



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS PROFESIONALES
ARAGON

"SUPERCONDUCTORES EN LOS CABLES DE
POTENCIA Y OTRAS APLICACIONES"

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

INGENIERO MECANICO ELECTRICO

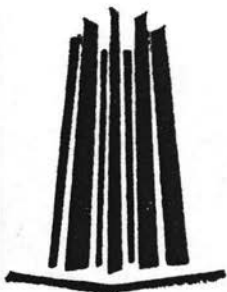
P R E S E N T A :

HERNANDEZ MONTIEL NESTOR ARIEL

ASESOR: ING. PROCORO PABLO LUNA ESCORZA

MEXICO, D. F.,

FEBRERO 2004.





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Nestor Ariel
Hernández Montiel.

FECHA: 11 MAR 30 / 04

FIRMA: 

Quiero darle Gracias a Dios, pues sin El nada es posible. Agradezco a todos aquellos que me han apoyado en mi formación y a quienes de manera desinteresada me han brindado sus conocimientos para permitirme forjarme y desenvolverme en mi formación Profesional.

A MI PADRE.

Por todo el cariño, comprensión y apoyo que me has brindado, aprendí a amarte cuando fui niño, a juzgarte cuando crecía, pero también aprendí algunas veces hasta perdonarte y comprender que el conocimientos nos hace más responsables, tu que has sido la guía en mi andar y mi fuerza para seguir, quiero darte las gracias y mi compromiso para nunca detener el camino de mi vida.

A MI MADRE.

A ti Lupita, que siempre me diste tu amor y cariño, que me diste todo sin importar cuanto tenias, que abogaste por mi en todo momento, que dedicaste, días y noches de desvelo para que no me faltara nada, quiero agradecerte el hecho de que seas mi madre y espero con este mi primer logro, poder darte unos momentos de Felicidad.

A MIS HERMANOS.

A ti Oscar, que con tu conocimientos me ayudaste a comprender muchas cosas. A ti Victor que con tu firmeza y alegría me enseñaste a conseguir ser mejor cada día y me diste la oportunidad de tener a unos angelitos cerca de mi. y a ti Cesar, que con tu nobleza y sencillez he aprendido a disfrutar, a todas las personas que me rodean.

Una casa será fuerte e indestructible cuando esté sostenida por estas cuatro columnas: Padre valiente, Madre prudente, Hijo obediente, Hermanos complacientes.

Confucio

I.-Generalidades

■ I.1.-Historia de los Superconductores.	3
■ I.2.-Estado Superconductor de los Elementos.	5

II.-Conceptos

■ II.1.- Temperatura Critica.	13
■ II.2.- Campo Magnético Critico.	17
■ II.3.- Efecto Meissner.	18
■ II.4.- Efecto Josephson.	20
■ II.5.- Energía de transición.	21
■ II.5.1.-Desorden en un sistema.	23
■ II.5.2.-Calor Especifico.	23
■ II.5.3.-Iones y Transición.	24
■ II.6.- Tipos de Superconductores.	24
■ II.6.1.-Tipo I ó Suaves.	25
■ II.6.1.1.- Teoría BCS.	25
■ II.6.2.-Tipo II ó Duros.	28
■ II.6.2.1.- Teoría Ginsburg – Landau.	31
■ II.6.2.2.- Efecto de Proximidad.	39
■ II.6.3.-Superconductores de Alta Temperatura.	40

III.-Cables Superconductores de potencia

■ III.1.-introducción.	48
■ III.1.1.-Perdidas en el conductor.	49
■ III.2.-Perdidas de c.a. en las cintas superconductoras.	50
■ III.2.1.- Modelo del estado critico y Perdidas de histeres.	50
■ III.2.2.- Campo magnético paralelo en un bloque.	51
■ III.2.3.- Transporte de corriente llevando a un campo magnetico.	51
■ III.2.4.- Campos perpendiculares en Cintas Superconductoras.....	52
■ III.2.5.- Tira o elipse que trasporta corriente.	52
■ III.2.6.- Tubo trasportador de corriente (Modelo Monoblock).	53
■ III.2.7 - Medidas de perdidas de c.a. en cintas.	53
■ III.3.-Cables de potencia.	54
■ III.3.1.- Auto y Mutua Inductancia.	54
■ III.3.1.1.- Capas de Autoinductancia.	54
■ III.3.1.2.- Capas de Inductancia Mutua.	55
■ III.3.2.- Distribución de corriente.	56
■ III.4.-Calculo de las perdidas en cables superconductores.	59
■ III.4.1.- conclusiones.	61

■ III.5.-Ejemplos.	61
■ III.5.1.- Cable SW3.	61
■ III.5.2.- Cable ELTEK7.	62
■ III.5.3.- Cable NRC5.	63
■ III.5.4.-Conclusiones.	63
■ III.6.-Perdidas de c.a. debido a las corrientes parasitas.	64
■ III.6.1.- Modelo.	64
■ III.6.2.- Tubo al vacio.	65
■ III.6.3.- Cintas superconductoras/matriz plateada.	66
■ III.6.4.- Perdidas de c.a. en el caso de un conductor conectado entre cubiertas. ...	67
■ III.7.-Métodos de medidas de las perdidas de c.a.	68
■ III.7.1.- Método Térmico.	69
■ III.7.2.- Método Eléctrico.	70
■ III.7.2.1.- Análisis de errores.	77
■ III.7.2.2.- Conclusiones.	78
■ III.7.3.- Método de resonancia.	78
Anexo 1	83

IV.- OtrasAplicaciones

■ IV.1.-Aplicaciones Actuales.	88
■ IV.1.1.-Area de Potencia.	88
■ IV.1.1.1.- Transformadores.	88
■ IV.1.1.2.- Generadores MHD.	89
■ IV.1.1.3.- Almacenamiento de Energía.(SMES).	90
■ IV.1.2.- Area Electromagnética.	94
■ IV.1.2.1.- Dispositivo superconductor de interferencia cuántica (SQUID). ...	94
■ IV.1.2.2.- Imagen por resonancia magnética (MRI).	100
■ IV.1.2.3.- Imanes Superconductores.	100
■ IV.1.3.-Área de Computación.	101
■ IV.1.4.-Área de Comunicaciones.	102
■ IV.2.- Perspectivas a Futuro.	105

-Conclusiones-

■ Conclusiones.	110
----------------------	-----

I.- GENERALIDADES

I.1.-HISTORIA DE SUPERCONDUCTORES

A principio del siglo XX, En 1908, el físico holandés Heike Kamerlingh Onnes observó que el mercurio no desplegaba resistencia eléctrica cuando se mantenía a temperaturas muy bajas y por primera vez en el mundo, pudo obtener helio líquido que tiene una temperatura de ebullición de 4.22 K. Este logro se realizó en la Universidad de Leyden, Holanda. Con esta observación, nació el estudio de superconductividad.^[1] Con el helio líquido, pudo disponer de un baño térmico a muy bajas temperaturas y se dispuso a investigar las propiedades de la materia a esas temperaturas. Seleccionó como objeto de sus investigaciones a bajas temperaturas la resistencia eléctrica de los metales. Esto se debió a que la medición de esta propiedad se puede realizar con relativa facilidad a cualquier temperatura y por la importancia del tema.

Kamerlingh Onnes se dispuso a investigar y comprobar por medio de la experimentación, cual era la verdadera variación de la resistencia con la temperatura. Su primer hipótesis estaba relacionada con la disminución de la resistencia que fuese provocado por la dispersión que los electrones sufrían por las vibraciones de la red atómica, utilizando el mercurio como metal para ser estudiado, por ser el metal con mayor impurezas que se podía conseguir en ese entonces. Cuando observo que la resistencia eléctrica del mercurio a una temperatura inferior a 4.22 K. . Era menor, por un factor de 10^{-11} , que su valor correspondiente a una temperatura un poco arriba de 4.22 K, creyó que esta era la razón, pero posteriormente investigaciones le mostraron que la resistencia no disminuía de manera continua como el lo había pensado. Ya que desaparecía de manera abrupta a una temperatura de 4.15 K. Y este comportamiento no se alteraba al introducir impurezas en la muestra de mercurio.

En la Tabla 1 se muestra un conjunto de sustancias desarrolladas e investigadas. En las cuales se pudo obtener su Temperatura crítica de superconductividad.

Tabla 1

Sustancia	Temperatura crítica, K
W	~ 0.01
Ir	0.014
Ti	0.39
Ru	0.49
Zr	0.55
Cd	0.56
Os	0.66
U	0.68
Zn	0.88
Mo	0.92
Ga	1.09
Al	1.19
Th	1.37
Re	1.70
In	3.40
Sn	3.72
Hg	4.15
Ta	4.48
V	5.30
La	5.91
Pb	7.19
Tc	8.20
Nb	9.46

Durante las próximas décadas, los superconductores seguían siendo una curiosidad científica con pocas aplicaciones prácticas. Entonces en los años sesenta un alambre de metal superconductor fue desarrollado con niobio y estaño. Ese alambre, posteriormente hecho de niobio y aleación del titanio, se volvió la base para las primeras aplicaciones de superconductores.

El niobio y la aleación del titanio, todavía se usa hoy en día, está entre los materiales llamado superconductores de baja-temperatura. Los superconductores de baja-temperatura deben mantenerse por debajo de 20 Kelvin (K) (-253° Celsius [°C]) para mantenerse en este estado superconductor. Estos se usan actualmente de manera amplia en imanes de resonancia magnética, o MRI, máquinas, y en los campos de físicas de alta-potencia y la fusión nuclear. Su uso comercial fue altamente limitado debido al costos de refrigeración, helio líquido que se necesitaba, Para refrigerar los materiales a tan bajas temperaturas.

La esperanza para los superconductores económicos fue encendida a través de dos descubrimientos significantes en los años ochenta. En 1986, dos científicos de IBM en Zurich, Alex Müller y Georg Bednorz, descubrieron una nueva clase de superconductores. A diferencia de los superconductor de baja-temperatura que eran metálicos o semimetálicos, estos nuevos compuestos serían cerámicos hechos a base de óxido de cobre mezclados con bario o estroncio y algunos de los elementos conocidos como tierras raras (lantano, itrio y neodimio) que dependían su estado superconductor a temperaturas próximas a 35 K (-238°C). Müller y Bednorz ganaron un Premio Nobel por su descubrimiento en donde la cerámica descubierta observaba una forma particular de magnetismo por encima de su Temperatura Crítica (T_c). Pero, por debajo de la temperatura de transición, se modificaba la estructura cristalina (u ordenamiento de los átomos), destruyendo el magnetismo y el material se volvía superconductor. Entonces en 1987, Ching-Wu (Paul) Chu y su equipo de investigación en la Universidad de Houston encontró un camino más allá y descubrió un compuesto (mezcla de óxido de cobre, bario e itrio) $YBa_2Cu_3O_7$ (también conocido con los sobrenombres de 123, $YBaCuO$ o YBCO) conquistó el record de alta T_c con un valor de 92K (-181°C). Esa temperatura representaba haber sobrepasado el punto de ebullición del nitrógeno líquido, pudiéndolo utilizar como refrigerante ya que era más barato y fácilmente disponible, lo cual abría la puerta al desarrollo de una nueva y más accesible tecnología de dispositivos superconductores. O sea, que en relación al punto de partida esas temperaturas eran muy altas. Estos nuevos materiales se volvieron superconductores de alta-temperatura ó High Temperature superconducting (HTS).

Los superconductores de alta-temperatura de hoy están moviéndose fuera de los laboratorios y dentro de los mercados. En 1998 el óxido de cobre, calcio, bario y talio ($TiBaCaCuO$) alcanzó una temperatura crítica de 125 K. Las investigaciones efectuadas en laboratorios de la Escuela Superior de Física y Química en París en mayo de 1993, trabajando con películas de óxido mixto de cobre, calcio, bario y mercurio ($HgCa_2Ba_2Cu_3O_8$) lograron una temperatura crítica de 133 K. Este mismo equipo logró en diciembre de 1993 una T_c de 250 K a partir de un compuesto de bismuto, estroncio, calcio y óxido de cobre ($BiSrCaCuO$). Esto significa un gran avance en el descubrimiento de aleaciones que nos pueda permitir utilizar estos elementos en dispositivos electrónicos, motores superconductores, generadores, sistemas de almacenamiento de energía, y cables de Energía que prometen cambiar para siempre la electricidad desde su generación hasta su consumo.^[2]

Todo es relativo; y los HTS no son ninguna excepción. ¿Te parece que una temperatura de -180°C es alta? Ciento ochenta grados Celsius por debajo del punto de congelación del agua es una temperatura extremadamente baja para la mayoría de la gente. Pero para los científicos que están acostumbrados a trabajar con temperaturas incluso mucho más bajas, el descubrimiento de materiales que presentan superconductividad a esas temperaturas fue una noticia que puso sus laboratorios al rojo vivo.

Como hemos mencionado en los viejos tiempos (1910-1986) la superconductividad era una propiedad exótica, exclusiva de ciertos metales, aleaciones y un puñado de materiales cerámicos.

En todos los casos las temperaturas críticas de los materiales superconductores eran extremadamente bajas (de 10 a 20K, es decir de -263 a -253°C)

Ahora nos damos cuenta que este solo es el principio para el desarrollo de nuevas técnicas para la elaboración y crecimiento de Temperaturas Críticas mucho más altas, (Tabla 2), hasta inclusive poder llevar a temperaturas ambientes para poder evitar la utilización de refrigerantes, esto, el tiempo nos lo dirá y podremos saber hasta donde llegara el avance de este descubrimiento científico.

Tabla 2	
Aleaciones	
Sustancia	Temperatura critica, K
V ₃ Ga	16.80
V ₃ Si	17.10
Nb ₃ Sn	18.10
Nb ₃ Al	18.00
Nb ₃ Ga	20.30
Nb ₃ Ge	23.20
Yb _{a2} Cu ₃ O ₇₊	~ 93.00
Yb _{a4} Cu ₅ O _x	~ 98.00
HgCa ₂ Ba ₂ Cu ₃ O ₈	133.00

Fuente: superconducting internet.

¿Quiere eso decir que la investigación en superconductores de alta Tc se ha terminado?. ¡EN ABSOLUTO!. Hay muchos otros aspectos de los superconductores de alta Tc que necesitan mejoras y desarrollo urgentes. Por ejemplo, cómo conseguir corrientes críticas más altas, o el desarrollo y fabricación de dispositivos prácticos son dos de estos otros aspectos.

Y en cuanto a la búsqueda de nuevos materiales no debemos descartar la posibilidad de descubrir alguno con valores de Tc todavía más altos o con otras propiedades mejoradas. Así por ejemplo, la historia reciente de los superconductores de alta Tc está impregnada de metales pesados muy peligrosos y contaminantes (Bi, Tl, Hg... son todos muy tóxicos). Sería estupendo por tanto buscar nuevos óxidos que cambiaran ese gusto por el "heavy metal" y dieran lugar a materiales y dispositivos más benignos con nuestro medio ambiente.

II.1.-ESTADO SUPERCONDUCTOR DE LOS ELEMENTOS

La comprensión teórica de superconductividad es sumamente complicada y envuelta por todo lo que nos conlleva a desarrollar pero demasiado interesante.

Los Superconductores tienen la habilidad de conducir la electricidad sin la pérdida de energía. Cuando la corriente fluye en conductor ordinario, por ejemplo en el alambre de cobre, se pierde parte de la energía. En una bombilla o un calentador eléctrico, la resistencia eléctrica crea luz y calor. En los metales tales como el cobre y el aluminio, la electricidad se dirige como energía exterior hacia los electrones nivelados que emigran como individuos de un átomo a otro. Estos átomos forman un enrejado o malla que vibra dentro del conductor de metal, mientras más calor se presente el metal vibra en forma más frecuente, Como los electrones empiezan moviendo a través del laberinto, ellos chocan con impurezas diminutas o imperfecciones en la malla. Cuando los electrones tropiezan con estos obstáculos estos salen volando en todas las direcciones y pierden energía en la forma de calor. Fig.(1) Se muestra una imagen en donde los átomos colocado en una malla cristalina y el movimiento de los Electrones que crean el movimiento de rebote fuera de los átomos que están en su sitio.

ESTADO NORMAL

Átomos de la
malla

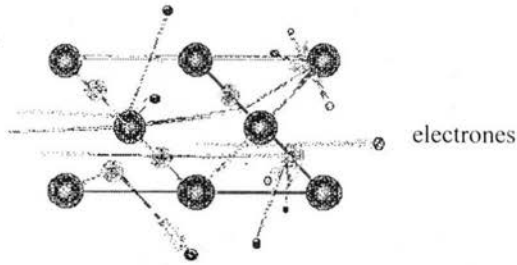
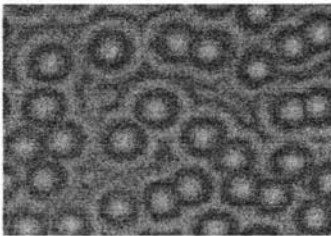


Fig. (1)

Dentro de un superconductor la conducta de electrones es inmensamente diferente. Las impurezas y la malla todavía se encuentran, pero el movimiento de los electrones en el superconductor al cursar los obstáculos es bastante diferente. Cuando los electrones del superconductor viajan a través del canal del conductor no impiden el paso a través de la malla compleja. Porque no tropiezan con nada y no crean fricción esto permite que puedan transmitir electricidad sin la pérdida apreciable en la corriente y ninguna pérdida de energía.

La habilidad de los electrones de atravesar los superconductores sin obstáculos del material ha desconcertado a científicos durante muchos años. Mientras más calor tenga la sustancia más vibrará la malla y Recíprocamente, mientras más fría una sustancia será menos la vibración. Los investigadores sugieren que entre menos vibraciones atómicas permitirían que los electrones pasen más fácilmente. De cualquier modo esto predice una disminución lenta de la resistividad contra la temperatura. Pronto llegó a ser evidente que estas ideas simples no pudieran explicar la superconductividad. Ya que es mucho más complicado que este concepto.

La comprensión de superconductividad fue avanzada en 1957 por tres físicos americanos, John Bardeen, Tonelero de León, y John Schrieffer, a través de sus Teorías de Superconductividad, conocida como la Teoría de BCS. La teoría de BCS explica la superconductividad a temperaturas cercanas al cero absoluto. Cooper comprendió que las vibraciones de las mallas atómicas eran directamente responsables de unificar la corriente entera. Ellos forzaron a los electrones a formar pares es decir ya no eran partículas individuales las que recorren el conductor, sino que había un mecanismo que hace que estas partículas, que normalmente se repelan poseían la misma carga, quedando ligadas. Es precisamente esta energía de ligadura la que le permite a los electrones superar los obstáculos que normalmente provocarían su dispersión. Estos equipos de electrones son conocidos como Pares de Cooper.



Cooper y sus colegas descubrieron que electrones que normalmente se rechazan entre sí deben sentir una atracción abrumadora en los superconductores. La respuesta a este problema fue encontrada con una distorsión o fonón los paquetes de ondas acústicas se presentan en la malla cuando vibra. Aunque esta vibración de la malla no puede oír, su papel como un moderador es indispensable.

Según la teoría, Cuando una carga de electrón negativa pasa por una carga de ion positiva en la malla del superconductor, la malla se deforma. Esto causa que los fonones al ser emitidos formen momentáneamente una región de carga positiva alrededor de él, formándose así un canal de

cargas positivas alrededor del electrón. Es así como se crea una distorsión de la malla debido a la atracción del electrón movido. Antes de que el electrón pase por él y antes de que la malla regrese a su posición normal. Un segundo electrón es inducido al canal positivo que creó el electrón. En este momento ha terminado el proceso en el que dos electrones que deben rechazarse entre sí, se enlazan. Fig. (2).

ESTADO SUPERCONDUCTOR



Fig. (2)

Al pasar el electrón negativamente cargado (-) entre los átomos positivamente cargados (+) del metal en la malla, los átomos se atraen hacia el centro. Esta distorsión de la malla crea una región de carga positiva reforzando y logrando atraer otros electrones del área.

Las fuerzas ejercidas por los fonones superan la repulsión natural de los electrones. Los pares de electrón son coherentes el uno con el otro pues pasan a través del conductor en uno solo. Los electrones son protegidos por los fonones y están separado por una distancia. Cuando uno de los electrones que constituyen un par de Cooper pasa cerca de un ion en la malla de cristal, la atracción entre el electrón negativo y la del ion positivo causa una vibración, que al pasar de un ion hasta el otro ion el otro electrón del par absorbe esta vibración. El efecto producido es que el electrón ha emitido un fonon y el otro electrón ha absorbido este fonon. Es este intercambio que mantiene el par de cooper juntos. Es importante entender, sin embargo, que los pares se están rompiendo y reforzando constantemente.

Porque los electrones son partículas indistinguibles, es más fácil pensar permanentemente en ellos como un apareo. En la Fig. (3) se ilustra cómo dos electrones, son llamados par de Cooper, porque se entrelazan. Así por parejas de dos en dos los electrones atraviesen el superconductor más fácilmente.

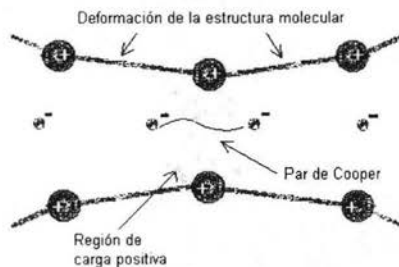


Fig. (3) Los dos electrones llamados par de cooper se agrupan y viajan en el canal de la malla.

Esto se puede interpretar como: Cuando un automóvil circulando a gran velocidad (el electrón) "parte" el aire y crea por un momento un vacío parcial que es inmediatamente llenado por una corriente de aire. Esta corriente hace las veces de canal positivo y jala junto con ella todo lo que se encuentra situado detrás del automóvil: hojas, basura, e incluso otro automóvil lo suficientemente ligero para ser arrastrado (el segundo electrón). De esta manera, una deformación provocada por el auto de adelante (el vacío creado en la atmósfera), actúa como vínculo entre dos objetos que de otra manera no podrían atraerse mutuamente. Esta condición sólo puede alcanzarse cuando no hay otras deformaciones lo suficientemente importantes como para destruir el vínculo (una tormenta, por ejemplo), lo cual requiere de una temperatura máxima determinada: que sería la Temperatura de transición ó crítica (T_c).

Los electrones en el estado superconductor son como un arsenal de vehículos en hilera, Las regiones del vacío entre los automóviles se entrelazan formando una serie ordenada de arsenal perdido como lo hace la condensación de electrones en un macroscopio, como la mínima cantidad de energía conectada a tierra (quantum ground state). Pueden preverse las ráfagas al azar del viento a través del camino, se pueden prever para inducir colisiones, pues los fonones térmicos excitados rompen los pares. Con cada colisión se cierran una o dos caminos a la circulación, cuando un numero de una partículas de los estados mínimos es eliminada del macroscopio, muchas partículas se encuentran en estado de tierra.

La teoría de BCS muestras con éxito que los electrones pueden atraerse entre sí a través de las interacciones con la malla cristalina. Esto ocurre a pesar del hecho de que los electrones tienen la misma carga. Cuando los átomos de la malla oscilan como regiones positivas y negativas, el par del electrón se reúne alternativamente y se empuja separadamente sin una colisión. El par de electrones es favorable porque tiene el efecto de poner al material en un estado de energía bajo. Cuando los electrones se ligan juntos en pares, se mueven a través del superconductor en una manera ordenada.

Mientras el superconductor se refresca a temperaturas muy bajas, La estancia de los pares quedan intacto, debido al movimiento molecular reducido. Cuando el superconductor gana energía térmica las vibraciones en la malla se ponen más violentas y rompe los pares. Cuando estos se rompen, la superconductividad disminuye. Los Metales y las aleaciones de superconductores tienen temperaturas características de la transición de los conductores normales llamada Temperatura Crítica (T_c). Debajo de la temperatura de transición del superconductor, la resistencia del material es exactamente cero. Los Superconductores son hechos de diferentes materiales que tienen diversos valores de T_c . Entre los superconductores cerámicos, Tenemos el $YBa_2Cu_3O_7$ que esta cerca de $90^\circ K$, mientras que para el $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$ es hasta $133^\circ K$. En la Fig. (4) se muestra una grafica de resistencia contra temperatura para el $YBa_2Cu_3O_7$.

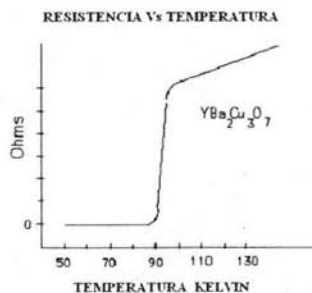


Fig. (4) temperatura Crítica del $YBa_2Cu_3O_7$.

Puesto que no hay ninguna pérdida subsecuentemente en energía eléctrica cuando los superconductores llevan corriente eléctrica, se pueden utilizar para llevar corrientes enormes. Sin embargo, Hay cierta corriente máxima que estos materiales pueden permitir sin dejar de ser superconductores, Si la enorme cantidad de corriente se empuja a través de un superconductor, se revertirá al estado normal aunque pueda estar por debajo de su temperatura de la transición. El valor de Densidad Crítica de Corriente (J_c) esta en función de la temperatura; i.e., El superconductor más frío puede mantener la mayor corriente que se pueda llevar. En la Fig. (5) se muestra una grafica de voltaje contra corriente para un alambre superconductor.

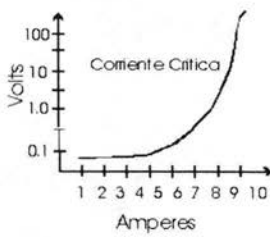


Fig. (5) Corriente Critica

Para las aplicaciones prácticas, Se prefieren valores de J_c a más de 1000 amperios por milimetro cuadrado (A/mm^2),

Una corriente eléctrica en un alambre crea un campo magnético alrededor de él. La fuerza del campo magnético aumenta mientras que la corriente aumenta en el alambre. ¿Porque los superconductores pueden llevar corrientes grandes sin pérdida de energía?, Esto es porque están preparados para hacer electroimanes fuertes. Cuando un superconductor se refresca debajo de su temperatura de la transición (T_c) y un campo magnético se aumenta alrededor de él sigue existiendo el campo magnético permaneciendo alrededor del superconductor. Los Físicos utilizan la letra mayúscula **H** como el símbolo para el **Campo Magnético**. Si el campo magnético se aumenta a un punto dado el superconductor regresara al estado de resistividad normal.

H-T

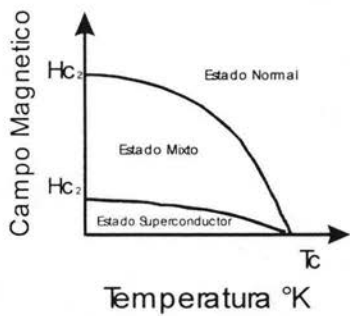
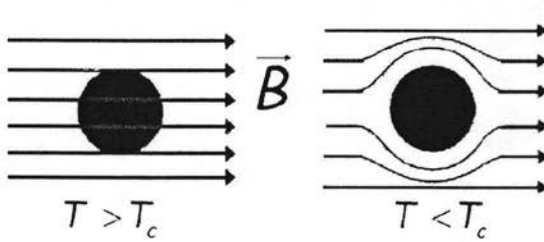


Fig. (6) Campo Vs Temperatura

El valor del máximo para el campo magnético a una temperatura dada es conocido como el campo magnético crítico y esta dado por el símbolo H_c . Para todo los superconductores, existe una región de temperatura y campo magnético dentro de la cual el material se comporta como superconductor. Fuera de esta región el material es normal. En la Fig. (6) se muestra la relación entre la temperatura y los campos magnéticos.

En la Fig. (7) se muestra lo que ocurre cuando un superconductor se pone en un campo magnético. Cuando la temperatura esta por debajo de la temperatura Critica, (T_c), El superconductor empujara el campo fuera de sí mismo. Creando corrientes superficiales en sí mismo produciendo un campo magnético que se opone al campo externo produciendo así un tipo de "espejo magnético." El superconductor llega a ser perfectamente diamagnético cancelando todo

el flujo magnético en su interior. Esta propiedad diamagnética es quizás la característica macroscópica más fundamental de un superconductor.



El flujo excluido es debido al efecto llamado, **Efecto de Meissner**, se puede demostrar fácilmente en el aula bajando la temperatura del superconductor por debajo de su T_c y poniendo un imán pequeño encima de él.

El imán empezará a flotar sobre el superconductor.

Fig. 7 Efecto Meissner. Cuando un superconductor se enfría por debajo de su T_c en presencia de un campo B_{ext} , las líneas de campo son expulsadas de su interior.

En la mayoría de los casos el campo inicial magnético del imán que descansa sobre el superconductor será bastante fuerte que alguno de los campos penetrarán al material, dando como resultado una región no-superconductor. Por consiguiente, el imán no levitara tan alto como sea introducido el estado superconductor obtenido.

Hay dos tipos de superconductores, Tipo I y Tipo II. Las muestras puras de plomo, mercurio, y estaño son ejemplos de Tipo I, Los superconductores cerámicos de alta temperatura como el $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO) y $Bi_2CaSr_2Cu_2O_9$ son ejemplos de Superconductores de Tipo II, En la Fig. (8) se muestra una grafica del campo magnético inducido en un Tipo I, contra el campo aplicado. Así podemos observar que cuando un campo magnético externo (abscisa horizontal) es aplicado a un Superconductor Tipo I, El campo inducido (ordenada vertical) cancela el otro campo hasta que existe un cambio brusco del estado superconductor al estado normal.

Los superconductores del tipo I son metales muy puros que tienen típicamente campos críticos demasiado bajo para el uso en imanes de superconductores. La fuerza del campo magnético se mide en unidades de gauss. El campo Magnético de la Tierra es aproximadamente 0.5 gauss. La fuerza del campo en la superficie de un imán de neodimio-hierro-boro es aproximadamente 16 kilogauss. El Superconductor mas fuerte del Tipo I, El plomo puro tiene un campo crítico de aproximadamente 800 gauss. La unidad de un gauss es una unidad muy pequeña. Una unidad mucho más grande de fuerza del campo es el tesla (T). Diez kilogauss (1×10^4 gauss) es igual a 1 tesla.

En la Fig. (9) se muestra un gráfico del campo magnético inducido de un Superconductor del Tipo II contra el campo aplicado. La Figura muestra un campo magnético creciente. Usted notará que este gráfico tiene un H_{c1} y H_{c2} . Debajo de H_{c1} el superconductor excluye todas las líneas del campo magnético. Entre las fuerzas del campo H_{c1} y H_{c2} el campo empieza a imponerse en el material. Cuando ocurre esto se dice que el material está en el estado mixto, con algún material en estado normal y todavía parte de él, en estado superconductor.

Los Superconductores del Tipo I tienen H_c demasiado bajo para ser muy útil. Sin embargo, Los Superconductores del Tipo II tienen Valores de H_{c2} mucho más grandes, tales como el $YBa_2Cu_3O_7$ que contiene valores de campo crítico de hasta 100 teslas.

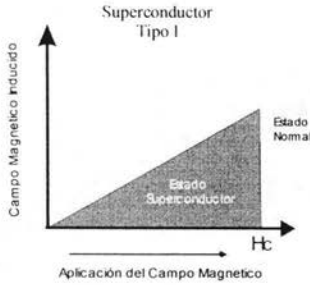


Fig. (8)

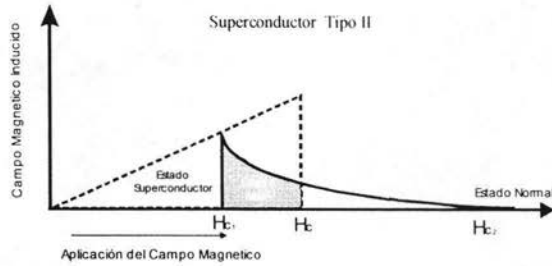


Fig. (9)

También la conducta del Tipo II ayuda a explicar el **efecto Meissner**. Cuando levita un imán con un Superconductor Tipo I, debe de usarse una forma de hueco para impedir que el imán salga fuera del superconductor. El imán está en un estado de fuerzas equilibradas mientras flote en la superficie de líneas arrojadas por el campo. Porque el campo a la superficie de un imán del samario-cobalto es aproximadamente 600 G, y los H_{c1} para el superconductor de YBCO son no menos que 200 G que la pelotilla está en el estado mixto mientras se lleva a cabo la demostración de Meissner. Algunas de las líneas del campo del imán han penetrado la muestra y han atrapado defectos y límites de grano en los cristales. Esto es conocido como **flujo de espiga**. Esto "inmoviliza" al imán en una región sobre la pelotilla.

El estado superconductor está definido a través de tres factores muy importantes: la temperatura crítica (T_c), el campo crítico (H_c), y la densidad de la corriente crítica (J_c). Cada uno de estos parámetros es muy dependiente de las propiedades que presenten los otros dos. Para mantener el estado superconductor se requiere que el campo magnético y la densidad de corriente, así como la temperatura, permanezca debajo de los valores críticos que dependen del material.

El diagrama de la fase en Fig. (10) demuestra la relación entre T_c , H_c , y J_c . Los valores más altos para H_c y J_c ocurren a 0 K, mientras el valor más alto para T_c ocurre cuando H y J son cero. Al considerar los tres parámetros, la porción que representa una superficie crítica de esta superficie, y acercándose al origen, el material es superconductor. La región fuera de esta superficie hace normal al material o pérdida del estado mixto. Cuando los electrones forman los pares de Cooper, estos pueden compartir la misma función de onda mínima o estado de energía.

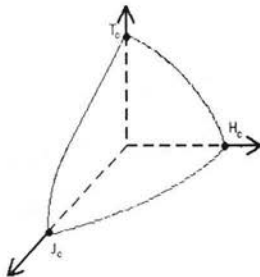


Fig.10

Esto produce un estado de energía más bajo para el superconductor. T_c y H_c son valores que favorecen la separación y rompimiento de los pares de electrones. Si la densidad de corriente es más grande que el valor crítico se obliga a fluir a través del material. Esto normalmente fluye a través del material normal al estado mixto en conexión con movimientos de campo magnético lineal pasado por sitios de espigas. Para la mayoría de las aplicaciones prácticas, los superconductores deben poder llevar corrientes altas y resistir campo magnético altos sin revertir a su estado normal.

Los valores más altos de H_c y J_c dependen de dos importantes parámetros que influyen en la minimización de energía, la profundidad de penetración y la longitud de la coherencia. La

profundidad de penetración es la longitud característica de apagar un campo magnético debido a la superficie de la longitud de la corriente. La longitud coherente es una medida de distancia corta por encima de la que puede establecer la superconductividad. La proporción de profundidad de penetración a longitud de coherencia es conocida como el parámetro de **Ginzburg-Landau**. Si este valor es mayor que 0.7, El flujo de expulsión no es el más favorable y permite que el flujo penetre al superconductor a través de los centros conocido como vórtices. Las Corrientes que se arremolinan alrededor de los centros normales generan que los campos magnéticos sean paralelos al campo aplicado. Estos diminutos momentos magnéticos no son rechazados y se mueven para colocarse en una serie ordenada conocido como un **Flujo de Malla**. Esta es la fase mixta que ayuda a conservar la superconductividad entre H_{c1} a H_{c2} . Es muy importante que estos vórtices no se muevan en respuesta a los campos magnéticos si los superconductores son llevados a corrientes grandes. El movimiento del vórtice produce la resistividad. El movimiento del vórtice puede fijarse eficazmente a los sitios de defectos atómicos, como inclusiones, impurezas, y límites de grano. Fijando sitios pueden introducirse intencionalmente dentro del material superconductor una suma de impurezas o a través de daño de la radiación.

Con relación a estas propiedades de los superconductores normalmente son llamadas propiedades microscópicas, como el efecto de Meissner y resistencia nula que han sido mencionadas. Nosotros enfocaremos ahora estas propiedades que a menudo son llamadas las propiedades mecánicas cuánticas o microscópicas. Un ejemplo de propiedades microscópicas es el fenómeno del entubamiento del electrón en los superconductores. Este entubamiento es un proceso que surge de la onda natural del electrón. Ocurre debido al transporte de electrones a través de espacios que son prohibidos por físicas clásicas debido a una barrera potencial. El Entubamiento de un par de electrones entre los superconductores separados por una barrera aislante fue descubierto por primera vez en 1962 por Brian Josephson.

[1] Magaña Solís Luis Fernando.-Ed. Fondo de cultura Económica.-México 1995.Superconductores.

[2]. MASHAAL, Maurice. Los accesos de fiebre de la superconductibilidad. En: "Mundo Científico". Editorial Fontalbán S.A: volumen 14 No. 147. Junio 1994. Pág. 584-585.

II.- CONCEPTOS

II.1.-TEMPERATURA CRITICA (Tc).

La criogenia (cryos- frio) es el estudio y la utilización de materiales a temperaturas muy bajas. No se ha acordado un limite superior para las temperaturas criogénicas, pero el Instituto Nacional de Modelos y Tecnología de Estados Unidos ha sugerido que se aplique el termino "criogenia" para todas las temperaturas inferiores a $-150\text{ }^{\circ}\text{C}$ (123 K). Algunos científicos consideran el punto de ebullición del oxígeno ($-183\text{ }^{\circ}\text{C}$) como limite superior. Las temperaturas criogénicas se obtienen por la evaporación rápida de líquidos volátiles o por la expansión de gases confinados a presiones de entre 150 a 200 atmósferas.

Los primeros trabajos en la física de bajas temperaturas fueron realizados por los químicos británicos Humphry Davy y Michael Faraday entre 1823 y 1845. Davy y Faraday generaron gases en un extremo de un tubo en forma de V invertida. El tubo se mantenía sellado y del otro extremo sumergido en una solución de hielo y sal para enfriarlo. La combinación de bajas temperaturas y altas presiones hacia que el gas se licuara. Al abrir el tubo, el líquido se evaporaba rápidamente y se enfriaba hasta su punto de ebullición normal. Evaporando a bajas presiones dióxido de carbono sólido mezclado con éter, Faraday obtuvo una temperatura de aproximadamente 163 K .

Si un gas a temperatura moderada se expande a través de una válvula, su temperatura aumenta. Pero si su temperatura inicial esta por debajo de la llamada temperatura de inversión, la expansión provoca una reducción de temperatura: es lo que se llama efecto Joule-Thomson. Las temperaturas de inversión del hidrogeno y del helio son extremadamente bajas. Para lograr una lograr una reducción de temperatura por expansión deben enfriarse por debajo de su temperatura de inversión. El hidrogeno mediante aire líquido y el helio mediante hidrogeno líquido. El fisico francés Louis Paul Cailletet y el fisico suizo Raoul Pierre Pictet, de forma independiente, lograron producir en 1877 algunas gotas de oxígeno líquido. El éxito de estas investigaciones marco el final del concepto de gases permanentes. El químico británico James Dewar fue el primero en licuar el hidrogeno en 1898, y el fisico holandés Heike Kamerlingh Onnes licuo el helio, el gas más difícil de licuar. Fueron notables los trabajos del fisico ruso Piotr Kapitsa y el ingeniero estadounidense Samuel Collins. Un licuador de helio basado en el diseño de Collins ha permitido a muchos laboratorios no especializados realizar experimentos en el punto de ebullición normal del helio, $4,2\text{ K}$ ($-268,9$)

La evaporación del helio líquido a presión reducida produce temperaturas de hasta, $7\text{ }^{\circ}\text{K}$. Es posible alcanzar temperaturas aun menores mediante la desmagnetización adiabática. En este proceso se establece un campo magnético en torno a una sustancia paramagnética mantenida en helio líquido para enfriarla. El campo alinea los espines electrónicos; al desconectarlo, los espines recuperan su orientación aleatoria, con lo que reducen la energía térmica de toda la muestra. Con ello se logra que la temperatura baje hasta niveles de solo, $0,002\text{ K}$. Del mismo modo, el alineamiento de los espines nucleares seguido de la desconexión del campo magnético ha producido temperaturas cercanas a $0,00001\text{ K}$. Aun y cuando estas temperaturas parezcan estar muy cerca del cero absoluto, esta temperatura no podrá ser alcanzada. La tercera ley de termodinámica establece que esto es imposible. Así como no hay numero mayor, siempre se le podrá agregar un 0 a el $0,00001$ para convertirlo en $0,000001$, temperaturas mas bajas siempre existirán.

Los frascos Dewar o termos han demostrado su utilidad para almacenar líquidos a temperaturas criogénicas. Estos recipientes están formados por dos frascos, uno dentro de otro, separados por un espacio en el cual se le ha hecho el vacío. El exterior del frasco interno y el interior del frasco externo están recubiertos con una capa reflejante para evitar que el calor atraviese el vacío por radiación. Las sustancias más frías que el aire líquido no pueden almacenarse en frascos abiertos porque el aire se condensaría sobre la muestra o formaría un tapón sólido que impediría la salida de los vapores liberados; Estos se acumularían y terminarían por romper el recipiente.

A temperaturas criogénicas, muchos materiales se comportan de forma desconocida en condiciones normales. El mercurio se solidifica. El acero, la goma y el plástico se vuelven tan quebradizos como el vidrio. El oxígeno se vuelve un sólido azul que es magnético. El calor específico de los gases y los sólidos disminuye en una forma que confirma las predicciones de la teoría cuántica. A temperaturas muy bajas, algunos metales y aleaciones se convierten en superconductores. Cuando la **Temperatura de transición** ó **Temperatura Crítica (Tc)** es alcanzada por un metal, este se convierte en un superconductor y la resistencia eléctrica desaparece completamente. Lo mismo es valido para las aleaciones.

CUADRO DE ALEACIONES Y SU TEMPERATURA CRITICA

ALEACIÓN	Tc	ALEACIÓN	Tc
Hg _{0.8} Tl _{0.2} Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8.33}	138 K	Y ₂ Ba ₄ Cu ₇ O ₁₅	93 K
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₈	133-135 K	Yb _{0.9} Ca _{0.1} Ba _{1.8} Sr _{0.2} Cu ₄ O ₈	86 K
HgBa ₂ Ca _{1-x} Sr _x Cu ₂ O ₆₊	123-124 K	YbBa _{1.6} Sr _{0.4} Cu ₄ O ₈	78 K
HgBa ₂ CuO ₄₊	94-98 K	(Ba,Sr)CuO ₂	90 K
Tl _{1.6} Hg _{0.4} Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀₊	130 K	(Sr,Ca) ₅ Cu ₄ O ₁₀	70 K
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	127 K	Pb ₂ Sr ₂ Ycu ₃ O ₈	70 K
TlBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₉	123 K	GaSr ₂ (Y,Ca)Cu ₂ O ₇	70 K
Tl _{0.5} Pb _{0.5} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₉	120 K	(La,Sr,Ca) ₃ Cu ₂ O ₆	58 K
TlBa ₂ Ca ₃ Cu ₄ O ₁₁	112 K	(Eu,Ce) ₂ (Ba,Eu) ₂ Cu ₃ O ₁₀₊	43 K
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₃ Cu ₄ O ₁₂	112 K	SrNdCuO	40 K
Bi _{1.6} Pb _{0.6} Sr ₂ Ca ₂ Sb _{0.1} Cu ₃ O _x	115 K	La _{1.85} Sr _{0.15} CuO ₄	40 K
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	110 K	(La,Ba) ₂ CuO ₄	35-38 K
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈	80 K	La _{1.85} Ba _{1.5} CuO ₄	35 K
Ca _{1-x} Sr _x CuO ₂	110 K	(Nd,Sr,Ce) ₂ CuO ₄	35 K
TmBa ₂ Cu ₃ O ₇	90-101 K	Pb ₂ (Sr,La) ₂ Cu ₂ O ₆	32 K
GdBa ₂ Cu ₃ O ₇	94 K	Ba _{0.6} K _{0.4} BiO ₃	30 K
Yba ₂ Cu ₃ O ₇₊	93 K		

Nota.- La nomenclatura no esta determinada debido a la mezcla de los materiales y sus aleaciones
Fuente: WWW.superconductors.org

El fisico holandés, Heike Kammerling Onnes dedicó su carrera científica a explorar la refrigeración de los materiales, el 10 de julio de 1908, logro licuar con éxito el helio refrescándolo a 452 por debajo de cero Fahrenheit (4 K), produciendo solamente algunos milímetros de helio liquido, este descubrimiento le permitió refrescar otros materiales mas cerca al cero absoluto. (0 K). Fue hasta 1911, que Onnes comenzó a investigar las características eléctricas de metales en temperaturas extremadamente frias, Onnes en una ocasión paso corriente a través de un alambre de mercurio puro, y reduciendo moderadamente la temperatura, media la resistencia del material, observando que existía una desnivelación de resistencia y que podía fluir la corriente con menor oposición hasta llegar a la resistencia a desaparecer totalmente la resistencia a los 4.2 K.

