por la diferencia de fases del parámetro de orden y decimos que la disipación se produce por haber perdido la coherencia de la fase.
- Cuando se introducen defectos se destruye el orden topológico de largo alcance. Por otra parte, la red responde elásticamente a la presencia de fuerzas, permitiendo el paso de corrientes no disipativas. Es importante darse cuenta que la pérdida del orden topológico de la estructura permite que se establezca orden de largo alcance en la fase del parámetro de orden. El superconductor mantiene la coherencia de fase. Estrictamente el argumento anterior es válido solamente a $T=0$ pero para los fines prácticos puede aceptarse el argumento como buena aproximación en todo el rango de temperaturas, hasta T_c .

Propiedades de los Superconductores de Alta Temperatura

El resultado experimental más relevante, desde el punto de vista que nos ocupa, fue detectado por los propios descubridores de la superconductividad en los óxidos de cobre, Bednorz y Müller. Se trata de una característica importante de los SAT: la corriente crítica se anula para valores de campo notoriamente menores que $H_{c2}(T)$. Por lo cual, el rango de campos y temperaturas donde los materiales podrían utilizarse es reducido. El progreso realizado en el conocimiento del comportamiento y naturaleza de los vórtices en los SAT ha permitido extender los rangos de T y H de aplicabilidad tecnológica, y descubrir notorias diferencias en el diagrama de fases H - T cuando es comparado con el de los superconductores convencionales.

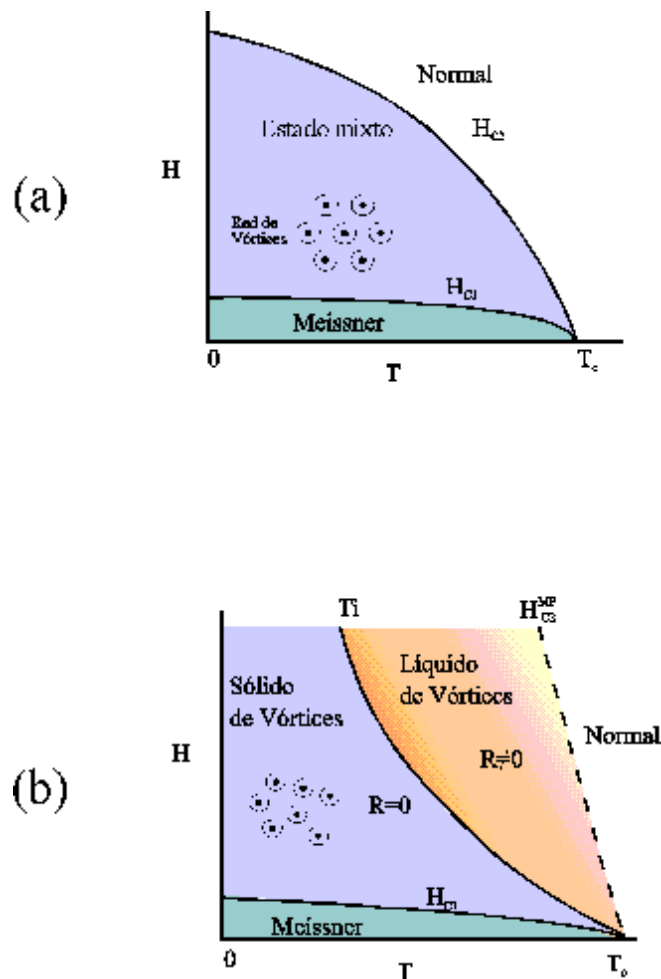


FIGURA 1

Esquema del diagrama de fases H – T para:

(a) Superconductores convencionales (b) superconductores de alta temperatura.

En la fig.1 mostramos esquemáticamente el diagrama de fases de los superconductores convencionales (fig. 1a) y el que se estimaba, hasta no hace mucho, correspondía a las características fundamentales de los SAT (fig. 1b).

Tal como dijimos, los superconductores convencionales tienen $J_c \neq 0$ para todo campo y temperatura en el rango $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$, ver fig.1a. En los SAT existe una zona de campos y temperaturas donde $J_c = 0$, separada por una línea bien definida de la zona donde $J_c \neq 0$. La línea de separación se ha llamado línea de irreversibilidad, $T_i(H)$, ver fig. 1b.

Basándonos en lo discutido para los superconductores convencionales podemos describir la zona del diagrama de fases con $J_c = 0$ suponiendo que los centros de anclaje han perdido allí su efectividad. Es válido preguntarse si bajo esa circunstancia la estructura de vórtices recuperará el orden topológico de largo alcance para $T > T_i(H)$. En todo caso, no resulta trivial saber cuál es el mecanismo por el que el potencial de anclaje se anula.

Las primeras propuestas para alcanzar una comprensión de las propiedades estáticas y dinámicas de los vórtices en los SAT, consistieron en extensiones y adaptaciones de mecanismos que tenían en cuenta los efectos de activación térmica en los superconductores tradicionales.

Las fuerzas de anclaje están asociadas a barreras de potencial de altura finita, que podrían ser sobrepasadas por los vórtices cuando son sometidos a efectos de activación térmica. Este proceso se puso en evidencia en los superconductores convencionales a través de la detección de fenómenos de "creep". Los estados meta estables asociados a los vórtices anclados evolucionan en el tiempo debido a que, a través de la activación térmica, un número finito de vórtices se salen de sus centros de anclaje. Al actuar sobre ellos la fuerza de Lorentz los vórtices se desplazan, dando origen a una resistencia eléctrica con una dependencia en temperatura típica de los procesos térmicamente activados. Del estudio experimental de las energías de activación se verificó que las barreras eran mucho más altas que la energía asociada a las temperaturas donde el material era superconductor. De hecho, las barreras de anclaje son tan altas, comparadas con los valores de energía térmica accesibles a los superconductores convencionales, que, a los efectos de las aplicaciones, los vórtices pueden considerarse anclados cuando $J < J_c$.

En contraposición con lo discutido para los superconductores convencionales, los fenómenos dependientes del tiempo, asociados a la estructura de vórtices de los SAT, son observables con mucha facilidad en amplios rangos de temperatura y dominan las propiedades dinámicas en las proximidades de $T_i(H)$. Pareció natural extender a los SAT los conocimientos que se habían obtenido a través del estudio de los fenómenos dependientes del tiempo en los superconductores convencionales. Para poder hacerlo fue indispensable encontrar razones que justificasen la existencia de potenciales efectivos, entre defectos y vórtices, con barreras de potencial notoriamente reducidas.

Las mediciones de $H_{c2}(T)$ permitieron estimar la longitud de coherencia (ξ) $20 \text{ \AA}$ de los SAT. Este valor es, al menos, un orden de magnitud menor que los típicos para superconductores convencionales.

El potencial de anclaje asociado a la pérdida de energía e condensación de pares es proporcional a un volumen dado por $2(\xi) l$, donde l es el largo efectivo del centro de anclaje.

La pequeña longitud de coherencia de los SAT sugiere el origen de características particulares de estos materiales:

- el potencial de anclaje se reduce en órdenes de magnitud. Esto, unido al acceso a temperaturas más altas, llevó a sugerir la existencia de un fenómeno de "creep" gigante.
- es razonable suponer que el "tamaño" de un par de Cooper debe ser igual o menor que (ξ) . Teniendo en cuenta que (ξ) supera en poco el tamaño de la celda unidad atómica ($13 \text{ \AA}$) podemos concluir que el acoplamiento electrónico que da origen a la formación de pares en los SAT proviene de interacciones de corto alcance, comparado con el rango de interacción de largo alcance que asiste a la formación de pares en los superconductores convencionales.

Las apreciaciones precedentes nos obligan a reconsiderar los rangos de aplicabilidad de las teorías de campo medio a la interpretación de la fenomenología de los SAT.

Las primeras tentativas dedicadas a explicar la existencia de $T_i(H)$ se basaron en considerar los efectos asociados a la existencia de un "creep" gigante. De existir esa importante activación térmica resulta razonable asociar $T_i(H)$ con la temperatura a la cual la mayoría de los vórtices se liberan de sus centros de anclaje. Sin embargo, la interpretación que hicieron Gammel et al.[1] de sus resultados en experimentos con la utilización de un oscilador mecánico distaba mucho de las ideas que sostenían los que abogaban por explicaciones basadas en fenómenos de activación térmica.[2] Ellos concluyeron que $T_i(H)$ representaba la temperatura donde tenía lugar una verdadera transición de fase, el paso de una red sólida a un líquido de vórtices[1].

La posibilidad de tener una fusión en la red de vórtices, similar a la que se observa en una red de átomos, no ha sido aceptada sin varios años de investigación e intensa controversia. Los que rebatían la posibilidad de una fusión, lo hacían basándose en los conceptos tradicionales que ya hemos discutido: la fusión implica un

ablandamiento de las constantes elásticas y con ello una optimización del anclaje, con el consiguiente aumento de la corriente crítica, previo a la fusión de la red. Los que sostenían esta posición utilizaban concepciones asociadas a la forma convencional de tratar el anclaje, que considera que el estado fundamental de la estructura de vórtices es una red perfecta, perturbada por la presencia de centros de anclaje. Veremos que esta presunción es, en muchos casos, inadecuada para analizar los resultados experimentales obtenidos en los SAT.

Propuestas teóricas

Estimulados por las sugerencias de Gammel et al., algunos investigadores vislumbraron nuevas posibilidades teóricas para describir las propiedades estáticas y dinámicas de las estructuras de vórtices en los SAT. Una revisión de las primeras ideas y sugerencias estimativas de cómo se origina $T_i(H)$ fue presentada por Fisher, y Huse. Y un análisis más reciente de las diversas posibilidades se encuentra en la ref.

No vamos a detallar las aproximaciones hechas en la teoría, sólo puntualizaremos que provee un marco conceptual distinto al que se utiliza para los superconductores convencionales. Presenta una nueva visión del estado mixto, los vórtices no pueden tratarse independientemente del desorden inducido por el potencial de anclaje. Propone que el estado fundamental es un estado desordenado topológicamente, que denomina vidrio de vórtices. A diferencia del caso que hemos venido tratando, donde la red de vórtices se distorsiona por la perturbación inducida por potenciales de anclaje y la energía térmica induce reacomodamientos locales en la estructura de vórtices, el vidrio de vórtices trata en un mismo plano las interacciones vórtice-vórtice y vórtice-defecto, de tal forma que el estado fundamental resultante presenta desorden topológico y orden de largo alcance superconductor. En este nuevo estado la fase del parámetro de orden está bien definida y el paso de corrientes eléctricas se produce sin disipación. Es un estado de resistencia nula: el material se convierte en un verdadero superconductor.

De acuerdo con la teoría, la temperatura genera excitaciones del estado fundamental y en $T_i(H)$ se produce una transición de un estado sólido a un estado líquido de líneas de vórtices, incoherente en la dirección perpendicular al campo externo. El material se hace resistivo a través de una transición de fase de segundo orden. En este marco, la transición está dominada por las excitaciones asociadas a las fluctuaciones termodinámicas, que se ponen de manifiesto en la zona crítica. Tanto las propiedades termodinámicas como las de transporte quedan expresadas por reglas de escala con exponentes críticos.

FIGURA 1

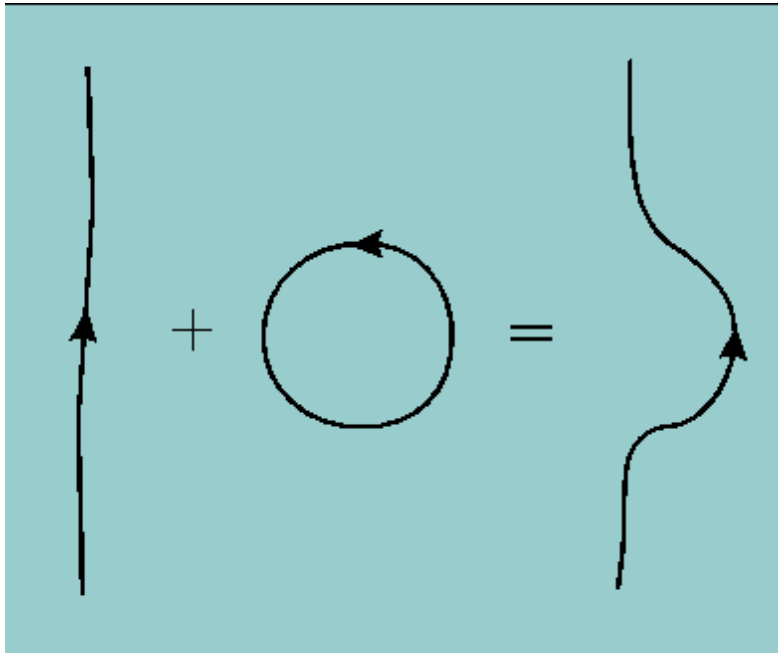


Figura 1: Representación de un vórtice distorsionado por las fluctuaciones térmicas como la adición de un vórtice toroidal a un vórtice a $T=0$.

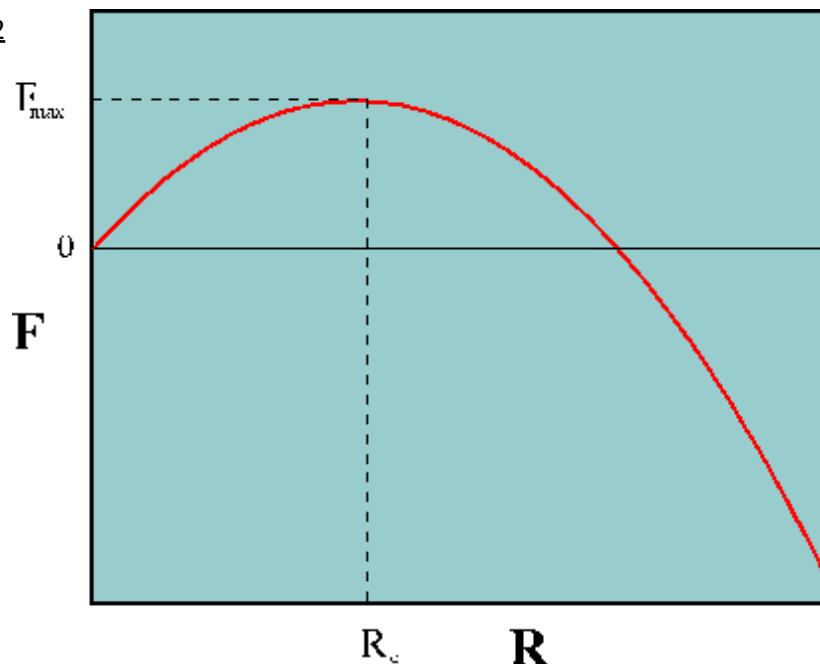
Es importante mencionar el tipo de excitaciones que aparecen en el estado de vidrio y que dan lugar a la existencia de la transición de fase continua. Las excitaciones en el estado superconductor que cambian el orden asociado a la fase del parámetro de orden no pueden ser otras que vórtices. Sin embargo, ya se dijo que cambiar el número de vórtices que atraviesan la muestra implica excitaciones de energía muy alta. Una manera de introducir excitaciones en forma de vórtices, sin cambiar la magnetización termodinámica del material, es a través de vórtices que se cierran sobre sí mismos. Estas excitaciones con flujo magnético contenido en un toroide (ver figura 1) no cambian el número medio de vórtices y, por ende, no cambian la magnetización media, aunque pueden cambiar localmente el número de vórtices. La energía libre F de un vórtice cerrado sobre sí mismo, de radio r está dada por

(1)

$$F = -\pi \cdot r^2 \cdot J \cdot \frac{\Phi_0}{c} + 2 \cdot \pi \cdot r \cdot \varepsilon$$

Donde, es la energía de línea del vórtice, calculada en la aproximación de G-L. Las excitaciones contribuyen a aumentar la entropía y la energía interna del sistema de vórtices.

FIGURA 2



Energía libre F de un vórtice toroidal como función de su radio r .

Es importante analizar qué efecto tienen las corrientes sobre las excitaciones. Si la corriente atraviesa el agujero del toroide de flujo, ejerce una fuerza de Lorentz. Esta fuerza tiende a expandir el toroide a expensas de aumentar su energía de línea. La energía resultante como función del radio presenta un máximo, tal como se ve en la figura 2. El radio correspondiente al máximo de la energía está relacionado con la corriente por:

$$(2) \quad R_c = \frac{\mathcal{E}c}{J\Phi_0}$$

Si la corriente aplicada es menor que la asociada al máximo de la energía, el radio no crecerá y eventualmente la excitación podrá colapsar. Sin embargo, si la corriente excede la del máximo la excitación se expandirá. Este crecimiento o desplazamiento del vórtice implica disipación de energía.

Hay una diferencia fundamental entre el proceso de disipación que acabamos de describir a través de excitaciones del estado fundamental de vidrios de vórtices y aquel que se asocia al fenómeno de creep en los superconductores convencionales. En el primer caso el vórtice cambia su tamaño con la corriente aplicada; en el segundo el vórtice no cambia su estructura, solamente es desplazado por la fuerza ejercida por la corriente. En el primer caso la respuesta depende de la corriente aplicada, tal que para J_0 , R_0 , en el segundo la respuesta es lineal.

En equilibrio termodinámico habrá un cierto número de excitaciones, caracterizadas por su radio R , que se distribuyen entre los vórtices asociados al campo $\mathbf{H}$. La población de radio mayor irá creciendo con temperatura y para una corriente dada aumentará la disipación. De acuerdo con la teoría en $T = T_c(H)$ el radio de las excitaciones diverge y se pasa a un régimen de disipación lineal.

De acuerdo a los fundamentos de la teoría que hemos presentado, tanto el vidrio de vórtices como el líquido de líneas tienen coherencia de fase superconductora en la dirección del campo. La transición de fase se refiere a la pérdida de simetría asociada a la destrucción del orden de largo alcance superconductor en la dirección perpendicular al campo.

La comparación de la teoría con los experimentos no es simple cuando hay que demostrar la existencia de reglas de escala. Es necesario determinar las propiedades físicas que ponen de manifiesto las fluctuaciones críticas con la precisión suficiente para verificar las reglas de escala en varios órdenes de magnitud de la variable que se analiza. Es pertinente notar que el acceso experimental a las propiedades del estado fundamental sólo se puede conseguir cuando se está en la zona de fluctuaciones críticas. Fuera de ella, la estructura de vórtices está en estados meta estables y su tendencia hacia el estado fundamental está limitada por tiempos característicos muy largos. Deducir las propiedades del estado fundamental a través de la evolución temporal de las cantidades físicas es un ejercicio difícil, con resultados dudosos en el mejor de los casos. Es por ello, que la verificación de la propuesta teórica para el estado fundamental debe realizarse a través de experimentos que accedan a la zona crítica.

Un buen número de experimentos han mostrado la existencia de transiciones de fase de segundo orden en $T_c(H)$. Aunque existen discusiones sobre la naturaleza del estado fundamental, pocos dudan de que el paso del comportamiento desde $T < T_c(H)$ a $T > T_c(H)$ se hace a través de una verdadera transición de fase donde se produce un cambio de simetría. Veremos en este artículo, sin embargo, que los resultados experimentales vuelven a mostrar la necesidad de reconsiderar la naturaleza misma de los vórtices en los superconductores de alta temperatura, y junto con ello la de la transición de fase.

Desorden y transiciones de fase

La transición termodinámica superconductor–normal de los superconductores tradicionales en $H_{c2}(T)$ es de segundo orden y está bien descrita por teorías de campo medio. La zona crítica donde dominan las fluctuaciones tiene un rango de temperaturas tan angosto que no es alcanzable a través de experimentos.

El rol de los defectos estructurales del material es importante porque ellos determinan la capacidad de transportar corriente sin disipación. Sin embargo su contribución a las propiedades termodinámicas del estado superconductor es nula: tanto la temperatura crítica como la energía de condensación no varían con la presencia de defectos.

Los campos $H_{c1}(T)$ y $H_{c2}(T)$ pueden cambiar con la densidad de defectos, a través de la dependencia de los parámetros superconductores (T_c) y λ del camino libre medio electrónico. Como las constantes elásticas de la red de vórtices dependen de los parámetros superconductores y estos pueden cambiar con la concentración de defectos es comprensible que las propiedades elásticas de la red cambien de acuerdo al tipo y concentración de defectos que tenga el material. Si bien los campos críticos cambian con los defectos, y consecuentemente el diagrama de fases H – T , no cambia la naturaleza de la transición de fase en el correspondiente $H_{c2}(T)$, que sigue siendo bien descrita por las teorías de campo medio.

Las corrientes críticas del material superconductor dependen de la capacidad de los defectos estructurales para controlar el anclaje de los vórtices. En 1970 Larkin propuso la teoría de anclaje colectivo, en la cual los defectos de los materiales destruyen el orden cristalino de largo alcance de la red de vórtices. Esto ocurre como consecuencia de la competencia entre las interacciones entre vórtices y la energía que gana al situar a estos sobre los centros de anclaje. El aumento de la energía elástica de la red de vórtices, asociada a la deformación inducida por los centros de anclaje sobre la red, evita que estos optimicen la energía de interacción vórtice–defecto. Dentro de esa competencia y considerando la aproximación de Larkin, la estructura periódica no es estable, se pierde el orden de largo alcance y sólo quedan correlaciones posicionales de vórtices con orden de corto alcance. Estas correlaciones no deben ser confundidas con las correlaciones de fase que se discuten en este artículo. La correlación posicional se define, siguiendo a Larkin, como la distancia que se recorre a partir de un origen arbitrario para detectar que un vórtice se ha desplazado elásticamente en un parámetro de red. Como la red de vórtices admite desplazamiento en la dirección paralela y perpendicular al campo se define un volumen de correlación. El volumen de correlación lleva asociada una energía elástica, producto de la deformación inducida por los defectos. En la teoría queda implícito que cuando las deformaciones excedan el parámetro de red se inducirán deformaciones plásticas que relajan la energía de deformación. En la teoría de anclaje colectivo la corriente crítica es inversamente proporcional al volumen de correlación. El efecto de la temperatura se manifiesta a través del comportamiento de las constantes elásticas y los potenciales de anclaje.

La posibilidad de que existiesen transiciones termodinámicas en la estructura de vórtices en el estado mixto de los SAT, inducidas por fluctuaciones térmicas, impulsó un enfoque completamente distinto del problema. En ese nuevo enfoque los defectos juegan un papel importante, de tal suerte que el estado fundamental de la estructura de vórtices queda determinado por el efecto combinado de la interacción vórtice–vórtice y vórtice–defecto. La teoría justifica la existencia de una transición de fase de segundo orden que separa un estado sólido a bajas temperaturas de un estado líquido a temperaturas mayores y predice la existencia de una zona crítica, donde las fluctuaciones determinan las propiedades físicas del sistema. Esta zona crítica es lo suficientemente amplia como para tener acceso a ella a través de experimentos. Los resultados experimentales verificaron la existencia de exponentes críticos y comprobaron que la descripción correcta del comportamiento fenomenológico de los SAT debía hacerse dentro de una teoría que fuese más allá de las limitaciones impuestas por aquellas basadas en la aproximación de campo medio.