El experimento no dejó ninguna duda sobre la desaparición de la resistencia de un alambre del mercurio. Kamerlingh Onnes llamó este estado recientemente descubierto, Superconductividad.
[1] El cual fue reconocido y se le otorgo en 1913 el premio Nóbel de Física por la aportación del descubrimiento de la superconductividad a temperaturas extremadamente bajas a diferentes materiales conociéndose así la Temperatura Crítica de diversos materiales existentes.

Tabla Periódica de Materiales Superconductores

1A																					0		
1	IIA																					2	
2																							10
3																							18
4																							36
5																							54
6																							86
7																							112

= AZUL = A PRESION AMBIENTAL
 = VERDE = DEBAJO DE PRESION ALTA

SERIE DEL LANTANO

58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu

SERIE DEL ACTINIO

90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Material	Símbolo	Tc	Red Estructural
Carbono	(C)	15 K	Fullerene
Plomo	(Pb)	7.2 K	Cúbico.
Lantano	(La)	4.9 K	Hexagonal.
Tantalio	(Ta)	4.47 K	Cuerpo Central Cubico.
Mercurio	(Hg)	4.15 K	Rombohedral.
Estañio	(Sn)	3.72 K	Tetragonal.
Indio	(In)	3.40 K	Tetragonal.
Talio	(Tl)	1.70 K	Hexagonal.
Renio	(Re)	1.697 K	Hexagonal.
Protactinio	(Pa)	1.40 K	Tetragonal.
Torio	(Th)	1.38 K	Cara Central Cubica.
Aluminio	(Al)	1.175 K	Cara Central Cubica.
Galio	(Ga)	1.10 K	Ortohombic.
Gadolinio	(Gd)	1.083 K	Hexagonal.
Molibdeno	(Mo)	0.915 K	Cuerpo Central Cubico.
Zinc	(Zn)	0.85 K	Hexagonal.
Osmio	(Os)	0.66 K	Hexagonal.
Circonio	(Zr)	0.61 K	Hexagonal.
Americio	(Am)	0.60 K	(n/a)
Cadmio	(Cd)	0.517 K	Hexagonal.
Rutenio	(Ru)	0.49 K	Hexagonal.
Titanio	(Ti)	0.40 K	Hexagonal.
Uranio	(U)	0.20 K	Ortohombic.
Hafnio	(Hf)	0.128 K	Hexagonal.
Iridio	(Ir)	0.1125 K	Cara Central Cubica.
Lutecio	(Lu)	0.100 K	Hexagonal.
Berilio	(Be)	0.026 K	Hexagonal.
Volframio	(W)	0.0154 K	Cuerpo Central Cubico.
Platino	(Pt)	0.0019 K	Cara Central Cubica.
Rodio	(Rh)	0.000325 K	Cara Central Cubica.

Presumiblemente, una corriente de electricidad podría correr eternamente en un anillo de aluminio a una temperatura de 1 K o por un anillo de plomo a una temperatura de 7 K. Las temperaturas de transición de las aleaciones son aun mayores. Si se introduce una corriente eléctrica en un anillo metálico enfriado hasta hacerlo superconductor, la corriente sigue circulando por el anillo y puede ser detectada horas después.

La capacidad de un material superconductor para mantener una corriente ha permitido diseñar módulos experimentales de memoria de ordenador que funcionan a estas temperaturas bajas. No obstante, las computadoras súper refrigeradas aún no resultan prácticas, incluso con el descubrimiento de materiales que presentan superconductividad a temperaturas algo mayores que las del helio líquido.

La temperatura es la forma de medir el calor o frialdad relativos. Es necesario observar que el suministro de calor a un cuerpo conlleva a un aumento de su temperatura mientras no se produzca la fusión o ebullición. La energía cinética de las moléculas determina la temperatura: si dos objetos se encuentran a la misma temperatura, sus moléculas tienen en promedio la misma energía cinética. A medida que los objetos se enfrían, las moléculas se mueven más lentamente. Si pudiéramos enfriar un objeto hasta lograr que todas sus moléculas se detuvieran, obtendríamos la temperatura más baja posible, o sea, la que los científicos han dado el nombre de cero absoluto. En realidad el cero absoluto es la temperatura a la que las moléculas poseen la mínima energía posible. Se encuentran prácticamente en reposo, se dice que el cero absoluto se encuentra aproximadamente en $-273^{\circ}\text{C} = 0\text{ K}$.

Existen varias escalas para medir la temperatura: escala Fahrenheit, Celsius y Kelvin. La escala Fahrenheit hoy en día esta prácticamente en el desuso, se basaba en dos puntos fijos, el punto de congelación del agua a 32° F y el punto de ebullición del agua a 212° F .

En el siglo XVIII se empezó a usar una escala que utilizaba como puntos fijos, los puntos de congelación y ebullición del agua a presión normal. La escala tiene 100 divisiones o grados entre estos dos puntos de referencia, y recibió el nombre de centígrada primero y de Celsius unos años después. Es una escala aceptada en muchos lugares del mundo. La escala Kelvin ocupa como punto fijo al cero absoluto y al punto triple del agua, la palabra grado no se utiliza en esta escala. Un Kelvin se define como el intervalo de temperatura correspondiente a $1/273.16$ del intervalo de temperatura entre el cero absoluto y el punto triple del agua. Es la unidad básica de temperatura para el sistema internacional de medidas.

Normalmente a las bajas temperaturas se les llama "temperaturas criogénicas". Y estas generalmente son las que se encuentran por debajo de la temperatura de ebullición del aire líquido (cerca de 80 K).

Para alcanzar y mantener bajas temperaturas, por lo general, se utilizan gases licuados como agentes refrigerantes, por ejemplo: el aire, nitrógeno, neón, hidrógeno y helio. Con ellos se logra cubrir una amplia gama de temperaturas: desde 77 hasta 63 K con ayuda de nitrógeno líquido; desde 27 hasta 24 K con neón líquido; desde 20 hasta 14 K con hidrógeno líquido y desde 4.2 K hasta 1 K con helio líquido.

Para medir temperaturas hasta de 1 K se utiliza principalmente el termómetro de gas. Otros aparatos que se utilizan son los termómetros acústicos y de ruido.

Para medir las temperaturas por debajo de los 100 K se utilizan también los termómetros de resistencias de germanio puro. Por debajo de 1 K, prácticamente no se puede utilizar el termómetro de gas. Para determinar la temperatura termodinámica en esta región se aplican métodos de termometría magnética y nuclear.

Los grados Fahrenheit	(9/5 * Celsius) + 32		
Los grados Celsius	Fahrenheit 5/9(Grados - 32)		
Kelvin	Grados Celsius + 273		
-	Fahrenheit	Celsius	Kelvin
Cero Absoluto	-460	-273	0
Líquido de Helio (hervir)	-452.1	-268.8	4.2
El nitrógeno líquido (hervir)	-321	-196	77
El agua (helada)	32	0	273
El agua (hervir)	212	100	373

La utilización de bajas temperaturas desempeña un papel muy importante. A través de ello se detectan un gran número de fenómenos como superfluidez, superconductividad, etc., además se emplean bajas temperaturas en estudios de resonancia magnética, para determinar propiedades de semiconductores, etc.

II.2.- EL CAMPO MAGNETICO CRÍTICO (H_c)

Otra aportación de Onnes fue la observación de que a cualquier temperatura T , tal que $T < T_c$ el estado superconductor podía ser destruido por la aplicación de un campo magnético con intensidad mayor que cierto campo magnético crítico. Por otro lado, también notó que a cualquier temperatura $T < T_c$ en ausencia de un campo magnético, el estado superconductor podía destruirse aumentando la corriente por arriba de un valor crítico y, asimismo, que la temperatura de transición superconductor, T_c disminuía cuando la corriente que pasaba por el superconductor crecía. Los efectos de las corrientes eléctricas y de los campos magnéticos sobre el estado superconductor no son ajenos entre sí, ya que la disminución del valor de T_c , con el aumento de la corriente, se debe al campo magnético que la corriente produce.

Experimentalmente se encuentra que el valor del campo crítico depende de la temperatura, cayendo de un valor H_0 , a temperaturas muy bajas, hasta un valor de cero para la temperatura de transición T_c . Los datos experimentales revelan que la variación del campo crítico con la temperatura queda bastante bien descrita (dentro de 2% o 3%) por una parábola de la forma, Ec. (2.1).

$$H_c = H_0 \left[1.0 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2.1)$$

H_c = Campo Magnético Crítico. T_c = Temperatura Crítica.
 H_0 = Campo Crítico (extrapolado al cero absoluto). T = Temperatura (deseada).

Si bien podemos caracterizar a los material de acuerdo a su T_c y H_0 , mediante la ecuación podemos calcular su H_c a cualquier Temperatura que se desee. Consideremos también que las curvas exponenciales de la variación del H_c - T no son exactamente unas parábolas podemos considerar esta ecuación lo suficientemente útil para la mayoría de los cálculos.

En la Tabla inferior se muestran los valores del campo crítico (H_0) de algunos elementos para el valor extrapolado a $T = 0$ K.

Elemento	Nombre	Ho [Gauss]
Iridio	Ir	20
Cadmio	Cd	30
Galio	Ga	51
Zinc	Zn	53
Osmio	Os	65
Ruterio	Ru	66
Aluminio	Al	99
Torio	Th	168
Talio	Tl	171
Renio	Re	199
Indio	In	293
Estaño	Sn	309

Elemento	Nombre	Ho [Gauss]
Mercurio (fase β)	Hg	340
Mercurio (fase α)	Hg	411
Plomo	Pb	803
Tantalio	Ta	830
Volframio	W	1,070
Vanadio	V	1,370
Telurio	Te	1,410
Lantano	La	1,600
Niobio	Nb	1,944
Uranio	U	2,000

II.3.-EFECTO MEISSNER.

Según las leyes de Maxwell, un conductor perfecto no permitiría ningún cambio en el flujo magnético. Si un imán permanente se pusiera cerca de un superconductor, el flujo magnético dentro del superconductor permanecería cero; el campo magnético de las corrientes inducidas se opondría al campo magnético del imán permanente, si el imán permanente tiene un campo magnético lo suficientemente fuerte para sostener su propio peso, este imán podría levitar sobre el superconductor.

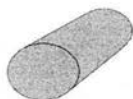
En 1933, W. Meissner y R. Oschenfeld encontraron experimentalmente que un superconductor se comporta de manera tal que nunca permite que exista un campo de inducción magnética en su interior. En otras palabras, no permite que un campo magnético penetre en su interior. El campo magnético en el interior de un superconductor no sólo está congelado, sino que vale siempre cero. Una consecuencia inmediata de lo anterior es que el estado de magnetización del material que pasa por la transición superconductor no depende de los pasos que se hayan seguido al establecer el campo magnético. Esta consecuencia marca también la diferencia fundamental entre lo que es un conductor perfecto y lo que es un superconductor.

Conductor Perfecto.- es un material cuya resistencia eléctrica es igual cero. Presentando que el campo magnético tiene un valor constante, esto es, el campo está congelado en su interior, pero no necesariamente vale cero y esto trae como consecuencia que su estado de magnetización dependa necesariamente de los pasos que se hayan seguido para magnetizarlo.

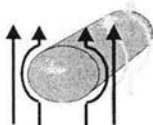
Superconductor.- es un material cuya resistencia eléctrica es cero, pero presenta efecto Meissner-Oschenfeld. Siendo claro que un superconductor es, además de un conductor perfecto, una sustancia en un estado en el que se presenta el efecto Meissner-Oschenfeld.

Para entender más claramente la diferencia entre un conductor perfecto y un superconductor; veamos qué ocurre cuando tratamos de magnetizar un conductor perfecto y cuando tratamos de magnetizar un superconductor.

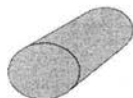
Consideremos primero al conductor perfecto, esto es, pensemos que la transición nos lleva únicamente a un estado de resistencia cero sin el efecto Meissner-Oschenfeld.



- a) En ausencia de campo Magnético Externo $B_E = 0$, tomemos la muestra a una temperatura T mayor que la Temperatura de Transición T_c , $T > T_c$.



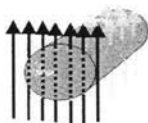
- b) Enfriamos la muestra a temperatura $T < T_c$, e introduzcamos un Campo Magnético $B_E \neq 0$.



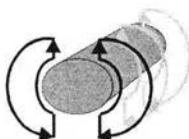
- c) Como en el instante en que ocurrió la transición al estado de conductor perfecto el campo magnético en el interior era cero, permanecerá con ese valor, $B_i = 0$, por lo tanto el Campo Magnético será excluido del interior de la muestra. Finalmente, suprimamos el campo magnético aplicado, $B_E \neq 0$, manteniendo la temperatura por debajo de T_c . $T < T_c$.



- d) Obtenemos que el campo magnético en el interior de la muestra sigue siendo cero $B_i = 0$. Ahora tomemos la muestra nuevamente a una temperatura $T > T_c$. Pero con un campo magnético externo aplicado distinto de cero $B_E \neq 0$.



- e) Enfriamos la muestra a una temperatura $T < T_c$. El campo magnético en el interior de la muestra sigue siendo el mismo que había antes de enfriarla, $B_i \neq 0$.



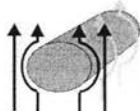
- f) Finalmente, suprimimos el campo magnético aplicado. Lo que ahora ocurre es genera corrientes superficiales en la muestra de tal modo que el campo en el interior de ella tenga el mismo valor que tenía antes de bajar la temperatura a $T < T_c$.

Por lo que podemos afirmar que si la transición nos lleva simplemente a un conductor perfecto, observando que no se presenta el efecto Meissner-Oschenfeld, esto dependerá de la manera en que se alcance el estado final.

Ahora consideremos que la transición, además de llevar la muestra a un estado de resistencia eléctrica cero, nos indica la existencia del efecto Meissner-Oschenfeld.



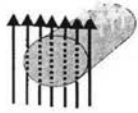
- a) Primeramente, tomemos la muestra a una temperatura $T > T_c$ sin la presencia de un campo magnético aplicado, $B_E = 0$.



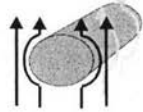
- b) Después, enfriamos la muestra hasta $T < T_c$ e introduzcamos un campo magnético, $B_E \neq 0$. Por el efecto Meissner-Oschenfeld se inducirán corrientes superficiales en la muestra de manera tal que el campo en su interior sea cero, $B_i = 0$.



- c) Posteriormente, suprimamos el campo magnético aplicado $B_E \neq 0$. Las corrientes superficiales desaparecen y el campo magnético en el interior de la muestra es cero $B_I = 0$.



- d) Tomemos la muestra a una temperatura $T > T_c$ en presencia de un campo magnético aplicado $B_E \neq 0$,



- e) Después, enfriamos la muestra hasta una temperatura $T < T_c$. Tendremos que, por el efecto Meissner-Oschenfeld, se inducirán corrientes superficiales en la muestra de manera que el campo en el interior de ella sea cero, $B_I = 0$.



- f) Posteriormente, suprimamos el campo externo, $B_E \neq 0$; Tendremos que las corrientes superficiales desaparecen y que el campo magnético en el interior de la muestra vale cero, $B_I = 0$.

Como acabamos de ver, debido al efecto Meissner-Oschenfeld, el estado de magnetización de la muestra no depende de la manera en que se llegue al estado final.

Es claro que un superconductor es, además de un conductor perfecto, una sustancia en un estado en el que se presenta el efecto Meissner-Oschenfeld.

Es necesario señalar que, si bien existe una clara diferencia entre lo que es un superconductor y un conductor perfecto, los únicos conductores perfectos que se han encontrado hasta ahora en la naturaleza son, precisamente, los superconductores. Aún no se descubren conductores perfectos solamente, es decir, materiales con resistencia cero y sin que presenten el efecto Meissner-Oschenfeld.

Un conductor perfecto resistiría un cambio en el flujo, mientras un superconductor expulsa cualquier flujo en todo. La explicación para esto es que un superconductor no es un conductor perfecto teórico como descrito por leyes de Maxwell. Un superconductor es un diamagnético perfecto, una materia que resiste flujo interno. Este fenómeno ahora se sabe como el efecto de Meissner-Oschenfeld, más se refiere comúnmente a como el efecto de Meissner.

II.4- EFECTO JOSEPHSON

En 1962, el físico británico Josephson estudió la naturaleza cuántica de la Superconductividad y predijo la existencia de oscilaciones en la corriente eléctrica que fluye a través de dos conductores separados por una delgada capa aislante en un campo eléctrico o magnético.

Josephson descubrió que si dos metales superconductores estuvieran separados por una barrera aislante delgada como una capa de óxido de 10 a 20 angstroms de espesor, es posible para los pares del electrón atravesar la barrera sin resistencia.

Esto es conocido como el **Efecto Josephson** y es contrario a lo que pasa en materiales ordinarios, donde una diferencia potencial debe existir para que una corriente fluya.

La corriente que fluye a través de una **unión Josephson** tiene una densidad crítica de corriente que es característica de la unión del material y de su geometría. Una unión Josephson consiste en dos superconductores separados por una barrera aislante delgada.

Los pares de electrones del superconductor serán entubados a través de la barrera. Para que la corriente esté por debajo de la corriente crítica de la unión, Existirá una resistencia y voltaje nulo en la unión.

Si este es puesto cerca de un alambre con una corriente a través de él, el campo magnético generado por el alambre baja la corriente crítica de la unión. La corriente actual que pasa a través de la unión no cambia, pero se ha aumentado la corriente crítica que estaba redecida.

La unión desarrolla un poco de resistencia que causa que la corriente pueda echar ramas externas. En la Fig. (11) se ilustra el efecto Josephson. Y en la Fig. (12) es una gráfica que relaciona la corriente-voltaje para una unión Josephson.

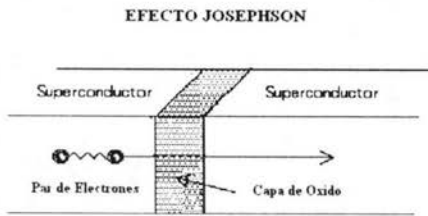


Fig. (11)

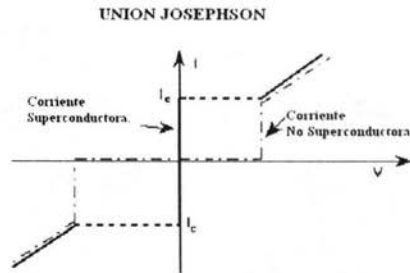


Fig. (12)

La unión Josephson es como un súper- interruptor. Las uniones de Josephson pueden realizar funciones de cambios, como cambiar voltajes más rápidamente que los circuitos semiconductores ordinarios aproximadamente diez veces. por lo que se requeriría de menos de 5,000 procesadores que operarían a velocidades de entre 50 y 100 GHZ. Además, el bajo consumo y menor uso de circuitos, permitiría "empacar" los circuitos superconductores en configuraciones más densas, eliminando los retardos por el cableado para interconectar los diferentes componentes.

Ésta es una ventaja para las computadora que depende de cortas duraciones de encendido-apagado en los pulsos eléctricos. Puesto que la velocidad de la computadora es dependiente del tiempo exigió de la transmisión de señales de pulsos en los dispositivos de la unión el cambio de velocidad es excepcional haciendo que este sea ideal para el uso en computadoras muy rápidas y más pequeñas

II.5.-LA ENERGÍA DE LA TRANSICIÓN

Como se pudo observar anteriormente en virtud del efecto Meissner-Oschenfeld, el estado de magnetización de un material en el estado superconductor depende sólo de la temperatura de la muestra y del campo magnético aplicado, y no de la manera en que se llega a estos valores. Es posible, por tanto, aplicar argumentos termodinámicos al estudio del comportamiento de un material en el estado superconductor utilizando como variables la temperatura y el campo magnético.

Sabemos que para comprimir un gas en el interior de un cilindro a presión constante tenemos que realizar un trabajo $DW = PDV$, donde P es la presión y DV es el cambio en el volumen del gas contenido en el cilindro. Del mismo modo, cuando aplicamos un campo magnético a una muestra el trabajo realizado por unidad de volumen de la muestra es $DW = -HdM$, el signo menos sólo

indica que cuando la magnetización aumenta ($dM > 0$) el trabajo se está realizando sobre el sistema.

Con lo anterior se puede encontrar fácilmente el cambio en la energía libre del material al pasar de un estado a otro. Este cambio está dado por el trabajo realizado por el campo magnético aplicado a la muestra. Se encuentra que la cantidad requerida de energía, a temperatura constante, para destruir el estado superconductor, y cuando en el estado inicial existe un campo magnético aplicado, es:

$$\Delta G_{ns} = \frac{\mu_0 (H_c^2 - H_a^2)}{2} \quad (2.2)$$

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ [Henry / metro] (permeabilidad magnética del vacío) $H_a =$ Campo Magnético Aplicado.

$H_c =$ Campo Magnético Crítico para la Temperatura dada.

$\Delta G_{ns} =$ Cambio en la Energía de la muestra al ser el cambio de estado. (de estado Superconductor al Normal).

Tomemos un ejemplo; para poder entender lo anterior:

Podemos darnos una idea de la magnitud de la energía que se requiere para pasar del estado superconductor al estado normal, hallando este valor para el plomo (Pb). Tengamos inicialmente el Campo Magnético aplicado sea cero, $H_a = 0$, por tanto la ecuación queda de la siguiente manera:

$$\Delta G_{ns} = \frac{\mu_0 H_c^2 (T)}{2} \quad (2.3)$$

Supongamos que en $T = 0$, $H_c(T) = 803$ Gauss

$$\Delta G_{ns} = \frac{(4\pi \times 10^{-7}) \text{ Henry } (803)^2 \text{ gauss}}{2} = \frac{(4\pi \times 10^{-7}) (644809) \text{ Henry gauss}}{2}$$

$$\Delta G_{ns} = 0.405145443473 \text{ Henry Gauss}$$

$$\Delta G_{ns} = 2.5 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3 = 1.16 \times 10^{16} \text{ ev/cm}^3.$$

Es muy ilustrativo pasar esta energía a **ev / átomo**, para comparar con las energías típicas de las partículas en el material. Tenemos que hallar el número de partículas de plomo en 1 cm^3 . Para esto, recordemos que 1 mole de Pb tiene 207 gr. y que la densidad del plomo es de 11.4 gr/cm^3 .

Por otro lado, el número de Avogadro es 6.03×10^{23} átomos/mole. Con estos datos encontramos que en, 1 mole de plomo hay 3×10^{22} átomos aproximadamente. De aquí que:

$$\Delta G_{ns} = 5 \times 10^{-7} \text{ ev / átomo.}$$

Ahora bien, la energía típica de un electrón en el interior de un metal se puede tomar como la energía de Fermi para ese metal. Para **Pb** es de aproximadamente **5 ev**. Por otro lado, la energía típica de un ion en el material se puede tomar como $K_B \Theta_D$, donde K_B es la constante de Boltzmann y Θ_D es una constante típica del material que se llama la temperatura de Debye.

Para **Pb** la energía típica de un ion resulta ser de **10 ev**.

De lo anterior podemos darnos cuenta de que la energía involucrada en la transición superconductor es mucho menor que la energía típica de una partícula en el metal. La magnitud de la energía para la transición al estado superconductor fue una de las pautas para el establecimiento de una teoría microscópica de la superconductividad.

II.5.1.-EL DESORDEN EN UN SISTEMA.

Sabemos, a partir de la termodinámica, que una medida del orden o del desorden en un sistema, la da el valor de la entropía. Si un sistema en un estado dado tiene un valor para la entropía mayor que el valor para el mismo sistema en otro estado, se dice que el segundo estado es más ordenado que el primero. De este modo, si los iones de un metal presentan un arreglo periódico, este estado tendrá menor entropía (y por tanto mayor orden) que el metal en estado líquido.

Una de las primeras preguntas que surgieron cuando se descubrió la superconductividad fue si el estado superconductor es más ordenado (o desordenado) que el estado normal; se puede responder estimando el cambio en la entropía del material al pasar del estado normal al estado superconductor. Haciendo unos cálculos termodinámicos sencillos se puede demostrar que el cambio en el valor de la entropía por unidad de volumen al pasar del estado superconductor al estado normal, ΔS_{ns} , está dado por:

$$\Delta S_{ns} = -\mu_0 \frac{H_c d H_c}{dT} \quad (2.4)$$

En donde

$$\frac{dH_c}{dT} = 2.0 \left(\frac{H_0 T}{T_c^2} \right) < 0 \quad (2.5)$$

por tanto, $\Delta S_{ns} > 0$, lo cual significa que la entropía en el estado superconductor, es menor que la entropía en el estado normal.

En otras palabras, el estado superconductor es más ordenado que el estado normal del material. Sin embargo, ya vimos anteriormente que una de las propiedades del material que no cambia al pasar al estado superconductor es la estructura cristalina, lo que significa que el mayor ordenamiento que se presenta en el material al pasar al estado superconductor no se debe a un mayor ordenamiento de la red cristalina, ya que ésta no sufre cambio alguno. El ordenamiento tiene que ser de la otra componente del material, de la parte que corresponde a los electrones. Podemos esperar que los electrones lleguen a un estado de mayor ordenamiento del que tienen en estado normal. Este hecho también dio una pauta para el establecimiento de una teoría microscópica de la superconductividad.

II.5.2.-EL CALOR ESPECÍFICO.

Al igual que en un metal en el estado normal, el calor específico de un metal en el estado superconductor consiste, básicamente, en una contribución de la red de iones del metal (o red cristalina), C_r , y una contribución electrónica, C_{el} . De este modo, si C es el calor específico de un metal en el estado normal:

$$C = C_r + C_{el} \quad (2.6)$$

A bajas temperaturas se tiene que

$C_{el} = \gamma T$	donde	γ = Constante para cada material,
		T = La temperatura medida en Kelvin
$C_r = A(T/\Theta_D)^3$,	donde	A = Constante numérica para todos los metales
		Θ_D = Temperatura de Debye.

Experimentalmente se encuentra que la contribución electrónica al calor específico en el estado superconductor está dada por:

$$C_{el} = B_{exp} \frac{(-D)}{T} \quad (2.7)$$

donde B y D = Constantes del Material.

Esta variación exponencial de la contribución electrónica al calor específico es radicalmente distinta de la correspondiente en el estado normal y también, por cierto, típica de la contribución electrónica al calor específico de un material semiconductor. Ésta era otra indicación de que algo extraordinario estaba ocurriendo con los electrones al pasar el material al estado superconductor. Esta variación del calor específico, en su parte correspondiente a los electrones, también sentó una importante pauta para el establecimiento de una teoría microscópica de la superconductividad.

II.5.3.-LOS IONES Y LA TRANSICIÓN.

Una indicación de que los iones del metal influyen de alguna manera en el cambio de comportamiento de los electrones al pasar al estado superconductor la dio el que fue llamado efecto isotópico. Para entenderlo, recordemos que un isótopo es una variedad de un elemento químico que, teniendo el mismo número de protones, en el núcleo atómico, difiere del elemento químico en el número de neutrones que se encuentran en el mismo núcleo. El efecto isotópico, descubierto en 1950, consiste en que, para un mismo elemento, la temperatura crítica varía de una manera que es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la masa del isótopo de ese elemento. Así, aunque la red atómica misma no muestra ningún cambio en los superconductores ideales, resultó muy claro que debía desempeñar un papel importante en el cambio de comportamiento de los electrones de conducción en el metal.

II.6.-TIPOS DE SUPERCONDUCTORES.

Tomando como criterio la capacidad de un superconductor para repeler un campo o flujo magnético, es posible clasificar los superconductores en dos tipos.

Los superconductores de tipo I son simples metales puros, tales como el plomo, mercurio, aluminio, zinc y el estaño. Estos superconductores tienen un campo magnético crítico para alguna temperatura dada. Si se encuentran en un campo magnético que es más débil que su campo magnético crítico, conservan la resistencia cero y exhiben un perfecto diamagnetismo.

Pero si se presenta un campo magnético que sea más fuerte que el campo magnético crítico, tienen una resistencia mayor que cero y además hay penetración de flujo magnético, perdiendo así sus propiedades de estado Superconductor.

Los superconductores de tipo II se comportan de una forma ligeramente distinta. Estos superconductores son materiales más complejos, a menudo aleaciones de metales de transición (los metales de transición son un grupo de elementos del Sistema Periódico) con las excepciones del niobio y el vanadio.

En un superconductor tipo II, existe un segundo campo crítico más intenso que el primero ($H_{c2} > H_{c1}$). Una vez que el campo magnético ha alcanzado su primer valor crítico, el superconductor ya no repele completamente el campo, pero sigue conduciendo sin ofrecer resistencia. Cuando el campo alcanza un segundo valor crítico, el material presenta resistencia eléctrica. Esto fue descubierto por el físico soviético Alexi Abriksov en 1957. Estando el superconductor de tipo II en estado de vórtices. La mayoría de los superconductores de interés actual son de tipo II.

II.6.1.- TIPO I Ó SUAVES

La constitución teórica que abrió el camino hacia la teoría microscópica de la superconductividad fue dada por Bardeen, Cooper y Schrieffer en 1957 por la Teoría BCS.^[2], como ya lo hemos mencionado, siendo este el principio del estudio y descubrimiento de los primeros superconductores que existieron conocidos como de baja Temperatura o Tipo I.

II.6.1.1.- TEORÍA BSC.

De hecho, en 1956 L. N. Cooper demostró que, de existir una interacción atractiva entre dos electrones en un metal, estos electrones pueden permanecer ligados el uno con el otro. También demostró que el radio del estado ligado de los dos electrones es del orden de 10^4 (varios miles de distancias interiónicas en la red cristalina), que es, prácticamente, una magnitud microscópica. Si pudiéramos llegar a un estado del material en que existieran pares de Cooper, es claro que tendríamos un superconductor ya que, por su enorme tamaño, habría una enorme cantidad de traslapes entre los pares de Cooper, creándose gigantescos enjambres de electrones unidos que no verían resistencia a su paso.

Veamos primero cómo está constituido el metal cristalino de los elementos para poder así estudiar realmente como se comportan los superconductores de Tipo I. Dentro de este metal cristalino tenemos iones y electrones. Los iones son los átomos, inicialmente neutros, del elemento, pero desprovistos de sus electrones más exteriores, de manera que el resto, el núcleo y los demás electrones que permanecían ligados, constituyen los iones en el metal, por tanto, los iones tienen carga positiva. Mediante esto podemos observar cómo los conjunto de iones positivos que presentan repulsiones de tipo coulombiano, tienen el mismo signo de carga, logrando constituir una estructura estable. Los electrones, que cada átomo ceden para formar el metal, son compartidos por todos los iones. De esta manera, los electrones pueden viajar libremente por el metal a través de los iones positivos.

Los electrones, que forman un gas dentro del metal **enmascaran** o **apantallan** la carga de cada ion positivo; de esta manera, cada ion positivo se siente atraído hacia una nube de carga negativa y la interacción efectiva entre los iones, mediada de este modo por los electrones; resulta de atracción. Claro que para separaciones muy cortas entre los iones, la nube electrónica que rodea a cada ion es muy delgada, de manera que la nube electrónica no alcanza a enmascarar la carga del ion, y la interacción, para estas distancias cortas entre dos iones, es de repulsión. Existe un mínimo en la energía de interacción que es mucho más profundo que los demás mínimos presentes. Este mínimo corresponde usualmente a la separación de equilibrio de los iones. Alrededor de este mínimo se encuentran vibrando los iones del metal, en constante agitación.

Podemos decir que, a temperaturas convenientes (muy por debajo de la temperatura de fusión del material), la forma efectiva en que dos iones interactúan dentro del metal es semejante a si estuvieran unidos por un resorte. Como es comprobado con la **aproximación armónica** de los sólidos.

²Esta consiste, fundamentalmente, en hacer un desarrollo en serie de Taylor del potencial de la interacción efectiva entre una pareja de iones en el metal. De esta manera, si $V(R)$ es el potencial de interacción entre dos iones del metal y hacemos el correspondiente desarrollo, alrededor de la posición de equilibrio que llamaremos R_0 :

$$V(R) = V(R_0) + V'(R_0)(R - R_0) + V''(R_0)(R - R_0)^2/2 + \dots,$$

donde $V'(R_0)$, $V''(R_0)$ son, respectivamente, la primera y la segunda derivadas del potencial con respecto a la separación de los iones calculadas en la posición de equilibrio, R_0 . Si suponemos oscilaciones pequeñas alrededor de la posición de equilibrio (lo cual puede satisfacerse para temperaturas lejanas y por abajo de la temperatura de fusión del metal), podemos despreciar todos los términos de grado superior a 2. Por otro lado, dado que en R_0 existe un mínimo, $V'(R_0) = 0$, obtenemos que:

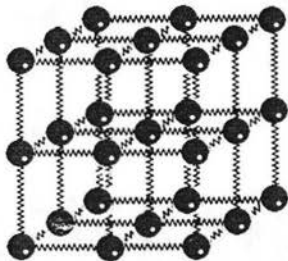
$$V(R) \cong V(R_0) + V''(R_0)(R - R_0)^2/2$$

Pero $V(R_0)$ es una constante y el origen de medición del potencial puede ser elegido a nuestro arbitrio. Escojamos el origen de modo que $V(R_0)$ sea cero. Así:

$$V(R) = V''(R_0)(R - R_0)^2/2$$

y esta expresión corresponde al potencial producido por un resorte, esto es, el potencial de un oscilador armónico.

Dentro de esta aproximación podemos imaginar al metal como un arreglo periódico de iones donde cada ion queda unido a otro por medio de un resorte. De este modo la red queda como un arreglo tridimensional de osciladores armónicos. Así, las propiedades dinámicas de la red de iones en el metal pueden ser estudiadas, analizando las propiedades dinámicas de la red tridimensional de osciladores armónicos acoplados.



Fig(13). Esquema que representa la aproximación armónica para un sólido.

Fig.(13). Se sabe, de la mecánica clásica, que este tipo de arreglos de osciladores, al igual que la cuerda vibrante de una guitarra, presenta modos normales de vibración. Recuérdese que un modo normal de vibración es una manera de vibrar del sistema en el cual todas las partículas oscilan con la misma frecuencia. Cuando se hace el análisis, siguiendo los métodos de la mecánica cuántica, de la dinámica de la red de osciladores armónicos, se encuentra que la energía de vibración está cuantizada. El cuanto (en latín **quantum**) de energía de vibración del arreglo tridimensional de osciladores recibe el nombre de **fonon**, en analogía al de fotón, que corresponde al cuanto de vibración del campo electromagnético que da origen a la radiación luminosa. De esta manera, cuando hablemos de fonones, nos estaremos refiriendo a la energía de vibración de la red de iones de la red cristalina.

Resulta claro que cuando hablamos de la interacción electrón-fonon estaremos, en esencia, hablando de las colisiones de los electrones con los iones, puesto que al chocar los electrones con los iones se generan vibraciones en el arreglo tridimensional de osciladores.

De lo señalado anteriormente para la interacción efectiva entre iones, resulta muy claro cómo los iones de la red cristalina pueden llegar a tener una interacción efectiva de atracción por la acción de los electrones y presentar, de este modo una estructura estable para el metal.

Si ahora nos preguntamos cómo podemos llegar a tener una interacción de atracción entre los electrones de un metal para alcanzar el estado superconductor, de manera natural pensaremos que tiene que ocurrir por la acción de los iones de la red cristalina. Esta conclusión se ve reforzada por la existencia del efecto isotópico.

Sabemos que en el vacío existe una repulsión entre electrones. En el interior de un metal, como ya vimos, tenemos un gas de electrones. De esta manera la interacción electrón-electrón se da en presencia de todos los demás electrones de conducción (o sea, los que tienen libertad de desplazarse por el metal, los que no están ligados a los núcleos).

La presencia de los demás electrones es tomada en cuenta, con razonable precisión al estudiar los sólidos, a través de las aproximaciones conocidas como teoría de perturbaciones y teoría de respuesta lineal, por la utilización de una función dieléctrica. La función dieléctrica sirve para tomar en cuenta el efecto de apantallamiento electrónico.

Aunque el signo de la interacción, no cambia, sino que sigue siendo repulsiva. Así queda muy claro que si es posible una interacción de atracción entre dos electrones en el metal, deberemos examinar el efecto de la red de iones sobre los electrones.

Consideremos primeramente un electrón que viaja a través de la red cristalina. Este electrón va tirando de cada ion positivo a su paso, generando una onda de perturbación en la red. Ahora veamos con más detalle a un electrón dentro de la red cristalina Fig. (14).

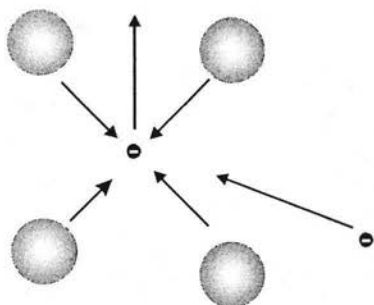


Fig (14). Electrón que, al viajar, puede atraer a otro electrón por medio de la red de iones con lo cual puede dar lugar a un par de Cooper.

Este electrón moverá hacia él a los iones vecinos creando, localmente, un aumento en la densidad de carga positiva, de manera tal que otro electrón que pase por la vecindad de esta región podrá ser atraído por el desbalance de carga positiva existente. Tendremos así que la interacción efectiva entre los dos electrones es de atracción, por la mediación de la red. Podemos pensar que la interacción electrón-fonon-electrón puede ser responsable de una interacción de atracción entre dos, electrones.

Este mecanismo de tener la posibilidad de una atracción entre dos electrones es el que se tiene en los superconductores convencionales. Se tiene ya evidencia de que, al menos en parte, los fonones contribuyen a la formación de los pares de Cooper. Esto es por la presencia de un débil efecto isotópico. También es claro ya que los fonones no son los únicos posibles responsables de la formación de los pares de Cooper y que todo parece indicar que hay varias contribuciones para la formación de éstos.

Fue así como, utilizando la idea del par de Cooper, se abocaron a la tarea de resolver el problema teórico desde el punto de vista de la mecánica cuántica, de la superconductividad en un metal. Supusieron que la interacción atractiva entre dos electrones era por medio de los iones del metal. Tuvieron un éxito rotundo para explicar el fenómeno, especialmente en lo que se refiere a los resultados experimentales de los superconductores ahora conocidos como de Tipo I. Por su teoría, ahora conocida como teoría BCS, Bardeen, Cooper y Schrieffer recibieron el premio Nóbel de Física en 1972.

El Estado Intermedio en los Superconductores Tipo I

En electromagnetismo es conocido el fenómeno de la desmagnetización, debido al cual la intensidad de campo magnético, H , en el interior de un cuerpo es un campo desmagnetizante. La forma en que este campo magnético se distribuye depende, en general, de la geometría de la muestra.

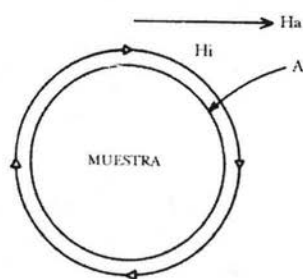


Fig.(15) Muestra cilíndrica en el seno de un campo magnético perpendicular al eje del cilindro. En el interior del cilindro el campo magnético es mayor que fuera de él, por el factor de desmagnetización.

Para una muestra que es un elipsoide de revolución, con un campo magnético aplicado, H_a , paralelo al eje de revolución de la muestra Fig. (15), es posible demostrar que el campo interno es uniforme y paralelo al campo aplicado y que está dado por:

$$H_{int} = H_a - nM, \quad (2.8)$$

donde

M = Magnetización

n = Factor de desmagnetización
(depende de la geometría del cuerpo.).

- Para un elipsoide alargado, $n = (1/e - 1)[(1/2e)\ln((1 + e)/(1 - e)) - 1]$,
donde e = excentricidad del elipsoide
- Esfera $n = 1/3$
- Cilindro circular recto con su eje perpendicular al campo magnético aplicado. $n = 1/2$
- Cilindro circular recto con su eje paralelo al campo magnético aplicado. $n = 0$

Para el caso de un superconductor: $M = -H_{int}$ y así:

$$H_{int} = \frac{H_a}{1 - n} \quad (2.9)$$

De este modo tendremos que el campo magnético en el interior de la muestra va a ser más intenso que en su superficie exterior y así, antes de que el campo aplicado externamente llegue al valor del campo crítico de la muestra tendremos que, en su interior, el valor del campo crítico ya ha sido alcanzado. Al imponer las condiciones de frontera que debe satisfacer el campo H (condiciones de frontera entre las regiones en estado normal y las regiones en el estado superconductor), se deduce que no existe una superficie con fronteras simples para la que se puedan satisfacer las condiciones para el campo H .

El problema puede resolverse notando que las fases normal y superconductoras pueden existir una al lado de la otra en equilibrio, de la misma manera que un líquido puede coexistir con su vapor si la presión es igual a la presión del vapor de saturación. Una posible configuración podría constar, por ejemplo, de zonas cilíndricas, delgadas, en estado normal, coexistiendo con la región superconductoras. Algunas líneas del campo magnético podrían penetrar la muestra por las regiones en estado normal.

Al estado de una muestra en el que coexisten fases normales con fases superconductoras, por efectos estrictamente de la geometría de la muestra, se le denomina estado intermedio. Como lo podemos observar en la siguiente gráfica Fig. (16).

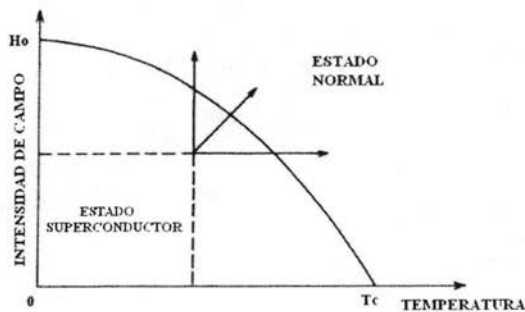


Fig (16). Diagrama de fases de un material superconductor Tipo I, en términos del campo magnético aplicado y la temperatura. Las regiones que quedan fuera del cuadro que corresponde al estado superconductor, pero que quedan fuera de la zona del estado normal, corresponden al estado intermedio.

II.6.2.- TIPO II Ó DUROS.