Los experimentos de nuevo pusieron de manifiesto otros fenómenos peculiares de los SAT al descubrir que, dependiendo del tipo de defectos, existían transiciones de primer orden para el paso de líquido a sólido en la estructura de vórtices. Las primeras evidencias fueron reforzadas a través de nuevas mediciones de transporte, difracción de neutrones y magnetización en más de un superconductor de alta temperatura. No existe hasta

ahora ninguna teoría que describa la transición de fase de primer orden.

Terminamos esta sección puntualizando las diferencias fundamentales entre los volúmenes de correlación que se describen en la teoría de Larkin y las correlaciones de fase que determinamos al hacer los experimentos con el transformador de corriente continua descritos en este artículo. El volumen de correlación de Larkin surge de un análisis topológico de la distribución espacial de los vórtices. De hecho se basa en suponer que el estado fundamental es una red periódica de vórtices que se modifica por la presencia de defectos. Las fuerzas de anclaje actúan sobre constantes elásticas bien definidas que caracterizan la red periódica. En este tratamiento se da por sentado que la coherencia de fase se establece en volúmenes mayores que el volumen de Larkin: no se pueden definir constantes elásticas de la "red" superconductora en volúmenes en que no haya correlación de fase. De hecho, para corrientes menores que la crítica, en la imagen de Larkin, el volumen de correlación de fase es infinito.

Después de varios años de investigación y controversias se acepta que las características del estado mixto de los superconductores de alta temperatura, SAT, difieren cualitativamente de aquellas de los superconductores convencionales, SC. Las diferencias se ponen de manifiesto no sólo en aspectos cuantitativos asociados a valores particulares de los parámetros superconductores, sino a través de diferencias cualitativas en sus propiedades físicas e interpretaciones teóricas.

Como consecuencia, los superconductores basados en óxidos de Cu deben tratarse en un marco diferente al que proveen teorías de campo medio.

El comportamiento diferente de los SAT se debe al efecto combinado de su pequeña longitud de coherencia, (ξ), la relevancia de la contribución de fluctuaciones termodinámicas del parámetro de orden, y su gran anisotropía.

Después de aceptarse la existencia de una transición de fase termodinámica que separa una fase líquida de vórtices de una estructura sólida, se descubrió que el diagrama de fases H - T del estado mixto es más rico que lo que se creía en ese momento. Se determinó que la transición de líquido a sólido en muestras monocristalinas sin maclas, denominadas limpias, de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) es una transición termodinámica de primer orden que ocurre a lo largo de una línea $T_m(H)$ en el diagrama H - T . La presencia de maclas, muestras sucias, transforma la transición de primer orden en una de segundo, a la temperatura $T_i(H)$.

Llama la atención que la estructura de vórtices de muestras limpias, tanto de YBCO (considerado como un SAT de moderada anisotropía, con un cociente de masas de 50) como de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO) (con > 104), presente la transición de primer orden termodinámico. El papel relevante que juega la anisotropía en los SAT, al permitir que las fluctuaciones térmicas sean importantes en las propiedades termodinámicas, es reconocido. Sin embargo, no es fácil comprender por qué variaciones de la anisotropía en varios órdenes de magnitud no cambian la naturaleza de la transición de fase líquido-sólido, cuando sí lo hace la presencia del desorden topológico introducido por las maclas en YBCO. En consecuencia, es importante preguntarse qué papel desempeña el desorden topológico y cómo compite con la anisotropía de los superconductores para cambiar cualitativamente el diagrama de fases del estado mixto.

Las mediciones de transporte utilizando la configuración de contactos del transformador de corriente continua son de particular importancia en el estudio de la correlación de la fase superconductora en la dirección del eje c cristalográfico (consideramos al campo magnético aplicado en la dirección c). Usaremos los datos provistos por esta técnica para realizar un estudio comparativo de las funciones de correlación de la fase del parámetro de orden en muestras con maclas y libres de ellas. La técnica experimental utilizada y las características de las muestras han

sido descritas en varias publicaciones .

FIGURA 1

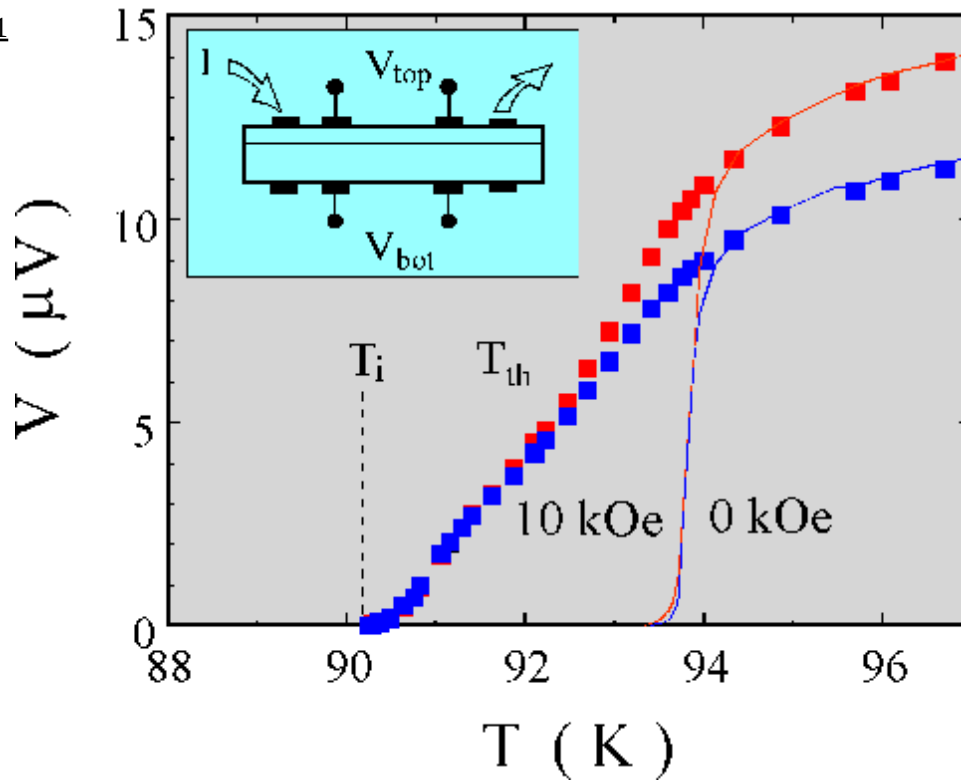


Figura 1. Resultados típicos del voltaje en la cara superior e inferior de una muestra cristalina de YBCO, V_{top} y V_{bot} , en función de temperatura. La distribución de contactos eléctricos correspondientes al transformador de corriente continua se indica esquemáticamente en la figura. Los datos corresponden a la transición sin campo aplicado y con un campo magnético paralelo al eje c de 10.000 Oe

En la fig.1 se muestran resultados de mediciones de voltaje a corriente constante en función de temperatura, utilizando la configuración del transformador, en muestras monocristalinas de YBCO con maclas. La configuración de contactos se puede ver en la misma figura. El campo aplicado es en este caso 10kOe. Los voltajes se inducen con corrientes lo suficientemente bajas para asegurar respuesta lineal .

Los resultados muestran que la transición de segundo orden de líquido a sólido en $T_i(H)$ va acompañada de la consabida disipación (resistencia finita) en el plano **ab** y que los voltajes en la cara superior (V_{top}) y en la cara inferior (V_{bot}) coinciden para temperaturas superiores a $T_i(H)$. Al alcanzar una temperatura $T_{th}(H)$ se observa que $V_{top} \neq V_{bot}$. Esta diferencia aumenta con temperatura y persiste al alcanzar el estado normal en $T = T_c$. Para $T > T_c$ la diferencia de voltajes queda determinada por la distribución inhomogénea de corrientes asociada a la configuración de contactos utilizada y la resistividad del material en el estado normal.

La diferencia entre los voltajes de la cara superior e inferior de la muestra, en el rango de temperaturas $T_{th} < T < T_c$, indica que el sistema es disipativo en el eje **c**. Teniendo en cuenta que los datos se toman en el régimen de respuesta lineal concluimos que la resistencia en las direcciones **ab** y **c** es una propiedad intrínseca, no inducida por la presencia de la corriente. En este sentido podemos asegurar que para $T > T_{th}(H)$ el líquido de vórtices pierde la correlación de fase en todas las direcciones: no hay superconductividad (no hay estado de resistencia nula). Los resultados muestran que la presencia de una densidad finita de pares de Cooper e incluso la presencia de vórtices no implica superconductividad. Es importante preguntarse si hay una o dos temperaturas a las cuales se establecen la superconductividad.

Es fácil interpretar el resultado $V_{top} = V_{bot}$ en el rango $T_i(H) < T < T_{th}(H)$ en términos de la respuesta del transformador cuando se ejercen fuerzas inhomogéneas sobre líneas de vórtices (vórtices con correlación de

fase a través de la muestra en la dirección del campo). En el régimen estacionario el número de vórtices que pasan entre los contactos de la cara superior e inferior es el mismo, con lo cual $V_{top} = V_{bot}$. Si se incrementa la corriente de medición se induce el corte de vórtices, se pierde la coherencia de fase, $V_{top} \neq V_{bot}$. Queda así demostrada la existencia de fuerzas inhomogéneas en la configuración utilizada, aun en el caso en que haya coherencia de fase en la dirección **c**. Vemos que $T_{th}(H)$ es la temperatura a partir de la cual los vórtices pierden coherencia en la dirección del campo. En un lenguaje similar al que se usa para los polímeros decimos que la estructura de vórtices para $T > T_{th}(H)$ corresponde a un sistema de líneas entrelazadas, con probabilidad finita de que se produzcan cortes entre ellas. Si la probabilidad de cortes entre vórtices es tal que se forma un camino de percolación en la dirección **ab** (formado por segmentos de vórtices entre cortes), se perderá la coherencia de fase en la dirección **c** y se producirá disipación, ver fig.2. Esta última interpretación ha sido sugerida y utilizada por Jagla y Balseiro para describir las transiciones de fase de segundo orden en la dirección **c** como transiciones de percolación bidimensional en la dirección **ab**.

FIGURA 2

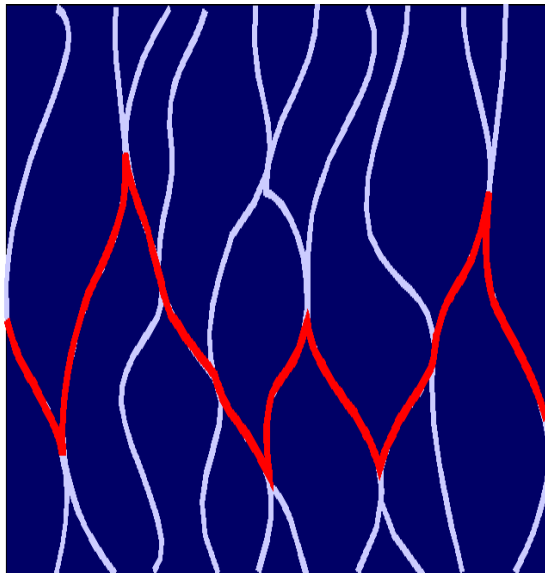


Figura 2. Dibujo esquemático que representa el entrelazamiento y corte entre vórtices. En color rojo se indica el camino de percolación formado por segmentos de vórtices entre cortes. Cuando el camino de percolación se propaga de lado a lado de la muestra en la dirección **ab se pierde la coherencia de fase en la dirección **c**.**

Como resultado de la discusión anterior concluimos que existe un estado sólido por debajo de $T_i(H)$ con coherencia de fase en todas direcciones. En el rango $T_i(H) < T < T_{th}(H)$ existe una fase líquida de líneas de vórtices, sin coherencia superconductora en la dirección **ab**, y se mantiene la superconductividad en la dirección **c**. Cuando $T > T_{th}(H)$ no hay superconductividad en la muestra. Los experimentos que discutimos no nos permiten dilucidar si la pérdida de superconductividad en $T_{th}(H)$ se hace a través de una transición de fase o de un cambio de régimen. Teniendo en cuenta que se ha demostrado que en $T_i(H)$ se funde la estructura de vórtices con una transición de fase de segundo orden, es importante saber si la pérdida de superconductividad tiene lugar mediante dos transiciones de fase o una y, en este último caso, a qué corresponde el cambio de régimen en $T_{th}(H)$.

En la Fig.3 hemos graficado las dos líneas $T_i(H)$ y $T_{th}(H)$ que delimitan las zonas del espacio **H-T**, donde se encuentran los distintos comportamientos del estado superconductor. Este diagrama **H-T** pone en evidencia que la descripción tradicional de que la pérdida de superconductividad se hace con una única transición de fase (de segundo orden termodinámico en $H_{c2}(T)$) debe ser modificada. El estado normal se alcanza para $T > T_{th}(H)$, muy por debajo del valor de $H_{c2}(T)$ provisto por teorías de campo medio.

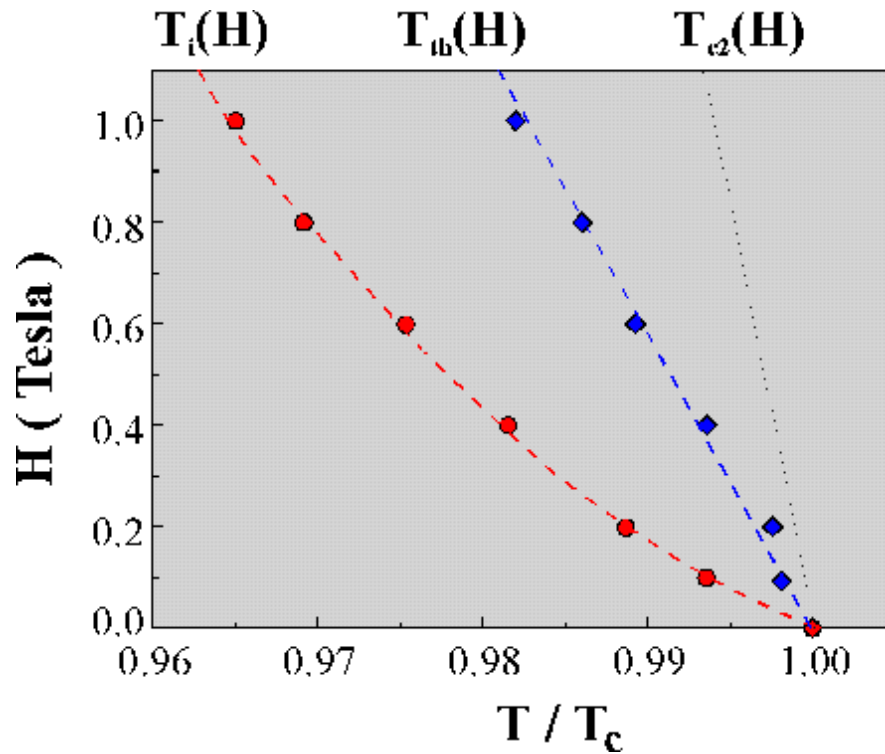


FIGURA 3

Figura 3. Diagrama de fases $H-T$ para el estado mixto en una muestra cristalina de YBCO con maclas. La línea $T_i(H)$ corresponde a la transición de segundo orden que separa la fase sólida de la líquida de líneas de vórtices correlacionadas en la dirección c . El líquido de vórtices está de correlacionado en todas direcciones para temperaturas mayores a la delimitada por $T_{lb}(H)$.

Antes de discutir cuáles son las propiedades que deben caracterizar las transiciones de fase, es importante profundizar el análisis de los resultados experimentales. La detección de $T_{th}(H)$ a través de la medición de la temperatura a la cual $V_{top}=V_{bot}$ es equivalente a determinar la temperatura en que la longitud de correlación de fase del vórtice en la dirección c , $l(T,H)$, coincide con el espesor de la muestra, d . Esto es, en $T_{th}(H)$ se cumple $l(T,H)=d$. Es por ello fundamental conocer si $l(T,H)$ es una función continua de T para un H constante, que crece cuando disminuye T , o es una función discontinua que caracteriza el paso de un estado desordenado a un estado de coherencia de fase con orden de largo alcance. En el primer caso T_{th} será función del espesor, en el segundo $T_{th}(H)$ resultará independiente del espesor. Las mediciones con la configuración del transformador se extendieron a muestras de distintos espesores, poniendo en evidencia que en las muestras con maclas $T_{th}(H)$ es función del espesor, tal como se ve en la fig.4a.

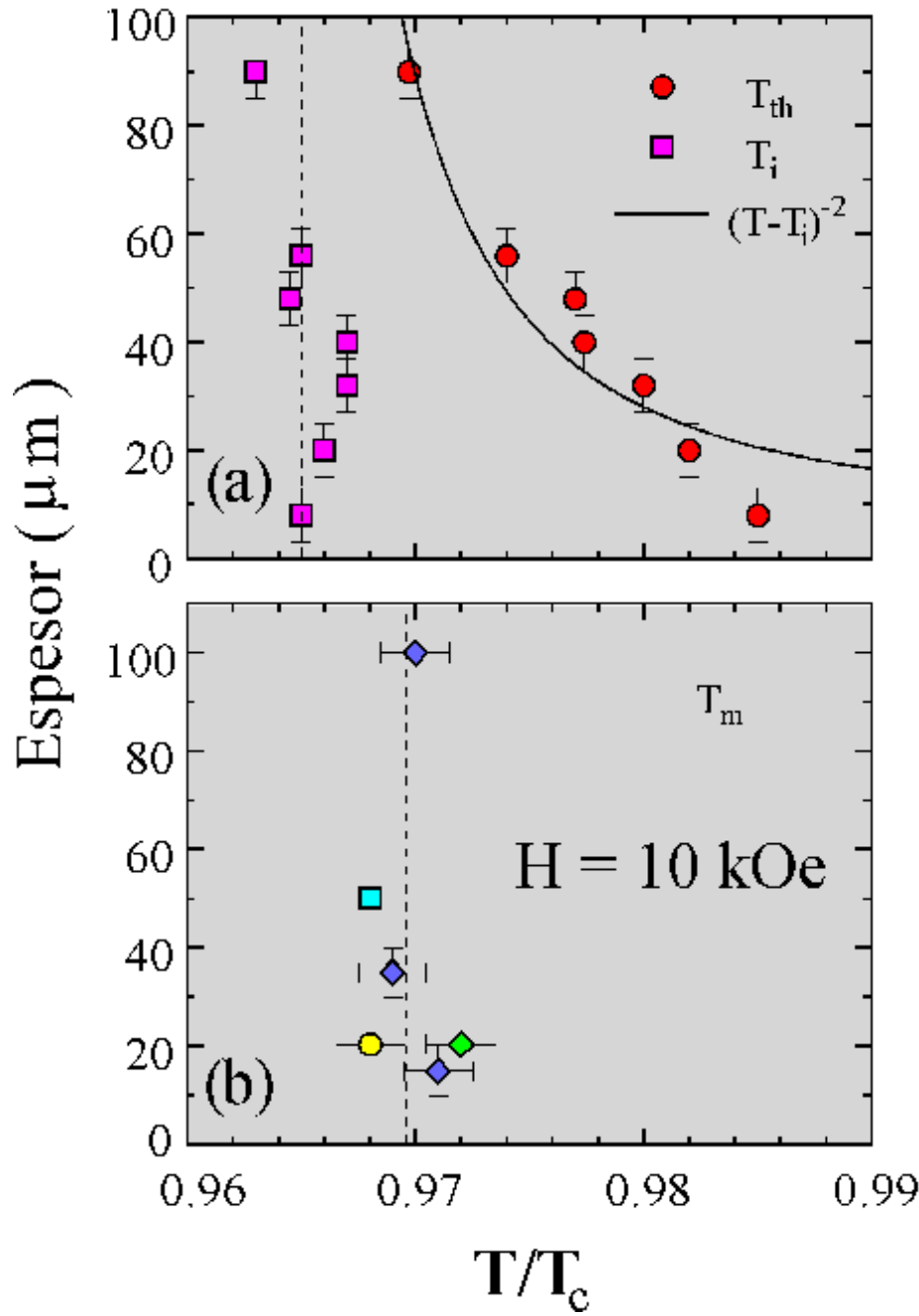


FIGURA 4

Figura 4. (a) Temperaturas $T_{th}(H)$ y $T_i(H)$ en función del espesor de monocristales de YBCO con maclas. La línea continua representa la dependencia en temperatura de la longitud de corte para una transición de Bose, ver texto. (b) Temperatura de fusión $T_m(H)$ para la transición de primer orden en muestras de YBCO libres de maclas.

Safar et al. Demostraron que las características de la transición sólido-líquido dependen del grado de desorden de las muestras.

Mediante cuidadosas mediciones de la resistencia eléctrica en el plano **ab** demostraron que la transición de segundo orden en $T_i(H)$ se transformaba en una de primero en $T_m(H)$ cuando las muestras no tenían maclas. Teniendo en cuenta que las maclas cambian la naturaleza de la transición termodinámica sólido-líquido y que este cambio se detectó mediante mediciones de transporte que sólo censaban el comportamiento de la fase

superconductora en la dirección **ab**, es importante preguntarse si la coherencia de fase en la dirección **c** sigue estableciéndose a una temperatura T_{th} T_m . Para responder esta pregunta se realizaron experimentos utilizando la configuración del transformador en muestras sin maclas.

Resultados típicos del voltaje en función de temperatura a corriente constante para muestras libres de maclas se muestran en la fig. 5, para un campo de 40kOe. En la misma figura se han graficado los resultados para la misma configuración de contactos en una muestra con maclas. Para facilitar la comparación se ha graficado $R_{top}=V_{top}/I$ y $R_{bot}=V_{bot}/I$, donde I es la corriente de medición y se han normalizado los valores de R por $R_{top}(T_c)$. Los datos se muestran en función de temperatura reducida para corregir los efectos de los pequeños cambios de temperatura crítica entre muestras.