La teoría básica del comportamiento de un superconductor respecto a un campo magnético externo fue descrita por el físico ruso Alexei A. Abrikosov,^[3] en los años cincuenta. De acuerdo con esta teoría basada en los trabajos de Ginzburg y Landau.

En 1957, publicó un estudio teórico en el que señalaba que podía haber otra clase de superconductores con propiedades diferentes de los estudiados experimentalmente hasta entonces. Declaro que un superconductor convencional presenta tres estados magnéticos diferentes.

En el primero, llamado estado Meissner, el campo magnético es expulsado casi completamente del interior de material. Apenas penetran en el superconductor las líneas de campo del imán aparecen unas corrientes superficiales que generan un campo magnético propio que las repelen.

En el segundo, Si continuamos aumentando la intensidad del campo magnético aplicado, el mismo consigue por fin abrirse paso a través del superconductor. Pero en una primera fase lo hace en forma de líneas de campo discretas, pequeños "agujeros" formados por material normal en medio del material superconductor. Las corrientes superficiales del estado anterior circulan alrededor de estos agujeros por los que pasan las líneas de fuerza del imán: de aquí les viene el nombre de *vórtices* por el que se les conoce. En un superconductor clásico los vórtices están organizados siguiendo una red triangular regular.

En el tercer estado, si el campo aumenta por encima de un valor crítico los núcleos de vórtices se amontonan hasta que todo el material se comporta como un metal normal y desaparece el efecto superconductor. Dando 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 en el material.

Recordemos que la energía superficial es la energía mínima que se necesita para crear una superficie en un material. De esta manera, la inmensa mayoría de los materiales conocidos en la naturaleza tienen una energía superficial positiva, lo que significa que es necesario invertir cierta cantidad de energía para formar una superficie en un material. Por ejemplo, si tenemos un trozo de metal, para crear una nueva superficie en él (por ejemplo, partiéndolo) tendremos que invertir cierta cantidad de energía. De este modo queda claro el significado de tener una energía superficial negativa entre una parte en el estado normal y una parte en el estado superconductor.

Para un superconductor Tipo II será más conveniente, porque disminuirá su energía total, tener la frontera más grande posible entre su parte en estado normal y su parte en el estado superconductor. Esta circunstancia explica la existencia del llamado estado mixto en los superconductores Tipo II.

Visto de una manera un poco distinta, se puede decir que, como un material toma siempre la configuración de energía libre total mínima, tendremos que para un valor de la energía superficial negativa suficientemente grande entre una parte normal y una parte superconductora del material, podrían formarse un gran número de regiones normales en él cuando se aplicara un campo magnético. La configuración que tomaría el material sería tal que el área entre la parte normal y la parte conductora sería lo más grande posible, lo que podría lograrse si el material superconductor se dividiera en una mezcla, a muy fina escala, de regiones normales y superconductoras cuyas fronteras fueran paralelas al campo magnético aplicado. De hecho, esta configuración existe y se le denomina estado mixto.

Es muy importante distinguir entre lo que es el estado mixto y lo que es el estado intermedio.

- **El estado intermedio** aparece en los superconductores Tipo I en virtud de la forma geométrica de la muestra; que lleva a asignarle un valor del factor de desmagnetización diferente de cero. Siendo su estructura gruesa y visible.
- **El estado mixto**, es una característica intrínseca de los superconductores Tipo II y que aparece aun si la forma de la muestra es tal que lleve a asignarle un valor del factor de desmagnetización igual a cero. Presentando una estructura fina y con una periodicidad de menos de 10^{-5} cm.

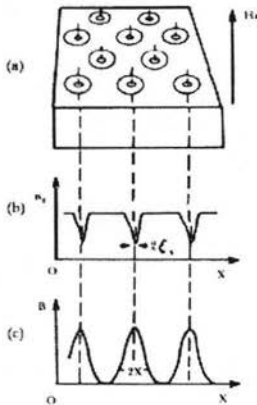


Fig. (17) Estructura del estado mixto.

Dentro de cada núcleo normal que atraviesa al material hay un flujo magnético que tiene la misma dirección que el flujo del campo aplicado. El flujo, dentro de cada núcleo normal, es generado por un **vórtice** de corriente persistente que circula alrededor de él, con un sentido de rotación opuesto al de la corriente en el perímetro de la muestra.

El flujo total generado en cada núcleo por la corriente que contiene es igual a un **flujón**, que es un cuanto de flujo magnético.

$$\text{El flujón} = \frac{h}{2e} = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Weber.}$$

Observemos los tres estados del Superconductores tipo II en forma grafica al ser magnetizados.

-Podemos observar que para campos magnéticos aplicados, H_a , cuya intensidad está por debajo de un cierto valor H_{c1} el material se comporta como un superconductor Tipo I.

SUPERCONDUCTORES TIPO II

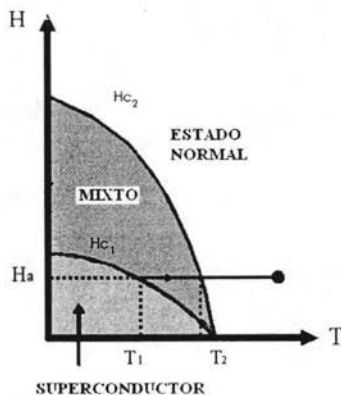


Fig. (18) Fases de un superconductor Tipo II, en términos del campo aplicado y de la temperatura.

-Cuando el campo magnético aplicado alcanza el valor H_{c1} , la penetración de flujo magnético deja de ser cero. Esto ocurre en virtud de que se formaron los núcleos normales con sus vórtices asociados que permiten la penetración de flujo en la muestra. Para campos aplicados con intensidades entre H_{c1} y H_{c2} , el número de vórtices que ocupa la muestra está gobernado por el hecho de que se repelen entre sí.

El hecho de que los vórtices se repelen entre sí puede ser entendido fácilmente al notar que, por las corrientes que circulan en ellos, son equivalentes a electroimanes normales con polaridades iguales. El número de núcleos normales, por unidad de área, para la intensidad dada de campo magnético aplicado, Fig. (18), es tal que hay un equilibrio entre la energía libre del material debida a la presencia de cada núcleo no diamagnético (o lo que es lo mismo, cada núcleo de material en el estado normal) y la existencia de la repulsión mutua entre los vórtices.

Conforme aumenta la intensidad del campo magnético aplicado, los núcleos de material normal aumentan en número por unidad de área y de esta manera aumenta el flujo magnético que penetra la muestra. Así, a partir de H_{c1} la magnetización tiende a cero de una manera suave, lisa, como puede verse en la Fig. (19). Cerca del valor de H_{c2} la magnetización cambia linealmente con el campo aplicado.

-Sin embargo, cuando el campo llega al valor de H_{c2} , existe un cambio discontinuo en la pendiente de la gráfica con respecto al campo aplicado. Para valores de H_a , mayores que H_{c2} , la muestra pasa al estado normal.

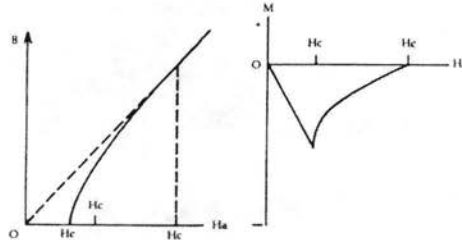


Fig. (19). Magnetización de un superconductor Tipo II al aplicar un campo magnético.

II.6.2.1.-TEORIA GINSBURG-LANDAU

El hecho de que el Estado Mixto de los superconductores Tipo II, es un estado de equilibrio termodinámico, fue aceptado muchos años después de haberse descubierto el fenómeno de la superconductividad a través de la teoría que explicaba su manifestación fenomenológica llamada Teoría de Ginsburg-Landau,

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 superfluido. 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.

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.

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, $v(x)$, 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, $\lambda(T)$.

Cuando la temperatura es menor que la crítica, $T_c(H)$, el parámetro de orden termodinámico $\Psi(X)$ de la teoría de Ginsburg - Landau adquiere valores finitos, indicando la existencia de una densidad finita de pares de Cooper, dada por $|\Psi(X)|^2 = n_c$.

Como consecuencia, el campo de velocidades tendrá asociado una densidad de corriente superconductor.

$$\mathbf{J} = |\Psi(x)|^2 2e \mathbf{v}(x).$$

Densidad de corrientes superconductoras

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. Fig. (20).

El incremento de energía cinética y la depresión de la densidad superconductor 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 $\Psi(x)$ está determinado por la longitud de coherencia $\xi(T)$ del estado superconductor.

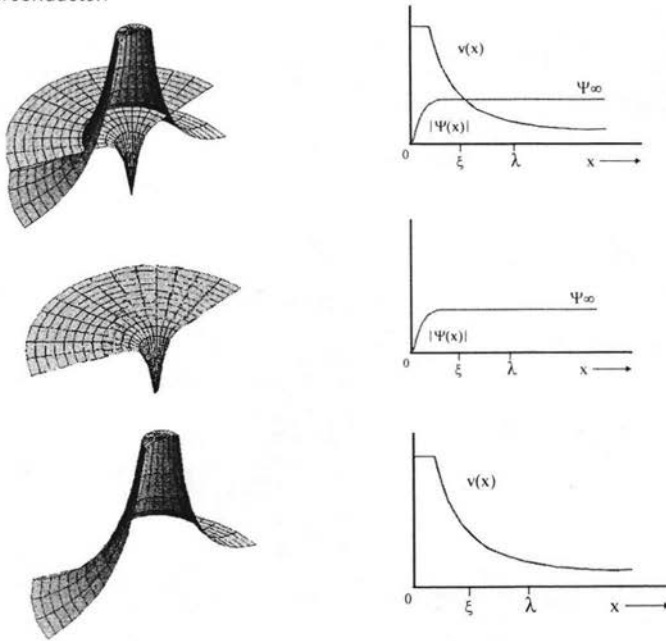


Fig. (20) La forma general de un vórtice

En la teoría de G-L se define un parámetro que caracteriza las propiedades del material superconductor

$$\mathbf{K} = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)} \tag{2.10}$$

$k \gg 100$), para Superconductores Tipo II

Es evidente que cuanto mayor sea $\lambda(T)$ con relación a $\xi(T)$ 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 $\xi^2(T) \times L$, donde L es el largo del vórtice.

Cuando se aumenta el número de vórtices en el superconductor, como respuesta al incremento de 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.

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, C_{44} , difiere de la de cizalladura, C_{66} . Las variaciones de densidad de vórtices están determinadas por C_{11} .

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 $\psi(x)$ y de las corrientes eléctricas debe hacerse en forma autoconsistente.

En el marco de la teoría G-L, la minimización de la energía libre con respecto a los dos parámetros que la describen, $\psi(x)$, y el vector potencial magnético $\mathbf{A}(x)$, 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.

Parámetros en la Energía Libre

$$\int \mathcal{H}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \int |\psi(\mathbf{x})|^2 \exp i \varphi(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (2.11)$$

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

Este es el modelo que dio justificación microscópica al éxito de la teoría fenomenológica (de campo medio) desarrollada por Landau y Guinzburg en 1950 para explicar distintos fenómenos de la superconductividad. Basada en el desarrollo de la energía libre en serie de potencias de un parámetro complejo ψ y sus derivadas.

$$F = \int d^3 r \left[\frac{1}{2m^*} |(\nabla + ic^* A) \psi|^2 + a |\psi|^2 + b |\psi|^4 + \frac{1}{2\mu_0} (\nabla \times A - H)^2 \right]. \quad (2.12)$$

A = Potencial vector.

H = Campo Externo aplicado.

a y b = Parámetros fenomenológicos (que fijan por ejemplo la T_c).

e y m^* = Cargas y masa respectiva de los pares.

Dentro de esta Teoría se distinguen dos longitudes fundamentales: La longitud característica ξ de variación del parámetro de orden, y la longitud de penetración λ a lo largo de la cual es apantallado del campo magnético, es decir

$$(\lambda, \xi) \sim (T - T_c)^{-1/2}$$

y por lo tanto el cociente entre ambos, K = constante.

$$\text{Superconductores Tipo I} \quad K > 1/\sqrt{2} \qquad \text{Superconductores Tipo II} \quad K < 1/\sqrt{2}$$

Caracterizado por poseer una fase con presencia de vórtices por encima de un campo crítico $H_{c1}(T)$.

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 superfluido, 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 superfluido.

Una vez minimizada la energía, los parámetros superconductores adquieren sus valores de equilibrio que, en general, dependerán de 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

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi \xi^2(T)} \quad (2.13)$$

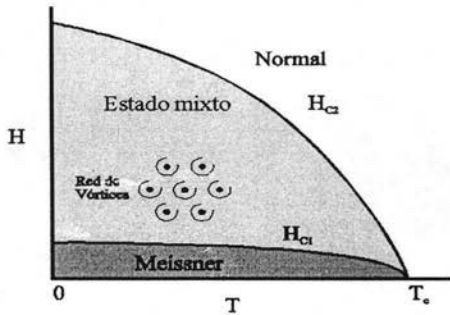
$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi \lambda^2(T)} \ln(k) \quad (2.14)$$

donde $\Phi_0 = \frac{hc}{2e}$ 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 k , $H_{c1}(T)$ está determinado por la propiedad superconductor 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 si menores que $\lambda(T)$. La proporción de núcleo de vórtice frente al material donde no está deprimido el parámetro de orden cambia como

$$\frac{H}{H_{c2}(T)}, \quad \text{con lo cual para } H \rightarrow H_{c2}(T) \\ \text{tenemos } \psi(T) \rightarrow 0, \text{ linealmente con } H.$$

Como las corrientes superconductoras son cuadráticas en $\psi(T)$, 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 superconductor de los pares, extendida espacialmente en una distancia del orden de $\lambda(T)$.



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 $H_{c2}(T)$. Fig.(21). Este es un aspecto fundamental que hay que tener en cuenta en los HTS.

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

Fig.(21) Para una mejor comprensión del efecto de la energía térmica en las redes de vórtices en los SAT, es pertinente escribir la corriente superconductor en función de las variaciones espaciales de la fase del parámetro de orden. De acuerdo a G-L.

$$\mathbf{J}_s = \frac{2e}{m^*} |\Psi|^2 \left(\hbar \nabla \phi - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \quad (2.15)$$

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 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,

Esta Ecuación relaciona la 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 Ec. (2.15) 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 (2.4) resulta

$$\oint \nabla \varphi \cdot d\mathbf{s} = \oint \frac{cm^*}{(2e)^2 \hbar^2} \mathbf{J}_s \cdot d\mathbf{s} + \Phi - \Phi_0 \gamma \quad (2.16)$$

donde Φ = Flujo en el área de integración.

γ = 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 (T) 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 (2.16).

Es evidente que la existencia de vórtices caracterizados por $\gamma \neq 0$ genera corrientes superconductoras que crean campos magnéticos y, por ende, flujos magnéticos que deben cumplir con la condición Ec.(2.16). 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, $\mathbf{H}=\mathbf{H}_{c1}(T)$. 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 $\mathbf{H}_{c1}(T)$ 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, γ , 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

$$\mathbf{B} = n\Phi_0 \quad (2.17)$$

Donde n = 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.

De la conservación de flujo impuesta por Ec.(2.16) concluimos que el parámetro de red está dado por Ec.(2.18)

$$a = \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\Phi_0}{B} \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

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 a los que corresponde el 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.

Una vez que la red de vórtices se encuentra distorsionada para aprovechar los centros de anclaje hará falta una fuerza finita para moverla. Una consecuencia fundamental de la existencia de la red de vórtices es la respuesta del superconductor frente a la corriente j . Como los vórtices son líneas de campo de flujo Φ_0 ; sobre cada uno de ellos actuará una fuerza de tipo Lorentz, por unidad de línea de la forma

$$f = j \times \frac{\Phi_0}{c} n \quad (2.19)$$

Cuando la fuerza de anclaje es igualada por f_l se alcanza la densidad de corriente crítica J_c . Para $J > J_c$ 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. 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. (2.18).

Como el parámetro de red diverge en $H = H_{c1}(T)$ y las fuerzas electromagnéticas tienen un rango finito, $\lambda(T)$, 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 $\xi(T) \ll \lambda(T)$.

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 .

Por otro lado, los superconductores Tipo II presentan también ciclos de histéresis de la magnetización con respecto al campo magnético aplicado. La Fig.(22) muestra un ciclo de histéresis típico de un metal superconductor duro. Este ciclo contrasta con el ciclo típico de un metal ferromagnético normal, como el que se muestra en Fig. (23).

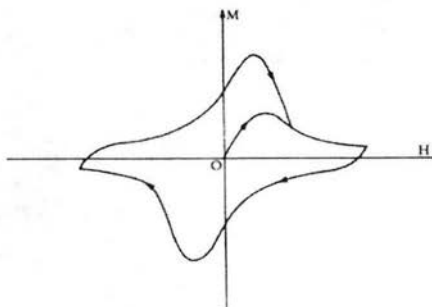


Fig.(22). Ciclo de histéresis, para la magnetización típica de un superconductor Tipo II.

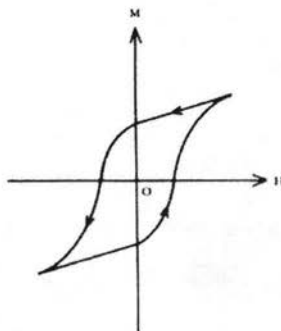


Fig.(23). Ciclo de histéresis para la magnetización, típico de un material ferromagnético.

Los ciclos de histéresis para los superconductores Tipo II se presentan cuando en las muestras se tienen defectos (impurezas, vacancias en la red cristalina, dislocaciones en la red, etc.). Estos defectos estorban el desplazamiento de los vórtices, anclándolos y restringiendo su movimiento.

En un material que esté casi libre de defectos y que se encuentre en el estado mixto, los vórtices pueden moverse muy fácilmente por el superconductor. Si se suprime el campo magnético aplicado, los vórtices desaparecen y la magnetización resulta reversible, lo que significa que no existe un ciclo de histéresis. Así, para materiales superconductores Tipo II en un estado muy puro y casi libre de defectos, no hay ciclos de histéresis.

Los defectos en el material superconductor al anclar los vórtices restringiendo o impidiendo su movimiento, retrasan la entrada del flujo magnético y también previenen parcialmente su salida. Esto resulta en curvas de histéresis.

Del mismo modo que existen corrientes críticas para los superconductores Tipo I, también existen corrientes críticas para los superconductores Tipo II.

Bajo la acción de un campo magnético aplicado, de una intensidad menor que la del campo magnético crítico inferior, un material de Tipo II se encuentra en un estado en el que se da completamente el efecto Meissner y se comporta como un superconductor Tipo I. Claro que esto ocurrirá si el material es muy puro y con muy pocos defectos. Para valores del campo entre H_{c1} y H_{c2} , la corriente crítica es muy pequeña, pero distinta de cero. Sin embargo, la mayoría de las muestras no son perfectas y para éstas la corriente crítica es bastante grande aun para campos magnéticos aplicados entre H_{c1} y H_{c2} , siendo su valor mucho mayor que para el caso de los materiales del Tipo I.

La dependencia del valor de la corriente crítica con la perfección y pureza del material es de mucha importancia tecnológica porque, en la práctica, se requiere que los electroimanes superconductores soporten una corriente eléctrica lo más grande posible, manteniendo su estado superconductor.

II.6.2.2.-EL EFECTO DE PROXIMIDAD.

Los primeros experimentos que verificaron la existencia del efecto de proximidad fueron realizados por Meissner entre 1958 y 1960, quién encontró que una película de cobre depositada sobre estaño (encontrándose el estaño en estado superconductor) se volvía superconductora.

En 1961 Cooper observa que las propiedades superconductoras de las películas metálicas delgadas pueden verse seriamente afectadas por el contacto directo con otros metales: si tenemos capas delgadas de material superconductor depositadas sobre un metal en estado normal podrían pasar al estado normal a pesar de estar a una temperatura inferior a la temperatura crítica y en ausencia de un campo magnético y una película de estado normal pasar a estado superconductor como lo había observado Meissner.

Explicando que era necesario distinguir entre el alcance de la interacción atractiva entre electrones y la distancia sobre la cual, los electrones están correlacionados en pares de Cooper. El alcance de la interacción atractiva es muy corto, del orden de 1 angstrom (del orden del tamaño de la celda unitaria en la red cristalina). La distancia de correlación para los pares de Cooper es del orden de 10^4 angstroms (o 10^{-4} cm) En virtud de esta longitud de coherencia grande para los pares de Cooper, éstos pueden extenderse considerablemente dentro de una región en la cual la interacción entre electrones no es atractiva. Así, cuando una película delgada de material superconductor está en contacto con una película de material en estado normal, la formación de pares de Cooper puede extenderse a ambas capas.

Es interesante hacer notar que las teorías existentes sobre el efecto de proximidad sólo dan una concordancia cualitativa con los resultados experimentales. También hay bastantes dificultades en lo que se refiere a la parte experimental del efecto de proximidad. Por una parte, es difícil obtener a nivel microscópico fronteras bien definidas entre los metales. Depositar películas delgadas a la temperatura ambiente puede llevar a que se produzca algo de difusión de un material en el otro y la formación de aleaciones si los materiales no se seleccionan adecuadamente. Por otra parte, depositar películas delgadas a bajas temperaturas dificulta mucho la determinación precisa del espesor de ellas.

II.6.3.- SUPERCONDUCTORES DE ALTA TEMPERATURA (HTS)

Después de varios años de investigación y controversias se aceptó que las características del estado mixto de los superconductores de alta temperatura, (SAT) ó (High Temperature Superconducting, HTS.), Difieren cualitativamente de aquellas de los superconductores convencionales de Tipo I y II. 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

En los superconductores convencionales de tipo II, caracterizados por una longitud de coherencia larga y una longitud de penetración corta, la fuerza que impide que las líneas de vórtice vibren con amplitud cada vez mayor (fuerza restauradora) es dominante y mantiene las líneas de vórtice rectas y cortas impidiendo que vibren con amplitud cada vez mayor al aumentar la temperatura, por efecto de las fluctuaciones térmicas. Los HTS por el contrario, tienen características prácticamente opuestas: la longitud de coherencia es corta y la de penetración es larga, es decir, una fuerza recuperadora pequeña, lo que conduce a que las líneas de vórtice sufran grandes fluctuaciones térmicas.

El comportamiento de las líneas de vórtice se comporta de manera diferente a los superconductores convencionales ya que en este tipo de conductores un campo magnético suficientemente intenso era necesario para penetrar el superconductor en forma de vórtices, pero a los HTS que eran sometidos a campos magnéticos de unos 10 Teslas, la resistencia de algunos de estos nuevos materiales sólo disminuyó hasta que su temperatura descendió al 20 o 30% de la T_c . En ciertos casos la resistencia en presencia de un campo magnético, en algunos materiales, se mantuvo 100 veces mayor que la del cobre. La razón parece ser que las líneas de vórtice se comportan de manera inusual y no siempre se organizan en una red triangular rígida. Se halló que la red de vórtices se "funde" como consecuencia de las fluctuaciones térmicas de las líneas de vórtice, creándose un estado adicional parecido al líquido: el líquido de vórtices. (el fenómeno es similar al de la fusión del hielo a causa de las vibraciones térmicas de las moléculas de agua). Un estado tal, permite el movimiento de los vórtices por todo el material impidiendo el flujo de corriente.

El comportamiento del estado líquido de vórtices en lo que parece existir consenso es en que hay una variedad de razones por las cuales este nuevo estado de la materia debe obstaculizar el paso de corriente en los superconductores de alta temperatura. Recordemos que una línea de VÓRTICE consiste en corrientes eléctricas que circulan alrededor de un núcleo normal. Cuando una corriente eléctrica adicional fluye por la muestra, se suma a la corriente que circula a un lado del vórtice y se resta de la corriente del lado opuesto, resultando una fuerza que tiende a mover el vórtice en una dirección simultáneamente perpendicular a la línea de vórtice y a la de la corriente aplicada. Si las líneas de vórtice se mueven en respuesta a esta fuerza, disiparán energía de la corriente, es decir, se induce un voltaje en la muestra y, por tanto, resistencia.

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 (HTS) daría lugar a la aparición de una nueva física. En efecto, a temperaturas elevadas las líneas vibran tanto que la red de vórtices se funde presentándose el estado líquido de vórtices. Por desgracia, la

temperatura de "fusión" en los óxidos de cobre está por debajo de la temperatura del nitrógeno líquido.

Investigaciones de la resistencia en función de la temperatura, realizadas en muestras de YBCO sometidas a un campo magnético, indican que a altas temperaturas (en la fase de líquido de vórtices) la resistencia es alta y desaparece al bajar la temperatura, cuando el líquido de vórtices se congela y entra al estado reticular de vórtices en donde las líneas ya no tienen libertad de movimiento.

Ahora bien, quienes trabajan con superconductores convencionales introducen en éstos defectos de manera controlada, pues cuanto más "sucio" sea un superconductor más corriente puede transportar. Tales impurezas "anclan" los vórtices e impiden que se muevan. En consecuencia, existe la posibilidad de introducir anclajes del flujo magnético (ya sea añadiendo impurezas atómicas o por bombardeo con iones energéticos), teniendo en cuenta que los mejores son aquellos que se ajustan al tamaño de la longitud de coherencia. La importancia del desorden, producido por el anclaje, en la modificación de la dinámica de la transición de fusión. El líquido de vórtices de un cristal desordenado se condensa en un estado de vidrio de vórtices, caracterizado por una distribución irregular y desordenada de vórtices, en vez de hacerlo en una red regular de vórtices; en consecuencia, la resistencia y las corrientes en el material disminuyen regularmente hasta cero, a medida que la temperatura se va acercando a la temperatura de congelación del líquido. En cristales limpios, por el contrario, la transición de fase es brusca y presenta histéresis.

Un elemento importante en la conducta de los materiales superconductores del tipo II es la presencia de cobre y átomos de oxígeno, químicamente enlazados el uno con el otro, debido a que este enlace tiene una naturaleza especial, al permitir que los materiales conduzcan la electricidad muy bien en algunas direcciones.

La mayoría de los superconductores son a base de Cobre, pertenecen a la familia de las perovskites, formados por cristales constituidos por el apilamiento en todas las direcciones del espacio, de octaedros que contienen en su centro un átomo metálico, el cobre, con átomos de oxígeno en los vértices y otro átomo metálico ocupando los espacios entre los octaedros. Esta estructura cristalina, conduce a la formación de planos CuO_2 , responsables de las propiedades electrónicas de los superconductores de alta temperatura crítica (HTS). Los demás átomos contribuyen al balance de carga y a la estabilidad de la estructura.

Los estados electrónicos, formados por orbitales Cu-3d y O-2p , dan lugar a bandas híbridas con un carácter marcadamente cuasibidimensional. El carácter bidimensional de los electrones de conducción se refleja en parte en la extrema anisotropía de las propiedades físicas. La resistividad en la dirección varía respecto al plano, el comportamiento con la temperatura de r es esencialmente diferente: mientras r decrece al disminuir la temperatura (comportamiento metálico), r aumenta al disminuir la temperatura (comportamiento semiconductor), depende del material.

Por otra parte, a cada HTS conocido le corresponde un compuesto o "sistema de referencia" el cual, aunque difiere en composición, se diferencia sustancialmente en sus propiedades físicas. Mientras los HTS son metálicos Paramagnéticos y para T menor que T_c superconductores, los sistemas de referencia se comportan como semiconductores y, antiferromagnéticos y para $T=0$ completamente aislantes. El progreso realizado en el conocimiento del comportamiento y naturaleza de los vórtices en los HTS 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.

Este descubrimiento fue realizado por J. C. Bednorz y K. A. Müller en un laboratorio de investigación de la compañía IBM en Zurich, Suiza. Como una característica importante de los HTS: 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.

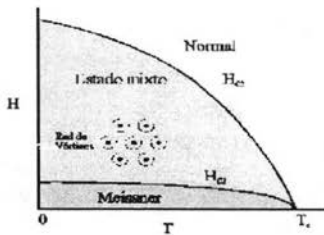


Fig. 24 (a) Diagrama de fases de los superconductores Tipo II

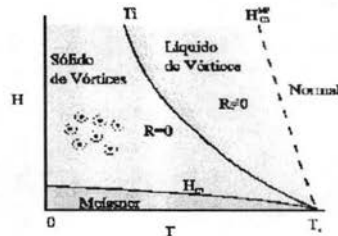


Fig. (b) Diagrama de fases de los superconductores HTS

Tal como dijimos, los superconductores convencionales tienen $J_c \neq 0$ para todo campo y temperatura en el rango $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$, Fig. 24(a). En los HTS 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, $T_i(H)$, Fig. 24(b).

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 HTS, 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 metaestables 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 HTS, 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 HTS 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 $\xi(0) \cong 20 \text{ \AA}$ de los HTS. Este valor es, al menos, un orden de magnitud menor que los típicos para superconductores convencionales tipo II.

El potencial de anclaje asociado a la pérdida de energía de condensación de pares es proporcional a un volumen dado por $\xi^2(0) I$, donde I es el largo efectivo del centro de anclaje.

La pequeña longitud de coherencia de los HTS 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 $\xi(0)$. Teniendo en cuenta que $\xi(0)$ supera en poco el tamaño de la celda unidad atómica ($\approx 13\text{\AA}$) podemos concluir que el acoplamiento electrónico que da origen a la formación de pares en los HTS 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 HTS.

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.^[4] 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.^[5]

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 HTS.

El trabajo de Bednorz y Müller les valió el premio Nobel de Física de 1987. Es interesante notar que es la segunda vez que se otorga un premio Nóbel a temas relacionados con la superconductividad.

Los superconductores HTS con $T_c > 35\text{ K}$, han sido clasificados en tres clases:

- **Primera clase:**

Pertenecen los compuestos del tipo $(\text{La-Sr})_2\text{CuO}_4$ (2,1,4) caracterizados por un único plano CuO_2 y T_c 30 K.

- **Segunda clase:**

Es el compuesto $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (1,2,3) descubierto (1987), con una $T_c \sim 95\text{ K}$ y dos planos de CuO_2 .

- **Tercera clase:**

Son los compuestos de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_n\text{Cu}_{1+n}\text{O}_{6+2n}$ ($n = 0, 1, 2$), es decir, compuestos del tipo Bi2201 , Bi2212 y Bi2223 con $T_c \sim 20$ K, 85 K y 110 K respectivamente descubiertos por Maeda en 1988;

Compuestos de la serie homóloga del Mercurio $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+d}$ ($n = 1-4$) descubiertos en 1993 por Schilling-Ott, con el récord de $T_c \sim 136$ K (1223). incrementando el número de planos de cobre se incrementa la T_c . Este comportamiento, válido hasta $n = 3$, llevó a la conclusión: "más planos adyacentes de CuO_2 producen mayor T_c ", pero con más planos de cobre resultó difícil ya que las estructuras se tornaban inestables.

El descubrimiento de este nuevo tipo de superconductores fue realizado por J. C. Bednorz y K. A. Müller en un laboratorio de investigación de la compañía IBM en Zurich, Suiza. Por vez primera, después de más de 12 años fue posible encontrar una sustancia con una temperatura de transición superior a 23.3 Kelvin. En su investigación leyeron un artículo científico que resulta pieza clave en su trabajo. Se debía a los científicos franceses C. Michel, L. Er-Rakho y B. Raveau, y en él se presentaba un nuevo material cuyas características de ser un óxido metálico nuevo de cobre de valencia mixta lo convertían en candidato ideal para presentar superconductividad, de acuerdo con las hipótesis de trabajo de Bednorz y Müller. La composición de este material es: $\text{BaLa}_4\text{Cu}_5\text{O}_{13.4}$. Bednorz y Müller empezaron a explorar sus propiedades, variando la concentración de Ba. En la primavera de 1986 publicaron su artículo anunciando la superconductividad a una temperatura de 35 Kelvin en esta clase de compuestos. En éstos, el arreglo de los iones corresponde a una geometría típicamente conocida como perouovskita y que es muy común entre los materiales llamados ferroeléctricos.

El rápido progreso que se ha alcanzado para encontrar materiales de este tipo, con temperaturas de transición superconductoras cada vez más altas, ha sido realmente sorprendente. Muy pocos avances científicos, si es que ha habido alguno, han generado tal flujo de actividad científica casi frenética en todo el mundo y, al mismo tiempo, un interés inmediato y muy grande entre el público en general. Lo que la inmensa mayoría pensaba ya como algo imposible es ahora algo real y palpable: tener superconductividad a temperaturas mayores que las del nitrógeno líquido.

Casi inmediatamente después del anuncio del descubrimiento de Bednorz y Müller, muchos grupos de científicos en el mundo se lanzaron a tratar de obtener temperaturas de transición más altas. Uno de los grupos más exitosos ha sido el del Doctor Paul Chu, de la Universidad de Houston, uno de los primeros en darse cuenta de la importancia del descubrimiento de Bednorz y Müller, quien se dedicó de lleno a la investigación de este tipo de materiales. Pronto encontraron que la temperatura crítica podía ser aumentada a 57 Kelvin aplicando presión al material. Tanto la magnitud del cambio en T_c , como el hecho de que aumentara con la presión aplicada eran anormales si se comparan con los superconductores conocidos con anterioridad a estos nuevos materiales. Con esto en mente, Chu y sus colaboradores empezaron a buscar maneras de simular una "presión interna" en estos materiales reemplazando el lantano (La) con iones parecidos, como el de itrio (Y).

A fines de febrero de 1987, Chu anunció que había encontrado un compuesto que tenía una temperatura de transición al estado superconductor mayor de 90 Kelvin. La composición de este material está dada por $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Casi simultáneamente se anunció la obtención de un material de composición semejante y propiedades similares en China. En unos pocos días, con composiciones que eran variantes de la reportada por Chu y sus colaboradores, una docena de grupos alrededor del mundo informaron sobre la obtención de materiales superconductores cerámicos con temperaturas de transición arriba de los 90 Kelvin, que ya han sido preparados en la Universidad Nacional Autónoma de México; la manera de sintetizarlos es muy sencilla y puede efectuarse con la tecnología que está al alcance de los países del llamado Tercer Mundo.

Es muy claro que disponer de materiales superconductores de temperatura crítica por arriba del nitrógeno líquido es una realidad en nuestro país y en muchas otras naciones tercermundistas.

También comienza a ser muy claro que con ellos el mundo no volverá a ser el mismo. Es muy probable que, una vez más, la física cambiará nuestra manera de vivir como ocurrió con el advenimiento del motor eléctrico, del transistor, etcétera.

Vale la pena señalar que las perovskitas de cobre y oxígeno, los nuevos materiales superconductores, habían sido muy estudiadas en la última década, especialmente por Raveau, Michel y colaboradores. Gran parte de su trabajo sentó las bases para alcanzar un rápido progreso inmediatamente después del descubrimiento de Bednorz y Müller. El interés inicial por estos materiales, radicó en la alta movilidad del oxígeno a temperaturas elevadas, lo que altera su comportamiento eléctrico, de manera tal que se había sugerido, como una de sus posibles aplicaciones, la de sensor de oxígeno. Muchos estudios han dejado bien claro ahora que las propiedades superconductoras del compuesto de itrio (Y), bario (Ba) y cobre (Cu) (muy ampliamente conocido como el **1-2-3**, por su composición: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$) dependen críticamente en la cantidad y en el ordenamiento de oxígeno, que a su vez depende de los detalles del proceso para su obtención.

Por considerarlo de interés, general y para exhibir la sencillez de la preparación de estos materiales, vamos a dar un pequeño resumen de la manera más usual de prepararlos.

Se trata de una reacción de estado sólido que se prepara mezclando polvos de tres materiales: óxido de itrio (Y_2O_3), carbonato de bario (BaCO_3) y óxido de cobre, (**Cu O**). Las proporciones de la mezcla son de **1:2:3**, tornadas en el orden que las hemos mencionado. Se muele la muestra en un mortero (de ágata, por ejemplo), hasta obtener un grano muy fino. Luego se procede a hornear este polvo para lograr una buena oxidación. Se pueden utilizar crisoles de cuarzo, alúmina o platino. La alúmina parece permanecer inerte, siempre que la temperatura no sobrepase los **1 000°C** durante demasiado tiempo. La reacción de estado sólido tiene lugar suavemente en un lapso de **10 a 12** horas, manteniendo la temperatura constante en **900°C**. Posteriormente, el polvo se vuelve a moler y se preparan por compresión unas pastillas que luego son horneadas, volviendo a calentarlas por varias horas. El proceso es simple y a veces ha de repetirse varias veces hasta conseguir la formación del compuesto. Hay que tener cuidado de que la presión parcial de oxígeno durante el calentamiento del polvo no sea demasiado baja, de que no se saquen las muestras del horno demasiado pronto, pues de ser así no se encontrará la superconductividad por arriba de la temperatura del nitrógeno líquido.

Las temperaturas de transición más altas y mejor definidas se obtienen cuando la muestra se calienta en una atmósfera de oxígeno y se deja enfriar lentamente desde **900°C** hacia la temperatura ambiente en un proceso de varias horas.

La preparación de la muestra **1-2-3** en el seno de una atmósfera inerte evita totalmente la obtención de una muestra superconductora.

En cuanto a las mediciones de las propiedades superconductoras de estas muestras es conveniente señalar lo siguiente.

Las caídas abruptas de la resistividad eléctrica a cero constituyen un indicador pobre, y además peligroso, de la presencia del estado superconductor. Este comportamiento, puede provenir de muchas situaciones que no corresponden a un estado superconductor y que tienen que ser cuidadosamente exploradas antes de emitir conclusión alguna acerca de si se tiene o no un superconductor. Por ejemplo, es común que se encuentre que las caídas abruptas del valor de la resistencia hacia cero se deban a problemas de corto circuitos o, en la técnica de las cuatro puntas que es tan usual para este tipo de mediciones, al problema de las fases eléctricas. En la práctica se encuentra que las muestras que han sido sobreprocesadas y que contienen muchas fases distintas del material son más susceptibles de presentar este tipo de problemas, ya que son tan heterogéneas en su comportamiento eléctrico que pueden llevar a trayectorias alternativas para la corriente entre los electrodos y a resistencias de contacto que varían grandemente con la temperatura.

Por otro lado, se sabe ya que en estos materiales se tienen pares de Cooper. En efecto, el 30 de abril de 1987 se tuvo la evidencia experimental de su presencia. El experimento se realizó en la Universidad de Birmingham, Inglaterra, siguiendo el mismo principio que se utilizó en un experimento realizado en 1961 con el mismo fin. Claro que se empleó equipo más refinado. En esencia, el experimento se refiere a la determinación de la cuantización del flujo magnético que está dada en términos de los portadores de carga del material, que resulta ser de dos veces la carga de un electrón, o lo que es lo mismo, la carga que corresponde a un par de Cooper. Sin embargo, no existe una teoría convincente, hasta el momento, de cómo se forman estos pares de Cooper.

Por otro lado, se ha reportado ya la manera en que el calor específico de estos materiales varía con la temperatura. Se produce de manera muy diferente de como sucede en el caso de los superconductores convencionales. En los superconductores cerámicos el calor específico varía linealmente con la temperatura. En tanto que en el caso de los superconductores convencionales, como ya hemos visto, se da una variación exponencial con la temperatura.

La estructura de estos materiales corresponde a la estructura conocida como perovskita. Además, el contenido, de oxígeno parece ser sumamente importante para las propiedades superconductoras.

Esto condujo a que en 1993 el francés M. Laguès, usando el método de epitaxia molecular por secuencia impuesta de capas atómicas, lograra producir materiales en forma de películas delgadas con temperaturas críticas alrededor de 250 K. Las películas producidas por este método pertenecen a la familia denominada "fase infinita", cuya estructura cristalina es una alternancia de dos planos atómicos: un plano de óxido de Cobre (CuO_2) responsable de la superconductividad y un plano agregado cuya función principal es imponer al plano de Cobre una estructura cristalina y una carga eléctrica susceptible de volverlo superconductor.

Esta base es, mucho más simple que la de otros HTS como el YBCO cuya base contiene seis capas atómicas, o el HgBaCaCuO con una base compuesta por ocho planos atómicos. Desafortunadamente, las muestras preparadas por el método de epitaxia molecular se degradan rápidamente tornándose semiconductoras y hasta la fecha no se tiene conocimiento de que se haya podido aislar la fase superconductora que permita identificar de forma inequívoca el compuesto superconductor.

Películas Delgadas han tenido indicios de temperaturas críticas alrededor de los 200 K. Las muestras en forma de película delgada de BiSrCaCuO producidas por pulverización catódica (Sputtering) y depositadas sobre Si cristalino presentaron resistencia cero a una $T \sim 200$ K, precedida por una transición al estado superconductor, ~ 30 K, la cual disminuyó hasta ~ 10 K cuando el sustrato de Silicio se recubrió previamente con una fina capa de oro. Existe la idea de que en la interfase la interacción de los electrones de un material con los fonones de otro, sería la responsable de las altas T_c .

En especial, vale la pena mencionar dos dificultades inherentes a los nuevos superconductores cerámicos, que limitan en alto grado el flujo de corriente transportada: la existencia de uniones débiles entre granos (Weak-Links) y el movimiento de vórtices.

La fragilidad es una de sus características, ellos son de naturaleza granular, lo que da lugar al fenómeno denominado de uniones débiles entre granos superconductores que dificulta el paso de corriente de un grano a otro por no estar éstos siempre acoplados de manera apropiada; es así como cualquier defecto de alineación, aún de unos pocos grados, inhibe el flujo de corriente sin resistencia reduciendo la cantidad de corriente transportada en dos o más órdenes de magnitud.

Los problemas debidos a la existencia de uniones débiles y movimiento de vórtices son bastante apreciables en las aplicaciones de las cerámicas superconductoras en bloque, es decir, en usos

como alambres para motores, bobinas, líneas de transmisión, etc., estas dificultades son menos dramáticas en las aplicaciones materiales en forma de películas delgadas, utilizadas específicamente en el campo de la microelectrónica y en técnicas que utilizan microondas. Películas delgadas fabricadas con Itrio (YBCO), por ejemplo, pueden conducir corrientes entre 106 y 107 A/cm²; esto es posible porque en películas delgadas las uniones débiles no son un serio impedimento ya que los granos pueden alinearse con el sustrato sobre el que crece la película.

Se ha encontrado que las películas superconductoras con alto grado de textura y epitaxiales, reducen o anulan completamente la influencia de las uniones débiles, lo que permite un mejor aprovechamiento de la capacidad intrínseca de transporte de corriente de los granos superconductores.

[1] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, Physics and Astronomy series; 2nd ed. (Mc Graw-Hill, New York, 1996)

[2] J Bardeen, L. Cooper; and J. Schriffer; Phys. Rev. 108, 1175 (1957).

[3] A. Abrikosov, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 32; 1442 (1957)

[4] D. J. Bishop et al., Science 255, 165 (1992); con referencias incluidas en ella.

[5] D. S. Fisher et al., Phys. Rev. B 43, 130 (1991).

III.- CABLES SUPERCONDUCTORES DE POTENCIA.