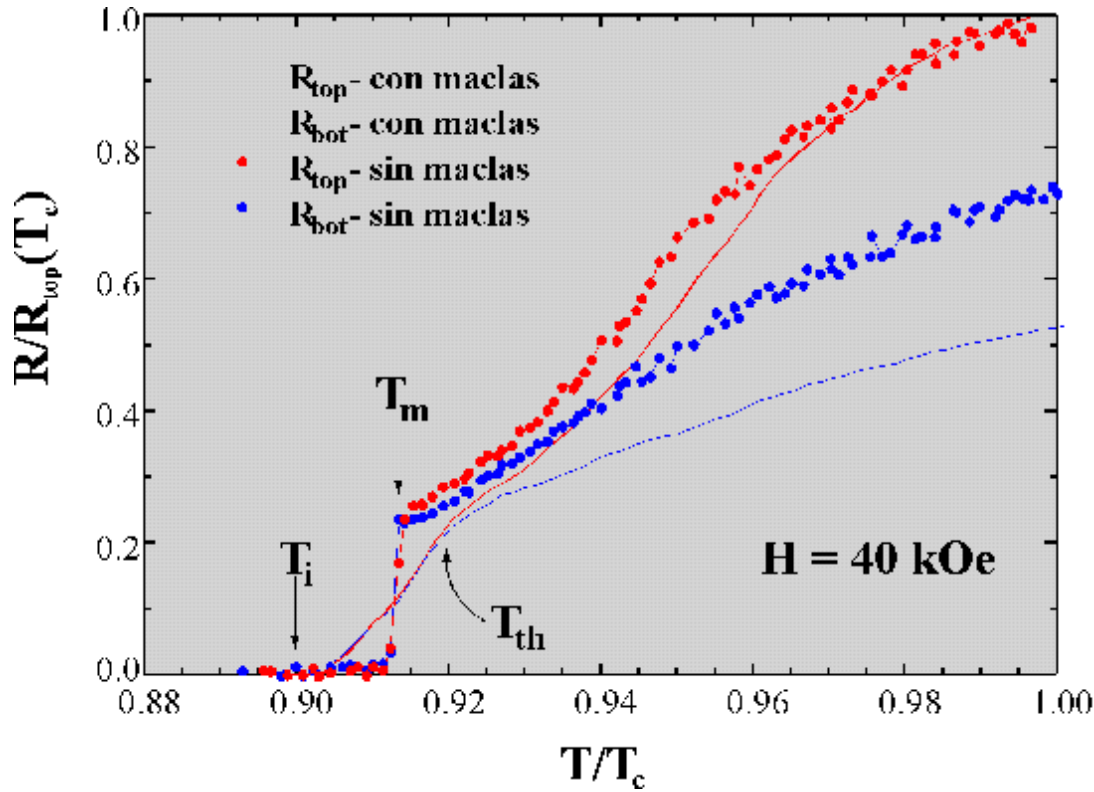


FIGURA 5

Figura 5.

Resistencia normalizada en función de temperatura reducida comparando el comportamiento de muestras monocristalinas de YBCO con y sin maclas utilizando la configuración de contactos del transformador de corriente continua. Las flechas indican las temperaturas de transición discutidas en el texto.

Los resultados de la fig. 5 ponen de manifiesto las principales diferencias entre las muestras macladas y las libres de esos defectos. Tal como se había observado en las mediciones de transporte con corriente uniforme la transición al estado sólido en las muestra sin maclas es abrupta, a una temperatura $T_m(H)$. Es evidente que en ese tipo de muestras la transición de fusión detectada por la variación brusca de la resistencia en los planos coincide con la temperatura donde se establece la correlación de fase en la dirección **c**. En este tipo de materiales $T_i(H)=T_{th}(H)=T_m(H)$. El sólido de vórtices corresponde al estado correlacionado en todas direcciones y se transforma a través de la transición de primer orden en un líquido de correlacionado en todas direcciones. La fase líquida desenredada, usando el lenguaje de Nelson, ha desaparecido, cuando se compara con lo observado en las muestras con maclas.

El resultado discutido anteriormente es relevante para comprender el comportamiento y respuesta de la estructura de vórtices ante la presencia de desorden introducido por defectos del material. Vemos así que la transición de primer orden caracteriza el comportamiento del material "limpio" y que en ella se pierde la correlación de la fase superconductora en todas las direcciones. En ese sentido, en las muestras sin maclas se pasa simultáneamente de un sólido correlacionado en todas direcciones a un líquido de correlacionado tanto en la dirección **c** como en la **ab**. Este es un dato importante al que se tuvo acceso gracias a la medición de las propiedades de transporte inyectando distribuciones de corriente no uniformes.

Con la finalidad de profundizar la comparación del comportamiento de las muestras con maclas y sin ellas se hicieron mediciones de $T_m(H)$ para muestras de distinto espesor. En este caso los resultados muestran que la transición ocurre a una sola temperatura, independiente del espesor de la muestra (ver fig.4b). Este resultado prueba que mientras que la transición de un sistema correlacionado de líneas de vórtices a un sistema de correlacionado en la dirección del campo es una transición continua en las muestras con maclas, se convierte en una discontinua en las muestras sin maclas. Los resultados experimentales implican que la naturaleza microscópica de la transición cambia fundamentalmente en función del tipo de desorden.

El hecho de que la presencia de desorden en la estructura atómica modifique el carácter de una transición termodinámica y la naturaleza misma de los vórtices es un fenómeno nuevo que caracteriza las propiedades de los SAT. De nuevo, la descripción tradicional del efecto del desorden estructural sobre las propiedades de los vórtices resulta inadecuada. Los defectos topológicos estructurales no pueden tratarse como perturbaciones sobre una red perfecta de vórtices cuyo único efecto sea anclar la red a la estructura atómica. Los defectos modifican la naturaleza de los vórtices al cambiar su función de correlación en la dirección del campo. Los resultados experimentales nos sugieren que las maclas establecen la coherencia de fase del vórtice a lo largo de su núcleo y que, una vez establecida, actúan sobre el vórtice tratando de anclarlo dentro del potencial generado por la presencia del defecto.

Las maclas pertenecen a una clase de defectos denominados correlacionados que han jugado un papel muy importante en la superconductividad de alta temperatura. La introducción de defectos columnares creados por irradiación de monocristales con iones pesados fue un paso fundamental para demostrar que se podía hacer crecer en órdenes de magnitud la corriente crítica en los SAT, paso esencial para poder pensar en posibles aplicaciones. Los defectos columnares son defectos correlacionados en una dimensión, a diferencia de las maclas que lo son en dos dimensiones. Antes de realizarse los experimentos que hemos discutido en este artículo se utilizaban los conceptos tradicionales de anclaje de vórtices en superconductores convencionales para explicar el aumento de corriente crítica: el vórtice, tomado como línea, se ancla dentro del potencial correlacionado. Los resultados discutidos aquí muestran que el rol de los defectos correlacionados es más importante: "crean" las líneas y después las anclan.

En función de los datos analizados es conveniente finalizar este artículo reflexionando sobre propiedades que determinarían el origen microscópico de la transición o transiciones de fase, relacionadas con la pérdida de correlación de fase u orden de largo alcance en la dirección del eje **c**.

Para las muestras macladas los resultados indican que la coherencia de fase se establece cuando el espesor de la muestra coincide con la longitud de correlación. Podría pensarse que establecer correlación en el eje **c** corresponde a una transición de fase frustrada por la dimensión finita de la muestra. En este caso la transición para una muestra infinita correspondería a una longitud que diverge a alguna temperatura inferior a las determinadas experimentalmente, posiblemente coincidente con $T_i(H)$. Teniendo en cuenta el carácter correlacionado de los defectos esto correspondería a la transición de un gas de Bose bidimensional. En este caso el gráfico de la fig. 4a puede reinterpretarse como la dependencia en T de la función $l(T,H)$, con una divergencia en $T_i(H)$. En la figura hemos graficado la dependencia en temperatura de $l(T,H)$ de acuerdo con los autores de la ref.13. La precisión de los datos experimentales no permite confirmar ni desmentir la teoría. Por otra parte Jagla y Balseiro han predicho a través de simulaciones numéricas y argumentos de plausibilidad, que la transición en $T_{th}(H)$ es una transición de fase para un sistema pseudo-bidimensional, que

depende del espesor de la muestra. En esta teoría la transición termodinámica se asocia a una transición percolativa de los segmentos de vórtices entre cortes, en la dirección **ab**. En $T_{th}(H)$ el tamaño del cluster percolativo diverge. Es razonable pensar que $T_{th}(H)$ dependa del espesor de la muestra, pues cuanto mayor sea la longitud de los vórtices más fácil será encontrar caminos percolativos y más baja la temperatura de percolación. La teoría predice la existencia de exponentes críticos con valores aproximados a los observados experimentalmente.

En el caso de la transición de primer orden la incertidumbre con respecto al origen microscópico de la transición de fase es mayor. La independencia de $T_m(H)$ del espesor de la muestra ha sido verificada hasta un espesor mínimo de $15\mu m$. Solamente podemos asegurar que el colapso de la longitud de correlación en $T_m(H)$ es a valores menores que $15\mu m$. Si bien este resultado es muy útil para caracterizar el efecto causado por la transición de primer orden en la pérdida de coherencia en la dirección del campo, no cubre el rango de espesores necesarios para proveer información que determine cual es la longitud de correlación de fase, $l(T,H)$, en el eje cen $T_m(H)$. Diseñar algún experimento que pueda determinar esa longitud es de suma importancia para verificar cualquier modelo teórico que intente describir la transición de fase a partir del elemento de coherencia determinado por el "vórtice elemental". Ese elemento no puede tener longitud menor que el espesor determinado por las capas de Cu-O.

La física de la transición de primer orden cambia de acuerdo a la longitud de correlación que se detecte en $T_m(H)$. Si $l(T,H)$ es la distancia entre planos de Cu-O se estaría en presencia de una transición de desacople entre planos. En este caso la energía térmica sería del orden de la energía Josephson que determina la coherencia entre planos. Si $l(T,H)$ es mayor que la distancia mencionada estaríamos en presencia de una transición de primer orden de un líquido enredado de vórtices a un sólido de líneas. En este caso $T_m(H)$ debería depender del espesor y para espesores suficientemente pequeños la transición de fase se transformaría en un cambio de régimen o en una transición del tipo bidimensional descrita anteriormente.

Hemos discutido aspectos conceptuales de sólo algunos de los problemas que presenta una nueva forma de materia condensada, constituida por los vórtices superconductores en los SAT, sus interacciones y la presencia de distintos tipos de defectos. A diferencia de lo que se aceptaba en los superconductores convencionales las fluctuaciones termodinámicas son esenciales para comprender sus propiedades y los defectos no actúan solamente como centros de anclaje sino que hay que incorporarlos al sistema de vórtices pues determinan sus características estructurales. Existen nuevas transiciones de fase que dan lugar a un variado y rico diagrama de fases. Más y nuevos experimentos en conjunto con el trabajo teórico permitirán en el futuro describir formalmente el comportamiento fenomenológico de la nueva superconductividad.

Técnicas experimentales

Muchos de los fenómenos físicos tratados en este artículo se manifiestan en propiedades magnéticas o de transporte eléctrico de los materiales superconductores. El estado Meissner en muestras masivas, por ejemplo, se caracteriza por el diamagnetismo perfecto (propiedad magnética) y la resistividad lineal nula (propiedad de transporte). En este anexo se da una breve reseña de algunas técnicas experimentales usadas para estudiar estas propiedades. También se describe una técnica de transporte, llamada transformador de flujo dc, que ha sido de gran utilidad en los últimos años para investigar la correlación de la fase superconductora en la dirección del campo magnético en el estado mixto de los SAT. Los resultados de esta técnica concentran la atención de la mayor parte de este artículo.

La magnetización $M(H,T)$ del superconductor se debe a que las corrientes de apantallamiento del campo externo, que circulan en la superficie de la muestra, generan un momento magnético. En un campo estático, la dependencia de $M(H,T)$ con el campo, la temperatura y el tiempo da información sobre la existencia de efecto Meissner, la penetración de flujo debida a los vórtices, la presencia, intensidad y carácter del anclaje de los vórtices, y otras propiedades. Al campo estático puede superponérsele un campo magnético oscilatorio y estudiar la respuesta del superconductor (susceptibilidad) (H,T) , la cual permite investigar aspectos de la

dinámica de las estructuras de flujo.