III.1. INTRODUCCIÓN-

La motivación para la aplicación de los materiales superconductores a la transmisión de potencia y sistemas de distribución es la promesa de entregar potencia y conversión sin pérdidas eléctricas, que resultan de I^2R o efecto Joule. En un periodo de 25 años de 1961 a 1986 se vio una actividad considerable en desarrollo de cables de transmisión de potencia que usan superconductores metálicos de temperatura bajo (LTS). Aunque las consideraciones económicas continúan el criterio por decidir si es una solución los superconductores, a los problemas de poder eléctricos sea apropiada. otros factores importantes se presentan en las mentes de los fabricantes. Ésto incluye la creciente preocupación pública por encima de los problemas del medioambiente, la seguridad y los efectos de regular la generación y distribución del potencial eléctrico. Sólo se conocerán las respuestas a muchos de estos problemas después de largos debates y sin dudar de las innumerables legislaciones. Mientras la necesidad real para los cables superconductores y transformadores será determinada por condiciones del mercado local, ayudado quizás por requisitos de varios legislativos. la tecnología de sistemas del superconductores está desarrollándose globalmente. competidores en los Estados Unidos. Europa. y Japón está buscando una estaca en un negocio multibillonario de dólares anticipado realizando un progreso excelente. Cuando los líderes en el campo de la superconductividad convinieron en Japón en mayo de 1996 para la Quinta Cúspide Industrial e Intemational de Superconductividad ellos estaban de acuerdo que el mercado mundial para dispositivos de poder eléctricos simplemente basados en superconductividad excederá \$10 billones para el año 2010.

A pesar de los esfuerzos del mundo para desarrollar los cables de superconductores y transformadores que usan materiales de LTS. el gasto de sistemas refrigerantes criogénicos para el líquido con funcionamiento a 4.2 K con la fiabilidad operacional estricta exigida por utilidades electricas. y la dificultad de desarrollar un superconductor de c.a. de pérdida bajas convenientes. Ha presentado barreras para la introducción a las redes. El descubrimiento en 1986 de los HTS con materiales en sistemas basados en óxido con temperaturas de transición en aumento han vuelto a encender un interés en los superconductores, en la entrega de energía del generador al consumidor. La operación de la temperatura de los materiales HTS a 77 K (temperatura del nitrógeno líquido) es considerablemente más alto que los 4.2 K (temperatura de helio líquido) en que se encontraban los LTS. Con temperaturas más altas no sólo se reduce el costos de refrigeración también se refuerza la fiabilidad.

Las Organizaciones en desarrollo de cables de transmisión de potencia que usaron superconductores del Temperaturas altas son Pirelli y la Corporación de Alambres del Sur [Southwire] en los Estados Unidos; Siemens. Pirelli. and BICC en Europa; y Sumilomo Electric Corporation. Furukawa. y Fujikura en Japon. Cada uno de las mayores corporaciones japonesas fabricaban sus propias cintas de HTS. Siemens también fabrico su propio cintas de HTS, pero también ha comprobado diferentes materiales en experimentos mas actuales, Pirelli tiene un arreglo con la Corporación de Superconductor americana (ASC) dandole acceso exclusivo a las cintas de ASC para el uso en cables de transmisión de poder. IGC también proporciona cintas de HTS a este mercado (Beales et al. 1996). Se han fabricado todo tipo de cables experimentales y prototipo de HTS con cintas multifilamentos conteniendo el compuesto. BSCCO-2223 $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+x}(Bi2223)$

Existe una perdida asociada con el transporte de C.A. en los superconductores aunque se puede conducir C.D. virtualmente sin la pérdida. Estas pérdidas de C.A. son las que nos interesa en este estudio. Debe notarse que este capitulo esta basado en un trabajo de investigación realizado en Dinamarca en el año 2000. (*)

La base de todas las aplicaciones de un superconductor diseñando, es un conductor compuesto que contiene el propio superconductor, y en el caso más simple una matriz metálica. En los conductores más complicados, la matriz puede consistir en varios metales o aleaciones, barreras

de resistencias y refuerzos mecánicos. Dependiendo de los requisitos del uso los conductores pueden necesitar ser unidos en forma recta o torsión, o transpuesto para el uso en cables de Energía. Debido a la naturaleza de las capas de material del Bi2223 se fabrica normalmente en forma de cinta.

III.1.1.-PERDIDAS EN EL CONDUCTOR

Las pérdidas de c.a. en cables de potencia ha sido el enfoque de muchos estudios (ver por ejemplo ^[41-47]). En las que se deben distinguirse cuatro diferentes tipos de pérdidas que ocurren en el conductor.

- a) Las pérdidas parásitas en la corriente en la matriz del conductor. Esta contribución normalmente puede despreciada en los cables de energía.
- b) Pérdidas de Histéresis en los propios filamentos del superconductor. Esta pérdida está en el nivel de la tecnología de la corriente.
- c) Las pérdidas de acoplamiento de las diferentes cuerdas o filamentos del conductor compuesto. El origen de estas pérdidas es la baja resistividad entre los filamentos del superconductor que llevan la corrientes de acoplamiento transversal que hacen que se vea un conductor de multifilamentos como uno de tipo monofilamento, con las pérdidas correspondientes. Esta pérdida puede calcularse para ser aproximadamente 0.2 W/m/fase a 2kA, 50Hz ^[46] en una solo fase del cable conductor
- d) Pérdidas que provienen de la desigual distribución de las corriente entre las capas. Estas pérdidas "saturación" son debidas a una distribución de corriente desiguales entre las capas de un cable de energía, qué puede manejar ciertas capas (normalmente los extremos) para llevar una corriente más alto que su corriente crítica. Ésta es la contribución potencialmente más grande a la pérdidas, contribuyendo de orden de 0.5 W/m/fase a 2kA, 50Hz , la pérdida en nuestro dato para un mejor conductor, pero teniendo el potencial para contribuir a la pérdida del monoblock, qué para esta geometría es cercana a 6W/m ^[46-47].

Dependiendo de la aplicación (por ejemplo un transformador) c) propone los desafíos más grandes a los ingenieros, aunque esto no es aplicable en cables de energía debido a que presentan campos magnéticos muy pequeños en comparación con los transformadores. En un cable de energía las pérdidas adicionales en el criostato , brindaje y pérdidas debido a la interacción de los conductores en una configuración de 3 fase debe ser considerado. Consideremos las pérdidas de las cintas conductoras usadas en la construcción de superconductores, estas cintas se combinan a un cable de Energía superconductor, y se discuten mecanismos de pérdidas existentes.

A continuación se Intenta dar una descripción de la generación actual de cables de Energía (mostrado en Fig. 25) de acuerdo al punto de vista de los investigadores, con la información obtenida sobre el proyecto. Estos cables consisten en varias capas adheridas hacia una central anterior llevando este el refrigerante para el cable. Las capas se enrollan con conductores en forma de cinta que contienen el material superconductor, normalmente en la forma de muchos filamentos.

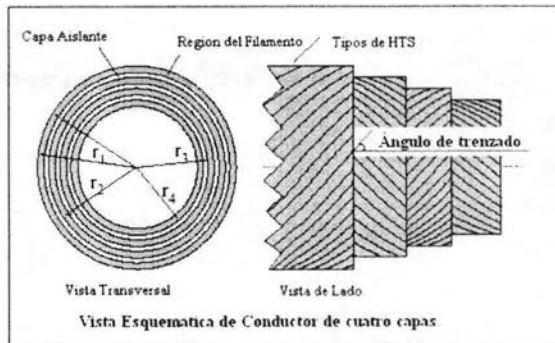


Fig. 25

Las capas son eléctricamente aisladas por otra capa, por ejemplo de cinta Mylar, y soldada a los extremos del cable.

III.2.- PERDIDAS DE C.A. EN LAS CINTAS SUPERCONDUCTORAS

III.2.1- Modelo del Estado Crítico y Perdidas de Histéresis

Cuando se habla de un superconductor normalmente se relaciona en un conductor sin resistencia eléctrica. Sin embargo, esto sólo es verdad si no se expone a el superconductor entero a los campos magnéticos, sobre su campo crítico más bajo H_{c1} , teniendo presente que los efectos de demagnetización reforzarán el campo magnético local que depende de la forma del superconductor. Por debajo del H_{c1} el superconductor se comporta como un diamagneto ideal con una susceptibilidad de -1 ^[8].

Esta declaración también es válida en el sentido de la regla de Silsbee's aplicado para el transporte de corriente—Cuyos estados sean tan largos como el mismo campo de la corriente de transporte, sea está aplicada por debajo del H_{c1} Esta se llevará sin la pérdida en una de la superficie envuelta de espesor λ , la profundidad de penetración magnética. $\lambda = \sqrt{1 - (T/T_c)^2}$

En práctica, este régimen es normalmente sin sentido, como los valores de corriente serán llevados y los campos normalmente excedan multiples H_{c1} . Esta es una verdad particular para los superconductores anisotropicos de temperatura alta que tiene valores muy bajos de H_{c1} . Un valor típico de H_{c1} para YBCO de 77K está alrededor de 5000A/m, $H \parallel c$. Para Bi2223 H_{c1} no se conoce exactamente, pero es significativamente más pequeño que para YBCO^[9]. Si el campo magnético aplicado H excede H_{c1} que normalmente es el caso, una c.a. ya no puede llevarse sin pérdidas. Es cuando el campo magnético ha penetrado el superconductor en la forma de líneas de flujo magnéticas cuantificadas. Si en un transporte de corriente (c.a. o c.d.) se aplica en este caso, las pérdidas ocurren debido al movimiento de las líneas de flujo magnéticas que causan dispersión.

En caso de que los flujos no pueden entrar al espécimen libremente, este tiene definida una densidad de corriente críticos j_c . Para los propósitos de la ingeniería eléctrica se ignoran normalmente los orígenes microscópicos de j_c , y para nuestro caso, estaremos satisfechos sabiendo que el superconductor tiene un j_c de densidad críticos bien definida a la que desarrolla un cierto voltaje, por ejemplo $1 \mu V/cm$. en el caso de una transición afilada Debajo del j_c su resistividad de c.d. es 0, y sobre j_c su resistividad de c.d. es su resistividad de fluir el flujo.

Para evitar otras complicaciones para los propósitos prácticos asumiremos también que la magnetización reversible $M_{rev}=0$ y $H_{c1}=0$ que Es implícito para el resto de la investigación a menos que por otra parte sea mencionada. Esto lleva a la contestación de la histéresis del superconductor a un campo magnético aplicado que normalmente se describe como el estado crítico o estado Bean^[10].

La cuesta del campo magnético local es dada por el Maxwell en la ecuación rizo $H = j = j_c$.

Así un campo aplicado H paralelo a la dirección de z lleva a $dH/dx = j_c$.

Correspondiendo a la penetración del campo magnético una densidad de corriente $j=|j_c|$ los flujos donde el campo magnético ha penetrado (positivo en un lado, negativo en el otro). Es la dirección de la rampa del campo invertida, entonces la corriente de polaridad opuesta penetra las fronteras del espécimen. Un campo característico $H^* = j_c$ un (campo lleno de penetración) puede definirse, que es el campo magnético al que penetra al frente del flujo al centro de la tabla^[11].

Uno observa que las corrientes se comportan anti-simétricas, y los campos simétrico con respecto al medio del espécimen. Un bloque transporta corriente inversa en el papel de la corriente y campo: todos la corriente van en la misma dirección, produciendo distribuciones del campo anti-simétricas. Como los campos magnéticos, las corrientes penetran del exterior al interior.

III.2.2- Campo magnético paralelo en un bloque.

El campo aplicado es $H=H_0 \text{ sen}(\omega t)$. Entonces puede reconstruirse el flujo en el espécimen del modelo en estado crítico. Típicamente la pérdida de energía por el volumen de unidad por ciclo ($\omega = 1$ por conveniencia) se obtiene esquemáticamente de

$$P = \frac{1}{\delta} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{d\phi}{dt} j dt \quad (3.1)$$

Utilizando la regla de la integración parcial lleva a

$$P = \frac{1}{\pi} (\phi(\pi/2) - \phi(-\pi/2)) - \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \phi \frac{dj}{dt} dt \quad (3.2)$$

En la aproximación cuasiestática el segundo término es abandonado ($dj/dt=0$). Esto lleva a una pérdida de potencia por volumen de (ahora $f = \text{frecuencia} = \omega/2\pi$)

$$\frac{P}{V} = \frac{2 i_0 f H_0^3}{3 j_c a} \quad (3.3)$$

donde $2a$ es el ancho del bloque, válido para $H_0 < H^* = j_c$.

La pérdida aumenta con el cubo del campo magnético aplicado. Si $H_0 > H^*$ la pérdida/volumen está compuesto de dos términos, para $H_0 = H^*$, de Ec.(3) y

$$\frac{P}{V} = f \mu_0 j_c a (H_0 - H^*) \quad (3.4)$$

Esta pérdida corresponde a la saturación del resguardo en el espécimen y sólo depende linealmente de campo. También depende linealmente del tamaño del bloque que es uno de las razones para subdividir superconductores que se usa cambiando campos magnéticos externos finamente (ver más^[12]).

III.2.3 - transporte de corriente llevado a un campo magnético en un bloque.

En este caso el bloque lleva una corriente $I = I_i \text{ sen}(\omega t)$, y se expone a un en fase paralela del campo magnético $B = B_{tot} \text{ sen}(\omega t) = \mu_0 H_{tot} \text{ sen}(\omega t)$. Esto es tratado^[13] usando el modelo de estado crítico. Recientemente las medidas en las cintas de Bi2223 han mostrado que estas expresiones dan una estimación buena de la pérdida de c.a.^[14]. Para todo acoplamiento, non-torció, de cintas multifilamentarias. La pérdida P por ciclo por volumen V se da por [f es frecuencia = $\omega/(2\pi)$]

$$\text{Para } \beta < i \quad \frac{P}{Vf} = \frac{2B_p}{3i_0} (i^3 + 3\hat{a}^2 i) \quad (3.5)$$

$$\text{Para } i < \beta < 1 \quad \frac{P}{Vf} = \frac{2B_p}{3i_0} (\hat{a}^3 + 3\hat{a} i^2) \quad (3.6)$$

$$\text{Para } \beta > 1 \quad \frac{P}{Vf} = \frac{2B_p}{3i_0} \left[\hat{a} (3+i^2) - 2(1-i^2) + 6i^2 \frac{(1-i)}{(\hat{a}-i)} - 4i^2 \frac{(1-i)^3}{(\hat{a}-i)^2} \right] \quad (3.7)$$

Donde P es la pérdida de poder total e,

$$i = I/I_{c1},$$

$$\beta = H_{tot}/H^*,$$

$$Bp = \mu_0 H^*.$$

y

III.2.4- Campos perpendiculares en Cintas Superconductoras

En un cable conductor de una sola fase sin huecos entre las cintas (como se muestra en fig. 25) todos los campos magnéticos se orientan paralelamente dirigiéndose a las cintas. Sin embargo, en caso de la orientación imperfecta o cuando hay un hueco entre las cintas o en la presencia de otra corriente que llevan los conductores, los campos magnéticos se pueden presentar orientados perpendicularmente a la superficie de la cinta.

La pérdida de la energía puede ser determinada usando una técnica de integración similar descrita anteriormente ^[15]. Sin embargo, los perfiles de flujo son diferentes y no-lineales debido al campo de demagnetización que ocurren en los bordes de la tira. Las pérdidas/longitud de energía están dadas por ^[15]

$$\text{Para } H_0 < H_c \quad \frac{P}{l} = 4 \mu_0 f j_c t a^2 H_0 h \left(\frac{H_0}{H_c} \right) \quad (3.8)$$

$$\text{Para } H_0 \gg H_c \quad \frac{P}{l} = 4 \pi \mu_0 f a^2 j_c t (H_0 - 1.386 H_c) \quad (3.9)$$

La tira tiene la anchura 2a, y t es espesor, y

$$H_c = j_c t / p,$$

La función $h(x) = (2/x) \ln(\cosh x) - \tanh x$.

Para $H_0 \ll H_c$ la pérdida es proporcional a H_0^4 .

III.2.5- Cinta o elipse que transporta corriente

Ahora la cinta transporta corriente $I = I_0 \sin(\omega t)$. Si I_c es la corriente crítica de la cinta, la pérdida/longitud de Energía es

$$\frac{P}{l} = \frac{f \mu_0 I_c^2}{\pi} g(I_0 / I_c) \quad (3.10)$$

Donde $g(x) = (1-x) \ln(1-x) + (1+x) \ln(1+x) - x^2$. Esto normalmente es llamado la fórmula de la cinta de Norris ^[16]. Para las corrientes I_0 bajas $\ll I_c$ esta se comporta como

$$\frac{P}{l} = \frac{f \mu_0 I_0^4}{6\pi I_c^2} \quad (3.11)$$

El comportamiento de pérdidas de c.a. de cinta no rectangular pero elíptica es sección-cruz significativamente diferente. En particular a valores bajos de I_0/I_c la tira tiene pérdidas significativamente más bajas. La fórmula de Norris de elipse ^[16] da la pérdida de Energía como:

$$\frac{P}{l} = \frac{f \mu_0 I_c^2}{2\pi} e(I_0 / I_c) \quad (3.12)$$

Donde la función $e(x) = (2-x)x + 2(1-x) \ln(1-x)$. Esta expresión es válida para las elipses de todas las proporciones del aspecto, así también para un alambre redondo. Sin embargo, resulta que las pérdidas para una tira de espesor finito tienden a ser significativamente más alta que de la tira de Norris (determinó numéricamente ^[17]).

III.2.6- Tubo transportador de corriente (modelo monoblock)

Ahora miremos el caso de un tubo sólido que transporta corriente.

Este caso es pertinente para un cable desde forma (a menos que se toman medidas especiales) típica, las capas exteriores llenas primero de corriente, correspondientes a un tubo sólido. Cuando una corriente se aplica esta penetra homogéneamente del radio exterior R_{ext} al radio interior R_{int} .

El campo magnético creado se orienta tangencialmente a la superficie, y perpendicular a la corriente. Si $(R_{ext}-R_{int}) \ll R_{ext}$ entonces el perfil del campo creado por la corriente es lineal y se parece a la mitad del modelo estatal crítico para un bloque. Cuando la corriente se aumenta de 0 a I_c un frente de flujo penetra de R_{ext} a R_{int} . El campo magnético dentro del frente de flujo es 0, y el desborde $dH/\delta\rho = jc$ (dónde ρ denota la co-ordenada radial).

En este modelo, las pérdidas de c.a. por unidad de longitud para un conductor conducido por debajo su I_c es establecido igual al de las pérdidas por histeresis P_h por unidad de longitud l , en la capa superconductora. Esta es así llamada monoblock^[18] que puede ser escrita.

$$\frac{P_h}{l} = \frac{\mu_0 f I_c^2}{2\pi h^2} [2(1-i h) \text{Ln}(1-i h) + (2-i h) i h] \quad (3.13)$$

f = frecuencia de conducción de corriente.

I_c = Corriente crítica total del conductor.

i = Corriente reducida i_{pico} / I_c .

$h = (2R_{ext} - 2R_{int}) / 2R_{ext}$ siendo el factor geométrico.

En Ec.(13) se observa que las pérdidas dependen linealmente del factor geométrico y si normalmente I_c dependería de la corriente i_{pico} en tercer lugar. La forma del diámetro del modelo parece no ser relevante, sin embargo, a i_{pico} por debajo de I_c el factor geométrico h es aproximadamente proporcional de la corriente al espesor en la cinta, que es inversamente proporcional al diámetro (asumiendo el uso de las disposición de cintas comerciales) de este modo, el diámetro del modelo influye indirectamente a través del factor geométrico h . Para una vara sólida ($h=1$) el resultado es idéntico ala fórmula elíptica de Norris dada .

III.2.7- Medida de pérdidas de c.a. en cintas.

La pérdida de c.a. de un transporte de corriente puede medirse fácilmente en una configuración de ensayo 4. Allí por gotas de voltaje encima del espécimen es directamente moderado con contactos de voltaje, lo principal es que este lejos de la perpendicularidad, algunos graban las anchuras de la cinta antes de torcerlas^[19].

Pueden medirse la corriente y su fase usando una bobina Rogowski o una resistencia de la desviación no-inductiva.

Cualquier fase de voltaje puede medirse sensiblemente con un amplificador Lock-In, o una onda entera de voltaje grabada en un osciloscopio digital, donde puede plegarse directamente con la corriente para dar la pérdida de Energía^[20]. Las medidas de energía comercial son usadas inútilmente como el voltajes que necesita para ser medido, son voltajes de medidas en nV, siendo muy pequeños.

Debe notarse que a menos que la compensación sea usada las demandas en la sensibilidad y exactitud del amplificador Lock-In es enorme. Incluso un error pequeño de la fase puede producir resultados erróneos fácilmente^[21]. Una medida de la fase necesita ser mejor de 0.01 grados para medir la pérdida de la c.a. a $I/I_c=0.1$ con un error de sobre +/- 20%. Para Agregar una compensación, sin embargo, generalmente agrega complejidad al sistema, y así las fuentes adicionales de error, muchos laboratorios trabajan de hecho sin la compensación. Las Pérdidas

incurridas por un campo magnético son normalmente moderadas midiendo el momento magnético m del espécimen como una función de campo magnético aplicado H . La pérdida de poder por ciclo esta dada por el área de la vuelta adjunta $P = \oint m dH$

El momento magnético puede ser medido usando magnetómetros comerciales, por susceptómetros de c.a., o indirectamente con sondas del Vestibulo que miden el campo magnético sobre el espécimen. Normalmente a frecuencias de Energía se usa el susceptómetro de c.a.

Puede medirse el efecto combinado de trasporte de corrientes y los campos magnéticos con una versión bastante detallada de una estructuración normal y puede usarse etiquetas de voltaje no-inductivas puestas. Los métodos no-eléctricos de medidas de pérdida normalmente involucran midiendo el calor generado por la pérdida de Energía. Esto puede ser hecho midiendo el levantamiento de temperatura de un ciclo adiabatico del espécimen puesto ^[22,23], o midiendo el grado de ebullición del refrigerante usado (nitrógeno líquido o helio)^[24]. Un método alternativo es el método de resonancia (vea abajo), que sin embargo nunca se ha usado con cintas solas.

III.3. CABLES DE POTENCIA.

III.3.1 Auto y Mutua inductancias

La geometría del conductor de cable se presenta esquemáticamente en figura 1. en donde se presentan, la propia y mutua inductancia de las capas que son determinadas por la unidad de longitud del conductor (también véase ^[25]). El espesor de la capa individual se considera infinitesimal. Además el bobinado con cintas discretas es aproximado por una hoja de corriente continua.

III.3.1.1 capas de autoinductancias.

Para una sola configuración de la capa de densidad de flujo magnética B , son deducidas por el uso de la ley de Amperio, mostrado en Ec.(3.14) y (3.15).

Para $r < r_i$ $B_{\text{interno}} = \frac{i_0 I}{L_{pi}}$ (3.14)
 donde hay un campo axial

Para $r > r_i$ $B_{\text{externo}} = \frac{i_0 I}{2 \partial r_i}$ (3.15)
 donde hay un campo tangencial.

L_{pi} =Grado de torsión de la capa dada por el ángulo de trenzado. α [$\tan(\alpha) = 2 \cdot \pi \cdot r_i / L_{pi}$]

I =Corriente a través de la capa,

r_i =Radio de la capa

μ_0 =Permeabilidad del vacío ($4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ H/m).

Se encuentra la autoinductancia calculando la energía del campo magnética adjunta, W_m [J/μ]. Donde se encuentra W_m calculando primero la densidad de energía de campo magnética, w_m [J/m^3], dado por

$$w_m = \frac{B^2}{2 i_0} \quad (3.16)$$

Resultando la energía del campo magnética del conductor por la unidad de longitud dada por

$$W_m = \frac{1}{2 i_0} \int_0^{r_i} \left(\frac{i_0 I}{L_p} \right)^2 2 \partial r dr + \frac{1}{2 i_0} \int_{r_i}^D \left(\frac{i_0 I}{2 \partial r} \right)^2 2 \partial r dr \quad (3.17)$$

donde la primera expresión es la energía del campo del conductor por unidad de longitud guardado dentro del volumen del conductor del cable. La segunda expresión es la energía del campo del conductor de longitud guardado fuera del volumen del conductor del cable. D es la distancia entre la capa y el centro del retorno.

La autoinductancia, L [H/μ], se encuentra por

$$W_m = \frac{1}{2} L I^2 \quad (3.18)$$

ayudada por

$$L = i_0 \frac{\partial r_i^2}{L_{pi}^2} + i_0 \frac{L_n (D/r_i)}{2 \partial} \quad (3.19)$$

III.3.1.2. capas de inductancia mutua.

Las inductancias mutuas entre una capa interna i y una capa exterior que j, M_{ij} , puede ser encontrado por la expresión general

$$W_m = \frac{1}{2} L_i i^2 + \frac{1}{2} L_j i_j^2 + M_{ij} i_i i_j \quad (3.20)$$

donde L_i y L_j son la misma inductancia de capa i y j. i_i y i_j son las corrientes en capa i y j.

El total de las energías del campo magnética, W_m , es la suma de tres contribuciones: La energía guardada dentro del volumen de las dos capas, W_{mi} , la energía guardada en el volumen entre las capas, W_{mb} , y la energía guardada en el volumen de las capas exteriores al retorno, W_{mo} .

La energía guardada dentro de cada capa es despreciada, cuando el espesor de la capa se considera infinitesimal.

Por el uso de la ley de Amperio la energía guardada se encuentra como antes:

$$W_{mi} = \frac{1}{2 i_0} \int_0^{r_i} [a_i \frac{i_0 I_i}{L_{pi}} + a_j \frac{i_0 I_j}{L_{pj}}]^2 2 \partial r dr \quad (3.21)$$

$$W_{mb} = \frac{1}{2 i_0} \int_{r_i}^{r_j} [(\frac{i_0 I_i}{2 \partial r})^2 + (\frac{i_0 I_j}{L_{pj}})^2] 2 \partial r dr \quad (3.22)$$

$$W_{mo} = \frac{1}{2 i_0} \int_{r_j}^{\partial} [i_0 (I_i + I_j)]^2 2 \partial r dr \quad (3.23)$$

donde a_i y a_j son constantes (+1 o -1) teniendo en cuenta las direcciones de trenzado.

Si las dos capas se enrollan en la misma dirección alrededor del anterior el signo de las constantes es el mismo. En el caso de trenzado contrario las constantes son cada uno con su signo.

La Energía magnética total esta dada por:

$$W_m = W_{mi} + W_{mb} + W_{mo} \quad (3.24)$$

La inductancia mutua entre la capa i y j pueden ser calculados por el uso de Ec.(3.21) a través de (3.24). En la situación donde las capas son consideradas de espesor infinitesimal las inductancias mutuas por la unidad de longitud del conductor esta dada por

Para $r_j > r_i$

$$M_{i,j} = M_{j,i} = \frac{a_i a_j i_0}{L_{pi} L_{pj}} \partial r_i^2 + \frac{i_0}{2 \partial} \text{Ln} (D/r_j) \quad (3.25)$$

III.3.2 Distribución de Corriente.

La distribución de corriente en los cables de Energía esta gobernada por varios parámetros:

- La auto y mutua inductancia de las capas de los superconductores,
- la resistencia de las uniones de las cuerdas y conductores usados,
- la corriente normalmente elevada no-lineal y la característica de voltaje del conductor .

Cual de los parámetros será el dominante, dependerá en general de la operación de la corriente respecto a la corriente crítica del conductor . La distribución de corriente y su dependencia en condiciones de operación determinarán la pérdida de c.a. que finalmente producirá el cable (también vea [26]).

En el cálculo se involucra las capas de auto y mutuas inductancias L_i y M_{ij} , respectivamente. Las capas son consideradas que están eléctricamente paralelas. La transferencia de corriente entre las capas sólo se permite a los extremos del cable. Los voltajes V_i y corrientes I_i en cada capa son establecidas por la siguiente ecuación

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ \dots \\ V_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_1 & M_{12} & \dots & M_{1n} \\ M_{21} & L_2 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_{n1} & \dots & \dots & L_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ \dots \\ i_n \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R_1(I_1) & \dots & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & R_n(I_n) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ \dots \\ I_n \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Si todas los voltajes y corrientes son de forma del seno (qué ocurre cuando todas las corrientes de la capa están debajo de la capa de la corriente crítica) entonces esta ecuación puede expresarse en la anotación compleja [25,27] como

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \dots \\ V_n \end{pmatrix} = j \hat{u} \begin{pmatrix} L_1 + \frac{R_1}{j \hat{u}} & M_{1,2} & \dots & M_{1,n} \\ M_{2,1} & L_2 + \frac{R_2}{j \hat{u}} & \dots & M_{2,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_{n,1} & M_{n,2} & \dots & L_n + \frac{R_n}{j \hat{u}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \dots \\ I_n \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

El Termino R_i en las Ec. (3.26) y Ec.(3.27) tomas la resistencia de la juntura y las perdidas de c.a. de la capa individual en cuenta, ω es la frecuencia angular ($2 \cdot \pi \cdot f$) y j es la unidad imaginaria.

Donde $M_{ij}=M_{ji}$ es la inductancia mutua entre las capas i y j , L_i es la auto inductancia de la capa i .

Ambas inductancias dependen de los radios r_i y del grado de torsión L_{pi} . V_i es el voltaje y I_i es el tiempo derivado de la corriente I_i en cada capa. Para un cable largo (sin resistencia de contacto) el término del resistencia $R_i (I_i)$ normalmente se da por

$$R_i (I_i) = \text{cte. señal} (I_i) \frac{|I_i|^{n-1}}{I_{ci}^n} \quad (3.28)$$

Donde I_{ci} es la capa de corriente críticas.. Prácticamente la constante es igual a 1 mV/cm a lo largo del cable.

La inclusión del término de la señal asegura que la resistencia parte de la capa del voltaje que se pone negativo si la corriente es negativa. La corriente global se da por

$$I = \sum I_i \quad (3.29)$$

Y la corriente crítica del cable es

$$I_c = \sum I_{ci} \quad (3.30)$$

Puesto que las capas se conectan en paralelo todos los voltajes V_i son idénticos y producen un conjunto de capas de valor I_i para una configuración dada. Sin embargo, la Ec.(3.26) no tiene una solución general simple debido al término resistivo dependiente de la corriente.

a) Todos las capas de corriente $I_i < I_{ci}$

Para los valores muy grandes de $n \rightarrow \infty$ el segundo término en Ec.(3.26), puede dejarse para $I_i < I_{ci}$.

En este caso es más útil invertir la Ec. (3.26) y escribirla en forma del diferencial. Esto lleva a

$$\begin{pmatrix} \Delta I_1 \\ \dots \\ \Delta I_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_1 & M_{12} & \dots & M_{1n} \\ M_{21} & L_2 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_{n1} & \dots & \dots & L_n \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} V_1 \\ \dots \\ V_n \end{pmatrix} \Delta t \quad (3.31)$$

Así para cada instante de tiempo Δt el cambio ΔI_i , de la corriente en la capa i esta dado a través de Ec. (3.31). La corriente total de la capa siempre es

$$I_i = \sum_{t=0}^i \Delta I_i \quad (3.32)$$

Como la corriente total I esta impuesta en el cable, nosotros siempre tenemos $I = \sum I_i$ y por consiguiente también

$$\frac{dI}{dt} = \sum \frac{dI_i}{dt} \quad (3.33)$$

En la Ec. (3.31) (o para una onda de la forma sinusoidal la Ec. Será invertida) sosteniendo que si todas las corrientes de la capa I_i están debajo de la corriente crítica de la capa I_{ci} . En este caso las corrientes de la capa siguen la forma de la ola de la corriente externa con un factor de proporcionalidad determinado por la matriz en ec. (3.31).

b) Corriente de saturación en la capa $I_i > I_{ci}$

Si se alcanza la corriente crítica de una capa, su corriente I_i ya no puede aumentar (o disminuir si $I_i = -I_{ci}$). Entonces, para $R_i \gg L_i$ dI_i/dt el voltaje V_i en Ec.(3.26) es producido ahora por el término de resistividad y el término inductivo $L_i dI_i/dt = 0$ puede descuidarse (de forma ideal dI_i/dt se vuelve cero en caso de una transición de resistencia afilada con $n \rightarrow \infty$). Por consiguiente la Ec. (3.31) no es lo suficiente para describir el sistema, puesto que $\Delta I_i = 0$ es requerido en este caso. Si $dI_i/dt = 0$, entonces por supuesto todos los términos que contienen dI_i/dt se vuelven cero. Por consiguiente una solución aproximada del problema puede ser obtenida resolviendo el sub-problema siguiente, por ejemplo si capa la 1 se satura

$$\begin{pmatrix} \Delta I_2 \\ \dots \\ \Delta I_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_2 & M_{23} & \dots & M_{2n} \\ M_{32} & L_3 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_{n2} & \dots & \dots & L_n \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} V_2 \\ \dots \\ V_n \end{pmatrix} \Delta t \quad (3.34)$$

donde la capa saturada $i=1$ será quitada del problema reduciendo la dimensión de la matriz a través de uno: la fila correspondiente y la columna será quitada. Esto produce una nueva distribución del dI/dt , la suma todavía tiene que igualar el cambio de corriente dI/dt aplicado al sistema. La diferencia antes de la saturación es que la capa i ya no contribuye a los cambios actuales, desde $I_i = \pm I_{ci}$.

En otras palabras, la corriente extra $\Delta I = dI/dt \Delta t$ es ahora distribuido entre las capas $i-1$. Esto continúa hasta la próxima capa j saturada. Ahora dos capas (i y j) llevan la corriente crítica, y la columna y filas j serán retiradas de la matriz y reducen su dimensión de nuevo a través de uno. Este procedimiento continúa consecutivamente hasta que todas las capas se saturen, y el cable ha alcanzado su corriente crítica.

Evidentemente esto introduce una no-linealidad en el problema.

Hay ahora un 'retazo de fase' entre las capas saturada y la no-saturada, y el flujo local en el cable se vuelve no-sinusoidal, aun si la corriente total aplicada tiene la forma del seno. Para poder describir el efecto de saturación más específicamente nosotros asumimos que la corriente impuesta I sigue una forma de diente de sierra de la frecuencia f . La corriente del máximo es I_0 que disminuye linealmente a $-I_0$ en medio periodo. El voltaje externo cambia de polaridad cada medio ciclo. Si la inductancia del cable fuera constante durante el ciclo (que no lo es) la forma de ola de voltaje fuese rectangular.

Ahora deben distinguirse varios casos diferentes.

1. El primer $\frac{1}{4}$ de ciclo. La corriente total comienza de cero y se incrementa hasta I_0 . Dependiendo de la matriz de la inductancia ambos valores positivos y negativos de las corrientes de la capa son permitidas. Cuando la primera capa satura la matriz de la inductancia se modifica según las reglas dadas sobre $I_0 = I_{cable}$, I_c evalúa que todas las corrientes de las capa sean positivas, sin tener en cuenta la matriz de la inductancia.
2. En el primer $\frac{1}{2}$ ciclo por debajo. La corriente del cable va de I_0 a $-I_0$. Esto corresponde al caso periódico esto pasa cada vez que la corriente ha alcanzado su máximo. Ahora - dependiendo del tamaño de la corriente I_i con respecto a I_{ci} deben distinguirse varios casos:
 - a) Para todo $I_i < I_{ci}$. Si la matriz de la inductancia produce solo corrientes positivas para voltajes positivos entonces nunca ocurrirá la saturación de una capa porque todas las corrientes de la capa disminuyen a lo largo de la corriente externa.
 - b) Algunos o todos $I_i = I_{ci}$. Si la matriz de la inductancia solo produce corrientes positivas para voltajes positivos, entonces las condiciones de saturación son inmediatamente relevantes en cuando I empiece a disminuir la saturación de corriente será cuando se aproxime a $-I_0$.
 - c) Algunos o todos $I_i = I_{ci}$. Si la matriz de la inductancia produce corrientes negativas para voltajes positivos (condición inversa) entonces las condiciones de saturación probablemente no serán tan relevantes cuando I empiece a disminuir. Esas capas que llevan I_{ci} también tienen las condiciones inversas, permaneciendo saturadas hasta que la corriente sea suficiente y sea difundido a otras capas y releve las condiciones inversas. Entonces la saturación otra vez ocurrirá como se aproxime a $-I_0$.
3. En el próximo $\frac{1}{2}$ de ciclo. La corriente del cable corre desde $-I_0$ hasta I_0 . Esto corresponde a un caso periódico y las corrientes son el inverso del caso 2.

c) Caso general.

Para los pequeños valores de n típicamente encontrados en las cintas de superconductores de temperatura alta T_c (alrededor de 20 o más pequeño) una solución general de la Ec. (3.26) tiene que ser encontrada. Esto puede ser usando la técnicas de la integración numéricas normal o por paquetes. Un ejemplo se da mas adelante.

III.4 Calculo de las Perdidas en cables superconductores

Las perdidas en los cables de energía de superconductores tienen diversos orígenes:

- Los criogénicos ó perdidas de refrigeración. Esta perdida es generada por la necesidad de mantener frio el conductor por debajo de su Temperatura Critica.
- Las perdidas en las corrientes parásitas en las partes metalicas que rodean al superconductor que lleva la corriente.
- Perdidas de histéresis en el propio superconductor .
- Perdidas Dieléctricas. Las pérdidas Dielectrica ocurren en cables de HTS como en cables convencionales. Para el diseño Dielectrico criogeno(CD) las perdidas dielectricas de los cables tienen que ser disipadas por el Nitrogeno liquido (LN) que tiene una eficiencia baja η . Los valores típicos para la eficiencia de congelación para las máquinas congeladoras grandes están en el rango 7%-14%.

Un cable superconductor que lleva c.d. no tiene perdidas de corrientes parásitas dependiendo del nivel de corriente y de las características del voltaje del superconductor existirán algunas perdidas dentro de el, aunque un superconductor ideal puede transportar c.d. sin perdidas.

Una gran cantidad de trabajo se ha llevado a cabo en las distribuciones de corriente y las pérdidas en cables superconductores de c.a.^[28]. Sin embargo, la mayoría de estos trabajos tiene su relevancia en los cables que se usan para enrollar imanes, exponiéndose a significantes campos magnéticos externos.

Las pérdidas en los cables de potencia de superconductores de c.a. han vuelto a enfocar la atención de los investigadores gracias al descubrimiento de los superconductores de temperatura altas (HTS)^[1-7]. Los cables de la transmisión sólo están sujeto a su propio campo magnético, en lugar de uno externo. Dentro del cable, la corriente se distribuye según el cable, las auto y mutuas inductancias, normalmente no son homogéneas (vea anterior). Se ha comprendido que las pérdida baja se obtiene con la distribución de las corrientes homogéneas^[2], pero las expresiones por obtener la pérdida son todavía datos ausentes. En esta sección se usan los resultados en la distribución actual desarrollada a un cable modelo que computa pérdidas del c.a. para las corrientes hasta la corriente critica. No se incluyen actualmente estas corrientes de redistribuciones dentro de una capa y los efectos de un hueco entre las cintas de una sola capa.

El problema de calcular la pérdidas de c.a. está en la separación de dos sub problemas , a saber,

- 1) el caso cuando la corriente pico de cada capa está por debajo de su corriente crítica,
- 2) uno o más de las capas han alcanzado su corriente crítica

Si $n = \infty$ [dónde n es el exponente en Ec (2.28)] las dos contribuciones pueden analizarse separadamente, y entonces es un gusto de la suma de aproximación para la ingeniería.

1) $I_i < I_{ci}$. Para toda capa.

En el régimen de la corriente baja ninguna de las capas del cable se satura. Todas las corrientes de la capa están debajo de sus corrientes críticas respectivas. Así cada capa simplemente puede describirse como una hoja actual $I_{capa} = I_i \sin(\omega t)$ esta tiene una en fase paralela al campo

magnético $B = B_{tot} \sin(\omega t)$ aplicado a él. Para $n = \infty$. Esta pérdida de magnetización P_{mag} por ciclo por volumen V es simplemente dada por la ec. (3.5-3.7).

Estas pérdidas son llamadas las pérdidas de magnetización, por esto P_{mag} es la pérdida total de energía, $i = I_c / I_{ci}$, $\beta = B_{tot} / B_p$, y $B_p = I_c / (4\pi r_i)$, donde r_i es el radio del medio de la capa i -th.

El campo magnético total perpendicular a la corriente que observa la capa está dada por

$$B_{Tot} = i_0 (H_{\phi i} \cos \alpha_i + H_{ai} \sin \alpha_i) \quad (3.35)$$

Donde α_i es el ángulo dado a la capa i , $H_{\phi i}$ es el campo magnético tangencial, y H_{ai} es el campo magnético axial de la capa i conocida de las otras capas. Estos ángulos y campos magnéticos están dados por

$$\alpha_i = \text{Arc Tg} \left(\frac{2\partial\partial_i}{I_{pi}} \right) \quad (3.36)$$

$$H_{\phi i} = \sum_{j=i+1}^n \frac{I_j}{2\partial\partial_i} \quad (3.37)$$

$$H_{ai} = \sum_{j=1}^{i-1} \frac{I_j}{I_{pj}} \quad (3.38)$$

Esta pérdida de magnetización tiene 3 energías dependiendo de ambas corrientes y campos magnéticos en el rango de validez de Ec. (3.5) y (3.6), y una dependencia lineal para los campos magnéticos en el rango de Ec. (3.7).

La pérdida total en el cable es obtenida resumiendo las pérdidas en cada capa, teniendo en cuenta que las coberturas de la capa con superconductor puede ser menos perfectas, subsecuentemente hay siempre un hueco entre las cintas que constituyen una capa. Esta pérdida es equivalente a lo conocidos como pérdida de UCD (densidad de corriente uniforme ^[2]), sólo que la corriente necesariamente no necesita ser uniforme. Para capas que no llevan corriente pero simplemente exponen a un campo magnético son las Ec.(3.5-3.7). Deriva del estado normal crítico las expresiones de pérdida para una tabla del superconductores en campo paralelo.

si $n < \infty$ entonces las expresiones anteriores tienen que ser modificadas de acuerdo con. Típicamente las pérdidas tienden a aumentar comparándolo como un grano ($n = \infty$) caso ^[29].

2) $I_j > I_{cj}$ en una o más capas

La corriente en una capa saturada se queda constante a la corriente crítica mientras el campo magnético producido por las otras capas aumenta. Esto produce pérdidas no incluidas en Ec (3.5-3.7). Estas pérdidas pueden ser calculadas por el voltaje de la capa y la corriente para cada instante de tiempo Δt desde I_0 a $-I_0$. Esto tiene que hacerse durante un ciclo completo.

para $n = \infty$ (caso grano) el cómputo de la corriente de distribución ya se ha perfilado anteriormente. Este procedimiento determina I_i y dI_i/dt para cada capa, y así en la Ec. (3.26) todo el voltaje en las capas no saturadas donde $R_i = 0$ (todos los valores M_{ij} y L_i son conocidos). El voltaje en todas las capas no-saturadas es igual, e idéntico al voltaje V_0 externo aplicado para manejar la corriente. V_0 es, sin embargo, el cambio de tiempo de una capa satura.

En contraste, en las capas saturadas sólo los voltajes de los términos contienen $dI_i/dt \neq 0$ puede computarse directamente. La resistencia, el voltaje $I_i R_i$ no son directamente determinadas pero la corriente I_i es conocida. pero no es prioritario R_i . Sin embargo, desde que todas las capas se

conectan en paralelo todo los voltajes de la capa deben ser idénticos. Así el voltaje de la resistencia simplemente es la diferencia entre V_0 (que se calcula de una capa no-saturada) y la suma de los voltajes que vienen de los no-ceros dI/dt .

De esta manera un voltaje y corriente completo pueden computarse en forma de onda para una entrada de corriente externa arbitraria de forma de onda. Para un número finito n la Ec. (3.26) tiene que ser integrada numéricamente, llevando también la forma de onda completo de corriente y voltaje. En ambos casos la pérdida de energía global por la longitud por ciclo es obtenida entonces simplemente por integración de tiempo encima de la mitad de un periodo

$$\frac{P_{sat}}{lf} = 2 \sum_{i=1}^n \int_{t_1}^{t_2} V_0(t) I_i(t) dt \quad (3.39)$$

Donde t_1 es el tiempo máximo, y $t_2 = t_1 + 1/2f$ son los tiempos siguientes mínimos de corriente. La Ec. (3.39) se llevara a cabo numéricamente y será usado para calcular la pérdida del c.a. que se producirá en la próxima sección. Generalmente hablando del formalismo anterior del desarrollo del modelo monoblock, para un número infinito de capas que tienen pendientes infinitas.

En contraste con las pérdidas de magnetización en el párrafo anterior estas pérdidas deben llamarse pérdidas de saturación, desde entonces se eleva la corriente de saturación de una capa. Evidentemente el mecanismo de pérdidas físicas es el mismo para los dos regímenes -es el arrastre del movimiento de las líneas de flujo. Sin embargo, en el régimen de la corriente baja su movimiento dentro de una capa, y en el régimen de la corriente alta se mueven a través de la capa. Obviamente en un cross-over se rigen ambos mecanismos. En el caso de la corriente de distribución desigual y el n -valor alto son fácilmente distinguidos.

III.4.1 conclusiones.

Primero un comentario general a la división de los regímenes de las pérdidas en los dos. Está claro que el mecanismo físico de pérdida es el movimiento de líneas de flujo en el superconductor. Así en principio no es correcto agregar físicamente las dos contribuciones, cuando ellos tienen el mismo mecanismo físico. Sin embargo, desde que la pérdida de saturación es más grande que la pérdida de magnetización, desde un punto de vista de la ingeniería en muchos casos es práctico igualar el sentido de las hechas para desprestigiar la pérdida de magnetización a las corrientes altas.

En el primer ejemplo se muestra un cable donde la corriente tiende a fluir hacia el exterior del cable. El cálculo muestra esto, y el cálculo de la pérdida es muy similar al obtenido del modelo del monoblock. En ejemplo 2 ocurre sólo pérdida de magnetización debido a una fuerza igual (o casi igual) a la distribución de corriente. Una distinción entre los dos regímenes diferentes descritos aquí no puede ser de hechos tan fácilmente, en particular si las pérdidas de saturación son pequeñas y comparables a las pérdidas de magnetización.

Éste es el caso del tercer ejemplo mostrado aquí, donde una completa solución numérica Ec. (3.26) fuese usada fuera de un valor n bajo.

III.5.- EJEMPLOS.

III.5.1.-CABLE DE 10 CAPAS (SW3)

Un cable con 10 capas alternadas (cambiando direcciones de torsión) pero por otra parte contiene ángulos de torsión relacionados con el primero (cable Southwire #3, ^[30]).

Mostramos en la grafica 1 (Anexo 1) el calculo de la distribución de corriente, (el espesor de la capa se estimó de la diferencia entre forma y diámetro externo) como una función de la corriente

total del cable cuando la corriente se incrementa desde cero. Inicialmente casi todos la corriente se concentran en la capa exterior (#1) del cable. Cuando esta capa se satura más corriente se impulsa dentro de la capa 2, y así sucesivamente hasta que el cable esté completamente lleno con corriente. Estas saturación de corrientes en las capas es mostrada en la Grafica 1 (Anexo 1) Esta muestra la corriente en cada capa como una función de tiempo para una corriente externa aumentando. linealmente Las corrientes externas aumentan continuamente, mientras las corrientes de la capa exhiben discontinuidades en la cuesta, habrá una capa alcance su corriente crítica.

Éste resultado de la corriente que proporcionó al cable tiene que ser distribuido a una capa menor, aumentando así el $|dI/dt|$ de todas las capas. Se han calculado las pérdidas correspondientes a 77K y se han mostrado en la Grafica 2 (Anexo 1) junto con datos tomados, de la ref. [30]. Debe notarse que la corriente crítica original del modelo del cable se dio como 1600A, considerando que tiene una disminución a una corriente crítica de 1000A (todo $dc, 1\mu V/cm$) cuando la medida de pérdida eléctrica se llevó a cabo. El acuerdo entre el cálculo y la pérdida es bastante buena, pero no perfecta.

En particular a las corrientes bajas por debajo de la saturación de la primera capa la pérdida moderada se subestima significativamente. Para las corrientes altas las pérdida calculada son similares en magnitud a las pérdidas del monoblock, pero con un exponente de poder ligeramente más bajo ($n=2.86$). Las pérdidas experimentales parecen ser del mismo orden de magnitud como el calculado, pero tiene un exponente de poder aun más bajo ($n=2.63$) que la corriente calculada y el modelo monoblock ($n=3$). El acuerdo obtenido podría ser mejor usando la corriente crítica como parámetro digno. También puede verse que las pérdidas del magnetización (si extrapolamos por debajo de 150A a las corrientes más altas) es por lo menos un orden de magnitud más pequeña que las pérdidas de saturación.

III.5.2.- CABLE DE 4 CAPAS (ELTEK7)

Este cable es un modelo del cable de 3m de largo que tiene 4 capas con diapasón alterno de 0.3m, acabado en la Universidad Técnica [25]. La corriente se alimenta separadamente dentro de cada capa introduciendo resistencia dentro de la trayectoria de la corriente que tiende a igualar a la distribución de la corriente.. También se han investigado las características de DC del conductor del cable pero no han sido consideradas aquí. La corriente en la capa individual se ha monitoreado por el embobinado Rogowski situada en forma de espiral alrededor de la capa 4. (capa interna), capa 3 y 4 y así las demás. La distribución de la corriente medida como una función de la corriente total a 50 Hz se muestra en la Grafica 3.(anexo 1) En tabla 3. se muestra el calculo de la distribución de corriente en dos casos; con y sin resistencias de las uniones.

Las distribuciones de corrientes son calculadas con la Ec.(3.27) donde las inductancias se descascaran con la longitud del conductor del cable. La distribución de corrientes calculada sin tener en cuenta resistencias de las uniones corresponde a un conductor de cable largo, el caso que nosotros queremos investigar. ¡Se nota que en este caso una corriente es inducida en la capa 2 qué realmente está corriendo al revés!

El cálculo está en ambos casos que sólo es válido para las corrientes bajas donde las perdidas de c.a. son despreciables:

$$R_i = R_{salto,i} \text{ para } I \ll I_C \quad (3.40)$$

Un buen convenio se encuentra entre calculó y la medición de la distribución de corriente para las corrientes por debajo de 1000 A_{rms} . a 1000 A_{rms} la corriente empieza a redistribuir como la capa extrema, está llevando la corriente crítica. Esto asemeja a que la medida de distribución de la corriente entre las capas es substancialmente más uniforme, que el caso habría sido con resistencias en las uniones más pequeñas o con un conductor de cable más largo.

Capa No.	R_{salto} [$\mu\Omega$] medida @ 50 Hz.	Calculo de la Corriente en la Capa Para $R_i = R_{\text{salto}, i}$ $I_{\text{capa}}/ I_{\text{total}}$, [p.u.]	Calculo de la Corriente en la capa Para $R_i = 0$ $I_{\text{capa}}/ I_{\text{total}}$, [p.u.]
4	17.2	0.20	0.06
3	18.0	0.13	-0.19
2	17.6	0.27	0.43
1	13.5	0.40	0.70

Tabla 3. Calculo de la distribución de corriente.
Las resistencias en las uniones son medidas.

En la Grafica 4 (Anexo 1) se muestran la medición de pérdidas a 77K en el caso donde las series de resistencias están presentes. Así por encima de todo el rango de las corrientes medidas mostrado en la figura, realmente deben reflejar las pérdidas de magnetización que ocurren en el cable. El cálculo de la curva contiene sólo la pérdida de magnetización aproximadamente a 1000A. También se muestra la curva de pérdida para la igualación de la distribución de corriente. El acuerdo entre medidas y el cálculo de la pérdida es bastante buena en el régimen de corrientes bajas. Para las corrientes más altas cercanas a 600A rms, las pérdidas moderadas son más altas que lo predicho e indican que alguna corriente de redistribución o la saturación ocurre, posiblemente e incluso entre las cintas de algunas capas.

III.5.3.-CABLE DE 8 CAPAS (NRC5)

Este cable de 8 capas es de 10 m de largo, fue construido con la intención de tener igual o casi igual a la distribución de corriente usando un modelo de enrollamiento específico^[31]. Los datos de las pérdidas de a.c. a 77K se muestra en la Grafica 5, (Anexo 1), junto con las curvas teóricas calculadas usando una completa solución de la ec. (26). El transporte medido de la corriente crítica ($A \ 1 \ \mu V/ \text{cm}$ la corriente crítica del conductor fue 3240 A a 77 K. A una corriente rms de 2 kA [50 Hz] la pérdida de c.a. fue derivada para ser $0.6 \pm 0.15 \text{ W/m}$.) Fueron usados para el cálculo de pérdida bajo la suposición de que la corriente crítica de todas las capas son iguales. Un exponente de energía de $n=8$ (valores medidos para las cintas) se usó para la curva de pérdida de saturación. También se muestra la curva para las corrientes iguales en todas las capas, en el caso de que sólo se produzcan pérdida de magnetización. La competencia entre el cálculo y los datos son muy bueno.

El cross-over de la magnetización y las pérdidas de saturación ocurren cerca de 1700A. A corrientes altas puede verse que la pérdida de magnetización se pone lineal con corriente, mientras las pérdidas de saturación aumentan demasiado rápido y dominante. El experimento muestra (y la teoría predice) que la pérdida de magnetización a las corrientes bajas sigue el comportamiento de I^3 , cambiando a un exponente más bajo para las corrientes más altas. Sin embargo, la pérdida de magnetización calculada a la corriente baja es más grande que las medidas (cercano al factor 3 a 300A), y la transición de energía 3 para impulsar 1 en la curva calculada ocurre a una corriente más baja de lo predicho. Esto puede indicar efectos granulares, cuando la densidad de corriente local pudiera ser más alta que el transporte que uno usa aquí,

Las pérdidas de magnetización amenazan y empujan el punto de la transición a las corrientes más altas. Sin embargo, también debe notarse, que el error que obstruye en las pérdidas a las corrientes bajas son completamente grande debido a la substracción de factores de las contribuciones de las resistencias en las uniones

III.5.4.-Conclusiones

Es presentado un modelo que permite calcular distribuciones de corrientes y pérdidas de c.a. cuantitativamente en cables superconductores de energía multi-capas

Hay dos regimenes que se han identificado de gran importancia:

un régimen de corriente baja en el que la distribución de corriente es determinada por la matriz de la inductancia del cable, y un régimen de corriente alto en donde uno ó más capas han alcanzado su corriente crítica.

Un nuevo mecanismo de pérdida debido a la saturación de corriente en capas se identifica. Se hacen comparaciones entre los datos medidos y el modelo. reproduciendo grandes datos, y obteniendo buenos acuerdos.

III.6.- Las pérdidas de c.a. debido a las corrientes parasitas en las partes metalicas de un cable superconductor.

Se evalúan las pérdidas del c.a. que ocurren en las partes metálicas de un fase de un solo cable. Existen tres principales contribuciones: La forma del tubo que transporta la cinta superconductor, el ducto del vacio externo, y las cintas plateadas que contienen el superconductor.

En caso de usar metales puros como Aluminio ó Cobre las pérdidas en el modelo puede ser, una contribución significativa a las pérdidas globales del cable. Las pérdidas de c.a. en el tubo del vacio externo son despreciables. Las perdidas de las corrientes parasitas en las cintas plateadas son pequeñas, mientras exista aislamiento de un modelo a otro. Fig 26

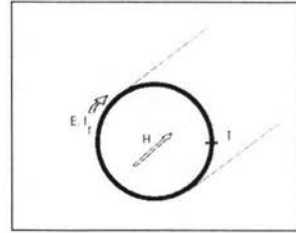


Fig 26. Modelo Geometria de la corriente parásita.

III.6.1. Modelo

Una pérdida se desarrollará debido a la forma de las corrientes parásitas de c.a. que se generan debido a la presencia de un campo magnético que se levanta de las corrientes dentro del superconductor. La forma situada dentro del superconductor enrollar y actúa como el bobinado secundario de un transformador, el primario es el superconductor. En la Fig. (26) está descrita la geometría del problema. Para el resto del cálculo asumimos $T \ll R$, y la profundidad superficial $=\infty$. La capa superconductor está en i^{th} capa. (para simplicidad sólo se muestra una capa) produce en su centro el campo magnético homogéneo axial paralelo a la dirección y .

$$H_i = \frac{I_i}{L_p^i} \quad (3.41)$$

donde $I_i = I_{i0} \sin(\omega t)$ es la corriente en la i^{th} capa con un grado de inclinación en el trenzado $L_p^i = \omega = 2\pi f = 50\text{Hz}$). El grado de inclinación en el trenzado debe asociarse con una señal según el sentido del embobinado, positivo para en el sentido de las agujas del reloj, y negativo para el embobinado en sentido contrario a las agujas del reloj. Debido a la longitud del solenoide (el cable) el diámetro de la capa no entra en el campo magnético generado. El campo H es responsable para la pérdida de c.a. para el modelo como:

$$H' = \sum_i H_i \quad \text{y} \quad H = \frac{H'}{\sin(\omega t)} \quad (3.42)$$

Este campo es cero, si cada capa tiene una contraparte con sentido opuesto, asumiendo en ambos corrientes iguales. En general éste no es el caso (ver anteriormente).

Como la corriente de distribución entre las capas también puede cambiar como una función de corriente total en la pérdidas del cable en la forma, pueda ser un buen no-monotona en función del corriente total del cable con uno o más máximos. Cambios en la distribución de corriente en la capa

debido a la inductancia mutua entre las formas y en las capas, deben esperarse y estar en la mira para futuros trabajos. La inductancia eléctrica del campo E esta actuando alrededor de la modelo circular. El voltaje U_{ind}

$$U_{ind} = \oint dE = \frac{\partial \phi}{\partial t} = i_0 \delta R^2 \dot{H} \cos \alpha t \quad (3.43)$$

se genera a lo largo de la circunferencia y es inducido por el cambio de flujo ϕ e incide en el modelo. Su valor pico U_{ind}^m esta dado por los términos del coseno. El valor pico de la corriente del modelo esta dado por:

$$I_f^m = U_{ind}^m / R_e \quad (3.44)$$

donde R_e es la resistencia eléctrica del modelo para la corriente que fluye a través de la circunferencia. Para dar una longitud l en el modelo y una resistencia ρ encontramos $R_e = \rho l / A$, donde $A = l \cdot T$ y $l = 2\pi R$. donde T es un modelo grueso. Así la corriente inducida en el modelo se vuelve

$$I_f^m = \frac{i_0 R \dot{H} T l}{2\pi} \quad (3.45)$$

La perdida eficaz de energía está dada por:

$$P_f = \frac{1}{2} U_{ind}^m I_f^m / l \quad (3.46)$$

con resultado en

$$\frac{P_f}{l} = \frac{i_0^2 \delta^3 R^3 f^2 T}{\pi} H^2 \quad (3.47)$$

existe mucha fuerza (cúbica) dependiendo del radio del modelo, mientras el espesor entra sólo linealmente. Son preferibles materiales con alta resistividad ρ . Como ejemplo de materiales consideramos el cobre puro. (o aluminio puro que tiene resistividad muy similar), Y los no magnéticos como acero limpio SS (stainless steel). Con resistividad a 77K son 0.21 (Cu), 0.25 (Al) y aproximadamente $70 \mu\Omega\text{cm}$ (SS). En práctica se recomienda para medir realmente la resistividad (77K) del modelo usado, y esta resistividad es usada en la Ec. (3.47). Esto es en particular importante para los materiales puros, subsecuentemente las sumas pequeñas de impurezas pueden cambiar significativamente la resistividad a 77K.

En la práctica las pérdidas cercanas a 1 W/m son obtenidas para un 1 mm de un modelo de Cu de 30mm de diámetro en un campo de 1000 A/m. De este modo si hay un campo magnético en el modelo de cobre no debe usarse como material. Debe notarse que el efecto superficial tendería a bajar pérdidas, para que la Ec. (3.47) fuera considerada como un límite superior (vea ^[32]). Para modelos hechos de materiales trenzados se espera que las pérdidas sean más bajas,

III.6.2. tubo al vacio

Su geometría esta dada en la Fig. (27). La situación es diferente para este modelo., cuando el campo magnético es ahora tangencial al tubo, depende de la corriente total , en el cable como

$$H_t = \frac{I}{2\delta r} \quad (3.48)$$

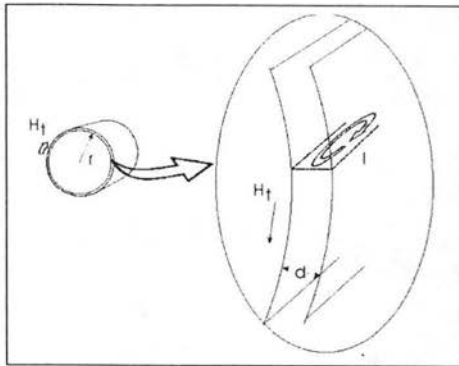


Figura 27. Geometría del tubo exterior. En el modelo, no se muestran las cintas ni aislamientos.

la distribución de la corriente en las capas no le importa. La corriente inducida está fluyendo ahora a lo largo de la longitud l de la envoltura con polaridad opuesta en el interior y fuera de el.

El cambio de flujo que maneja la corriente parásita está ocurriendo en el área d en el instante l , y esta es significativamente más pequeño que el modelo anterior. En acuerdo para simplificar el cálculo tendremos un valor constante (en factor del máximo valor) Usado para el voltaje inducido, proviniendo del uso de las fronteras del área d en el instante l .

Esta aproximación llevará a una sobrestimación de las pérdidas como realmente es inducido el voltaje variando con posición de las vueltas. El cálculo es de manera similar al anterior, llegando a:

$$\frac{P_v}{l} = \frac{i_0^2 \partial f^2 d^3}{2r\dot{i}} I_t^2 \quad (3.49)$$

En este caso es suficiente dar un valor numérico. Como ejemplo (en el peor caso) tomamos: acero limpio como material (así $\rho=70\mu\Omega\text{cm}$), $d=0.2\text{mm}$, $I_t=2000\text{A}$, $v=50\text{Hz}$, $r=0.04\text{m}$. Para estos valores la pérdida de energía por longitud es $7.1 \times 10^{-6} \text{ W/m}$, así es completamente despreciable comparado las pérdidas en los superconductor o las posibles pérdidas en el anterior. Aun cuando fue usado un espesor de tubo de Cu puro de 0.4mm , las pérdidas crecerían a un valor de orden 0.01 W/m , pero todavía son muy pequeñas.

Un tubo corrugado muestra pérdidas ligeramente más altas que los que hemos visto, debido al hecho que hay más material por la longitud de tubo comparado con un tubo liso. Así puede ser esperadas pérdidas más altas con un factor de 2 o 3.

III.6.3 Cintas superconductoras / matriz plateada.

Una cinta plateada (superconductor del de contiene) experimenta campos magnéticos radiales y axiales, dependiendo en que capa está situada. Las corrientes que pueden fluir dependen ahora de la cinta y el aislamiento de la capa.

Si no hay ninguna cinta ni aislamiento de la capa, las cintas tocan mutuamente, y la corriente puede circular alrededor de la circunferencia de la capa. Así la situación para las capas internas es similar al otro modelo, exponiéndose al campo axial creados por corrientes en las capas exteriores. Así la pérdida sería de magnitud similar como el modelo de cobre mostrado en figura 7, y la ec.(47) puede usarse para conseguir una estimación burda de las pérdidas estimadas, calculando H de la corriente total I_t . Se esperaría que la pérdidas sean proporcional a I_t^2 de hecho este comportamiento se encuentra experimentalmente en varios estudios.

Si las capas se aislaran mutuamente, entonces la escala de longitud para las corrientes dependerá en si de las cintas que toquen las capas o no. si esto es entonces son posibles las nuevas corrientes alrededor de la circunferencia, dependiendo de la frecuencia con la que estos toques ocurran. sería difícil un cálculo de pérdida en este caso. Si las cintas no son tocadas entonces la situación es idéntica para una cinta aislada (ver debajo).

Si las cintas en si son aisladas mutuamente , entonces solo las corrientes parásitas en cada cinta será posible.

Ambos campos axial y tangencial inducen corrientes, como se muestra en la Fig. (28). para simplificar el efecto de la posición del ángulo se desprecia. Esto puede hacerse porque las corrientes son locales, y las cintas no se conectan eléctricamente.

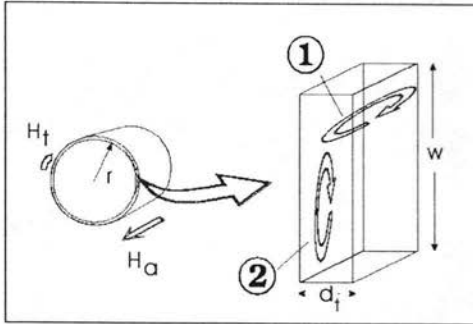


Figura 28. La geometría de cintas aisladas que experimentan campos magnéticos tangenciales y axiales. En el derecho se muestra una sola cinta. La corriente transportada es paralela a H_a . La corriente inducida del sistema 1 es debido al tangencial, y el sistema 2 es debido al campo magnético axial.

La pérdidas de c.a. ahora tienen dos componentes

Para las pérdidas causadas por el campo tangencial en una capa podemos usar la Ec.(3.49) directamente, poniendo el radio de la capa como r , y usando el grueso de la cinta. dt

Usando los parámetros de la sección anterior con el resistividad de plata, $\rho_{Ag}=0.3\mu\Omega\text{cm}$ llegando a una pérdida de energía cercana a $3 \times 10^{-3} \text{ W/m}$ por capa (en el peor de los casos). Para evaluar la pérdida debido al campo magnético axial nosotros tenemos que modificar la Ec. (3.47) Considerando la forma rectangular de la cinta. Esto lleva a

$$\frac{P_{Ag}}{l} = N \frac{i^2 \delta^2 d_i^3 f^2 w^2}{\tilde{n}_{Ag} (w + d_i)} H_a^2 \quad (3.50)$$

Donde N es el numero de cintas. se usa de nuevo una aproximación para el voltaje inducido, tomando el valor del máximo al perímetro exterior de la cinta, llevando a una sobrestimación de las pérdidas.

Si se insertan dimensiones de la cinta típicas en la ec.10 (cinta de 3mm, cinta de 0.2mm de espesor, $\rho_{Ag}=0.3\mu\Omega\text{cm}$, $H_a=10^4 \text{ A/m}$, $N=33/\text{capas}$) las pérdidas de corrientes parásitas de la plata debían ser 10^{-3} W/m/capa . Esta estimación es en el peor de los casos, porque asume que todas las cintas se exponen al campo magnético lleno producido a 2 kA, qué este no es el caso.

Así la pérdida total debido a las corrientes parásitas en la plata para las cintas aisladas se espera que sea menos de $4 \times 10^{-3} \text{ W/m/capa}$ a una corriente de 2 kA en el cable. Desde este valor de pérdida para las cintas aisladas es bastante pequeño, no es necesariamente considerar un cálculo más exacto en este punto.

III.6.4 pérdidas de c.a. en el caso de un conductor conectado entre cubiertas.

Sin Embargo, una pérdida grande puede levantarse si hay una conexión eléctrica entre las cubiertas a los extremos del cable, por ejemplo la forma y la pared interna del criostato, ó la pared interna y exterior del criostato (ver Fig. 29). Este problema es conocido en cables convencionales [33]. La pérdida es debida al campo magnético tangencial H_t causado por la corriente de transporte total I del cable. Este campo magnético siempre está presente independiente del modelo de torsión

de las capas. Al contrario de la pérdida causadas en una cubierta solo el flujo adjunto entre dos cubiertas es mucho más grande, y una pérdida grande es esperada. Permite que el cable lleve una corriente total de I_0 al pico de la frecuencia f . La pérdida de energía en dos cubiertas con los radios r_1 , el grosor del muro $t_i \ll r_i$ y la resistividad ρ_i se da aproximadamente por

$$\frac{P_{\text{sis2}}}{l} = \frac{\delta i}{\frac{\rho_1}{t_1 r_1} + \frac{\rho_2}{t_2 r_2}} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (3.51)$$

Podemos suponer que $r_2 > r_1$, y que el transporte del flujo de corriente del cable están dentro de la cubierta 1. Si la cubierta 1 esta de la forma, una buena aproximación para r_1 sería el radio de la capa del bobinado. El efecto superficial no se tiene en cuenta, no siendo necesario (vea debajo). Si esta pérdida se calcula para una cubierta interna (para un ejemplo de la forma) de 30mm diámetro, y una cubierta externa de 50mm de diámetro, Ambos de un 1mm de espeso, hecho de acero limpio (alta resistividad de $70 \mu\Omega\text{cm}$), entonces la pérdida de energía resultantes son aproximadamente de 0.34W/m , ¡una pérdida grande comparable en magnitud a las pérdidas térmicas y las pérdidas en el superconductor!

Podrían darse otros ejemplos, pero la conclusión es bastante evidente: no debe haber una conexión metálica entre las diferentes cubiertas del cable a los extremos, para ser exacto a ambos extremos. Unido ó unir a una terminación es permitido, cuando la circulación de la corriente es interrumpida del camino.

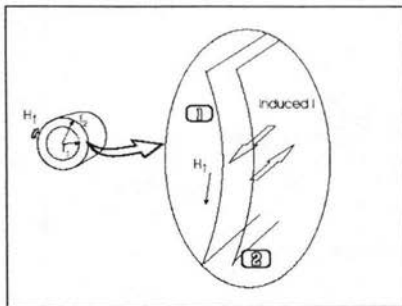


Figura 29. Geometría para la corriente inducida en dos diferentes cubiertas 1 y 2, que se conectan eléctricamente a los extremos.

III.7.-Metodos de medida de perdidas de C.A.

La medición de pérdidas de c.a. en cables superconductores es complicada, Esto es porque se han desarrollado varios métodos para conseguir está finalidad

En el método térmicos, el calor creado por la pérdida se usa para determinar la pérdida de energía. Esto se puede hacer midiendo el punto de ebullición de los gases usado, criogeno líquido, helio líquido ó nitrógeno. Por tal, la forma de operar de la temperatura en el cable es muy cerca al del líquido. La sensibilidad de este método es muy pobre, en particular en el nitrógeno líquido donde las pérdidas y el punto de ebullición son pequeños; se han realizado medidas en cables ^[34] usando este método. Si el cable se aísla térmicamente del líquido entonces la pérdida puede ser medida directamente colocando un termómetro a lo largo del cable, la medida de temperatura aumenta causada por las pérdidas ^[7,35,36]

Crítico es el aislamiento térmico que puede lograrse usando vacío o alguna sustancia aislante. Los métodos térmicos trabajan bien y dan verdaderas pérdidas de c.a, pero tiende a ser muy tedioso su uso.

En el segundo método la prueba eléctrica, el voltaje en fase con la corriente es directamente medida y multiplicada con la corriente para dar la pérdida de energía ^[1-6]. El problema con este método es que la inductancia, (fuera de fase) Con los componentes medidos de voltaje son muy más grandes (100 a 1000 veces) que los componentes resistivos. Esto crea la necesidad de la compensación y las medidas de ángulo de fase muy exactas. Además, los voltajes inducido de otras partes del circuito pueden falsificar las medidas, en particular en una configuración de tres fases.

Hay también un tercer método, el experimento de corriente resonante, (resonant current experiment RESCUE, ^[37]). Por consiguiente en el cable superconductor, cuyas pérdidas serán medidas en pequeños circuitos simplificados por un condensador. El circuito así formado contiene un inductor (el propio cable) y un condensador, y puede hacerse resonancia. Entonces una corriente resonante es inducida en este circuito, es entonces el declibe el que se usa para determinar las pérdidas en el cable del superconductor.

III.7.1 Método Térmico.

Un método no-eléctrico que se usa para determinar la pérdida de c.a. en cables superconductores es el método térmico.

En este método el calor desarrollado por la pérdida de c.a. es medido, normalmente midiendo una diferencia de temperatura entre dos termómetros. El principio es ilustrado en la Fig.(30), mostrado, donde el refrigerante (en la mayoría de los casos el nitrógeno líquido) - se permite fluir.

En donde se necesitan dos termómetros, localizados a diferente posición I_1 e I_2 a lo largo de la longitud del cable. Los termómetros miden la diferencia en temperatura ΔT entre los dos puntos, y la pérdida de c.a. por longitud P esta dada por $P = \Delta T c v A/(I_2 - I_1)$,

Donde A es la sección del punto de cruce del canal refrigerante en el cual el refrigerante da la capacidad de calor, c está fluyendo con la velocidad v . Una variante de este método puede usarse al estancarse el refrigerante ^[35], En el caso en que el cable se aísla térmicamente por encima de un cierto estiramiento, mientras en otra parte este enfriándose. entonces se pone un termómetro allí, y otro en el refrigerante. Cuando la corriente está fluyendo la temperatura aumentará en la parte del cable que está aislada térmicamente. Pueden calibrarse ambos métodos usando un cable de corriente directa ó un conjunto de calentadores.

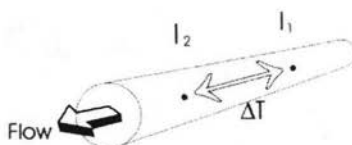


Figura 30. método de medición térmica.

Un tercer método mide el volumen de gas evaporado por el calor generado en el cable ^[34]. Esto es sólo evidentemente utilizable en una ebullición del refrigerante. Este método no es muy sensible. Las ventajas de todas las medidas térmicas, son la posibilidad de medir bajo las condiciones donde los métodos eléctricos no son aplicables, por ejemplo, en condiciones de tres la fases, y la posibilidad de medir cuando ambas transportan pérdidas y cuando las pérdidas son debido a un campo magnético que está presente. La desventaja general son aquellas que se complican para llevarse a cabo y pueden ser largas, aunque las cantidades sólo son medidas básicas. El ruido eléctrico puede jugar un papel, y la sensibilidad es reducida, comparanda a las medidas eléctricas.

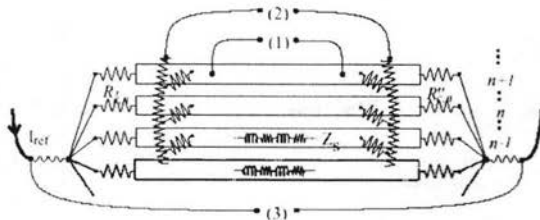


Figure 31. Representación de las conexiones de las cintas en una capa del cable conductor.

Mostrado es la conexión a una sola cinta (1) y al contacto del anillo (2)

III.7.2 Método eléctrico - Cable de una sola capa-

Los cables superconductores de Alta Temperatura (HTS) generalmente son, Independiente del diseño del cable, basado en la localización del centro del conductor. Estos conductores consisten en las cintas superconductoras (típicamente de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+x}$, Ag cintas cubiertas). Envoltura en forma de espiral. Más de una capa de cintas, generalmente se necesita para obtener una corriente crítica alta y pérdidas de c.a. suficientemente bajas. Un problema importante, cuando se usa el cuarto método de la prueba eléctrica es usar la fase sensible (lock-in) descubrir la opción de posiciones de potenciales de la prueba. Éstos deben ponerse de semejante manera que la verdadera pérdida puede derivarse de las medidas.

Para un modelo de una sola capa pueden emplearse por lo menos de tres maneras:

- (1) directamente en una cinta seleccionada,
- (2) en todas las cintas que hacen contacto al anillo.
- (3) En los metales normales de las corrientes conducidas.

En la Fig. (31) Se ilustran estas tres maneras de poner las sondas de voltaje. Esquemáticamente está representado un conductor del cable donde, se muestran sólo tres cintas realmente. Las cintas se representan como una serie de conexión de inductores y las corrientes dependientes de las resistencias. Cada cinta tiene en cada extremo una resistencia de contacto separada, $R'_{c,n}$ y $R''_{c,n}$, en el punto de inyección de corriente. El contacto del anillo es arrastrado como un espacio extendido a la resistencia a lo largo de que las cintas se conectan a través de resistencias de contacto individuales.

En orden para el único contacto de la cinta (1) sea usada con éxito, la caída de voltaje por encima de la cinta de prueba debe ser representativa para la caída de voltaje por encima de todas las cintas, ambas en magnitud y en ángulo de la fase (con referencia a la corriente total) a la frecuencia escogida. Obviamente esto requiere que las propiedades (corriente crítica, posición, autoinductancia e inductancia mutua) de la propia cinta sea representativa, pero también se requiere que las resistencias de contacto a la dirección corriente sean representativas. Si estos requisitos no se cumplen pérdida-voltaje será no representativos, los niveles serán medidos., o aun peor: la corriente a través de la cinta bajo consideración podría cambiarse en fase con respecto a la corriente total que produce errores notables en la fase del esquema del sentido descubierto.

La resistencia de contacto (de orden $\mu\Omega$) se vuelve importante debido a la longitud de la muestra corta (i.e. baja inductancia y voltajes de resistencia por encima del superconductor). La razón más común para las diferencias en calidad de la cinta es la degradación debido a su manejo. Los requisitos para igualar las propiedades de las cintas e incluso la resistencia de contacto a menudo resulta ser cumplida, produciendo sólo parcialmente errores grandes a las corrientes por debajo de la corriente crítica. probar una sola cinta, sólo, no es una manera fiable de medir. Con suerte todas las cintas deben probarse. Podría anticiparse al contacto del anillo (2) qué es conectado a todas las cintas (una sola capa del conductor) a lo largo de la circunferencia del conductor una solución apropiada es promediar por fuera las diferencias en el voltaje. dicho contacto del anillo

puede trabajar dado que el propio anillo tiene un resistencia (por unidad de longitud) que es mucho más pequeño que las resistencias de todas las cintas, rindiendo eficazmente una configuración estrella. También se requiere que las resistencias entre el anillo y las cintas sean todas del mismo tamaño. Si las corrientes que fluirán en el anillo debido a los potenciales desiguales creando voltajes a lo largo del anillo comparable a los voltajes por encima de las cintas, la medida del voltaje dependerá de donde se precise la dirección del voltaje que es atado al contacto del anillo. Por consiguiente un contacto del anillo práctico constituido por un alambre o conectado a todas las cintas de cable de conductor redondo en su circunferencia soldando o pintado de color plata no es fiable en el caso general.

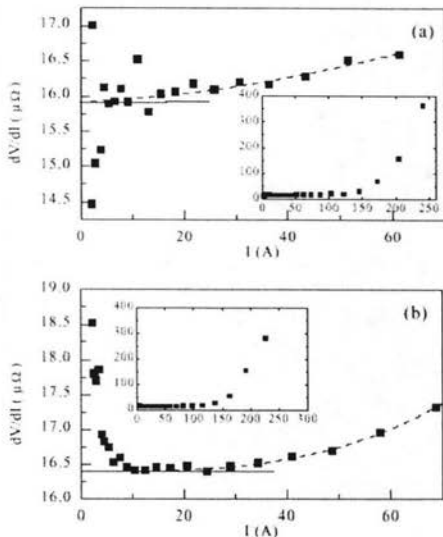


Figure 31. Amplificación de la derivada de la medida de voltaje-c.a. en fase en las juntas como una función de la corriente total. (a) como conductor fabricado con 16 cintas, (b) después del daño controlado de 4 cintas. Las curvas arrojadas son guías al ojo. La intersección con el eje de la ordenada da la resistencia del contacto eficaz. Las inserciones muestran las pruebas de los datos asentados.

Una tercera manera de poner las etiquetas de voltaje es ponerlas en las juntas normales del metal, que en las cintas del superconductor, normalmente se sueldan a un punto donde la densidad actual cambia linealmente con la magnitud de la corriente. En este caso es razonable esperar la medida para ser insensible a las variaciones en la calidad de la cinta y la resistencia del contacto. Solo uno tendría que sustraer de la medida del voltaje la contribución ohmica que proviene de la resistencia del contacto eficaz constituida por la resistencia de las juntas metálicas, ellas mismas y las resistencias de las conexiones de las cintas. Aquí presentamos datos que muestran que este método de medición se ha utilizado en muchos casos, pero también que tiene sus limitaciones. Los siguientes datos mostrados fueron todos adquiridos midiendo el voltaje de c.a. que usa un amplificador lock-in.

El signo usado para la referencia fue una fase calibrada contra el voltaje de un rollo en forma de anillo cerrado (toroidal) (embobinado Rogowski) puesta alrededor de la dirección que lleva la corriente de la muestra. La incertidumbre en la determinación de la fase estuvo menor de 0.025° , los valores de la corriente dependientes de la fase de la referencia corregida para extraer la parte resistiva del voltaje-c.a. registrado, i.e. el voltaje en fase con la corriente total. Los datos experimentales mostrados aquí son de la medidas de un solo conductor de la capa representativa. Este ejemplo fue hecho para un conductor HTS Bi-2223 de 16cintas colado paralelo a lo largo del eje del modelo. un tubo de Etronax con un diámetro de 14.5 mm. El alcance total en la superficie del modelo fue alcanzado. La longitud total del superconductor era 118.5 cm. Las cintas se soldaron en dos tubos cortos de Cobre montados a los extremos de él modelo.

La corriente crítica I_c de la muestra se midió a 187 A (a 77.3 K, usando un criterio de $1 \mu\text{V}/\text{cm}$). Donde al determinar la resistencia de contacto eficaz de las corrientes de las juntas, lo hemos

encontrado útil calcular y trazar la derivada en fase registrada del voltaje de c.a. V^r , como función de la corriente total I_{tot} . Debido al efecto superficial es necesario determinar la resistencia de contacto por cada aplicación de frecuencia, i.e. no puede usarse resistencia contacto en c.d. derivada de las curvas corriente-voltaje de c.d. en el caso de c.a..

Si el componente de pérdida de la impedancia del superconductor se denota $R_s(I)$ y la resistencia del contacto eficaz R_c , La derivada en fase del voltaje (i.e. la diferencia de resistencia de c.a.) está dado por:

$$\frac{\partial V^r}{\partial I} = R_s + R_c(I) + \left(\frac{\partial R_s}{\partial I} + \frac{\partial R_c}{\partial I} \right) \cdot I \quad (3.52)$$

Asumiendo que las pérdidas de c.a. en los superconductores son muy pequeñas ($R_s \ll R_c$) a $I \approx 0$ la resistencia de contacto puede derivar de una porción de $\partial V^r / \partial I$ contra I como la intersección de los datos con el eje de la ordenada (a $I = 0$). Un ejemplo de un registro a 48 Hz se muestra en Fig. 13a. La curva arrojada da una guía al ojo, indicando la posición de la intersección con el eje de la ordenada. El valor limite para la resistencia del contacto eficaz está en este caso determinado a $R_c = 15.92 \mu\Omega$ con una incertidumbre cercana a $\pm 0.05 \mu\Omega$. La dispersión en los datos a corrientes por debajo de 15 A, creemos que son debido a una constante de tiempo demasiado baja usada para la fase sensible de la medida de voltaje. Sin embargo, cuando los resultados por debajo se discutieron se indico que también podría ser debido a una re-distribución de la corriente.

Para investigar la influencia de variaciones sistemáticamente en calidad de la cinta en las medidas, preparamos 4 de las 16 cintas de muestra en el conductor de cable de un extremo. De la curva DC V-I observamos una reducción de I_c de 187.0 hasta 179.6 A correspondiendo a una reducción aproximada a 18 A para cada uno de las cintas dañadas. Éste es un valor razonable que tiene en cuenta la longitud de la cinta total de 118.5 cm.

El resultado diferencial de la curva de resistencia -c.a. equivale a una de la Fig. 31a mostrada en Fig. (31)b. El valor limite de la resistencia del contacto es determinado a $R_c = 16.42 \pm 0.05 \mu\Omega$. Donde extrapolando una curva lisa a través de los datos para las corrientes más altas que ≈ 10 A. Este valor es algo más alto que para el conductor de un daño. Esto puede ser debido y perfeccionamiento a la aparente resistencia de las soldadura de las juntas causada por un flujo de redistribuido de la corriente, i.e. la corriente en las cintas dañadas es fraccionariamente más pequeño que en el resto de las cintas. Otra explicación es que los lugares donde las 4 cintas ha sido agregado una preparación y contribución ohmica a los voltajes medidos.

Nosotros consideramos la última explicación como la de más credibilidad, ilustrando también la debilidad con esta técnica: cualquier ohm (= resistencia y corriente independiente) se substraerá la contribución del propio conductor del cable. Las contribuciones Ohmicas podrían originar el remolino de las pérdidas actuales en el metal circundante (e.g. en el modelo) y de acoplar pérdidas en la matriz de plata de la cinta de HTS o si las cintas tocan pérdidas eléctricamente de las corrientes que fluyen de la cinta a la cinta a través de la plata.

En la Fig. (31)b a corrientes bajas de 10A la resistencia diferencial se ve en aumento rápido con corrientes crecientes. Esto que nosotros atribuimos a una corriente de re-distribución lejos de una distribución igual eficazmente. que aumenta la resistencia de la junta. Una estimación preliminar de que tan grande influencia tendría si las 4 cintas dañadas están sin corriente puede calcularse tomando la resistencia de la junta total en el caso ileso como $R_c = R_{c,n} / N$, Donde $R_{c,n}$ es la resistencia de la junta de cada cinta y N es el número de cintas. Esto nos da $R_{c,n} = 254.7 \mu\Omega$. si $N = 12$ el resultado es $R_{c,n}(12) = 21.2 \mu\Omega$. Aunque ésta es una estimación cruda Esto lo hace con sentido cuando comparamos con Fig. 31b si es supuesto que ningún flujo de corriente en las 4 cintas dañadas a las muy bajas corrientes donde la resistencia de una buena cinta es prácticamente cero.

Cable con multicapas

En los conductores con multicapas generalmente las cintas mas bajas no son accesibles para medir el voltaje. Por consiguiente en el ejemplo que sigue todos los contactos se ha hecho en las juntas de las capas, también es enfocado específicamente en posición de la dirección del voltaje, Error de desfaseamiento, la compensación inductiva y situación de la dirección del retorno de la corriente. Las investigaciones se han llevado a cabo con un cable superconductor de 10 m. de largo, modelo de conductor que contiene 8 capas hecho por NKT. El conductor se ha enrollado en una máquina de trenzado comercial, adaptado para el uso con la aleación de plata superconductor cubierto de cintas Bi-2223. En cada extremo del cable las cintas superconductoras se soldan hacia una junta cilíndrica de cobre. La corriente crítica a un voltaje a criterio de $1\mu\text{V}/\text{cm}$ es 3240 A a 77 K.

Datos del Cable

Longitud	10 m.
Numero de Capa	8
Numero de Cintas	193
Diámetro interno	35mm
Diámetro externo	40 mm
Corriente Critica $I_{c, \text{total}}$	3240 A

El conductor del cable de 10 metro se probó sumergido en un tipo de baño con nitrógeno líquido (LN_2) en donde los tipos de criostatos son hechos de materiales no-metálicos. Una tapa firme se puso encima del baño. El nitrógeno líquido fue llenado automáticamente cuando un cierto nivel mínimo fue alcanzado.