En el estado Meissner es posible sostener corrientes superconductoras de transporte (en el volumen de la muestra) sin disipación de energía. En presencia de vórtices, sin embargo, la corriente aplicada ejerce una fuerza de Lorentz sobre las líneas de flujo; si esta supera la de anclaje los vórtices se mueven y aparece un voltaje en la dirección de la corriente. La forma más simple de medir este voltaje es inyectar corriente por dos electrodos y conectar un voltímetro a otros dos terminales colocados en la línea que une los contactos de corriente. Las numerosas complicaciones que aparecen para aplicar esta técnica sencilla a monocristales de los SAT se deben a características propias de estos materiales que hacen difícil la realización de contactos de alta calidad y al hecho de que casi siempre se desea obtener gran sensibilidad a pequeños voltajes manteniendo la temperatura de la muestra bien controlada, en amplios rangos de campo magnético y temperatura.

Los contactos de los electrodos deben ser de baja resistencia para minimizar el ruido térmico y para evitar calentamiento local de Joule al aplicar corriente. Una dificultad que se presenta para lograrlo es que el área disponible para fabricarlos es muy reducida: los monocristales comúnmente disponibles de los SAT son de dimensiones típicas de 1 mm² en la dirección de los planos **ab** y algunas decenas de micrones en la dirección **c**. Otro problema es la generación de una interfaz adecuada entre el superconductor y el material con el que se fabrica el electrodo. Las formas de obtener contactos de baja resistencia son numerosas. Una disposición que da buenos resultados en monocristales de YBCO consiste en formar para cada electrodo una "pista" de oro depositado por evaporación de unos 5000 Å de espesor, la cual se somete a un tratamiento térmico (aproximadamente 8 hs. a una temperatura de 400oC) para inducir la difusión del oro en la superficie de la muestra (este recocido debe hacerse en flujo de oxígeno gaseoso para evitar la desoxigenación del YBCO). Sobre la "pista" se adhiere después un trozo alambre de oro con un epoxy de plata que se endurece exponiéndolo a 100oC durante una hora. Las resistencias de contacto así obtenidas son del orden de 1 a temperatura

ambiente.

FIGURA 1

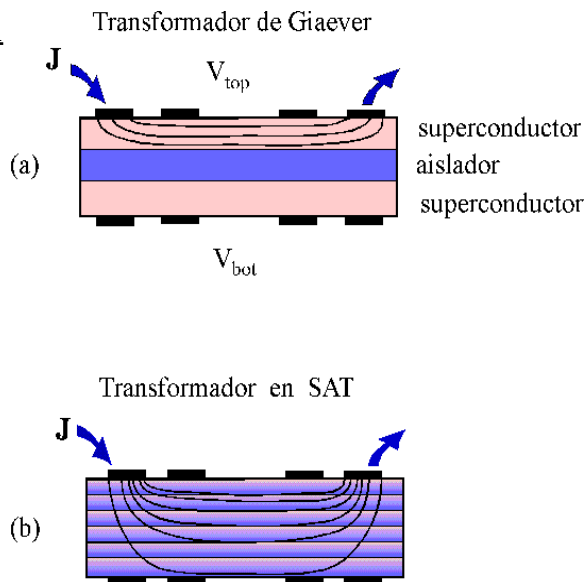


Figura 1. Distribución de contactos eléctricos para el transformador (a) de Giaever y (b) en un monocristal de SAT.

En 1965 I. Giaever diseñó un experimento de transporte eléctrico que constituyó una de las pruebas más concluyentes de que la resistencia en el estado mixto de los superconductores del tipo II se origina en el movimiento de vórtices. La Fig. 1a muestra un esquema de la disposición que empleó: se inyecta corriente en una lámina de estaño de 1000Å de espesor ("primario") separada de otra lámina similar por una capa aislante

de SiO de 200Å de espesor. Con un campo magnético perpendicular a las láminas y a temperatura suficientemente baja se tienen vórtices en ambas láminas de estaño; las corrientes de los vórtices tienen una interacción magnética que los acopla a través del aislador.

Así, la corriente aplicada al "primario" ejerce fuerza sobre los vórtices de esa lámina los cuales, por intermedio de la interacción magnética, hacen fuerza sobre los del "secundario". Al moverse los vórtices del primario arrastran a los del secundario que, en el estado estacionario, se mueven con igual velocidad. De esta manera se mide un voltaje en el primario igual al del secundario, $V_{top} = V_{bot}$. El nombre de transformador de flujo a corriente continua que se dio a la configuración usada por Giaever se debió a este resultado. Es obvio que en el estado normal, $T > T_c$ el resultado experimental indicará $V_{top} V_{bot} = 0$.

Debido a la anisotropía de los SAT y a la importancia de las fluctuaciones térmicas, podría esperarse que la correlación de velocidades de los vórtices se pierda en distancias tales como los espesores típicos de las muestras. Para estudiar esto se puede extender la idea del experimento de Giaever a un monocristal de un SAT, tal como se muestra en la figura 1b. Se requieren dos electrodos de corriente y dos de voltaje en una cara (top) de un cristal en forma de lámina y dos electrodos de voltaje en la otra cara (bot) (normalmente se colocan electrodos de corriente en ambas caras para verificar la simetría de los resultados).

Se inyecta corriente por el top y se miden los voltajes V_{top} y V_{bot} . En este caso la corriente se distribuye a través de la muestra pero debido a la anisotropía ($c > ab$) y a la ubicación de contactos se tiene una distribución inhomogénea de corriente que hace que la fuerza de Lorentz ejercida sobre un vórtice sea máxima cerca de la cara superior y disminuya hacia abajo. Esta inhomogeneidad de la fuerza aplicada, presente en un cristal homogéneo por efecto de la distribución inhomogénea de corriente, permite estudiar la correlación de los vórtices en la dirección del campo aplicado mediante la comparación de los voltajes top y bot. En efecto, la técnica ha permitido determinar que en el compuesto BiSrCaCuO los vórtices son entidades cuasi-bidimensionales, sin correlación en la dirección del campo, en un amplio rango de temperaturas y campos magnéticos, mientras que en YBaCuO, menos anisotrópico, se tiene movimiento correlacionado de vórtices en una porción del diagrama de fases H-T, tal como se discute en este artículo.

Caracterización de sustratos para superconductores Y-123

Se han caracterizado [1] las perosquitas ordenadas Ba₂(RSb)O₆, (R Y, Ho), que son buenos sustratos para películas delgadas de YBa₂Cu₃O₇-. Con datos de difracción de neutrones en muestras policristalinas, se ha refinado la estructura de estas perosquitas en el grupo Fmm (Nº 225), con Z = 4, Ba en 8(c), R en 4(b), Sb en 4(a), y oxígeno en 24(e), obteniendo un parámetro de posición $x = 0.2636(2)$ para R = Y y Ho, y dimensiones de la celda unidad $a/ = 8.4240(3)$ y $8.4170(2)$ para R = Y y Ho respectivamente. Se ha medido la susceptibilidad magnética de ambas perosquitas entre 2 y 350 K. La susceptibilidad paramagnética y su variación con la temperatura se han calculado según el formalismo de Van Vleck, a partir de una estimación a priori de los parámetros del campo del cristal correspondientes a la simetría de la posición de la tierra rara, Oh, y usando las funciones de onda asociadas con los niveles de energía obtenidos. La desviación observada respecto al comportamiento Curie-Weiss a baja temperatura, muy bien reproducida, refleja el desdoblamiento del estado normal del catión por influencia del campo.

Crecimiento de cristales superconductores y medida de sus propiedades

Se han crecido cristales de Bi-2212, en los que se han estudiado los efectos de la fluctuación térmica sobre la magnetización, por encima y por debajo de la temperatura de transición superconductora, en el límite del campo magnético débil [1]; la influencia de pequeñas inhomogeneidades del contenido de oxígeno, sobre la paraconductividad y la magnetoconductividad inducida por fluctuación [2]; y los cambios discretos, a temperaturas cercanas a la crítica, en el infrarrojo lejano, de áreas de bandas de fonones en primer y segundo orden [3].

También se han crecido cristales de la espinela superconductora LiTi_2O_4 , en la que se están realizando medidas para determinar la línea de irreversibilidad.

Estabilidad térmica de cupratos superconductores con oxoaniones

Se estudia la efecto de la sustitución parcial de Cu [1] por algunos grupos oxoaniones (SO_4^{2-} , PO_4^{3-} y BO_3^{3-}) en las propiedades de óxidos superconductores 1212. La estabilidad térmica de los óxidos sustituidos disminuye en el orden $\text{BO}_3^{3-} > \text{PO}_4^{3-} > \text{SO}_4^{2-}$, tal como indican las temperaturas de fusión peritética de los materiales sustituidos. Además, la sustitución por iones SO_4^{2-} y PO_4^{3-} hace variar la T_c desde 80K para los materiales sin dopar, hasta 70 y 60K para el oxosulfato y oxofosfato, respectivamente, mientras que la incorporación de iones BO_3^{3-} elimina la superconductividad.

Preparación y estudio de cupratos con estructura en capas infinitas

La llamada "estructura en capas infinitas" deriva de la perovskita ABO_3 al suprimir los oxígenos axiales de todos los grupos octaédricos. Los cupratos de estequiometría $(\text{Sr,Ca})\text{CuO}_2$ presentan dicha estructura, que se ha de estabilizar a alta presión hidrostática. Se ha descrito superconductividad en materiales dopados con huecos o electrones. Con una prensa hidrostática de pistón-cilindro, capaz de alcanzar 20 kbar, se ha podido preparar $(\text{Sr}_{0.75}\text{Ca}_{0.25})_{0.85}\text{Nd}_{0.15}\text{CuO}_2$, superconductor a 34 K. Trabajar a esas presiones moderadas permite la obtención de cantidades de muestra suficientes para estudios por difracción de neutrones. Se ha refinado la estructura con datos de alta resolución (D2B, ILL) [1] que revelan la presencia de oxígenos axiales que probablemente producen perturbaciones en los planos CuO_2 que son el origen del pequeño volumen Meissner observado en estos materiales. Este trabajo se está desarrollando en el marco de un proyecto financiado por la CICYT [2].

Propiedades electrónicas de los óxidos de cobre

Se han estudiado las excitaciones de carga y spin de baja energía de los óxidos de cobre, a diferentes valores del doping, con un modelo Hubbard bidimensional resuelto por técnicas de campo medio complementadas con la Random Phase Approximation (RPA). Esta aproximación reproduce correctamente las principales características del modelo Hubbard, siendo los resultados obtenidos consistentes con las propiedades de los superconductores de alta T_c .

Se están estudiando también los espectros de los óxidos de cobre obtenidos por fotoemisión, basándonos en el modelo 'Lattice Anderson'. El método de cálculo introduce la correlación de los estados finales y se explican muchas características de los espectros experimentales.

Materiales en comunicaciones

La utilización de nuevos materiales con altas prestaciones es uno de los pilares del avance espectacular de las tecnologías de la información y comunicaciones. El desarrollo de aplicaciones basadas en sus propiedades requiere un profundo conocimiento previo de éstas. En particular, el descubrimiento de superconductividad en óxidos cerámicos multimetálicos a temperaturas superiores a 77 K (superconductores de alta temperatura, SAT) puede permitir el desarrollo práctico de algunas aplicaciones de la superconductividad económicamente inviables con los superconductores clásicos. Sin embargo, la gran complejidad de los SAT y su naturaleza granular dificultan la puesta en marcha de aplicaciones de los mismos de forma inmediata, a pesar del gran esfuerzo investigador que en este campo se está realizando en los países avanzados. En concreto, en nuestro grupo se ha trabajado en la caracterización experimental y modelado fenomenológico de las propiedades electromagnéticas de superconductores de alta temperatura crítica, incidiendo especialmente en las implicaciones de la granularidad, y en el desarrollo de aplicaciones de los mismos en magnetometría y en cintas para el transporte de corriente sin pérdidas. Por otra parte, en relación con las aplicaciones de la superconductividad clásica, se ha trabajado en la implementación en España de los patrones primarios de

tensión (efecto Josephson) y resistencia (efecto Hall cuántico), en colaboración con grupos nacionales y extranjeros especializados en metrología eléctrica básica. Por último, también se ha colaborado con otros grupos de investigación en la caracterización electromagnética de materiales de interés tecnológico, como imanes permanentes o aceros estructurales.