El circuito eléctrico se muestra en la Fig. (32). La corriente se proporciona de un transformador con sólo un embobinado secundario (el propio circuito de la prueba). El embobinado primario de este transformador es alimentado por un transformador variable. (no mostrado) permitiendo el control del voltaje y la corriente. El transformador variable se conecta directamente a la red. Dos cables de cobre puestos en cada lado del criostato devuelven la corriente al transformador. Para descubrir si la geometría del camino del retorno de la corriente tiene cualquier efecto en la pérdida moderada se probaron dos posiciones de retorno de direcciones, Ver Fig.(33)a. En ambos casos las dos direcciones del retorno estaban separadas por una distancia de 400 mm y se pusieron con distancia igual al conductor del cable.

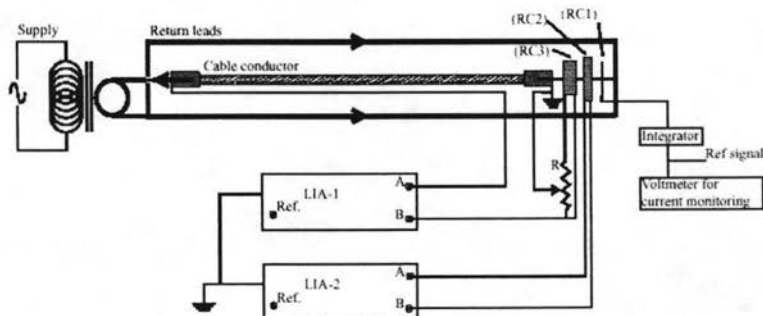


Fig.32. Esquema del circuito eléctrico para medir pérdidas de c.a. en conductores de cable dos lock-in los amplificadores miden el voltaje del cable y la señal signo de una precisión del embobinado Rogowski, RC2. El amplificador integra la señal de la embobinado Rogowski RC1 Suministra los lock-ins con una señal de referencia y es usada para el monitoreo de la corriente Un circuito de compensación inductivo del embobinado Rogowski, RC3, y un divisor de voltaje resistivo R

En el caso simétricos (SYM), (dos pliegues) la dirección del retorno se colocaron en el mismo plano como el conductor del cable. En el caso asimétrico (ASYM) la dirección se colocó en un plano de 140 mm por debajo del conductor.

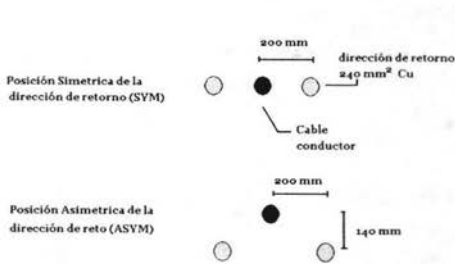


Figure 33a. Las dos configuraciones del retorno de dirección de la investigación.

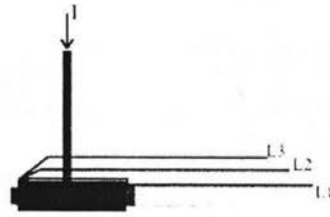


Fig 33 b. posición del voltage invertido y derivado en el cable conductor. el derivado son todas puestas verticalmente sobre el conductor: L1 (elevado 1 mm), L2 (elevado 15 mm) y L3 (elevado 30 mm).

El voltaje invertido fue puesto a los extremos de las juntas de cobre. Como se muestra en la Fig.(33)b. Esta posición del voltaje invertido afianza medidas significantes como el voltaje global es medido evitando algún falso y corriente que dependa del voltaje producido por posible efecto de redistribución de corriente como una función de corriente en las juntas (vea anteriormente). El voltaje moderado es así una suma del voltaje por encima del superconductor y el voltaje por encima de las juntas de cobre.

El último contiene contribuciones de la resistencia del cobre en las juntas y de la resistencia de contacto entre las cintas superconductoras y el cobre. La pérdida agregada a la medida por la resistencia de la junta tiene que ser quitada para deducir la pérdida de c.a. real del superconductor.

Tres pruebas de direcciones de voltaje, L1, L2 y L3, se conectó el voltaje invertido. Las direcciones se posicionaron a distancias del conductor de 1 mm, 15 mm y 30 mm, respectivamente, así creando tres diferentes. pick-up derivadas. La estructuración de la medida consiste en dos idénticos amplificadores set-up,

LIA-1 y LIA-2, y tres anillos cerrados (embobinado Rogowski), RC1, RC2 y RC3. RC1 es una bobina comercial Rogowski con un amplificador y un integrador. El rendimiento de calidad alto del integrador de RC1 se usa para la medida de corriente (usando un voltmetro digital de c.a.) y como señal de referencia externa para los dos amplificadores lock-in. Sin embargo, Hay una pequeña corriente dependiendo de la fase cambiando el rendimiento del integrador.

El proposito de RC2 y RC3 es proporcionar señales que cambien precisamente 90.00° con respecto a la corriente. Estas señales pueden usarse para determinar el cambio de la fase actual de RC1 que habilita una corrección de post-adquisición. Adicionalmente ellos pueden usarse para la compensación inductiva. se han producido RC2 y RC3 en el laboratorio sin cualquier parte metálica más que el alambre. El voltaje en el cable (y fase) es medido con LIA-1, y el voltaje de referencia y fase de RC2 son medidas con LIA-2. RC3 es usada para la compensación inductiva. La magnitud de la compensación de la señal se hace variable usando un resistor variable.

Las medidas fueron realizadas midiendo el voltaje y el ángulo de la fase simultáneamente de la dirección del voltaje (LIA-1) y de RC2 (LIA-2) cf. Fig. (32). La fase correcta para la medida de pérdida fue encontrada corrigiendo la fase moderada del cable-voltaje (para LIA-1) Con error de fase de RC1, que era medido con el segundo amplificador lock-in (LIA-2).

Subsecuentemente los datos se corrigieron para la diferencia interna en el error de la fase de los dos amplificadores lock-in.

La diferencia en error interior de la fase fue encontrada conectando ambos amplificadores lock-in 300, (LIA-1 y LIA-2) a RC2. El resultado de este procedimiento fue una mejora significativa de la exactitud de la fase sobre todo a las corrientes bajas, donde es particularmente importante eliminar errores desde que las pérdidas son pequeñas y los ángulos de la fase están cerca de 90 grados. La pérdida fue calculada multiplicando la derivada en fase del voltaje rms con la medida de la corriente rms. Como el componente inductivo del voltaje medido típicamente es mucho más grande, (100 a 500 veces) que el componente resistivo, el uso de un circuito de compensación inductivo fue evaluado. Todas las medidas se realizaron en ambos, con y sin el uso de compensación inductiva.

Fue ajustado el circuito de la compensación para que el ángulo de la fase fuese conducido por debajo de 86° a corrientes bajas. Si el componente resistivo del voltaje, i.e. el voltaje en fase, es igual a 0.1 mV a un ángulo de fase de 89.9° (valores típicos), entonces el voltaje de la compensación inductiva requerido para conducir por debajo de la fase a 86° es 55.8 mV. El error en la resistencia del voltaje introducido por una compensación inductiva con un error de fase es de $\pm 0.01^\circ$ es en este caso $55.8 \text{ mV} \times \cos(90 \pm 0.01) = \pm 0.0097 \text{ mV}$, equivalente a $\pm 10\%$ del componente resistivo.

	<i>R</i>	<i>m</i>
L1 SYM	1.24 $\mu\Omega$	3.30
L1 C SYM	1.18 $\mu\Omega$	3.26
L2 SYM	1.33 $\mu\Omega$	3.27
L2 C SYM	1.08 $\mu\Omega$	3.33
L3 SYM	1.36 $\mu\Omega$	3.20
L3 C SYM	1.03 $\mu\Omega$	3.30
L1 ASYM	+	+
L1 C ASYM	+	+
L3 ASYM	Too much scatter in data	
L3 C ASYM	1.02 $\mu\Omega$	3.34

Tabla 4. Resistencias de la junta ajustadas para cable de 8 capas

Sin embargo, como esto apareciera en este papel el resultado final de la medida de pérdidas de c.a. presentado es realmente insensible a los errores lineales pequeños en el circuito de la compensación. La razón de esto es que extraemos las pérdidas no-lineales del superconductor de los datos medidos y descuido de las pérdidas de la resistividad lineal, proviniendo principalmente de las juntas de cobre.

Nuestra compensación inductiva del circuitos hecha de RC3 conectado a una resistencia divisora de voltaje cf. Fig. (32). Este circuito se acopla en serie con la señal de voltaje del conductor del cable.

El error de la fase producido por la presencia de la resistencia variable (divisor de voltaje) depende fuertemente del valor de la resistencia. Su valor debe ser preferentemente mucho más pequeño que la impedancia de la entrada del amplificador lock-in (10 M Ω), pero también muy más alto que la bobina de Rogowski, RC3. Un divisor de voltaje de 55 $\kappa\Omega$ was usado para las investigaciones en este artículo. El fabricante de LIA especifica una precisión de la fase relativa de 0.01° , pero sólo una exactitud absoluta de $< 1^\circ$. Y un error de fase de $\pm 0.02^\circ$ (como se usaron dos LIAs) en la incompensación de señal a 89.9° corresponda a un error de $\pm 20\%$. la compensación de datos con ángulos de fase a 86° (o menores) no son sensible a los errores de la fase sistemáticos en el sistema, e.g. un error de $\pm 0.02^\circ$ corresponde a menos de $\pm 1\%$ a 86° . Las medidas se llevaron a cabo con la configuración de dirección de retorno simétrico (SYM) o la configuración de dirección de retorno asimétrica (ASYM).

En la Grafica 6 (Anexo 1) las pérdidas totales vs. Corriente, se muestra para todas las derivaciones y configuraciones de dirección de pruebas. Se nota que que las medidas se llevaron a cabo usando la dirección del voltaje L1, con posición de la dirección del retorno de la corriente asimétrica difiera significativamente del resto de los datos. La posición de las direcciones del retorno está afectando el voltaje claramente en medida de la derivación L1, mientras sólo tiene un efecto pequeño en el resto de los datos. Por qué los datos se adquirieron con la derivación L1 y la colocación de dirección de retorno asimétrica (ASYM) con ó sin la compensación difiere significativamente los datos adquirió usando las otras derivaciones y las configuraciones no están claras. En solo las cintas conductoras se ha observado un efecto de la extensión de dirección en la

pérdida como resultado del efecto de la desimantación producido por la forma del conductor^[19]. Si la misma razón sostenida aquí, entonces alguna asimetría del flujo de corriente podría ser responsable para la desviación de los resultados de los datos L1/L1-C ASYM para lo datos obtenidos con todos los voltaje y las configuraciones de direcciones de retorno de la corriente. La causa especulativa de esto, posiblemente podría ser una saturación de la corriente asimétrica en uno de las capas del cable causado por el campo magnético de la posición de dirección de retorno asimétrica. Posiblemente la derivación L1 es más sensible ala no-homogenidad local resultante de la dirección del campo magnético que lo lleva afuera. En la posición de dirección de retorno simétrica hay un campo magnético significativamente reducido a la situación del conductor, posiblemente reduciendo así este efecto. La resistencia de la juntura es la frecuencia dependiente a la deuda del efecto superficial.

De, el valor de c.d. ($0.7 \mu\Omega$) no puede usarse para la corrección de las medidas de pérdida. La resistencia de las juntas R_j , es encontrado apropiado la medida de la pérdida P , a las corrientes bajas con la expresión,

$$P = A \cdot I^m + R_j \cdot I^2 \quad (3.53)$$

donde el primer término en el lado de la mano derecha representa la pérdida de c.a. en el conductor del cable (A y m son constantes) y el segundo término representa la pérdida resistiva en la juntura. I es la corriente en rms. Se sabe bien que las pérdidas de corrientes parásitas son 10-100 veces mas bajas que la pérdida de histéresis^[38]. Esto deja sólo las pérdidas de resistencia de las juntas. Como el montaje sólo es posible cuando m y R_j realmente son constantes los datos se verifican para esta relación.

Esto se hace trazando las medidas de pérdida dividida por la corriente al cuadrada vs. la corriente (P/I^2 vs. I). La constante m no es ninguna constante larga cuando los datos dejan de ser lineales en un doble sistema de las coordenada logarítmicas a las corrientes altas. En la tabla 4 se deducen las resistencias de la juntura, R_j , se muestra junto con las constantes encontradas m . En todos los casos m se encuentra cercana a 3.3. En el caso de los derivados L1 ASYM y L1-C ASYM las resistencias de la juntura no se calculan, como los datos aparece ser afectados por la corriente y posiciones de dirección de voltaje como se discutió antes en esta investigación. La resistencia de la juntura tampoco se encuentra para los datos de L3 ASYM, cuando estos datos contienen tanto esparcimiento a corrientes bajas que son un insignificante no puede hacerse. Para los números presentados en la tabla 3. Aparece que las resistencias de la juntura determinaron los datos obtenidos con las derivaciones incompensables y la dirección del retorno simétrico sea consistente con un valor de mala aproximación de $1.3 \mu\Omega$. La diferencia relativa entre el más alto y la resistencia de la juntura más baja se encuentra cercana al 10%. Para los datos obtenidos con las derivaciones compensadas la consistencia es un poco peor. Aquí la diferencia relativa es aproximadamente 20%.

El valor más alto (qué está cerca de los valores derivados sin la compensación inductiva) se encuentra de la derivación en dimensiones más pequeña, L1, y el valor más bajo se encuentra para el tamaño de la derivación más grande, L3. Parece como si con más causas de compensación inductivas bajarán aparentemente la resistencia de la juntura. (más compensación inductiva se necesita para más grandes derivaciones como los aumentos inductivos pick-up con la dirección de área). La razón para esto, creemos, es que el circuito de la compensación no sólo produce un voltaje inductivo de la señal opuesta al voltaje por encima del conductor del cable, pero también produce uno, sin embargo pequeño, voltaje resistivo de la señal opuesta al voltaje resistivo por encima del cable. Un voltaje en fase con la corriente del cable puede ser producida por la corriente en el circuito de la compensación que causa la autoinducción en el rollo.

La corriente compleja en el circuito de la compensación es $-d\phi_{ext}/dt \times (R + j\omega L)^{-1}$, donde ϕ_{ext} es el flujo en el embobinado producido por la corriente en el cable, L es la autoinductancia del embobinado, R es la resistencia total de compensación del circuito, y ω es la frecuencia angular,

por lo cual $-d\phi_{ext}/dt = j\omega MI_{cab}$. Es el voltaje por encima del divisor de voltaje es proporcional a $\omega L + jR$, donde M es la inductancia mutua entre el cable y RC3; I_{cab} es la amplitud de la corriente del cable. Así si R no es más grande que ωL , significante estará presente un componente de la fase. Para que el ángulo de la fase sea menor de 0.02° a 90° le corresponde $R/\omega L$ debe ser la razón más alta que $\tan(89.97^\circ) \approx 3000$. La inductancia estimada de RC3 es $L = 4 \pm 2$ mH. Así la razón de $R/\omega L$ es cercana a $5 \text{ k}\Omega / 50 \text{ Hz} \times 2\pi \times 4 \pm 2 \text{ mH} \approx 2600-8000$. La reducción se encontró aproximadamente de $0.2 \mu\Omega$ en la aparente resistencia de juntura para la derivación L3 C los datos corresponde a un cambio de la fase en el circuito de la compensación de 0.02° . Sin embargo nosotros no estamos interesados directamente en la auto resistencia de juntura,

pero realmente necesitamos abstraer las pérdidas escalares de los datos con I^2 , el resultado puede verse en la Grafica 7(Anexo 1) donde se presentan los datos de las pérdidas de c.a. para cada información corregida de las pérdidas encontradas.(aparentemente) resistencia de juntura.

No hay virtualmente ninguna diferencia entre datos obtenidos para la mismo sentido con o sin la compensación inductiva. Para la comparación de las pérdidas de c.a. calculada, usamos el modelo monoblock que se muestra como:

$$P_{monoblock} = \frac{\mu_0 f I_c^2}{2\pi h^2} \{ (2 - Fh)Fh + 2(1 - Fh) \ln(1 - Fh) \}$$

donde $F = I_p / I_c$ es la razón entre la corriente de pico y la corriente crítica, f es la frecuencia y $h = (D_o^2 - D_i^2) / D_o^2$ para los diámetros internos y externos D_i y D_o del cilindro superconductor ($D_i = 35$ mm, $D_o = 40$ mm).

III.7.2.1 Analisis de Errores.

Como se ha muestra un error sistemático de fase del orden de $\pm 0.02^\circ$ tiene sólo un efecto despreciable (menor de $\pm 1\%$) Obtenidos en los datos de pérdida de c.a. usando compensación inductiva. Como coinciden los datos compensados y no compensados en la Grafica 7(Anexo 1) concluimos que estos errores sistemáticos de fase no están causando errores de importancia en nuestras medidas. La incertidumbre en la medida de corriente es menor del 2.5% según las especificaciones de RC1.

La incertidumbre en la lectura de voltaje en los amplificadores lock-in es menor de 1.5% para las procesos usados según las especificaciones. Un error en la determinación de la resistencia de la juntura puede tener una influencia muy grande en la corrección de la pérdida de c.a. Nosotros estimamos que el límite superior para el error en las resistencias de la juntura encontrada es $\pm 0.2 \mu\Omega$. Esto es mucho más alto que lo que está justificado por las incertidumbres de la medida y relaciona al procedimiento ajustado. Se ha calculado la influencia de errores de esta magnitud en las pérdidas derivadas para los datos dados L2 C SYM. El error relativo se encuentra en $\pm 66\%$ en los datos corregidos para la resistencia de juntura a 300 amperios. En las corrientes más altas la influencia es más baja e.g. $\pm 14\%$ a 2000 amperios. El error excluido en la Grafica. 7(anexo 1) Incluye a ambos la máxima estimación de error para el ajuste y las incertidumbres de la medida generales. Esto suma a un error relativo de $\pm 74\%$ en la pérdida de c.a. a 300 A y $\pm 26\%$ a 2000 A.

Se ve que los datos obtenidos L2 SYM, L2 C SYM, L3 SYM y L3 C SYM Están muy cerrados el uno del otro y dentro del error excluido. Los otros datos obtenidos L1 SYM, L1 C SYM y L3 C ASYM están un poco por debajo de estos datos La razón de esto probablemente es similar para los resultados desviados de los L1/L1 C las medidas de ASYM, i.e. La derivación de la dirección del voltaje posiblemente están demasiado cercana al conductor en caso de los L3 C ASYM es debido a la colocación de la dirección de retorno de la corriente asimétrica. Aunque los datos de pérdida de c.a. obtenidos con L2 SYM, L2-C SYM, L3 SYM y L3-C SYM parezca ser consistentes, no puede excluirse que la elevación de las guías del voltaje llevadas más allá sobre la superficie del conductor dará datos de pérdidas de c.a. ligeramente más altas, incluso en caso de la

colocación de las guías de retorno simétrica (qué son sólo dos envolturas simétricas). Las pérdidas del conductor a 2 kA están en 0.6 ± 0.15 W/m.

III.7.2.2 Conclusión

Un cable conductor con una corriente crítica de 3240 A a 77 K, se ha producido usando aleación de plata envuelta de cintas Bi-2223. Las medidas de pérdida de c.a. bajo la influencia de las derivaciones de extensión del voltaje, error de fase, la compensación inductiva y la posición del sentido de retorno se ha investigado. Con una alta exactitud en la determinación de la fase (mejor que $\pm 0.02^\circ$), las medidas de las pérdidas de c.a. fueron logrados por el uso simultáneo de dos amplificadores lock-in y un esquema de corrección de adquisición puesta. Se presenta el cierre del sentido voltaje a una distancia de 15–30 mm (correspondiendo a $\frac{1}{2}$ –1 diámetro del conductor) sobre la superficie del conductor da las medidas de las pérdida más consistentes. Hemos presentado un método fiable para corregir la medición de datos para las contribuciones de resistencia constantes (escalares con I^2) proviniendo principalmente de las resistencia de las juntas

Se han evaluado los méritos de compensación inductiva. Se encuentra el porque nosotros substraemos todas las pérdidas (o aparentes perdidas) escalares con I^2 , los errores en la compensación inductiva parecen no afectar la pérdida de c.a. moderada, aunque el circuito de compensación no podría producir una señal completamente inductiva. En el caso donde las medidas se realizan como se describió aquí, es por consiguiente una ventaja usar compensación inductiva. Estas medidas se hacen menos sensibles substancialmente a los errores de la fase sistemáticas en el sistema. Los datos obtenidos con o sin la compensación inductiva. Se demostró ser consistente después de la corrección para las contribuciones de resistencia constantes. La posición del sentido de retorno de las corrientes se ha mostrado para tener una influencia en las pérdidas moderadas. simétricamente el sentido del retorno de la corriente provee los resultados más consistentes (y también los ángulos de la fase más bajos). asimétricamente los sentidos del retorno puestos pueden causar una distribución asimétrica de la corriente en el conductor del cable. Esto puede perturbar las medidas, sobre todo cuando los sentidos del voltaje sólo son cerrados sobre la superficie del conductor

Reconocimientos

Este trabajo se llevó a cabo dentro del programa *Superconductors in the Danish Energy Sector* y fue consolidado en parte por Danish Energy Agency (Energistyrelsen) y ELKRAFT.

III.7.3.- método de Resonancia.

El diagrama para el circuito de resonancia paralela se muestra en Fig. (34). Consiste en el cable, representado por su inductancia L_1 y la corriente que depende de la resistencia (debido a las pérdidas de c.a.) R_{ac} . La resistencia del sentido de la corrientes y contactos es representada por R , en serie con un inductor L_2 opcional, teniendo una resistencia R_2 . El circuito de resonancia es completado por el capacitor C_1 , qué típicamente consistirá en muchos condensadores en paralelo. El circuito estará cargando a la corriente crítica por una fuente de c.d. por encima del interruptor S_1 en el estado cerrado (S_2 cerrado).

El voltaje de c.d. en el cable puede ser medido en este punto para determinar la corriente crítica de c.d. cuando el interruptor S_1 es abierto. la corriente no tiene ninguna manera de ir a cargar al capacitor C_1 , y las oscilaciones empezarán. La magnitud de la corriente de c.a. es entonces moderada por la bobina de Rogowski. La potencia total es medida como una función de tiempo usando un osciloscopio. Alternativamente el voltaje en el capacitor puede medirse. En este modo de funcionamiento la energía en el circuito $\frac{1}{2} L_{tot} I_0^2$ es proporcionado por una fuente de c.d. Donde L_{tot} es la inductancia total del circuito y I_0 la corriente inicial.

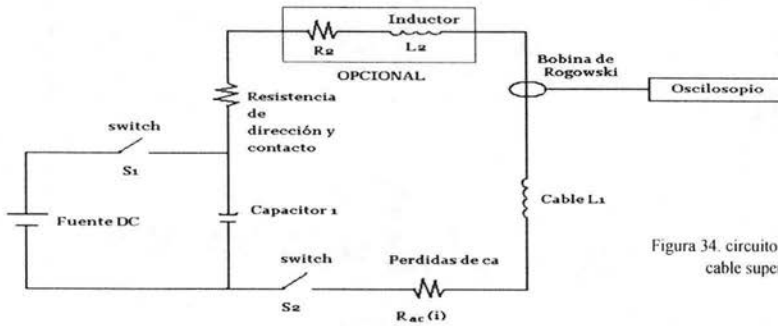


Figura 34. circuito de Resonancia con cable superconductor.

En un segundo modo de funcionamiento el interruptor S_2 está inicialmente abierto, S_1 cerrado. La fuente de c.d. carga ahora el capacitor C_1 a un cierto voltaje prefijado, que determina la energía $1/2 C_1 V_0^2$ en el sistema. entonces S_1 es abierto, y las oscilaciones comenzaran a cerrar el interruptor S_2 . En este segundo modo el voltaje y la corriente oscilará como ^[39]

$$I = I_0 e^{-\delta t} \text{sen}(\omega_r t) \tag{3.54}$$

$$V = V_0 e^{-\delta t} \text{cos}(\omega_r t) \tag{3.55}$$

donde $\delta = R_{tot}/2L_{tot} = (R + R_{ac}(I))/2L_{tot}$, $\omega_r^2 = (2\pi f_r)^2 = \omega_0^2 - \delta^2$, f_r es la frecuencia de resonancia.

La frecuencia alentadora esta dada por $\omega_0 = (L_{tot}C_1)^{-1/2}$. R_{tot} y L_{tot} son la resistencia total e inductancia del circuito, respectivamente. Se espera una oscilación periódica sólo si $\delta < \omega_0$. El desaliento de la corriente es causado por la pérdida de energía en el sistema, principalmente en la resistencia Ohmica y la pérdida de c.a. en el superconductor. En el primer modo el seno en Ec. (3.54) es reemplazado por un coseno, y viceversa en la Ec (3.55). Esto se debe que el superconductor no es un elemento lineal, para que la forma sinusoidal no se contenga por mucho tiempo para desaparecer las pequeñas pérdidas resistivas comparado con las pérdidas en el superconductor. cuando $\text{cos}(\omega_r t) = 1$ toda la energía se guardan en el capacitor. Entonces la energía $E(t)$ en el sistema está en función del tiempo y puede ser expresado en función del voltaje pico V_p

$$E(t) = 1/2 C V_p^2 \tag{3.56}$$

entonces las perdidas de energía de c.a. $P_{ac} = dE/dt$, llevado a

$$P_{ac} = C V_p dV_p/dt \tag{3.57}$$

Esto también es verdad para una oscilación no-lineal.

La amplitud esperada de la envoltura (el máximo de la curva senoidal) se traza esquemáticamente como una función de tiempo en Fig.(35). Como la resistencia del superconductor (está es la pérdida de c.a.) depende fuertemente de la corriente (típicamente $R_{ac} \propto I^2$) una curva no-lineal se espera en un trozo lineal plano.

Sin embargo, una vez que la corriente I_0 se ha deteriorado a un valor suficientemente pequeño comparado a la corriente crítica del superconductor se espera que esta energía sea despreciable comprada a la pérdida en las resistencias Ohmicas en el circuito. Así durante tiempos más largos la curva decreciente debe volverse un decrecimiento exponencial, permitiendo la determinación del tamaño de la resistencia Ohmica R en el circuito. Puesto que R es independiente de la corriente es posible extrapolar la pérdida debido a los tiempos más Pequeños. Así el voltaje debido al superconductor es simplemente la diferencia entre las dos curvas. así, el método RESCUE tiene una calibración intrínseca

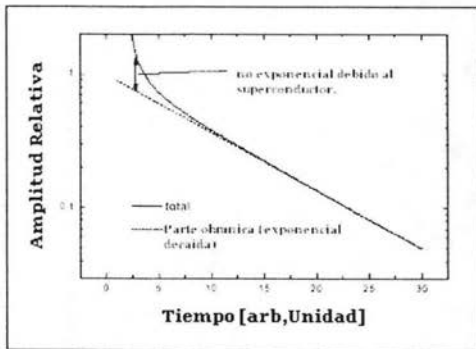


Figura 35. Principio de funcionamiento. La amplitud A de la Oscilación del circuito se deteriora con el tiempo debido a las pérdidas en el superconductor y en la resistencia de juntas.

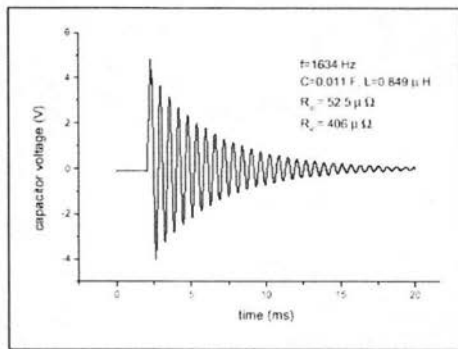


Fig 36. Deterioro Experimental de voltaje en la prueba.

La escala en el laboratorio Para una sola capa de cable conductor de la misma inductancia es del orden de $1 \mu\text{H}/\text{m}$. La capacitancia deseable para obtener una frecuencia de resonancia de 50Hz (la frecuencia de interés para las aplicaciones) es cercana a 1F , un valor muy grande. Para lograr un banco del capacitor de 1F se necesitarían muchos miles de capacitores usados para los motores eléctricos que tendrían que ser puestos en paralelo (ésta es una verdadera aplicación de c.a. de este modo no pueden usarse capacitores electrolíticos en una equitativa moda posterior). Esto es posible y también proporcionaría la corriente necesaria que lleva la capacidad, pero es muy costoso y no es tan factible. Si el requisito para la frecuencia de resonancia fuese accesible a 500Hz entonces un condensador de 10mF sería suficiente. Una manera más fácil de bajar la frecuencia de resonancia cercana a 50Hz es agregar un inductor extra.

Para el ejemplo 9 regresemos al alambre cobre o trenza con un diámetro de 0.6m que tiene una inductancia de $40 \mu\text{H}$ ^[40]. teniendo la frecuencia de resonancia alrededor de 100Hz . Con un inductor extra L_2 teniendo cuidado para minimizar su resistencia Ohmica, posiblemente también poniéndolo en nitrógeno líquido. Debe notarse que la dependencia de frecuencia de las pérdidas de histéresis en los superconductor es lineal dependiendo de las frecuencias cercanas a 1kHz ^[41] así no hay ninguna necesidad absoluta de abatir la frecuencia de resonancia a 50Hz . Un inconveniente de agregar inductancia extra es la resistencia adicional agregada en el circuito. Una variante del método descrito sobre usar especialmente los rollos superconductores envueltos de inductancias alta para medir la pérdida de c.a. de ejemplares insertados en él, se ha descrito en el texto ^[42]. En el futuro del funcionamiento cuasi-continuo del método propuesto podría lograrse desarrollar un circuito electrónico pequeño que guarde la constante de amplitud de oscilación.

Esto podría hacerse por ejemplo para medir el voltaje en los capacitores, y agregando energía que use buenos pulsos cortos dosificados (de energía conocida) al máximo de voltaje para lograr la misma amplitud como la oscilación anterior.

Éstas compensaciones técnicas son muy conocidas y a menudo usadas en la electrónica. La pérdida de c.a. es dada entonces por la entrada de energía en el circuito para una amplitud dada. Un banco de capacitores fue construido conteniendo 100 capacitores en paralelo con una capacitancia nominal de $100 \mu\text{F}$ cada uno. La medida total capacitiva (usando un circuito RC) después de que la construcción resultó ser de 11.0mF .

Un Modelo de cable superconductor construido de cintas Bi2223 se usó para los experimentos. Este de 1.1m de largo y consiste helicoidalmente en una sola capa de 32 cintas envueltas hacia una fibra glass como el anterior. Su corriente crítica de c.d. era 420A)En su primer temperatura baja 77K , (mismo campo) con una transición bastante ancha. ($1\mu\text{V}/\text{cm}$ a criterio), Algún daño ocurrió

durante la temperatura baja subsecuente, degradando la corriente crítica a aproximadamente 320A. sin embargo, la medidas de perdidas de c.a. por los 4 métodos de prueba no muestran el aumento típicamente esperado de la pérdida de c.a. a la corriente crítica degradada, esta se puede ver por ejemplo en una sola cintas.

Para el reporte de las pruebas, el banco de capacitores fue puesto directamente sobre un tipo de balde abierto de criostato, manteniendo las conexiones cortas. No se utilizo el capacitor adicional, para que la inductancia del circuito fuera bastante baja y así la frecuencia de resonancia bastante alta. Un suministro de corriente directa fue usada para cargar el circuito. Para voltaje en el banco de capacitores en función del tiempo fue usado para medirse un osciloscopio digital LeCroy. Se muestra en Fig. (36) para una corriente cargada inicial de 500A. Una resistencia de circuito de c.d. de $52.5\mu\Omega$ puede calcularse para el voltaje de c.d. antes de la salida de las oscilaciones. La frecuencia de resonancia es 1634Hz, llevando una inductancia del circuito de $L_{tot}=0.849$ mH. Se calcula la resistencia Ohmica del circuito $R_{tot} = 406 \mu\Omega$ a la frecuencia de resonancia. Este valor incluye todos los contactos, sentidos y la resistencia interna del banco de capacitores. El decrecimiento no lineal de la corriente esquemáticamente mostrado en fig. 19 podría observarse experimentalmente, pero sólo para las primeras oscilaciones y muy pequeñas en magnitud que indica en la figura. Para obtener una noción más exacta en la contribución del superconductor en la curva de decrecimiento fue ajustada a la Ec. (3.55). Para este propósito los datos previos a la primera cresta en el voltaje fueron quitados, y el resto se ajustó. El ajuste y los datos no pueden distinguirse en la figura. El resultado del ajuste es un tiempo dependiente de la resistencia en forma de 3er. orden polinomial. Este tiempo dependiente de la resistencia puede ser replanteada en una corriente que dependa de la resistencia usando la medición del tiempo dependiendo de la corriente. La pérdida resultante en el superconductor puede obtenerse de dos maneras: de la deducción aparente de la resistencia es multiplicada por el cuadrado del valor obtenido de la corriente rms de la Fig. (36), ó usando la Ec. (3.55). Ambos métodos concuerdan, y nos dan la curva mostrada en la Grafica 8. (Anexo 1).

Usando el cuatro método de la investigación nos da una pérdida de 0.3 W que fue medida a una corriente de 300A (rms) y 80Hz, correspondiendo a 6 W a 1600Hz

Referencias

- [1] C.Rasmussen and S.K.Olsen, Inst. Phys. Conf. Series 158 (Applied Supercond. 2), 1441 (1997)
- [2] S.Mukoyama et al, IEEE Trans. Appl. Supercond. 7, 1096 (1997)
- [3] K.Sato et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 7, 345 (1997)
- [4] M.Leghissa et al., Inst. Phys. Conf. Series 158 (Applied Supercond. 2), 1191 (1997)
- [5] A.Bolza et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 7, 339 (1997)
- [6] N.Futaki et al, presented at 10th ISS, Gifu, Japan (1997)
- [7] J.W.Lue et al., IEEE
- [8] M.Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGrawHill (1975).
- [9] D.R. Clarke and M.Däumling, "Oxide Superconductors" , chapter 15 in Vol.II of *Materials Science and Technology*", edited by R.W.Cahn, P.Haasen und E.J.Kramer, VCH Verlagsgesellschaft (Weinheim, 1994).
- [10] C.P.Bean, Rev. Mod. Phys. 36, 31 (1964)
- [11] A.Campbell and J.Evetts, Adv. Phys. 21, 199 (1972).
- [12] M.Wilson, *Superconducting Magnets*, Clarendon Press Oxford (1983)
- [13] W.J.Carr, Jr., IEEE Trans. Magn. MAG-15, 240 (1979)
- [14] J.J.Rabbers et al., IEEE Trans. Appl. Superc.9, 1185 (1985).
- [15] E.H.Brandt, M.Indenbom, Phys.Rev.B48, 12893 (1993)
- [16] W.T.Norris, J.Phys. D3, 489 (1970).
- [17] M.Däumling, Physica C 310, 12 (1998).
- [18] G.Vellego and P.Metra, *Superconducting Science Technology*. 8, pp.476-483 (1995).
- [19] S.Fleshler et al, Appl. Phys. Lett. 67, 3189 (1995).
- [20] St. Clerc, Ph.D. thesis, PSI Villigen (CH).
- [21] K.H.Müller and K.E.Leslie, Trans. Appl. Superc. 7, 306 (1997).

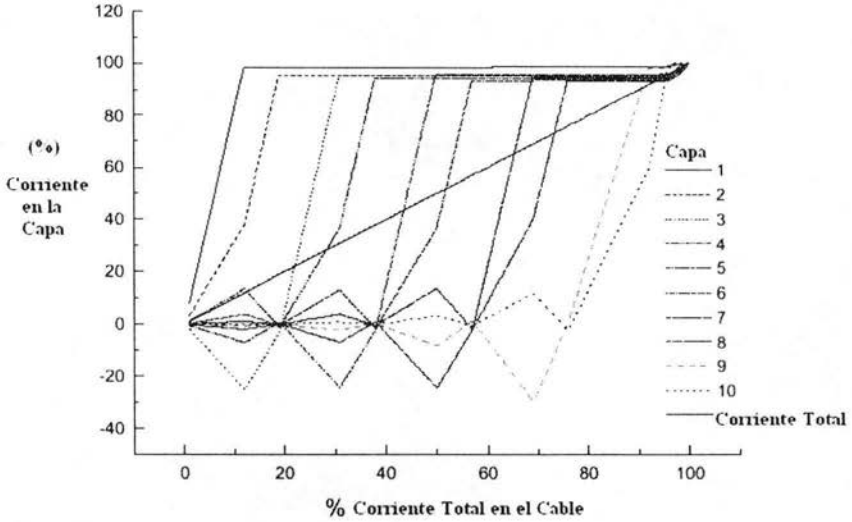
- [22] C.Schmidt, Cryogenics 34, 3 (1994)
- [23] N.Magnussen, S.Hörnfeld, Rev. Sci. Instr. 69, 3320 (1998)
- [24] J.A.Eikelboom, Cryogenics 31, 363 (1991)
- [25] S.Krüger Olsen et al., IEEE Trans. Appl. Supercond.9, 416 (1999).
- [26] M.Däumling, Cryogenics 39, 759 (1999).
- [27] H.Noji, Supercond. Sci. Techn.10, 552 (1997).
- [28] S.Takács, Supercond. Sci. Techn. 10, 733 (1997), and references therein.
- [29] L.Dresner, Appl. Supercond. 4, 167 (1996)
- [30] J. W. Lue, et al., "Test of two prototype high-temperature superconducting transmission cables," *IEEE Trans. Applied Superconductivity*, Vol. 7, No. 2, 303-305 (1997).
- [31] S Krüger Olsen et al., "Alternating current losses of a 10 metre long low loss superconducting cable conductor determined from phase sensitive measurements" *Superconductor. Science and technology* .12, 360-365 (junio 1999).
- [32] C.Træholt et al, IEEE Trans. Appl. Supercond. 9, 766 (1999).
- [33] J.Anders, 'Rating of electric power cables', IEEE Press New York, 1997.
- [34] E.Cereda et al, Physica C 310, 231 (1998)
- [35] D.E.Daney et al., Adv. Cryog. Eng. Materials 44, (1998)
- [36] J.Rieger et al, Physica C 310, 225 (1998)
- [37] M.Däumling et al., Super. Sci. Techn. 11, 1306 (1998)
- [38] Y. Fukumoto et al., J. Appl. Phys. 78, 4584 (1995).
- [39] R.Becker, 'Electromagnetic fields and interactions', Dover, New York, 1982.
- [41] M.Däumling, S.K.Olsen, C.Træholt, D.W.A.Willén, A.Kühle, C.N. Rasmussen, C.Rasmussen, O.Tønnesen, and J. Østergaard, "Ac loss in superconducting power cables", vol. 33 of "Studies of High Temperature Superconductors", A.Narlikar (ed.), p. 73 - 111, 2000.
- [42] S.Honjo, Y.Sato, Y.Takahashi,"Numerical analysis of ac losses and critical current in high Tc superconductors with power law characteristics", Proceedings of the ISS 1999, Tokyo, Japan, pp 839 - 841, October 1999.
- [43] S.Krüger Olsen, C.Træholt, A.Kühle, O.Tønnesen, M.Däumling, and J.Østergaard, "Loss and inductance investigations in a 4-layer superconducting prototype cable conductor", IEEE Trans. Appl. Supercond. vol. 9, pp 833-836, 1999.
- [44] S.Krüger Olsen, C.Træholt, K.H.Jensen, O.Tønnesen, M.Däumling, C.N.Rasmussen, D.W.A.Willén, "Test of a 10 meter long 2 kArms high temperature superconducting cable conductor model based on Bi-2223/Ag alloy tapes", Inst. Phys. Conf. Ser. 167, p 1151 - 1154, 1999.
- [45] P.I.Dolgoscheev, V.E.Sytnikov, G.G.Svalov, N.V.Polykova, and D.I.Belij, "The transport current redistribution between the core layers on the models of HTS cables", Physica C vol. 310, pp 367-371, 1998.
- [46] M.Däumling, "A Model for the current distribution and ac losses in superconducting power cables ", Cryogenics vol. 39, pp. 759-766, 1999.
- [47] G.Vellego and P.Metra, Sup.Sci. Techn. 8, 476 (1995).

Perdidas de C.A. en los cables Superconductores de Energía.

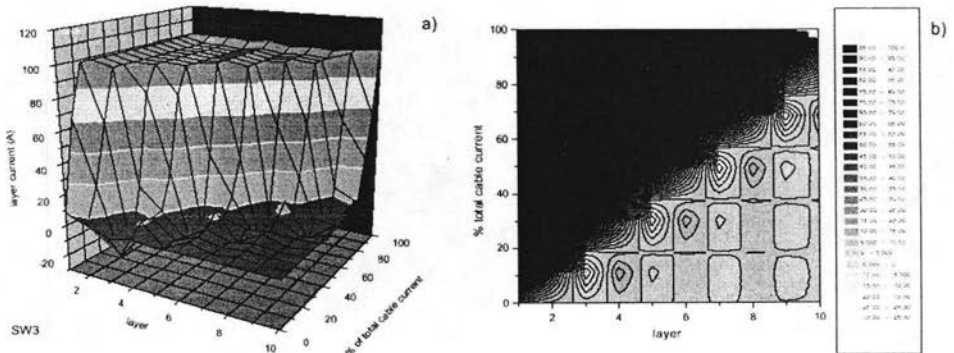
M.Däumling 1, S. Krüger Olsen 2, C.Træholt 2, D.W.A.Willén 1, A.Kühle 2,3, C.N.Rasmussen 1, C.Rasmussen 2, O.Tønnesen 2, J. Østergaard 4 NKT Research Center, Priorparken 878, DK-2605 Brøndby 2 Danish Technical University, Dept. of Electric Power Engineering, Build. 325, DK-2800 Lyngby 3 now at: Danish Institute of Fundamental Metrology, Anker Engelunds Vej 1, DK-2800 Lyngby, Denmark 4 DEFU, Research Institute of Danish Electric Utilities, P.O.Box 259, DK-2800 Lyngby, Denmark

*published in Vol 33 of Studies of High Temperature Superconductors (A.Narlikar, ed.), pp 73. Nova Science Publishers (2000).

ANEXO 1



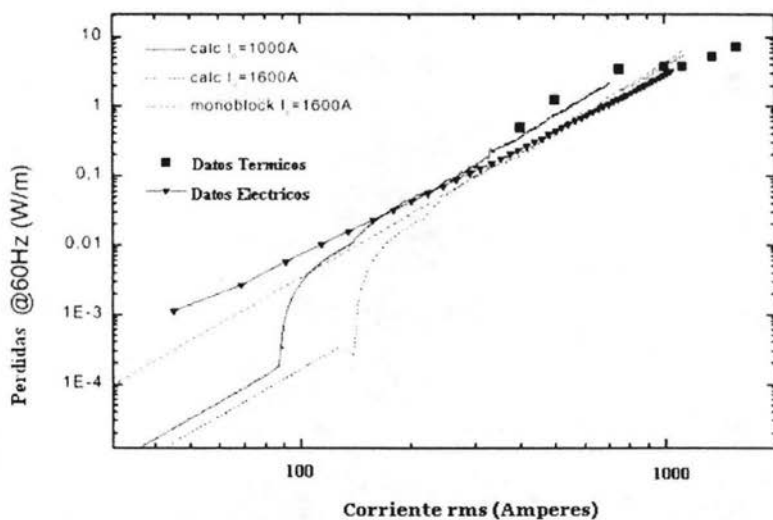
Grafica 1. La corriente de la capa como función de corriente externa calculada para cable SW3. En realidad la corriente de saturación en la capa no ocurre exactamente al 100% Esto es debido a la prudencia en el procedimiento del cálculo numérico.



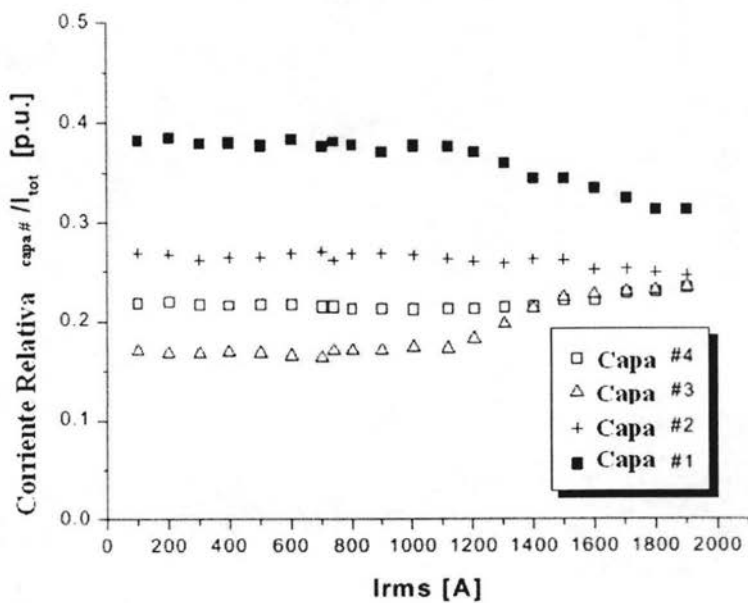
(a) Muestra del plano en 3D,

(b). contorno del plano con la misma información

Calculo de la corriente en las capas en función de la corriente total para cables SW3.

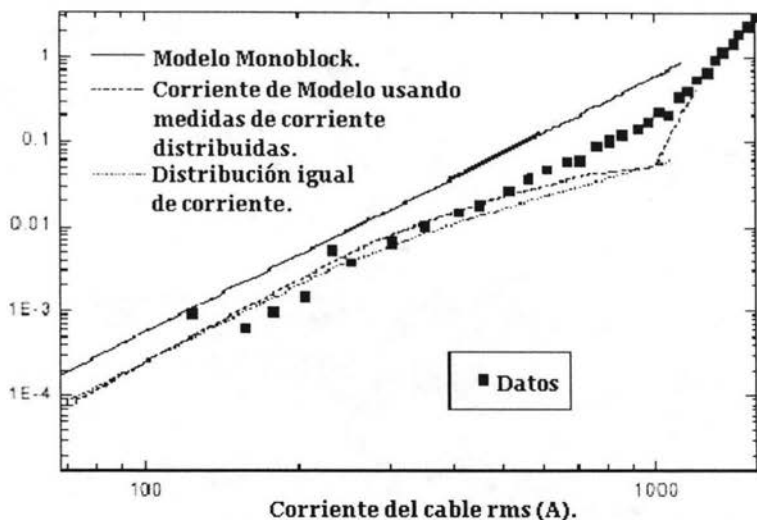


Grafica 2. Calculo y medida de perdidas en el cable modelo SW3.

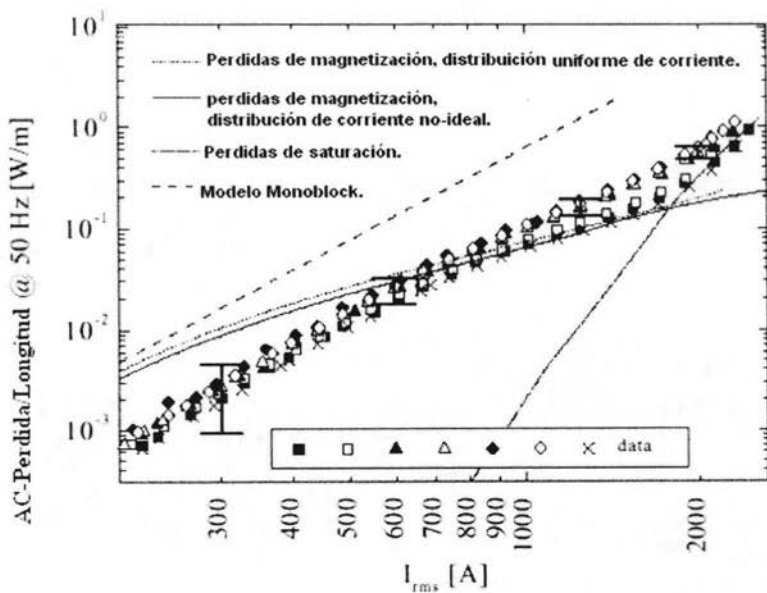


Grafica 3. Medida de corriente relativa vs corriente total.

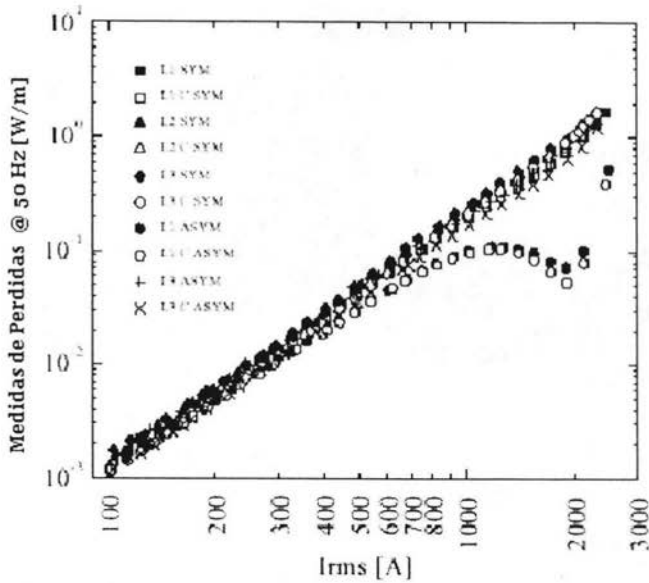
Perdidas de c.a./longitud @ 50Hz [W/m].



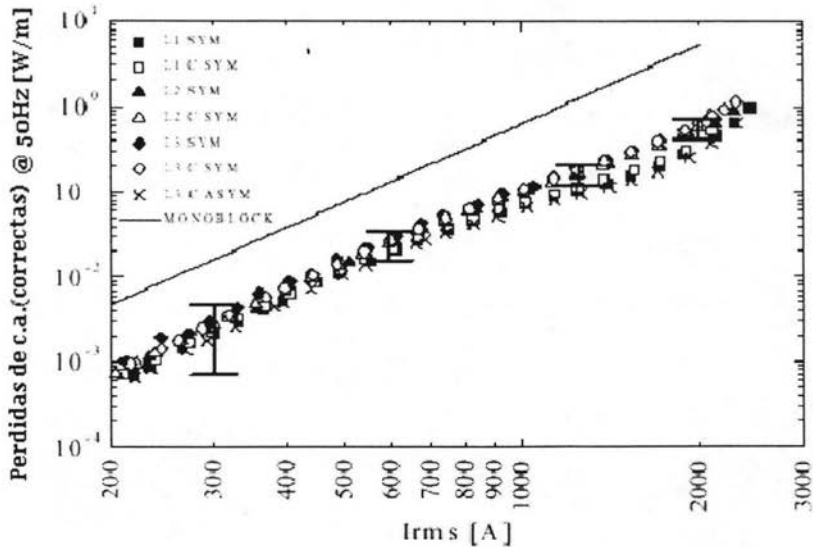
Grafica 4. comparación del calculo y la medida de las perdidas de c.a. para un modelo de cable de 4 capas.



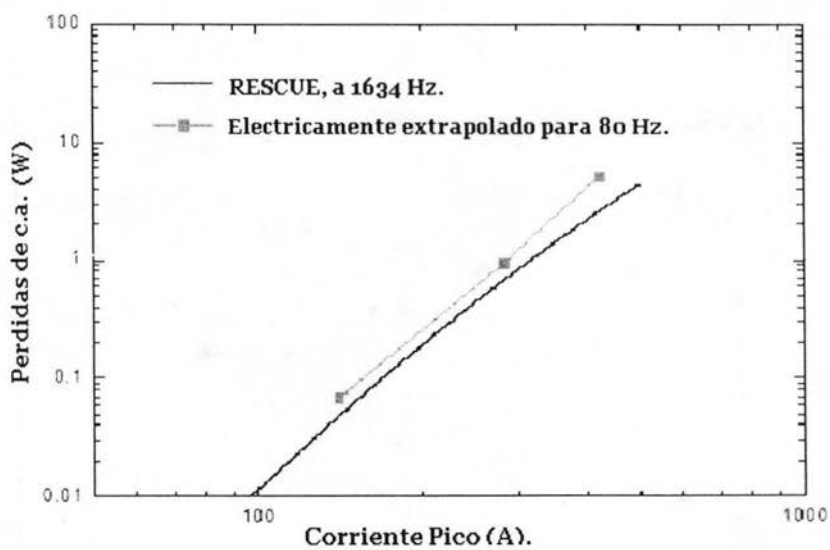
Grafica 5. Comparación del calculo y las medidas de las perdidas de c.a. Para un modelo de cable de 8 capas.



Grafica 6. Medida de perdida de c.a. (incluyendo la resistencia de junta) para toda configuración por debajo de la prueba. ("C" posiciones para la compensación inductiva y "SYM/ASYM" posiciones para el retorno simétrico o asimétrico).



Grafica 7. las perdidas de c.a. corregidas para la resistencia de junta en función de la corriente. Para las derivaciones L2-C SYM los errores excluidos se muestran correspondiendo a un error en la resistencia de la junta $\pm 0.2 \mu\Omega$. "C" denotando compensación inductiva "SYM/ASYM" y la colocación de las posiciones del sentido del retorno simétrica o asimétrica



Grafica 8. determinación de pérdida de c.a. por RESCUE y comparación con el método eléctrico

IV.- APLICACIÓN EN OTRAS ÁREAS

IV.1.- Aplicaciones Actuales.

El desarrollo de los superconductores de alta temperatura (HTS) es tan reciente, que aún no han sido adaptados satisfactoriamente a la industria. Por ello la inmensa mayoría de las aplicaciones comerciales actuales están basadas en los antiguos superconductores Tipo I y II.

Actualmente la mayor parte de las aplicaciones de los superconductores a la industria utilizan su capacidad de conducir corriente sin resistencia. Para que un superconductor sea práctico debe ser resistente, de gran fiabilidad y fácilmente maleable.

Existen dos grandes tipos de superconductores comerciales: las aleaciones dúctiles y los compuestos intermetálicos.

Las aleaciones dúctiles comparten con los conductores la ventaja de que son fáciles de darles la forma de hilos y cables, y de que son relativamente maleables, son compuestos de niobio y titanio. Los compuestos intermetálicos con mucho más rígidos y aunque se les puede dar formas en el proceso de fabricación, no son flexibles y se sintetizan con vanadio y galio.

Los superconductores comerciales se suelen fabricar en forma de hilos, de manera que se puedan hacer embobinados para construir generadores, motores y electroimanes. Estos materiales tienen temperaturas críticas del orden de 10K. Pueden generar campos magnéticos muy potentes y tienen densidades de corriente próximas a los 2.000 amperios por milímetro cuadrado. Estos compuestos comerciales de niobio-titanio o vanadio-galio cubren la mayor parte de las aplicaciones actuales de la superconductividad.

IV. 1.1.- Área de potencia.

El empleo de los superconductores en los equipos energéticos (transformadores, generadores, motores y líneas de transmisión) tiene dos aspectos positivos, por lo menos. Primero, las pérdidas de energía en los conductores se reducen a cero y segundo, un aumento sustancial de la densidad de la corriente y de la intensidad del campo magnético permite reducir las dimensiones de los equipos, mostremos los principales usos en esta área.

IV.1.1.1.- Transformadores.

Los transformadores superconductores ideados hasta el presente pueden dividirse en cuatro grupos grandes.

- **La clase a:** transformador de construcción corriente con devanados hechos de un superconductor de tipo II o de una película superconductora y, por lo tanto, deben enfriarse hasta la temperatura de 4,2°K. El circuito magnético se halla a temperatura ambiente para que las pérdidas en él no creen cargas adicionales al refrigerador que elimina las pérdidas provocadas por la corriente alterna y procedentes del exterior.
- **La clase b:** difiere de la clase a, en que las capas de los devanados de alta y baja tensiones se alteran a fin de disminuir la dispersión. En este caso los campos magnéticos de los devanados primario y secundario se compensan mutuamente y el superconductor se halla en un campo magnético de dispersión muy débil, lo que permite utilizar como material para devanados a los superconductores de tipo I (por ejemplo, el plomo) en los cuales la corriente alterna provoca menos pérdidas que en los superconductores de tipo II.
- **La clase c:** se distingue por la falta de núcleo ferromagnético y, por consiguiente, tampoco se registran pérdidas en el acero para transformadores. Por lo común, en los transformadores sin núcleo

surgen fuertes flujos de dispersión y el $\cos \phi$ disminuye. Para evitarlo, en la clase b están previstas pantallas diamagnéticas superconductores, que canalizan el flujo en la dirección necesaria.

- **En la clase d** (esa clase de transformadores no tiene núcleo ferromagnético) para disminuir la dispersión, colocan los devanados uno dentro del otro, enrollando ambos sobre armazones toroidales no magnéticas.

Sin embargo, no se logra evitar por completo la dispersión en los transformadores sin núcleo, debido a lo cual el $\cos \phi$ de los transformadores de las clases e y d es bastante bajo (0.4-0.5). Las pérdidas en los devanados de los transformadores superconductores de 30 - 100 mil kVA son del orden de 30 W, lo que impone la necesidad de utilizar los condensadores con potencia de 15-30 kw.

Los transformadores superconductores tienen deficiencias sustanciales, que en la actualidad impiden empezar a construir tales transformadores, por ejemplo, de 1 millón de kVA. Esas deficiencias se deben a la necesidad de proteger el transformador superconductor contra la pérdida de la superconductividad en caso de sobrecargas, cortocircuitos y sobrecalentamientos, cuando el campo magnético, la corriente o la temperatura puedan llegar a valores críticos.

Si en este caso el transformador no se destruye, se necesitarán varias horas para volverá enfriarlo y restablecer la superconductividad. Para las grandes redes eléctricas, semejante interrupción en el suministro de energía eléctrica es inadmisibles. Por eso, antes de hablar de la fabricación en serie de transformadores superconductores, es necesario elaborar las medidas de protección contra los regímenes de avería y asegurar el suministro de la energía eléctrica a los consumidores durante las paradas de tal transformador. Los éxitos logrados en esta área permiten suponer que el problema de la protección de los transformadores superconductores se solucione en un futuro próximo y éstos ocupen su lugar en las centrales eléctricas.

En cuanto el volumen de la máquina eléctrica, en la primera aproximación, es inversamente proporcional a la intensidad del campo magnético de la máquina, el aumento de la intensidad del campo permitirá reducir las dimensiones de la máquina. Disminuirá bruscamente el equipamiento del circuito de excitación. El hecho de que en los superconductores no existen pérdidas óhmicas, permitirá aumentar el rendimiento de la máquina. Además, con arreglo a la ley de conservación del flujo adherido al circuito superconductor cerrado, en las máquinas eléctricas de superconductores la tensión o la velocidad de rotación se autorregularán y durante el funcionamiento de la máquina permanecerán constantes, puesto que el flujo no varía. Si hace falta regular la tensión y la velocidad, en el circuito de excitación superconductor se puede introducir, además, una zona no superconductora. En cuanto los campos magnéticos que pueden crearse por medio de superconductores superan la inducción de saturación del acero, surge la posibilidad de excluir de las máquinas superconductoras el acero como material magnético, lo que conducirá al aumento mayor aún del rendimiento y a la reducción del peso.

IV.1.1.2.- Generadores MHD.

La creación de generadores, los cuales son embobinados con superconductores, y estos pueden generar la misma cantidad de electricidad con un equipo más pequeño y menor energía al crearlos es ya una realidad con algunos contratiempos, pero se está trabajando muy fuerte en este aspecto, como se muestra a continuación.

La eficiencia de generadores superconductores rebasaría un 99% y el tamaño-sería alrededor de la mitad de los convencionales. Además, El principio de los generadores MHD (la sigla de los generadores magnetohidrodinámicos) es conocido: en un medio conductor que se desplaza entre los polos del imán, de acuerdo a la ley de la inducción electromagnética de Faraday, se induce la fuerza electromotriz. Como medio conductor en los generadores MHD se utiliza el plasma con temperatura de 2000-3000°K. ¿Pero acaso pueden utilizarse los superconductores que funcionen generalmente a temperatura de 4,2°K en una instalación, cuyo fluido de trabajo tiene la temperatura de 2500°K? Los tipos modernos de aislamiento permiten separar 2500°K y 4,2°K con una pared de tan sólo 1.5-2 cm de espesor.

En la actualidad se están fabricando varios generadores MHD con devanados superconductores. Unos cuantos generadores, cierto que no grandes, pero ya han pasado las pruebas.

IV.1.1.3.-Almacenamiento Magneticode Energía . (SMES).

El SMES (Stored Magnetic Energy Superconducting). Es mucho más económico al utilizar devanados superconductores. El hecho de que los superconductores carecen de resistencia eléctrica significa que la bobina superconductora puede cargarse lentamente de una fuente de energía eléctrica de pequeña potencia. Las pérdidas por efecto de Joule en los devanados se eliminan por completo. Es posible asimismo crear un circuito superconductor cortocircuitado, en el cual la energía se conserva infinitamente.

Se han probado ya depósitos magnéticos de energía superconductores con capacidad de 2 mil J a velocidad de descarga de 0,001 s. Comparando el peso que en tales sistemas corresponde a un millón de joules de energía acumulada (el peso de la bobina se determina, en lo fundamental, por el peso de los elementos que la protegen contra la ruptura), con el mismo parámetro para la dinamita (0,24 kg para un millón de joules) se puede notar algo curioso: la fuerza explosiva del depósito magnético de energía es sólo 10 veces menor que la de la dinamita. Mas, a diferencia de la dinamita, la energía almacenada en un campo magnético es incomparablemente más cómoda: en cualquier momento puede ser transformada en energía eléctrica y de ésta, en la luminosa, la mecánica, la térmica, etc. Además, se puede controlar la velocidad del desprendimiento de la energía magnética.

Los estudios de ETM (Energy Tecnology Magnetic). realmente fueron detallados, pero era basado en la tecnología de helio líquida y en los superconductores convencionales. Poco después el descubrimiento de los HTS, y su posible aplicación a los SMES fue considerada. Como consecuencia, para considerar cómo los HTS podrían impactar el diseño de los ASMES, el Departamento americano de Energía (DAE) patrocinó un estudio por W.J. Schafer y asociados sobre los planes acerca de los HTS SMES. El propósito era adelantar las discusiones cualitativas de posibles sistemas SMES a una descripción cuantitativa de configuraciones potencialmente reales. De acuerdo con, el equipo de Schafer se establecieron doce configuraciones de caso de base; correspondiendo a tres niveles de energía (2, 20, y 200 MWh), dos geometrías (toroide o solenoide), y dos tipos de conductores (BSCCO, YBCO).

Un sistema SMES, diseñado para mantener el poder en un periodo relativamente corto de tiempo, se caracteriza por la contestación rápida y la eficacia alta. Una unidad SMES tiene una valuación de poder y " una capacidad de almacenamiento ". En el estudio hecho por Schoenung, se demuestra que el rango de almacenamiento de energía era por el orden de 2-200 MWh (7.2-720GJ) a los niveles de poder de 4 a 400 MW. Este rango de capacidades cubre aplicaciones de utilidad para el tránsito y estabilización de poder a un pequeño extremo de reserva y carga el nivel del extremo grande. También este rango mide por palmos el hueco entre los SMES demostrados, y los planes que se han propuesto para los sistemas aun más grandes.

Con el proposito de tomar una decisión sobre construir un SMES, los gerentes harán las consideraciones; entre los costos del refrigerador (y fiabilidad), fuerza estructural, la eficiencia redondo-viaje. y para que en todos éstos entre el calculo costo-beneficio. Sin embargo, en la fase del plan conceptual, estos factores están definidos a favor del análisis técnico de los varios componentes mayores. Nosotros seguimos ese modelo aquí.

CONDUCTOR HTS

Con el proposito de limitar el análisis de los casos realistas, los SMES diseñan rasgos que fueron evaluados y basados en las propiedades de los HTS muy por encima de un rango de valores. Una gama de valores numéricos representativos del superconductor bismuto-basado (BSCCO) era escogido como la base para realizar los cálculos, pero debido a un bajo J_c , y un funcionamiento limitado en un campo magnético externo, los resultados estaban descorazonando el rango de capacidad considerado.

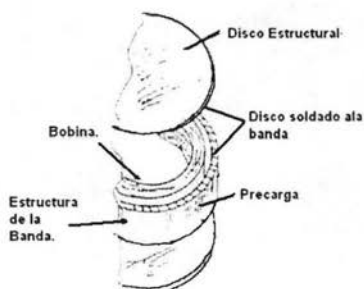
Los parámetros de HTS básicos eran los siguiente: J_c actual crítico $20,000 \text{ A/cm}^2$ a una temperatura de 20 K y un campo magnetico de 20 T . Como se discutió en el Capitulo 16, estas propiedades se han demostrado cada al mismo tiempo, y su ocurrencia simultánea en un alambre largo esta cerca de su objetivo. (La variación de J_c con el B es muy importante en un SMES.)

ASPECTOS MECÁNICOS

Una de las propiedades del alambre son fijas, es posible movilizar o analizar varias configuraciones del propio alambre. Para los conductores HTS, la tolerancia de tensión inferior es un parámetro crucial que no puede ignorarse o pueda omitirse. Especificamente, la cerámica no enlata la carga del tensor. Esta condición, junto con el efecto de reducción termal al restaurar el efecto de las fuerzas de Lorentz en un alambre de cobre reprime el diseño. El ingeniero mecánico respeta que un SMES es tan importante como el propio superconductor.

La tolerancia de tensión es un parámetro de la entrada importante, no debido a cualquier efecto eléctrico, porque determina cuánto material estructural se necesita para impedir romper SMES enteros. En un estudio de pequeños SMES el "optimista" valor de 0.3% de tolerancia de tensión era seleccionado. Para un rango 2-200 MWh considerado aquí, una tolerancia de tensión de 0.1% en la condensación se usó como apropiado para el HTSC.

La configuración toroidal tiene campo magnético externo bajo, que es ventajoso localizando una unidad pequeña cerca de una utilidad o carga del cliente. El acercamiento modular, ilustrado en la Fig. (37), era la opción primordial como una manera de enrollar el cable y guardar los HTSC quebradizos:



Bajo la condensación en absoluto las condiciones de funcionamiento para evitar la rotura. Los aros exteriores proporcionan la precarga mientras los discos están de camino, ambos aros de hecho y discos llevan una combinación de ambas cargas.

El acercamiento modular también permite la fabricación y reducción del costo como resultado de una curva de aprendizaje.

Figura (37) ilustración de módulo SMES

Aquí nosotros enfocamos en el caso particular de un frío-apoyó, el toro modular. Un wis del solenoide modular similar analizado para la comparación. Para ambas configuraciones, un diámetro del módulo máximo de 10 metros era supuesto. En algunos casos toroidales, un diámetro menor era óptimo. Para la estructura del cable, la configuración toroidal se prefirió generalmente al solenoidal.

Un solenoide frío-apoyado se usó para los SMES de Bonneville y se usa en los cables producidos por Superconductividad Inc., sin embargo, estos cables no requieren sustancias para la condensación. La capacidad más grande enrolla, como el ETM, necesite la pre-condensación y se diseña para el apoyo de tierra caluroso, porque el costo de apoyo frío en el sistema más grande es prohibitivo.

Con el proposito de hacer una comparación con la tecnología de LTSC convencional. se realizaron los cálculos también usando propiedades del superconductor metálico más común, NbTi , a 4.2 K . en contraste con BSCCO, J_c en NbTi que es una función fuerte de campo magnético, mientras se disminuye con el campo creciente.

RASGOS UNICOS DE HTSC SMES

El hecho que BSCCO a las 20 el K retiene un J_1 alto iguala arriba a 20 T nos permite diseñar un SMES de HTSC para operar a los campos magnéticos mucho más altos que los dispositivos de LTSC similares. Esto tiene la consecuencia sorprendente que el tamaño (y por consiguiente el costo) se deja caer grandemente con el campo magnético creciente.

La Fig. 38(a). ilustra esto dramáticamente. Para el caso de un HTSC a 20 MWh el cable toroidal, cuatro parámetros diferentes toda la plomada como los levantamientos del campo magnético: Q_{sc} , los superconductor requirieron en los amperio-metros (Un-metro); M_{cs} , la masa de la estructura de apoyo fría en el Kg. D_{max} , el diámetro exterior del rollo en los metros,; y el refrigerador impulsa el requisito en los watos eléctricos (W_e). debido a la reducción dramática en estos parámetros a 10T, una línea de fondo de 10T para el medio campo la carga era escogida para las consideraciones de planes subsecuentes. También se seleccionó un tamaño de módulo máximo de 10 metros.

Este plan incluyó tensor y esfuerzos de flexión en los componentes de apoyo durante la precarga y operando los modos, con el resultado de que la masa de la estructura de apoyo, M_{cs} disminuye con el B creciente para la Fig. 38(b). Eso normalmente no ocurriría en un imán simple, para que este cálculo sea una bandera del cuatela, mientras se exija el análisis detallado subsecuente. En la Fig. 38(b), el requisito de poder de refrigeración sigue la curva de tamaño decreciente porque existen más componentes de carga termales (la conducción, radiación, y pérdidas del CA) la disminución con el tamaño decreciente y masa del imán.

Una comparación del tamaño con dispositivos de conductores LTS se operan a 5 T se muestra en Fig. (39), dónde el diámetro del módulo de 10 metro también era supuesto. El máximo diámetro del toroidal siempre es menor para el imán del conductor HTS debido al funcionamiento del campo más alto.

Separadamente, se compararon los conductores LTS y unidades de HTS que tienen los rollos del solenoidal. La altura solenoide o longitud eran menores para los rollos de HTS, pero todavía muy mayor que en una geometría toroidal. Las configuraciones del solenoidal modular para grande (200 MWh) la capacidad de almacenaje puede ser impráctica, por decir el menor: la altura calculada excede 100 metros. en lugar de la figura una torre 100 metro alto, tal como un SMES tendría que quedar en sus lados, mientras este se parezca una cañería de la cloaca gigantesca. Los sistema tierra-poyados, como aquéllos propuestos para el ETM, tienen más sentido probablemente para la energía guardada sobre 20 MWh, si una manera puede encontrarse para mantener el conductor HTS en la condensación, o si la tolerancia de tensión mejora para permitir el funcionamiento en la tensión.

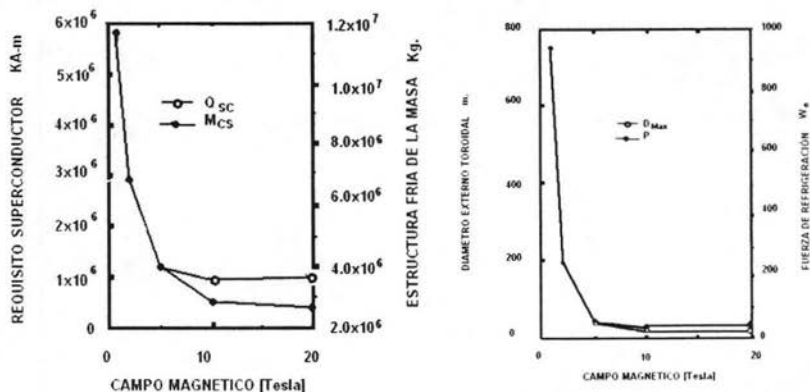


Figura 38 (a) Superconductor y requisitos de estructura de frío para 20 MWh el toroidal de HTS.
(b) el Tamaño y requisitos de refrigeración para 20 MWh el toroidal de HTS.

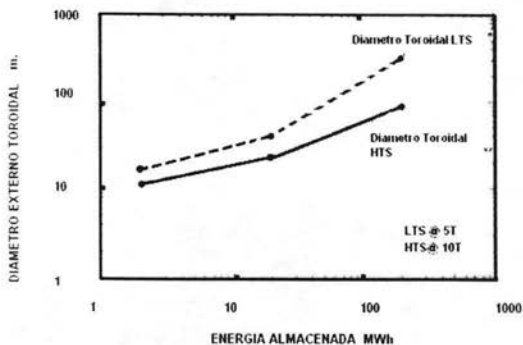


Figura 39 dimensiones Mayores de cables de SMES. El diámetro del módulo máximo menor que 10 metros.

SISTEMAS DE REFRIGERACIÓN Y EFICIENCIA DE ENERGIA

Bajo las condiciones del estado de soporte y en el estado de superconducción, la resistencia del rollo es despreciable. Sin embargo, el refrigerador requiere la potencia eléctrica, y esta energía de refrigeración debe ser considerada al evaluar la eficacia de SMES como un dispositivo de almacenamiento de energía. Aunque el BSCCO tiene la temperatura a $\sim 100K$, la celosía fluyente del lugar de las tomas fundición en los campos magnéticos moderados alrededor de 30 K, para que una temperatura de 20 K de funcionamiento del refrigerante de helio gaseoso que fue seleccionado aquí.

El calor cargado debe quitarse por el circuito de refrigeración incluyendo la conducción a través de la preparación de tajos, radiación del calentador a las superficies más frías, La pérdida del CA en el conductor (durante carga y descarga), y pérdidas del poder frío-a-caluroso conducen a que se conecten y enrollen al frío el poder que condiciona el sistema (PCS) al ambiente. La Conducción y radiación que se pierde son minimizados por el plan apropiado de las interfaces termales. Lleva las pérdidas que pueden ser minimizadas por un buen plan de guía o conducción, pero las pérdidas sustanciales siempre ocurrirán en el cobre normal cuando la corriente esté fluyendo. Aquí, el conductor actual de 10,000 UN era supuesto. Desde que el lead loss es proporcional a la corriente, puede reducirse usando un conductor corriente-baja; sin embargo, en un conductor corriente-alta las descargas logran buenos resultados con un voltaje mínimo para el alambre, así como para minimizar longitud de conductor y los costos de fabricación.

La pérdida del CA depende del diseño del conductor, el ciclo de deber del dispositivo, y la valuación de poder. Para las aplicaciones de utilidad, es creíble imaginar la carga y periodo de la descarga de una media hora y dos ciclos completos por día. Proporciones más rápidas o los ciclos más frecuentes agregan proporcionalmente al CA el componente de pérdida.

COSTO DE COMPONENTES MAYORES

Hay tres componentes mayores de un SMES cuyos costes tienen que ser estimados: conductor (consistiendo en superconductor y estabilizador de cobre); el apoyo frío (consistiendo en lazos de acero y discos) y el refrigerador (a las temperaturas de funcionamiento supuestas). Estas estimaciones se han hecho para las varias unidades de SMES. Dado que la contribución relativa de estos componentes, permite la comparación entre el HTSC y el sistema de LTSC convencional las estimaciones no incluyen vaso de vacío de apoyo termal, conducto, aislamiento, criogénicos o cualquier sistema auxiliar (como el vacío, instrumentación, o mandos). Aunque sea importante. Estos han mostrado a otros estudios para ser una parte relativamente pequeña de un costo del alambre grande. Las estimaciones tampoco incluyen la construcción. Preparación del sitio, diseñando, el PCS. Mientras estos artículos pueden costar juntos fácilmente más del rollo entero (dependiendo del cable y capacidad de PCS) su contribución para costos no debe ser significativamente diferente para el cualquier otro HTSC o sistema de LTSC.

Se predice que los rollos de HTSC pueden costar más que el LTSC enrollado por un factor de 2 a 4. Éste es un resultado defraudante porque uno pensaría inicialmente que los cables de HTSC serían la deuda más barata a los requisitos de refrigeración menores.

CONCLUSION

Esta información trata el asunto de almacenamiento de energía de superconductores (los SMES) del punto de vista de usar HTSCs en cambio como el conductor de los LTSCs convencionales. Hay varias diferencias importantes para diseñarlos considerando los HTSCs. La prioridad de la asunción está en alojar el HTSC de uso del LN₂ en 77 K, los ahorros aumentarían con la eficiencia de refrigeración más alta, fiabilidad mayor, y la aceptación más fácil dentro de la comunidad de utilidad. Aunque todas estas cosas deben ser verdad, la importancia de las mejoras depende de la aplicación y otras características del sistema.

El diseño de SMES convencionales usan el superconductor metálico. Por la comparación, los materiales de HTSC de hoy tienen los rasgos negativos de más bajo J_c y el carácter quebradizo mayor que NbTi y Nb 650. Uno debe contribuir exactamente con los HTSC. El costo de refrigeración economiza para detener las multas del costo debido a los requisitos estructurales. Sin embargo, las incertidumbres significantes rodean las pérdidas del CA: las dimensiones iniciales en YBCO y " BSCCO sugieren que J_c deba ponerse muy mayor si las pérdidas del CA, es aceptablemente pequeño.

IV. 1.2.- Área Electromagnética.

IV.1.2.1.-Dispositivo superconductor de interferencia cuántica (SQUID)

El principal problema con que se encuentra la magnetoencefalografía es que debe registrar campos magnéticos cuya intensidad es de 50 a 500 fT (femtoTesla), esto es, 10^9 veces menor que el campo geomagnético (10^{-4} T). Hasta el momento, la única tecnología capaz de captar dichas señales se basa en los materiales superconductores, los cuales, a temperaturas próximas al cero absoluto (4,2 °K), se comportan como conductores sin resistencia al paso de la corriente.

Esta propiedad de los superconductores se fundamenta en sucesivos descubrimientos que, desde 1911, han dado lugar a tres premios Nobel: el descubrimiento de los materiales superconductores (H. Kammerling en 1911), sobre el llamado par de Cooper que se produce cuando dos electrones de *spin* y momento opuesto se ligan, de manera que su *spin* y su momento neto resultante son nulos (Barden, Cooper y Schrieffer en 1957), y por el descubrimiento del efecto Josephson (1962). Este efecto consiste en la propiedad que poseen dos piezas de material superconductor se

paradas por una capa de material aislante (generalmente óxido de Niobio) lo cual supone una barrera al paso de la corriente haciendo que sea resistivo, de modo que todo el conjunto se comporta como si lo fuera. De esta forma, si hacemos circular una corriente en un anillo donde existe una de estas interrupciones, todo él se comportará como superconductor si la corriente es suficientemente pequeña. A este umbral se le denomina corriente crítica. Esto es posible porque la corriente de electrones realiza un 'túnel' a través del segmento resistivo manteniendo el paso de los pares de Cooper y permitiendo la circulación de la corriente en todo el anillo. Cada vez que se supera dicha corriente crítica se producirán interrupciones y el anillo dejará de comportarse como superconductor.

Esta unión es extraordinariamente delgada (10 μA), con el fin de aumentar su sensibilidad ante pequeñas variaciones de corriente Fig. (40).

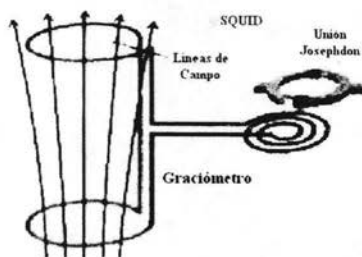


Figura 40. SQUID. En la parte superior derecha de la imagen se observa el anillo superconductor y, en sombreado, la unión Josephson.

A partir de estos descubrimientos, Clarke [B] construyó los primeros Superconducting quantum interference device (SQUID). Existen dos tipos de este dispositivo: el SQUID de corriente directa (cd) y el SQUID de radio frecuencia (rf). Son los instrumentos más sensibles que existen para medir una gran variedad de cantidades físicas: campos magnéticos, cambios espaciales de campos magnéticos, susceptibilidades magnéticas, voltajes muy pequeños y desplazamientos microscópicos.

El SQUID de corriente directa está formado por dos uniones de tipo Josephson conectadas en paralelo en un circuito de superconductores. Cuando aplicamos una pequeña corriente, I , ésta fluye a través de las uniones como una supercorriente sin ocasionar una caída de potencial, esto es, sin requerir un voltaje aplicado a través de la barrera. Sin embargo, cuando esta corriente excede cierto valor crítico, I_c , se genera un voltaje V en la unión y la corriente, I_c , es una función oscilatoria del flujo magnético ϕ que atraviesa el circuito. El periodo de esta función es de un flujón, que es un quantum de flujo magnético, $\phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$ weber. La naturaleza oscilatoria de la corriente se debe a la interferencia de las dos ondas que describen los pares de Cooper en las uniones, de manera análoga a la interferencia de dos ondas electromagnéticas coherentes (o sea dos ondas de luz). Por esto, al SQUID se le llama algunas veces interferómetro.

El SQUID puede utilizarse como un magnetómetro extremadamente sensible, ya que es posible detectar un cambio de flujo, $\delta\phi$, mucho más pequeño que un flujón, utilizando un circuito de *flujo magnético bloqueado* que genera una corriente en la espira acoplada. al SQUID de manera que se genera un flujo $-\delta\phi$ para mantener el flujo magnético total del SQUID en un valor constante. El voltaje de resultante de salida es proporcional a $\delta\phi$ y éste es proporcional al campo magnético. De esta manera, pueden detectarse pequeñas variaciones de campo como pequeñas variaciones de

voltaje. El magnetómetro o dispositivo básico de captación debe tener una sensibilidad tal que pueda captar variaciones de campo del orden de 10^{-13} T.

FUENTES DE RUIDO

Sin embargo, estas débiles señales deben hacer frente a fuentes de ruido tanto del entorno del laboratorio como del propio organismo, que pueden llegar a ser 14 o 15 órdenes de magnitud mayores. Si bien los campos constantes pueden ser neutralizados más fácilmente, los campos variables producidos por otros dispositivos, como vehículos, ascensores, tormentas magnéticas solares, etc., o los producidos por ondas electromagnéticas de radiofrecuencia de emisoras de radio, ordenadores o instrumentos de laboratorio pueden anular la señal en el momento de su adquisición, como se muestra en la figura 10 de Hämäläinen ^[C]

Los sistemas para reducir estas fuentes de ruido son de varios tipos. En primer lugar, se encuentran las habitaciones 'aisladas' o 'blindadas' (del inglés *shielded*) construidas con materiales de alta permeabilidad magnética (80.000 frente a la del aire que es igual a 1), generalmente construidos con metal intercalado con láminas de aluminio. Esta habitación es capaz de atenuar los campos externos en un factor de 90 a 110 dB a una frecuencia de 1 Hz. Además de lo anteriormente expuesto, los últimos diseños de habitaciones aisladas están preparados para aislar del ruido térmico o Nyquist [D] Fig. (41).

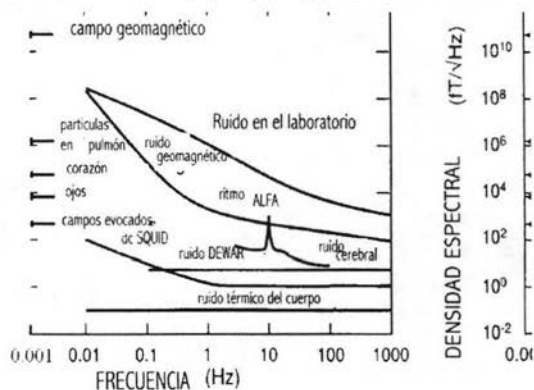


Figura 41. Picos de amplitud y densidades espectrales del campo magnético producido por las fuentes de ruido ambiental y biológicas. (Tomado de Hämäläinen, et al, 1993 [A]).

El segundo elemento empleado para evitar los ruidos magnéticos exógenos es el de los sistemas gradiométricos, consistentes en unos anillos captadores enrollados en direcciones contrarias de forma que restan el campo magnético exógeno el uno del otro al captarlo simultáneamente. Estos gradiómetros pueden ser de primer, segundo o tercer orden según el número de anillos y, según su disposición espacial, pueden ser de desarrollo axial o planar Fig. (42). La línea de base de los gradiómetros planares es habitualmente más pequeña que la de los gradiómetros axiales y presenta más ventajas para las medidas con mucho ruido ambiental, por lo que pueden captar señales de un área mucho más pequeña.

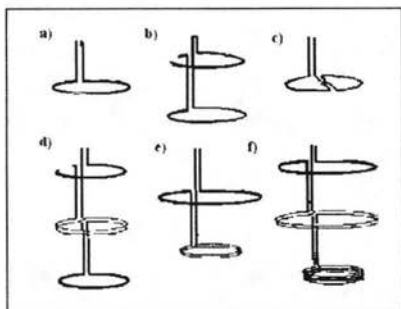


Figura 42. Diferentes tipos de gradiómetros. a) Magnetómetro; b) Gradiómetro de primer orden; c) Gradiómetro planar; d) Gradiómetro de segundo orden; e y f) Gradiómetros de primer y segundo orden asimétricos. (Tomado de Williamson y Kaufman, 1987, modificado [E]).

Como estos sensores funcionan a temperatura superconductor (4,2 °K) es necesario que el conjunto de gradiómetros se encuentren sumergidos en Helio líquido para garantizar las propiedades citadas anteriormente, de ahí la necesidad de albergarlos en un *dewar* o vaso contenedor.

OBTENCIÓN DE SEÑALES NEUROMAGNÉTICAS

Para poder registrar la señal magnética generada por el cerebro, es preciso conocer previamente cuál es la ubicación espacial de la cabeza del paciente, para lo cual se marcan una serie de puntos sobre los tres ejes del espacio que sirven de referencia para poder situarlos posteriormente sobre imágenes estructurales de TAC o RM.

Para establecer dichas referencias, se emplea un sistema de bobinas (*coils*) situadas en regiones diferenciadas de la cabeza (nasion y antetrago de ambos lados) que, mediante un programa (HPI, *Head Position Indicator*) y un puntero que registra la señal electromagnética de la bobina, la sitúa espacialmente y permite obtener una referencia permanente de la posición de la cabeza.

El siguiente paso supone la colocación del paciente, sentado o en decúbito, con la cabeza parcialmente cubierta por el casco captador que no entra en contacto con el *scalp* del paciente y, a diferencia de otras técnicas funcionales, permite realizar estimulación visual, auditiva, etc., simultáneamente al registro, al quedar los órganos sensoriales básicos fuera del elemento captador. Cualquier grupo de pacientes (ya sea por edad o por patología) puede ser estudiado, tanto por la posibilidad de adaptar el casco a la posición de sentado o decúbito (dependiendo del grado de colaboración del paciente) como por las sillas especiales para niños. Éstas, como el resto de los materiales, han de ser no magnetizables.

Dado que este sistema de captación se basa en el registro del campo magnético punto a punto y no en la diferencia de potencial entre dos puntos sobre el *scalp* (como ocurre en el EEG), no necesita elaborar montajes diferentes, puesto que es posible analizar simultáneamente la actividad eléctrica del conjunto del cerebro sin emplear un sistema referencial. Tampoco es necesario medir resistencias, ya que el paso del campo magnético a través de los tejidos no se ve distorsionado por ellos puesto que su permeabilidad magnética es igual a la del aire, esto es, igual a 1.