Líneas de Trabajo

Síntesis de materiales de Litio para su uso en reactores de fusión:

El desarrollo de los materiales para revestimiento de reactores de fusión, se basa en la producción de compuestos químicos y cuerpos cerámicos estables bajo las condiciones de trabajo del revestimiento de dichos reactores. Los materiales cerámicos candidatos para dicha aplicación son titanatos, zirconatos, silicatos de Litio. En 1995 se inició el proyecto OIEA, "Cerámicas de Litio para Reactores de Fusión". Durante el año 1995 se desarrollaron tecnologías tendientes a fabricar polvos y piezas de metatitanato de Litio (Li_2TiO_3). Este ha sido sintetizado por reacciones de precipitación, vía sol-gel y reacción sólida. Encontrar las condiciones óptimas de síntesis, con llevó a estudiar el tratamiento térmico que causa la formación del óxido doble. El método sol-gel permitió un control micro estructural en la obtención de polvos de alta pureza. Se han caracterizado los polvos de metatitanato de Litio para establecer las características de ellos y su influencia en el comportamiento final del cuerpo cerámico. Para establecer la producción de Tritio a partir de especímenes del cerámico de Litio, estos han sido sometidos a irradiación en el núcleo del reactor. Los especímenes son conformados a partir del polvo fino de metatitanato de Litio por el proceso de extrusión. La forma geométrica del cerámico depende del diseño del blanket. En este caso los especímenes han sido conformados como cilindros de 0.7 mm. diámetro promedio. Las piezas cerámicas se someten a irradiación y registro de la liberación de Tritio. Se montó el Laboratorio de Liberación de Tritio y se ha puesto a punto la instrumentación. Se persigue establecer la relación entre micro estructura y preparación del cuerpo cerámico para optimizar la liberación de Tritio. La configuración final del revestimiento del reactor de fusión determina fuertemente el mecanismo de extracción del Tritio y su velocidad de liberación. Las formas geométricas afectan la conductividad térmica, tensión térmica, como también la presión del gas de arrastre en la liberación del Tritio. Es por esto que se estudiarán otras formas geométricas, las cuales deberán ser ensayadas en el loop de irradiación que se encuentra en su etapa de diseño.

Obtención de zeolitas de talio:

Las zeolitas de metales alcalinos han sido utilizadas para la fabricación de fuentes de iones. Se requiere, sin embargo, disponer de una zeolita de talio para esta aplicación, debido a que este elemento tiene mayor masa atómica y un primer potencial de ionización relativamente bajo, características importantes en los diagnósticos de plasmas con confinamiento magnético usando haces de iones. La resolución en los diagnósticos se favorece además, si se emplea talio monoisotópico en las fuentes.

El objetivo de este estudio fue desarrollar un procedimiento de síntesis óptimo para la obtención de una zeolita de talio natural en primer lugar y de talio monoisotópico a continuación. Para esto se realizaron experiencias de intercambio iónico a partir de la zeolita comercial X-13 (zeolita de Na) y óxido tálico o carbonato de talio. Este intercambio se realizó en sistema batch controlando la concentración de la solución, tiempos de reacción y temperatura de reacción. Los productos obtenidos han sido caracterizados para determinar la eficiencia del intercambio.

Aplicaciones de la superconductividad

Puede decirse que existen tres tipos de aplicaciones de la superconductividad:

- La producción de grandes campos magnéticos. Al decir grandes nos referimos tanto a una gran intensidad del campo magnético como al espacio en el cuál se crea el campo.

- La fabricación de cables de transmisión de energía. Aunque ya estos se manufacturan a partir de los superconductores convencionales (no de los nuevos superconductores cerámicos), actualmente no son competitivos comercialmente con respecto a los cables aéreos normales, a menos de que cubran una gran distancia (de cientos de kilómetros). En los casos en que las líneas de transmisión deben ser subterráneas, habría cierta ventaja económica en la utilización de cables superconductores.
- La fabricación de componentes para circuitos electrónicos. Estos dispositivos electrónicos fueron ideados originalmente con la intención de utilizar la transición de estado normal a estado superconductor como un interruptor, pero resultaron decepcionantes con respecto a los logros alcanzados por los transistores de películas delgadas y se ha abandonado su uso en este aspecto. Este panorama puede cambiar con el descubrimiento de los nuevos materiales superconductores cerámicos. Cabe mencionar que son de gran interés los dispositivos basados en la utilización del llamado efecto Josephson (que es el efecto de tunelamiento conocido por la mecánica cuántica, pero de corriente de superconductividad aún en ausencia de un voltaje aplicado). Resultan superiores a otras tecnologías y tienen un gran campo de aplicación que va desde la detección de señales del infrarrojo lejano que provienen del espacio exterior, hasta pequeñísimos campos magnéticos que se producen en el cerebro humano. También la corriente Josephson a voltaje cero depende fuertemente de un campo magnético aplicado, lo que lleva a la posibilidad de tener un interesante interruptor para circuitos lógicos en computadoras.

La aplicación mas importante, en cuanto a la cantidad de material empleado, es y será por mucho tiempo la producción de campos magnéticos, que se emplean, principalmente, en los laboratorios de física con fines de investigación. Dentro de la investigación en el campo de la física, también se utilizan electroimanes superconductores para generar campos magnéticos altamente estables, útiles en los estudios de resonancia magnética nuclear y la microscopía electrónica de alta resolución. Son muy utilizados en las cámaras de burbujas que sirven para la detección de partículas y que requieren campos magnéticos muy intensos.

Por otro lado, se espera que los motores y generadores superconductores tendrán enormes consecuencias en lo social y económico, pues para su elaboración se utilizan campos magnéticos intensos. También se desea utilizar electroimanes superconductores para la levitación de trenes de transporte de pasajeros o de carga.

Es conveniente señalar las propiedades que se requieren en los superconductores comerciales:

- La mayor temperatura crítica posible. Esto se debe a que cuanto mayor sea, más elevada podrá ser la temperatura de operación del dispositivo fabricado, reduciéndose de esta manera los costos por refrigeración requeridos para alcanzar el estado superconductor en operación.
- El mayor campo magnético crítico posible. Como se pretende utilizar el superconductor para generar campos magnéticos intensos, mientras mayor sea el campo magnético que se quiere generar, mayor tendría que ser el campo crítico del material superconductor.
- La mayor densidad de corriente crítica posible. A mayor densidad de corriente crítica que la muestra pueda soportar antes de pasar al estado normal, mas pequeño podrá hacerse el dispositivo, reduciéndose, de esta manera, la cantidad requerida de material superconductor y también la cantidad de material que debe refrigerarse.
- La mayor estabilidad posible. Es muy común que los superconductores sean inestables bajo cambios repentinos de corriente, de campos magnéticos, o de temperatura, o bien ante choques mecánicos o incluso por degradación del material al transcurrir el tiempo (como ocurre en muchos de los nuevos dispositivos superconductores cerámicos). Así que, si ocurre algún cambio súbito cuando el superconductor está en operación, éste podría perder su estado superconductor. Por eso es conveniente disponer de la mayor estabilidad posible.
- facilidad de fabricación. Un material superconductor será completamente inútil para aplicaciones en gran escala si no puede fabricarse fácilmente en grandes cantidades.
- Costo mínimo. Como siempre, el costo es el factor mas importante para considerar cualquier material utilizado en la ingeniería y deberá mantenerse tan bajo como sea posible.



figura 8. magneto superconductor

La superconductividad en la medicina

La mayoría de las aplicaciones actuales de la superconductividad se encuentran en los campos de la ciencia y la medicina. Históricamente la ciencia ha sido la primera en aprovechar la tecnología de superconductores. Los dispositivos desarrollados hasta ahora han dado lugar a importantes avances en la comprensión científica de la superconductividad, y lo que están en fase de desarrollo prometen enseñarnos mucho mas.

En la ciencia, la superconductividad se emplea en investigaciones teóricas y aplicadas, al igual que en instrumental de laboratorio y otros dispositivos. Las aplicaciones de la superconductividad no están limitadas a ningún área específica de la ciencia. La superconductividad ha entrado en el mundo de la medicina, proporcionando nuevos métodos y mas fiables en exploraciones médicas, diagnósticos y tratamiento de pacientes.

Sin duda la aplicación mas importante es la obtención de imágenes por resonancia magnética cuyas siglas en inglés son (MRI). Los métodos emplean esta expresión para designar una técnica científica llamada Espectroscopia por resonancia magnética nuclear (NMR). MRI es , en esencia, un método no invasivo que permite observar el interior del cuerpo humano.

MRI es una técnica de diagnóstico por imagen que utiliza los principios de la resonancia magnética nuclear (RMN). Aunque las imágenes de resonancia magnética se han producido en las dos últimas décadas, la investigación básica en este campo se inició en las décadas de 1930 y 1940, y comprendió investigaciones fundamentales de físicos sobre la interacción del núcleo atómico con campos magnéticos. Hacia 1950 se desarrolló la física básica sobre la que se apoyaban las imágenes de resonancia magnética. Sin embargo, se precisaron otras tres circunstancias: la disponibilidad de un ordenador o computadora potente y rápido, el desarrollo de un imán estable del tamaño del cuerpo humano con radiofrecuencias electrónicas asociadas, y la idea de que se podían obtener imágenes del interior humano con fines diagnósticos. P. C. Lauterbur, Raymond Damadian y Peter Mansfield demostraron la posibilidad de llevar a cabo esta idea empleando los principios físicos de la resonancia magnética nuclear. Las primeras imágenes de resonancia magnética se publicaron a principios de la década de 1970 y sus aplicaciones médicas se han acelerado en laboratorios y centros médicos de todo el mundo desde 1983 hasta 1993.

El observador ocasional se puede ver desbordado por la multitud de técnicas de imagen médicas y aplicaciones disponibles utilizando las imágenes de resonancia magnética. La resonancia magnética es considerada por muchos como la modalidad de diagnóstico por imagen más versátil, poderosa y sensible disponible en la actualidad. Su importancia médica se puede resumir brevemente como la capacidad de generar finas secciones de modo no invasivo, imágenes funcionales de cualquier parte del organismo desde cualquier ángulo y dirección en un periodo relativamente corto. Además, las recientes técnicas han permitido la visualización del corazón con exquisito detalle anatómico desde cualquier ángulo y dirección empleando la técnica del trazado electrocardiográfico. Otros avances en esta técnica permiten la visualización de las arterias y venas empleando la técnica denominada angiografía por resonancia magnética. Es más, las imágenes espectroscópicas de resonancia magnética permiten rastreos de componentes bioquímicos que corresponden a cualquier corte anatómico del cuerpo humano. Esto produce una información biomédica y anatómica básica con un gran potencial para el conocimiento fundamental y el diagnóstico precoz de múltiples enfermedades.