La señal generada en un punto del cerebro es recogida por los gradiómetros ampliamente distribuidos por la convexidad del casco con una distancia media de alrededor de 40 mm entre ellos. Esta señal magnética captada por los gradiómetros (planares o axiales) es transformada en impulsos eléctricos mediante el anillo superconductor del SQUID. Los impulsos, extremadamente débiles, son digitalizados, amplificados y filtrados para su posterior análisis.

Estos datos pueden analizarse en tiempo real o, posteriormente, una vez almacenados. Mediante dicho programa es posible elegir la frecuencia de muestreo (de hasta 8.000 kHz), los filtros de bajas y altas frecuencias, designar un valor ideal de línea de base, elegir los canales con los que se desea trabajar, promediar en los estudios de campos evocados para obtener una mejor relación señal-ruido, comparar áreas cerebrales y estimar el origen de dichas señales. Después, es posible representar sobre una imagen ideal (fantoma) o sobre una imagen estructural del sujeto (TAC, RM) las activaciones significativas objeto de estudio.

MODELO SQUID MPS ("Magnetic Property Measurement System")

El sistema SQUID MPMS presenta un conjunto de anillos detectores SQUID enlazados con un sensor SQUID por medio de una serie de conexiones superconductoras, entre las que se halla un transformador para la reducción del ruido y una bobina de entrada de señal para que la corriente procedente de los anillos detectores se acople inductivamente al sensor SQUID (Figura 43).

A continuación se encuentra una bobina que registra la señal de radiofrecuencia de salida del sensor SQUID y la transmite a un amplificador de frecuencias VHF para reconvertir esta señal en un voltaje analógico ajustado de manera estrictamente proporcional a la intensidad de corriente circulante en la bobina de entrada del SQUID.

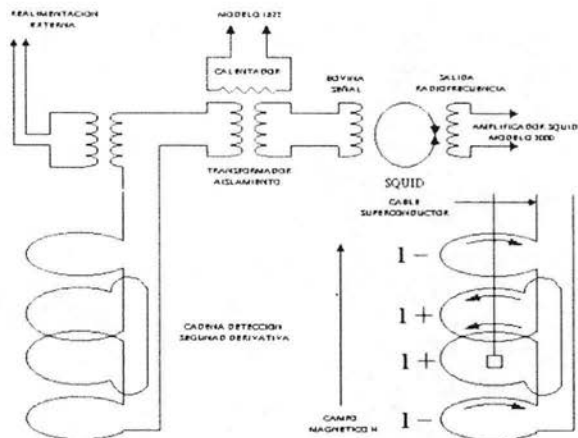


Figura 43. La Estructura del Sistema Longitudinal del SQUID. Abajo a la derecha: la Configuración de Gradiómetro de Segundo Orden de los Anillos de Detección

La muestra se mide habitualmente ejerciendo un movimiento repetitivo de esta hacia arriba a lo largo de cierta distancia y posteriormente leyendo el voltaje de salida del detector SQUID. Si el voltaje del SQUID presenta un número suficientemente grande de datos puntuales, entonces el voltaje puede ser representado gráficamente como una función de la posición de la muestra.

A una secuencia en serie de tales datos se le denomina escaneado. Esta situación se encuentra ilustrada en la Figura 44, en donde la forma correspondiente a la curva del gráfico es una función de la geometría de los anillos de detección usados en el sistema MPMS.

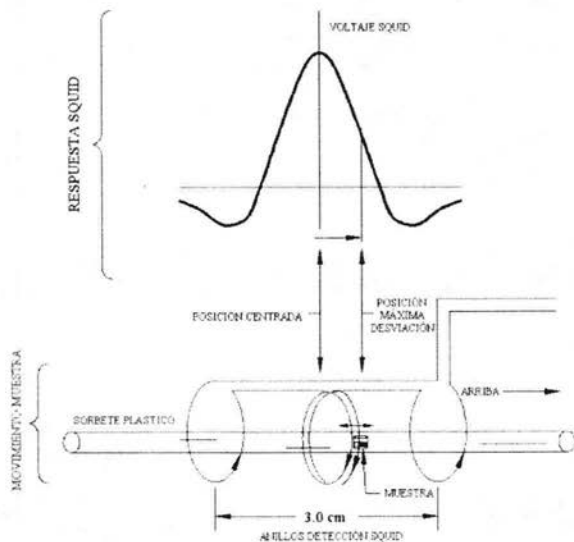


Fig 44 La Respuesta del sistema MPMS a una Fuente de Dipolo

Opción de Muestra Alternante

La opción RSO mide una muestra por medio del desplazamiento de esta de forma rápida y sinusoidalmente a través de los anillos de detección del SQUID. El empleo de un servomotor de alta calidad y un procesador de señal digital (DSP) permite movimientos rápidos. El servomotor no detiene el movimiento de la muestra por cada lectura de datos. Las técnicas de Lock-in usadas por el DSP reduce la contribución del ruido de baja frecuencia en las mediciones. Las mediciones RSO tienen una sensibilidad de aproximadamente 5×10^{-9} EMU. Durante una medición RSO, la ballesta del encodificador en el servomotor localiza la posición de la muestra. La posición es registrada sincrónicamente con la adquisición de la señal del SQUID. Los datos son analizados por medio del uso de una rutina no lineal de cuadrados mínimos para ajustar los datos a una respuesta ideal dipolar. La opción RSO es compatible con la mayoría de las opciones MPMS, entre ellas con las opciones de medición AC y DC. También es compatible con la opción de Horno si las varillas de la muestra son de acero inoxidable o latón.

LA OPCIÓN DE HORNO.

La opción de Horno de Emplazamiento de Muestra supone una gran extensión del rango de temperaturas del MPMS. Las funciones del horno sobre un rango de temperaturas de 300 K a un nominal de 800 K. Las temperaturas por debajo de 300 K no pueden ser alcanzadas cuando el horno está instalado. Esta opción no es compatible con las medidas AC.

El horno es una cámara aislada en vacío y recalentada que se halla imbuida dentro de la cámara de la muestra del MPMS. Los tubos internos y externos de la envoltura de vacío del horno están separados por aproximadamente por un espacio de 1 mm que ha sido evacuado a una presión de unos 10^{-7} torr empleando técnicas que se aseguren de que la presión permanece baja incluso cuando el horno está a temperaturas elevadas. Las superficies de los tubos han sido preparadas de manera que se reduzca la transferencia del calor radiactivo. Un calentador no magnético no inductivo y un termómetro de platino especialmente construido son montados sobre una cubierta de cobre isotérmica en el fondo del ensamblaje del horno.

La región recalentada del horno es de aproximadamente 15 cm de largo y está centrada al nivel del imán superconductor MPMS y los anillos de detección del SQUID. Cuando el horno funciona a en su máximo de temperaturas, la región de temperatura uniforme es relativamente estrecha por las altas pérdidas de calor radiactivas de la cubierta isoterma. Quantum Design recomienda el empleo de una longitud de escaneado de unos 6 cm o menor si la precisión de la temperatura de la muestra supone ser un parámetro de medición crítico. Por lo tanto, el tamaño de la muestra que debería no ser mayor en diámetro de 3.2 mm.

Las restricciones sobre la longitud de las muestras son idénticas cuando el horno está instalado o no. Sin embargo, para que los valores de los momentos magnéticos mostrados sean válidos, la muestra no debería sobrepasar la longitud de 5 cm. Es necesario conocer la resistencia del horno a 300 K, los ritmos de calentamiento y enfriamiento del horno y las conexiones de los cables del horno para su mejor manejo por el usuario.

El SQUID de radio frecuencia, Fig. (45) es un diseño anterior al del SQUID cd. Consta de una unión Josephson incorporada a un circuito superconductor. El circuito está acoplado a la bobina de un circuito enfriado LC (bobina-condensador) que está excitado a su frecuencia de resonancia, típicamente de 30 MHz. La amplitud del voltaje oscilante de radio frecuencia a través del resonante es periódico en el flujo magnético, con periodo de un flujón. Después de desmodular la señal de radiofrecuencia, la salida se utiliza para bloquear el flujo del SQUID, de la misma manera que en el SQUID cd. Este tipo de SQUID es mucho menos sensible que el SQUID cd, pero ha permanecido en el mercado hasta muy recientemente.

Aunque, por ahora, es demasiado pronto para que estos dispositivos tengan una gran repercusión en aplicaciones prácticas, dentro de la próxima década se espera un gran auge, tanto en la variedad de estos dispositivos superconductores como en la variedad de sus aplicaciones. Una de las más novedosa es en biomagnetismo, donde se utilizan para detectar especialmente las fuentes de los pequeñísimos campos magnéticos generados por el cerebro.



Fig. 45. SQUID rf. Está hecho en un configuración toroidal a partir de una barra sólida de Nb. La unión Josephson está en una plaqueta en la parte media.

IV.1.2.2.-Imagen por resonancia magnética (MRI)

Los imanes que superconducen son los componentes ya cruciales de la tecnología, la Imagen (MRI) magnética de resonancia juega un papel creciente en la medicina de diagnóstico. Los campos magnéticos intensos que se necesitan para estos instrumentos son una aplicación perfecta de superconductores.

En medicina la superconductividad es útil para la construcción de equipos de generación de imágenes. Las máquinas NMR (Resonancia Magnética Nuclear) y MRI (Imágenes por Resonancia Magnética) son capaces de generar imágenes detalladas del interior de organismos,

Funcionan colocando al paciente en un potente campo magnético generado por un electroimán superconductor. El RMN es una herramienta casi indispensable para la formación de imágenes del cerebro. Con esta técnica se coloca una sustancia u organismo en un campo magnético intenso que modifica el spin de los núcleos de determinados iones. Después, se somete a la muestra a una onda de radio que reorienta los núcleos. Al desaparecer la excitación se libera un pulso de energía que proporciona información sobre la estructura molecular de la sustancia y que puede transformarse en una imagen mediante técnicas informáticas, con el advenimiento de los superconductores de alta temperatura podrá convertirse en una máquina mucho más pequeña y barata: los superconductores clásicos enfriados por helio requieren voluminosos y delicados equipos de refrigeración. En cambio, el nitrógeno líquido es sencillísimo de producir y utilizar.

La misma técnica puede aplicarse igualmente a otros órganos, en una imagen del corazón de un paciente sin tener que hacer disecciones en la piel o introducir sondas en la sangre.

IV.1.2.3.-Imanes Superconductores

Los físicos llevan mucho tiempo utilizando electroimanes superconductores para generar campos magnéticos de alta intensidad, aunque ya se pueden conseguir imanes de cerámicas superconductoras que pueden generar un campo de dos teslas, cinco veces mayor que el que se puede conseguir con un imán permanente, todavía los imanes basados en superconductores de alta temperatura están lejos de estos márgenes.

Estos potentes electroimanes superconductores se han empleado como parte de un colisionador para acelerar partículas atómicas a velocidades extremas, para después hacerlas colisionar. El estudio de los efectos producidos proporciona a los científicos valiosos datos sobre la naturaleza de las partículas implicadas en la colisión, así como a la levitación con campos magnéticos altos.

- * Aceleradores de partículas cargadas: No está excluida la posibilidad de que los imanes superconductores provoquen una revolución técnica también en los aceleradores de partículas cargadas.

Resulta que a medida del crecimiento de energías de las partículas que se obtienen en aceleradores, aumentan también las dimensiones de éstos. Los sincrofasotrones modernos pesan decenas de miles de toneladas y tienen cientos de metros de diámetro. Los proyectos de aceleradores de 500-1000 mil millones de eV prevén la creación de imanes dispuestos por una circunferencia con diámetro de 2-5 km.

El coste de esos aceleradores, lógicamente, es fabuloso. Es muy difícil hacer aceleradores de dimensiones menores, puesto que la inducción en el núcleo de hierro de los imanes está limitada por la saturación de acero, y el diámetro del acelerador es inversamente proporcional a la inducción de su imán. Así, los cálculos muestran que el gigantesco acelerador de Berkeley podría caber en una mesa de comedor, si fuera posible elevar la intensidad de su campo magnético de 16 a 300 mil Oe.

Un superacelerador conocido como SSC (Supercolisionador Superconductor) será 20 veces más potente que el Tevatrón. Tendrá forma de anillo y será de una longitud de 85 km. Este superacelerador está siendo construido en los U.S.A.

- * Los imanes superconductores podrán encontrar aplicación también en las cámaras de burbujas. Por cuanto en éstas se emplea, generalmente, el hidrógeno líquido (20°K) o el helio líquido (4,2°K), la utilización en ellas de superconductores se facilita debido a la simplificación sustancial del aislamiento térmico de los criostatos.
- * Estos imanes se utilizan por ejemplo en los trenes de alta velocidad sobre cojín magnético (MAGLEV). Los trenes tipo SED (suspensión electrodinámica) japoneses pueden desplazarse de 320 a 500 Km/h mediante imanes superconductores que inducen corrientes en las bobinas conductoras de las guías. Esta interacción eleva al vehículo unos 15 cm del suelo, como si fuera un avión en vuelo rasante. A menos de 100 Km/h, este vehículo circula sobre ruedas como un tren convencional.

IV.1.3.- Área de Computación.

En el área de computación tienen aplicaciones sorprendentes. Se pretende construir computadoras "petraflap", las cuales pueden realizar mil trillones de operaciones por segundo, mientras que la más avanzada tecnología en computadoras sólo puede realizar 12.3 trillones de operaciones por segundo. Para alcanzar estas velocidades, el tamaño del sistema sería del orden de alrededor de 50 nanómetros y basados en el efecto Josephson, en vez del sistema de switch en microchips convencionales.

Una aplicación que se vislumbra es la de la computadora criogénica. La tecnología ha sido establecida ya, notablemente por IBM, pero se ha puesto de lado debido al problema del helio líquido. Este tipo de computadora se vale del hecho de que la superconductividad puede ser destruida por un campo magnético. Esto, que en las aplicaciones de potencia es un inconveniente, en informática resulta ser una bendición, pues permite modificar la resistencia de un circuito desde cero hasta un valor pequeño pero finito, que es lo que constituye la base de un circuito de puerta. Si pueden hacerse puertas de esta clase, entonces será posible también hacer circuitos de computación. La ausencia de resistencia en el estado superconductor contribuye a la operación rápida, y la rapidez es un requisito primordial para mejorar los ordenadores convencionales, en los cuales se realizan operaciones en forma secuencial y la duración de una secuencia determina la velocidad de trabajo del ordenador.

Ordenadores más rápidos. Otra aplicación de las uniones Josephson es la posibilidad de fabricar transistores basados en ellas. Estos circuitos podrían activarse y desactivarse muy rápidamente con un consumo de potencia mínimo. En teoría, un ordenador basado en el efecto Josephson sería 50 veces más rápido que uno convencional, aunque hasta hoy no ha sido construido debido a problemas de fiabilidad, de interfaces y a la dificultad de competir con un adversario tan poderoso como los circuitos de silicio (muchísimo más económicos y sencillos de utilizar).

IV.1.4.-Area Comunicaciones

En el campo de la radio podrían usarse superconductores para reducir el tamaño de las antenas, que generalmente se hacen de dimensiones que guardan relación con la longitud de onda. La omnipresente antena dipolo de semionda es un ejemplo.

Los intentos de reducir el tamaño a una fracción muy pequeña de una longitud de onda resultan invalidados por una fuerte reducción de la antena para radiar señales. Esta capacidad se describe técnicamente diciendo que una antena tiene una determinada resistencia de radiación. Una resistencia absorbe energía, y la resistencia de radiación de una antena es en realidad una cantidad ficticia que expresa la capacidad de la antena para lanzar energía al espacio que la rodea. Las antenas que son mucho más cortas que una longitud de onda tienen muy poca resistencia. Una antena corta vertical de alambre, por ejemplo, se comporta como una resistencia de una pequeñísima fracción de un ohmio en serie con una reactancia capacitiva muy elevada. En teoría debería ser posible desintonizar la reactancia para que la energía fluyera libremente a la resistencia (es decir, se propagara a lo largo de ella por radiación). En la práctica, las pérdidas de la bobina de inductancia que se necesita para desintonizar la capacitancia de la antena son tan grandes que se pierde prácticamente toda la energía en la bobina.

Si la bobina pudiera hacerse de material superconductor sería posible evitar este desperdicio. Entonces una antena corta sería, en teoría, igual de eficiente como antena emisora que una larga. Y como una buena antena de emisión también lo es de recepción, una antena receptora corta de material superconductor sería también igual de eficiente. Una forma de antena que parece ser muy prometedora para la fabricación con material superconductor es de cuadro, que es en efecto una bobina de electroimán y en su forma normal es ineficiente.

Ya se están efectuando demostraciones de componentes de uso en comunicaciones por ondas micrométricas y rastreo militar y todo está a punto para que empiece su producción

En la técnica de comunicaciones la resistencia trae consigo otra penalidad: el ruido. Toda resistencia en un amplificador genera ruido, lo cual impone un límite más bajo a la amplitud de señal que puede ser detectada. Por debajo de ese límite el ruido de resistencia ahoga la señal. Para las comunicaciones por satélite y especiales sería muy interesante reducir el ruido de los amplificadores incorporando superconductores en las primeras etapas de los receptores. Ya se están usando algunos dispositivos refrigerados con helio líquido; los amplificadores refrigerados con nitrógeno líquido podrán reducir seguramente el coste y ampliar el campo de aplicación.

FILTROS SUPERCONDUTORES

Los materiales recién descubiertos presentaban resistencia cero (y muy bajas pérdidas RF) a temperaturas mucho mayores que los superconductores clásicos y podía preverse que se utilizarían en sistemas que incluyeran refrigeradores simples, de bajo coste y reducido consumo. Hoy en día puede apreciarse que ha habido una evolución progresiva hacia este tipo de sistemas y que han sido los dispositivos analógicos de microondas y RF los que han progresado más hacia sistemas plenamente comercializables. Entre ellos, los filtros de preselección para estaciones base de sistemas de comunicaciones móviles son los que pueden generar un mayor volumen de negocio a corto plazo⁽¹⁾.

Numerosas pruebas de campo con varios prototipos y estándares de comunicación han puesto de manifiesto que el aumento de sensibilidad y selectividad que se consigue enfriando un cabezal front end con filtros HTS (FE-HTS) de un receptor en una estación base (BS) compensa el coste que supone incorporar sistemas criogénicos y materiales superconductores. En este trabajo hacemos una recopilación de esas pruebas y las relacionamos con prestaciones de filtros superconductores como los diseñados en el Dpto. de Teoría de la Señal y Comunicaciones.

En una estación base de un sistema celular un aumento de la sensibilidad de su receptor se traduce en un aumento de área de cobertura y/o una reducción de la potencia de transmisión de

los Incrementar el área de cobertura supone una reducción del número de estaciones base lo que implica por ejemplo, aparte del evidente ahorro económico, una disminución del *handover*, un mayor rechazo de frecuencias, y una disminución del impacto urbanístico al reducir el número de antenas ver Fig. (46).

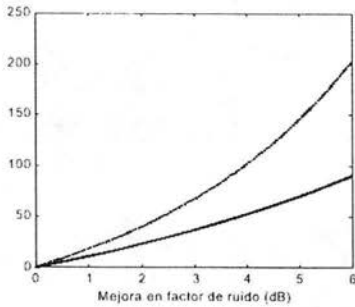


Fig. 46. Incremento porcentual del área de cobertura respecto a una mejora del factor de ruido del receptor [3]. Continua: Tef de antena=250 y modelo de propagación en entorno urbano.

Discontinua: Tef de antena=150 y modelo de propagación en entorno rural.

Tal como se ha mencionado, al refrigerar un front end, podemos aumentar la sensibilidad, ya que se consigue:

- Disminuir factor de ruido del LNA
- Aumentar ganancia del LNA
- Disminuir pérdidas de inserción del filtro

Para mejorar la selectividad hay que usar filtros que tengan transiciones muy abruptas entre la banda de paso y la atenuada, por lo que el orden del filtro ha de ser lo suficientemente grande. Por otra parte, cuanto mayor es el orden, mayores son las pérdidas de inserción, lo que degradará la sensibilidad del receptor a no ser que se utilicen materiales HTS. Con ellos, y gracias a sus bajas pérdidas, se pueden fabricar filtros planares, de hasta 19 polos [2], de un tamaño reducido (wafers de 2 – 3 pulgadas de diámetro) y con valores de Q desde 40.000 a más de 100.000 [1].

En la Fig. (47) se puede ver un filtro HTS que consiste en ocho resonadores (paso banda) en serie con otros seis elementos resonantes (banda eliminada) cuyas dimensiones exteriores son de 45x45 mm aprox.

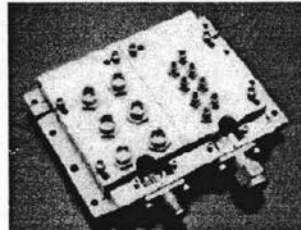
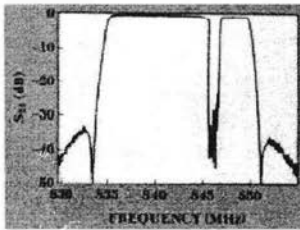


Fig. 47. Filtro HTS y su respuesta en frecuencia [4] Las dimensiones son de 45x45 mm

En la Fig. (48) se observa la respuesta de un front-end (LNA+filtro HTS) operando a bajas temperaturas y con un factor de ruido menor de 0.8 dB [1].

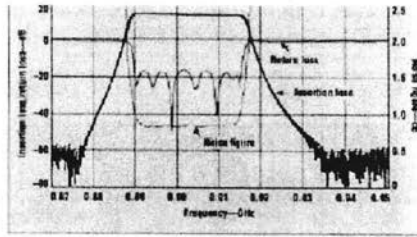


Fig.48. Pérdidas de inserción, de retorno y factor de ruido de un FE-HTS

El diseño de filtros con materiales HTS se basa en las técnicas tradicionales de diseño de filtros de microondas, en las que nuestro grupo tiene amplia experiencia. A diferencia de los filtros tradicionales, en los realizados con materiales HTS deben tenerse en cuenta peculiaridades en el comportamiento intrínseco de los materiales superconductores (poseen una conductividad compleja y una profundidad de penetración independiente de la frecuencia) [5]. Esas características tienen una influencia apreciable en la respuesta frecuencial de los filtros diseñados y no pueden ignorarse Fig.(49).

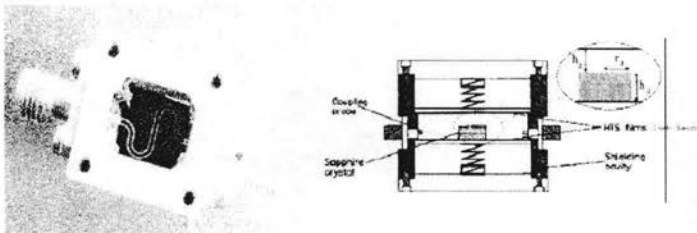


Fig. (49) $\lambda/2$, en forma de meandro para la determinación experimental de la conductividad (compleja) del material superconductor, y de su profundidad de penetración. Resonador dieléctrico para caracterización no destructiva [6]. Fabricados y medidos en el departamento de TSC.

Otro aspecto muy importante en el diseño de los filtros es el espacio que ocupan sobre el sustrato HTS. Se están desarrollando prototipos que reducen al máximo la superficie del filtro, lo cual facilita la refrigeración y encapsulado y permite aprovechar al máximo el material HTS. En nuestro grupo se han estudiado diferentes topologías intentando minimizar el espacio ocupado. En la Fig. (50) se presentan tres topologías de filtros microstrip de líneas acopladas reduciendo progresivamente el área necesaria y en la Fig. (51). se puede ver un ejemplo de un prototipo de filtro fabricado con cobre sobre Epsilon 10.

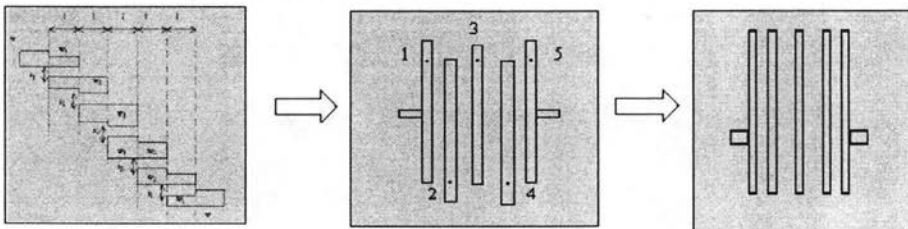


Fig. 50. Diferentes topologías de filtros con líneas acopladas: (a) diseño clásico, (b) diseño "staggered", (c) diseño "forward coupled".

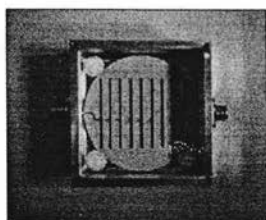


Fig. 51. Filtro prototipo de cobre sobre Epsilam 10 de 9 polos con líneas acopladas. Simulaciones realizadas con software EM muestran que si el filtro se realiza con HTS tendría unas pérdidas de 2 pulgadas de diámetro.

IV.2.- PERSPECTIVAS A FUTURO

La ciencia y tecnología de superconductores han progresado fuertemente en los últimos años, y el desarrollo ha alcanzado un nivel industrial. Tanto para superconductores clásicos (metálico) como para Superconductores de Temperaturas Altas (HTS). Los compuestos Y(123) y Bi(2223) (ver Tabla 5) tienen un claro potencial comercial y tienen enfoque paralelo tan fuerte tanto en lo académico como en los esfuerzos de la investigación industrial mundial.

YBa ₂ Cu ₃ O ₇	Y(123)	93
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈	Bi(2212)	92
Bi ₂ Si ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	Bi(2223)	110
TlBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	Tl(1223)	122
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	Hg(1223)	133

Tabla 5. Componentes HTS.

Las futuras aplicaciones de los superconductores incluyen preparación avanzada y tecnologías de caracterización, bajo la escala nanométrica. Durante los últimos años, los prototipos de demostración a escala grande (transformadores, cables de poder, imanes, etc.) se ha fabricado y probado con éxito.

Aplicaciones que tienen ventaja son los sistemas de temperatura bajos, imanes y filtros para bases de telefonía móvil, ya han llegado al mercado. Los solenoides para MRI son aplicaciones de un futuro mercado. En muchos casos, la actuación técnica de aplicaciones del superconductor es ya superior a la tecnología clásica, pero la producción y costos de los materiales son todavía demasiado altos para la competitividad económica. Es fuerte el esfuerzo en la investigación de materiales, tanto en laboratorios como en la industria, pero la densidad crítica de la corriente, j_c , en compuestos de HTS son altamente inherentemente ($>5 \times 10^6$ A/cm²), para que estos materiales sean baratos, pasará un largo tiempo.

Investigación

Se han apoyado varios proyectos relacionados a los materiales de superconductividad HTS en los años 2000/2001. La investigación se ha dividido para su comodidad en cuatro categorías:

(a) la investigación Básica: los mecanismos de superconductividad y los nuevos Superconductores

La investigación básica en HTS ha enfocado en tres temas principales:

- El origen de superconductividad en los compuestos.

Los mecanismos actuales que llevan a la superconductividad todavía son polémicos. Se ha predicho que las medidas ópticas del hueco de energía que el superconductor de la temperatura crítica (T_c) máximo para compuestos que contienen planos de CuO₂ puede ser aproximadamente 180 K. Si pudieran entenderse las causas

para la limitación real, La T_c de cupros podría aumentarse substancialmente. No se excluye que se encontrarán nuevas clases del material con valores de T_c altos, un ejemplo que es el compuesto MgB2 recientemente descubierto con $T_c = 39$ K.

- Los procesos que limitan el transporte de corriente. Mientras la T_c para un compuesto dado de HTS no varía mucho de una muestra a otro, los valores de densidad actual crítica, J_c , y campo del irreversibilidad, son sumamente sensibles a los cambios y dependen de la síntesis de la técnicas. Al perfeccionar J_c a 77 K y los campos magnéticos apreciables, Esto es esencial al introducir flujo fuerte que fijen centros dispersados en la concentración suficiente. Las sustituciones químicas en HTS han tenido efectos positivos en (T_c) y J_c .

- Las relaciones de fase involucraron en la síntesis de estos materiales cerámicos. El Conocimiento preciso de éstos los campos de la fase son indispensables si uno quiere mejorar las propiedades del superconductores de HTS.

(b) las aplicaciones de Energía: las cintas y alambres

La aplicación de energía como cables de poder Superconductores, transformadores y limite de corriente, requiera la disponibilidad de térmica y mecánica estable, de conductores largos.

Una segunda clase de material es considerando ahora como un suplente serio para los compuestos basado e Bi: la capa de conductores Y (123), donde el superconductor es cubierto de una textura de biaxially se cubre en una cinta de metal flexible. Estos conductores exhiben propiedades excelentes, menor J_c es afectado por la presencia de campos magnéticos apreciables.

Las técnicas de la deposición correspondientes para longitudes largas (>100 m) todavía está bajo desarrollo, mientras las longitudes del conductor de >2 m con J_c con valor cerca de 106 A/cm² ya se ha preparado. La investigación futura enfocará en métodos de la deposición más baratos que pueden variar y pueden depender de la previa aplicación particular.

Volumen fusión-textura de materiales HTS permite nuevas aplicaciones, e.g. rumbos magnéticos y los escudos magnéticos. Ya se han producido demostradores de alto empujes en una base de ensayos.

Los materiales superconductores de volumen para rotar máquinas con carga alta de corriente requieren valores del J_c tan grande como sea posible. Sin tener en cuenta el material superconductor escogido, el J_c aumenta con concentraciones de defecto de cristal más altas, obtenido por deformación de plástico de temperatura alta, dopado de nanopartículas, químico que dopaje o irradiación. Ejemplos: En el Y(123), el flujo fijando reforzado ha sido obtenido a través de tierra rara (R.E.) la sustitución es en el sitio de Y. La suma de Ca a Y(123) ha mostrado para tener un efecto beneficioso en el fijar a los límites de grano de ángulo grandes. Se han obtenido ambos resultados en laboratorios europeos.

(c) la electrónica de HTS

Los dispositivos de HTS pasivos como filtros con factores de calidad excelentes ya son una realidad en el mercado. El desafío excelente para HTS es desarrollar una ruta de fabricación que resultará más fiable y la reproducción de juntas para las aplicaciones de dispositivos mas activos, tal es el caso de los (RSFQ) rapid-single-flux-quantum, circuitos de la lógica o la tecnología SQUID de magnetómetros. VLSI ya está usando a los superconductor de temperatura baja en las uniones (Nb/Al/O/Al/Nb), con dispositivos operacionales con mayor de 10,000 dispositivos de uniones Josephson en un solo chip ya se ha logrado. La mayor parte de la electrónica y las estructuras de dispositivo de microonda son basado en películas delgadas crecidas en sustratos apropiados: la tecnología de superconductores de baja temperatura basado en Nb ya se ha desarrolla, el NbN ha tenido menos desarrollo. Esto está en contraste con películas de HTS que necesitan crecer epitaxialmente* en los sustratos de cristal; pero sus propiedades del superconductores están cerca de los valores del límite intrínsecos.

(d) las técnicas de deposición de Película

Se han desarrollado varias técnicas de la deposición ó exposición para la fabricación de películas de HTS. Para cada HTS compuesta, la ruta de la deposición tiene que ser perfeccionada individualmente para satisfacer los requisitos previos para el uso comercial de aplicaciones basadas en películas. Aparece un único mando de técnicas de la deposición y permite un je alto que valorado en capas considerablemente más espeso que 1 μm llevará a un éxito más grande de los superconductores. Hasta ahora, todas las técnicas de la deposición conocidas permiten alcanzar valores del je sobre $5 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ a los 77 K, OT, para el espesor todavía por debajo de 1 μm . Hay varias técnicas de la deposición:

- * La ablación ó separación del láser y la deposición ó exposición del láser pulsado, que se usa ampliamente en laboratorios de la investigación, son herramientas poderosas para la síntesis y las investigaciones preliminares de nuevas fases. Los pequeños fines requeridos pueden prepararse en muchos laboratorios, y la stoichiometría se retiene de un escudo redondo a la película.

Este método puede aplicarse para la fabricación de cintas largas. Escape un haz de luz del ion y Coevaporación Térmica (también en Substratos Inclinados) son particularmente preparados en las películas uniformes por encima de las áreas grandes, lo anterior parece también estar prometiéndolo para escala-altas de la producción de la película. Ha depositado un equipo europeo películas de YBCO usando técnicas de coevaporación en substratos tan grande como $20 \times 20 \text{ cm}^2$ y ha informado valores del je de $2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$.

- * Magnetron: escape y crea un haz de luz Molecular epitaxial para producir alta calidad en películas: estas técnicas aparecen ser satisfechas principalmente para las películas delgadas y/o investigación de nuevas estructuras híbridas, multicapas y dispositivos.

Debe prestarse atención especial al crecimiento por Fase Líquida Epitaxial.

- * Técnicas de química no-vacía: Muy alto valorres de je, se han obtenido $>3 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ en Y(123) Estas capas han usando la deposición de metales orgánicos y MOCVD. Muy recientemente, también se obtuvieron valores del je altos por la Pirólisis** roseada, una técnica relativamente simple con promesa técnicas muy altas.

Una limitación común para todas estas técnicas: Es la disminución de j_c para espesores de películas a 1 μm , bajando la corriente crítica total I_c , probablemente debido a tensiones locales: sea necesario un progreso Fuerte.

'Epitaxia, método para producir materiales cristalinos con una determinada estructura, como capas de silicio semiconductor de alta calidad para chips de ordenadores o computadoras. Las moléculas del material que se va a producir se depositan sobre un sustrato sólido de forma que imitan la estructura del mismo; estas moléculas pueden depositarse como líquido o como vapor. En la epitaxia de haz molecular, se dirigen haces de moléculas del material deseado contra la superficie para que interaccionen con ella.

En un futuro probablemente se apuntarán valores más altos hacia de je, la mejoría de rendimiento y consumo del material para derrumbar el precio industrial a un nivel competitivo será la posible solución. Sin embargo, sólo pueden lograrse descubrimientos extensos por medio del esfuerzo fuertemente aumentado en investigación básica en laboratorios académicos.

(a) Investigación básica

En futuro de la investigación de los materiales básica debe contener un fuerte esfuerzo hacia la síntesis de algunos materiales de T_c muy altos. Los Nuevos métodos de la síntesis tienen que ser encontrados y reemplazar los actuales métodos de laboratorios (e.g. síntesis de presión alta, a $> 5 \text{ GPa}$) por técnicas

industriales. También se necesitan esfuerzos con respecto a corriente que limita mecanismos en HTS y las posibles soluciones relativas a los materiales. Aunque se establece bien que ambos límites de grano y dinámica de línea de flujo son dos factores limitados muy importantes, la ciencia de los materiales necesita enfrentar estos problemas dando resultados que todavía esta lejos del entendimiento de la escala nanométrica. Las metas son:

- La Optimización de Te, je, y He en HTS en sistemas superconductores que exhiben anisotropía pequeña.
- La Reducción del volumen del elemento tóxico en Tl(1223) y Hg(1223), por sustituciones.
- los estudios Extensos de los mecanismos en materiales de HTS, en vista de Te más alto en sistemas existentes.

(a) Aplicaciones de energía

i)Tipos Bi(2223). Actualmente la industrial Bi(2223) pueden producirse cintas en longitud de km, con valores del je anteriormente 35 kA/cm², e.g. diseñando valores de je > 20 kA/cm². Sin embargo, estos valores deben doblarse para ser baratos : se necesita un cambio sustancial de los métodos de fabricación industriales. Las metas son:

- Los Cálculos y experimentos en los detalles del diagrama de fase de temperatura alto.
- Nuevos caminos de la reacción para las cintas con densidad del centro u 80% y mejoría cinética de la formación.
- Fabricación de los alambres circulares de Bi(2223) con los valores del je altos y las pérdidas bajas en regímenes de ac.

ii)Y(123) el revestimiento de conductores Y(123) puede ser el superconductor durante la próxima década, debido a tolerancia del campo más alta, pero también debido a los costos de la producción más bajos esperados con respecto a Bi(2223). El material de la película delgado es excelente, pero sólo en procesos de escalas pequeñas. Las metas son:

- Capas de espesor menor a 1 μm sin disminución de Jc .
- Mejora química (no-vacio) en las técnicas de la deposición.
- Nueva caracterización de parámetros de la deposición para mejorar la reproducibilidad del proceso.
- Escala-alta de producción de la cinta a longitudes > 100 m, e.g. para los cables, imanes, almacenamiento de energía, etc.,
- Escala-alta de escudos a los diámetros > 200 mm, e.g. para límites de corrientes, etc.
- Desarrollo Extenso de materiales alternativos conocidos con Te más alto: Tl(1223), Hg(1223), etc.

iii) Volumen de Textura-Fundida de HTS. El desarrollo de las técnicas del proceso para volumen de HTS con resistividad muy baja es esencial. Las propiedades pertinentes para estos materiales son las densidades actuales, los campos magnéticos, sus distribuciones, la fuerza de levitación, las pérdidas, y las propiedades mecánicas y termales. Las metas son:

- Procesar las técnicas para las formas complejas con resistividad muy bajo, e.g. de alto empujes, etc.,

(b) Electrónica en HTS

Se necesitan rutas del proceso menos caras y los sustratos de la memoria intermedia más baratos, si un mercado de masa muy ancho fuera explotado. Muchos circuitos incorporarían otros materiales, ferroeléctricos, ferritas o materiales de magneto-resistivos colosales. Las nuevas tecnologías pueden ser desarrolladas para lograr la reproducibilidad necesaria para las uniones de HTS. Esto requerirá nueva ingeniería del material para entender los factores limitados para la realización de uniones y proporcionar las herramientas necesarias. Europa debería considerar una o mas centrales de fundición para la fabricación de películas delgadas y dispositivos, de una miera o menos litografía. La primera fundición podría consagrarse exclusivamente a los materiales de superconductores de baja temperatura. debería comenzarse un programa en las películas delgadas de los HTS y en uniones para cualquier tipo de aplicaciones, incluyendo

las aplicaciones medicas. Es necesario un programa mayor para mejorar y actualizar de películas de HTS para las aplicaciones del microonda y de uniones para el SQUID y aplicaciones de RSFQ. También es necesario otro programa de desarrollo en área de película grandes delgadas que procesen para la deposición de la película más rápida y menos cara, como un componente vital de futuro "los sistemas de comunicación inalámbricos." Nota que el último punto también es válido para los conductores cubiertos arriba expresado. Las metas son:

- Mejora de la realización de películas delgadas y sustratos
- Escala-alta en el área que procesa y reduce los costos de las películas delgadas y sustratos
- R&D para la tecnología de reproducción de multicapas para los circuitos de la unión integrados y para el sustratos de dieléctricos para las películas del microonda
- Fundiciones Centrales para la fabricación de dispositivos de Superconductores de baja temperatura con litografía en el rango del submicron.

Comparación con U.S.A. y Japón

Existe una competencia fuerte entre los laboratorios e industrias entre EU y entre U.S. y Japón. Cada región tiene centros diferentes de gravedad, pero existen tendencias similares que se pueden observar:

- Bi(2223) las cintas: Bi(2223) las cintas del multifilamentos realmente son el único producto que ya está en el mercado, en U.S. (líder del mercado), EU y Japón. Este conductor todavía está lejos de perfeccionarse: los nuevos esfuerzos han empezado, en varios laboratorios e industrias de E.U. y Japón.
- Y(123) recubrimientos de conductores: con toda seguridad las aplicaciones de Y(123) de recubrimiento de conductores son superiores a Bi(2223) las cintas (tolerancia del campo más alta, la producción de costos más baja esperada). En el campo, los laboratorios europeos (en colaboración con industrias) ha desarrollado una actividad fuerte así y su nivel es por lo menos equivalente a eso en U.S.A. y en Japón.
- La electrónica de HTS: el compromiso industrial es mucho más alto en U.S. y Japón, esta actividad en el E.U. es algo más pequeña. Sin embargo, este asunto debe estar muy consolidado, también debido a la implicación de dispositivos miniaturizados en aplicaciones futuras prometedoras en telecomunicación, pero también en aplicaciones médicas.

[1] Microwaves & RF. Abril 1998

[2] Conductas, Inc.

[3] Microwave Journal. Abril 1998.

[4] Microwave Journal. Octubre 1998

[5] A. Flores, C. Collado, C. Sans, J. O'Callaghan, R. Pous, J. Fontcuberta. "Full wave modelling of HTS dual mode patch filters and staggered coupled-line filters". IEEE Trans. on Applied Superconductivity. Vol.7 No. 2, Jun. 1997, pp 2351-2354

[6] C. Collado, D. Gonzalo, E. Rozan, J.M. O'Callaghan, C. Sans. "Numerical Optimization of Hybrid Dielectric/HTS Resonators for Surface Impedance Evaluation of HTS Films". IEEE Trans. on Applied Superconductivity. (aceptado en enero 1999)

A. Hämäläinen M. Hari R. Ilmoniemi R. Knuutila J. Lounasmaa OV. Magnetoencephalography, theory, instrumentation and applications to non-invasive studies of the working human brain. Rev Mod Phys 1993; 65: 413-98.

B. Clarke J. Goubau WM, Ketchen MB. Tunnel junction DC-SQUID: fabrication, operation and performance. J Low Temp Phys 1976; 25: 99.

C. Hämäläinen M. Hari R. Ilmoniemi R. Knuutila J. Lounasmaa OV. Magnetoencephalography, theory, instrumentation and applications to non-invasive studies of the working human brain. Rev Mod Phys 1993; 65: 418-9.

D. Varpula T, Poutanen T. Magnetic field fluctuations arising from thermal motion of electric charges in conductors. J Appl Phys 1984; 55: 4015-21.

E. Williamson SJ, Kaufman L. Analysis of Neuromagnetic signals. Methods

Conclusiones

Como hemos podido observar a lo largo de la investigación, el descubrimiento de este tipo de conductor a conseguido un desarrollo muy importante dentro de las propiedades de los superconductores, pero también se han encontrado muchos otros obstáculos, es aquí en donde nos podemos dar cuenta de lo importante que podrían ser estos tipos de conductores, no solo para el transporte de energía eléctrica, sino también para gran cantidad de beneficios en las diferentes áreas de la ingeniería.

El tiempo se encargara de ir quitando los obstáculos y descubrir los diferentes usos de estos tipos de aleaciones, para poder ser utilizados de forma cotidiana, ya hemos podido observar que en la actualidad existen gran cantidad de instituciones de diferentes países dispuestos a desarrollar e invertir gran cantidad de dinero para facilitar el uso de estos conductores con la esperanza de que algún día sea tan indispensable su uso, como lo es en la actualidad los conductores convencionales.

El propósito de este proyecto es; recopilar y mostrar la mayor información posible acerca del tema, así como su comportamiento magnético y eléctrico tanto externo como interno, para así entender un poco mejor la relación que existe entre estos conductores y su uso actualmente, también darnos cuenta de las perspectivas a futuro, sabiendo que esto puede ser la base para futuros descubrimientos dentro de nuestra institución y poder competir con la tecnología de otros países, ya que dentro de la UNAM existen diferentes instituciones, como es la facultad de Física e instrumentación en donde se pueden realizar experimentos con estas aleaciones.

No sabemos en forma acertada hasta donde y en que tiempo todo lo que se planteo puede ser realidad, pero gracias a la información obtenida nos podemos dar cuenta de lo mucho que se ha avanzado y de los logros que se han conseguido, de tal forma que podemos asegurar, que este descubrimiento, puede cambiar de forma drástica el funcionamiento de la electricidad y porque no decirlo de las comunicaciones en un futuro no muy lejano.