El principio de la resonancia magnética es aplicable al cuerpo humano porque está lleno de pequeños imanes biológicos, de los cuales el más abundante y que mejor responde es el núcleo del átomo de hidrógeno, el protón. Los principios de la resonancia magnética tienen ventaja sobre la distribución aleatoria de protones que poseen propiedades magnéticas fundamentales. Este proceso comprende tres pasos básicos. En el primero, esta técnica genera una condición de estado regular dentro del cuerpo al colocar al mismo en un campo magnético potente y seguro (30.000 veces más fuerte que el campo magnético de la Tierra). En segundo lugar, cambia el estado de orientación constante de los protones al estimular el organismo con la energía de radiofrecuencia. En tercer lugar, la estimulación de la radiofrecuencia finaliza y `oye' al cuerpo transmitir la información sobre sí mismo en esta frecuencia `resonante' especial mediante una antena diseñada para tal efecto. La señal transmitida se detecta y sirve de base en la construcción de imágenes internas del cuerpo empleando principios de ordenadores similares a los que fueron desarrollados por los rayos X, la TAC (tomografía axial computerizada) y los escáneres TC.



figura 9. Imagen del cerebro obtenida por MRI

El sistema MRI funciona aplicando al cuerpo humano un campo magnético intenso generado por una bobina electromagnética superconductor. Cuando el cuerpo humano se expone a este campo magnético, las moléculas de agua y los tejidos se orientan siguiendo la dirección del campo. Se aplica entonces un pulso de radio-ondas con la frecuencia de resonancia apropiada, haciendo que los átomos pasen a estados excitados. Cuando el pulso decae, los átomos vuelven a su estado anterior, liberándose energía. Esta energía es detectada y empleada para generar una imagen. Aplicando campos de distinta intensidad, se pueden obtener distintas secciones anatómicas del cuerpo.

Las máquinas MRI han ganado popularidad rápidamente. Existen actualmente centenares de estas unidades funcionando en todo el mundo.

Esta tecnología tiene muchas aplicaciones en el diagnóstico y tratamiento de apoplejías y otros accidentes cerebro-vasculares.

Esta técnica MRI se llama angiografía de proyección. Cuanto mas rápido es el flujo de sangre a través de un vaso capilar, mas brillante aparece éste en la pantalla del MRI. Si un vaso sanguíneo no aparece tan brillante como debería, el flujo de sangre es anormalmente lento. Esto podría indicar la presencia de un obstáculo que está obstruyendo el paso de sangre, como en una arterioesclerosis. La ventaja de esta técnica es que el circulatorio puede ser observado desde todos los ángulos posibles, sin siquiera mover al paciente.



figura 10. Mujer entrando a un cilindro de resonancia magnética.

La superconductividad en la ciencia

Los cuerpos humanos no son los únicos organismos vivos que se pueden beneficiar de las técnicas MRI. Los científicos de la compañía General Electric y el departamento de agricultura de los Estados Unidos emplean sistemas MRI para desvelar los misterios del crecimiento de las plantas. Con ayuda del MRI que tiene el centro de investigación y desarrollo de General Electric, un equipo de científicos está estudiando la estructura y funcionamiento de raíces de plantas vivas, en un intento de hallar formas de optimizar las condiciones de crecimiento. El MRI permite a los científicos observar a través de la maceta y la tierra el crecimiento de las raíces y la absorción del agua.

La superconductividad en los medios de transporte

En el futuro, la superconductividad afectará a muchos de los métodos que empleamos para trasladarnos. Los trenes ya hacen uso de la superconductividad y posiblemente pronto se modifiquen también los autos y barcos.

Trenes Maglev:

Maglev es la abreviatura de levitados magnéticamente, estos trenes ofrecen grandes posibilidades en el transporte terrestre de alta velocidad. Los trenes convencionales llevan ruedas y se mueven sobre rieles, por tanto la velocidad máxima posible de los trenes tradicionales está limitada por la fricción generada por las ruedas sobre los rieles; en cambio los Maglev son mas rápidos que cualquier otro tren porque flotan sobre un colchón magnético a unos 10 cm del riel. Eliminando las ruedas y haciendo levitar el tren, la velocidad ya no está limitada por la fricción de los rieles.

El principio de funcionamiento de los trenes Maglev se basa en una ley del magnetismo bien sencilla: los polos magnéticos iguales se repelen, mientras que los opuestos se atraen. Un sistema de electroimanes que varía según el tipo de diseño es colocado sobre los rieles y en los coches de los trenes.

Unos imanes se emplean para elevar el tren, y otros para impulsarlo hacia delante. Actualmente existen trenes

Maglev en Japón y Alemania. Los diseños Japoneses incorporan electroimanes superconductores. En 1979 los Alemanes abandonaron los electroimanes superconductores para sustituirlos por otros convencionales. Los electroimanes Japoneses son capaces de proporcionar potentes campos magnéticos con un consumo de electricidad mínimo. Los costes que los Japoneses se ahorran en electricidad los Alemanes se lo ahorran en equipos de refrigeración criogénicos.

El diseño Japonés incorpora 8 imanes superconductores en cada coche. Miles de bobinas metálicas son construidas en el fondo de un riel en forma de U. El tren se mueve sobre sus ruedas al arrancar y al detenerse. A medida que va adquiriendo velocidad, los imanes superconductores del coche inducen corrientes eléctricas a las bobinas de los rieles. Estas corrientes inducidas hacen que las bobinas generen un campo magnético. Los campos generados por los electroimanes del tren y los del riel se repelen entre si haciendo que el tren levite sobre el riel.

En las paredes del riel en forma de U se instalan dos hileras de electroimanes. Estos electroimanes conmutan si polaridad repetidamente, atrayendo y repeliendo los electroimanes superconductores del tren, que es así impulsado hacia delante.

El diseño Alemán incorpora electroimanes convencionales en todo el sistema. Este diseño difiere del Japonés en muchos aspectos. Los coches no levitan por repulsión sino por atracción. Los electroimanes se instalan en unas estructuras acopladas en la base de los coches que rodean el riel, que tiene forma de T. Cuando se activan el tren es atraído por lo electroimanes instalados en lo alto del riel. La propulsión se produce por otro sistema de electroimanes instalados en el riel y en la base del tren.



figura 11. Tren de Levitación Magnética MLX01 de Yamanashi

Los superconductores aplicados a la Electrónica

La superconductividad promete adelantos muy significativos en la industria electrónica. Ya existen muchas aplicaciones prácticas en la electrónica de superconductores que se han llevado a cabo con éxito. Sin embargo, aún quedan muchos problemas por resolver, especialmente con la nueva generación de superconductores.

La aplicación mas importante sin duda está orientada al mejoramiento de los circuitos integrados, ya que cuanto mayor es el número de componentes que pueden ser empacados juntos en un mismo circuito integrado, menor es el tiempo que necesita una señal eléctrica para viajar de un componente a otro. Esto permite a los circuitos integrados funcionar a velocidades mucho mayores que los circuitos con elementos discretos. Los Ics actuales operan a velocidades extremadamente altas, lo que ha generado un nuevo problema.

Los componentes de los circuitos integrados son capaces de operar a velocidades superiores a las que una interconexión puede transmitir la señal eléctrica de un componente a otro. Las interconexiones llevan la señal y la potencia eléctricas a los distintos componentes del IC.

Los superconductores serían un material ideal para hacer interconexiones. Dado que carecen de resistencia eléctrica, pueden disminuir notablemente la disipación de calor que se produce en los circuitos integrados y transistores.

Los superconductores podrían también aportar ventajas adicionales, tales como la eliminación de los problemas causados por las interferencias magnéticas, debido a su peculiar propiedad de repeler campos de este tipo.

Empleando conexiones superconductoras se podrían empaquetar los componentes mas juntos, permitiendo también aumentar el numero de componentes en un solo circuito integrado.



figura 12. Grabado de un microchip con hilos superconductores

La superconductividad aplicada a la electricidad y sistemas de potencia

Una de las aplicaciones de la superconductividad que se predijo con mas antelación es el área de los sistemas eléctricos de potencia. Hace ya tiempo que los ingenieros y científicos confían que algún día los superconductores mejorarán los sistemas de potencia, aumentando su eficacia en la generación, distribución y consumo de electricidad, con un importante beneficio económico como resultado.

Los sistemas eléctricos de potencia abarcan todos los sistemas utilizados para producir y distribuir electricidad. Desde los generadores en las centrales eléctricas hasta los consumidores individuales, pasando por la red de distribución, la superconductividad podría ahorrar mucha energía y dinero frente a los sistemas convencionales. Unos generadores que tuvieran bobinados de hilos superconductores en lugar de hilos convencionales de cobre podrían generar la misma cantidad de electricidad con menor trabajo y equipamiento mas pequeño. Una vez generada la electricidad, podría distribuirse a través de una red de líneas de alta tensión superconductoras. Los sistemas actuales de distribución gastan hasta el 20 por 100 de la energía que reciben a causa de su resistencia.

La energía que llega al consumidor podría ser utilizada mas eficientemente si los electrodomésticos tuvieran motores con bobinados superconductores y circuitos electrónicos con materiales del mismo tipo.

Actualmente, un cable superconductor necesita de una cubierta refrigerante a su alrededor para mantenerlo a una temperatura inferior a la temperatura crítica del material que lo forma.

Con respecto a la construcción mecánica existen tres tipos de cables superconductores:

1. Rígidos. El aislamiento y el superconductor se fabrican con tubos rígidos.

La longitud máxima transportable es de 20 metros, Además Se necesitan componentes corrugados para compensar las contracciones térmicas.

2. Semiflexibles. En este caso el conductor es flexible y puede consistir en un tubo corrugado, o con alambres doblados en forma helicoidal sobre un soporte cilíndrico hueco. Estos cables superconductores pueden

fabricarse en longitudes de 200 a 500 metros.

3. Completamente flexibles. En este tipo de cable el aislamiento térmico también es flexible. El cable está construido con tubos corrugados, de manera que no hay problemas con respecto al transporte y las contracciones térmicas.

CONCLUSIÓN

Hemos concluido que la superconductividad es un fenómeno que denota el estado en el cual la resistencia eléctrica de ciertos materiales de forma repentina hasta llegar a cero y que La temperatura por debajo de la cual la resistencia eléctrica de un material se aproxima a cero absoluto se denomina temperatura crítica (T_c). Por encima de esta temperatura, al material se le conoce como normal, y por debajo de T_c , se dice que es superconductor. Además de la temperatura el estado superconductor También depende de otras variables, como son el campo magnético (B) y la densidad de corriente (J). De este modo, para que en material sea superconductor, la temperatura crítica del material, su campo magnético y su densidad de corriente no deben ser superadas de unos valores específicos para cada caso, ya que para cada material, superconductor existe una superficie critica en el espacio de T , B , y J .

Bibliografía

"Superconductivity" (D.Shoenberg).

"Superconductivity of Metals and Alloys" (P.G. De Gennes).

"Introduction to the Theory of Superconductivity" (C.G. Kuper,).

"Introduction to Superconductivity" (A.C.Rose-Innes and E.H.Rhoderick).

"Superconductivity"(R.D. Parks, Ed.,) Vols 1 y 2.

"Introduction to Superconductivity" (M. Tinkham).

"Superconductivity in d- and f-Band Metals"(D.H.Douglas, Ed.).

"Anisotropy Effects in Superconductors" (H.W.Weber, Ed)

"Long Range Order in Solids" (R.W.White and T.H.Geballe).

"Principles of Superconductive Devices and Circuits"(T.VanDuzer and C.W.Turner).

"Superconductivity in Ternary Compounds"(Ø.Fischer and M.B.Maple,).

"Superconductivity in Transition Metals" (S.V.Vonsovsky, Y.A.Izyunov, and E. Z.Kurnaev).

"Theory of Superconductivity"(J.R.Schrieffer).

"foundations of Aplied Superconductivity"(T.P.Orlando and K.A.Delin,).

Ciencia Hoy (F. de la Cruz y C. Balseiro,). Vol 1, Nro. 1.

Rev. Mod. Phys (G. Blatter et al.)

