

CAPÍTULO 5: MOTOR DE FLUJO RADIAL

5.1 Motor superconductor de rotor flotante

El motor objeto de este capítulo ha sido diseñado y construido en el Institut de Ciència de Materials de Barcelona (ICMAB-CSIC) perteneciente al Consejo Superior de Investigaciones Científicas, a partir de un estator laminado cedido por el Departamento de Ingeniería Eléctrica, de la UPC.

La posibilidad de que el campo generado por el estator sea capaz de propulsar y de sostener el rotor es la razón fundamental del estudio de este tipo de motor. La principal característica, pues, de este motor es la levitación del rotor dentro del estator, lo que supone la ausencia de pérdidas mecánicas manteniéndose, sin embargo, las de tipo eléctrico en el superconductor según el régimen de funcionamiento del mismo. Nuestro objetivo es estudiar cómo se desarrolla la interacción y la viabilidad de sistemas basados en la filosofía del motor desarrollado.

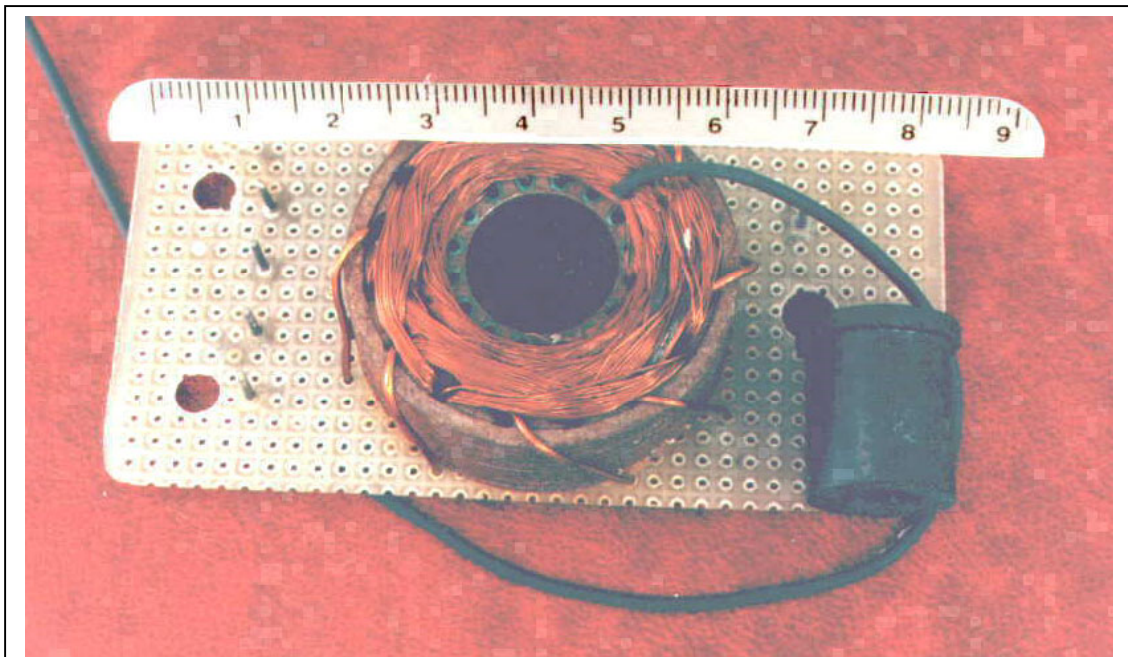
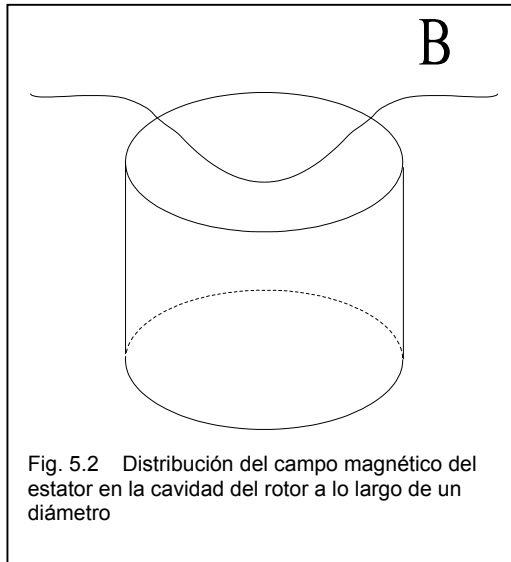


Fig 5.1 Fotografía del motor superconductor

La figura 5.1 muestra el rotor y el estator del motor objeto de estudio. En ella se puede apreciar el estator de simetría cilíndrica basado en un núcleo férreo procedente de un motor comercial. El estator genera un campo radial que interactúa con el rotor cilíndrico que se muestra a su lado dando lugar a los dos efectos deseados, cojinete magnético y propulsión.



La configuración del campo magnético en el interior de la cavidad del rotor hace que el rotor se centre dentro del estator de manera autónoma y estable. Cualquier pequeña perturbación haría volver al rotor a la posición anterior. Esta característica hace innecesarios los cojinetes mecánicos.

En el estator se crea un gradiente de campo magnético de simetría axial en la forma que se muestra en la figura 5.2, lo que supone un pozo de campo en el centro. Si situamos un material diamagnético (como es el caso de un superconductor) en esta posición, se verá repelido en las direcciones hacia el centro y hacia arriba o hacia abajo dependiendo de la posición en que se encuentre el rotor y de su longitud.

Como existe campo en toda la dirección θ , el superconductor se ve repelido hacia el centro del estator, donde el campo tiene una intensidad menor, existiendo un punto de equilibrio. Cualquier perturbación que lo acercara hacia el estator sería compensada por una fuerza de repulsión que lo volvería a centrar, siendo por lo tanto un punto de equilibrio estable.

El peso del rotor se ve compensado con la fuerza de repulsión del campo magnético en la dirección $+Z$. Esa fuerza de repulsión viene incrementada por el disco de la parte superior del rotor que interactúa con el flujo disperso de las cabezas de bobina del estator, aumentando la fuerza de levitación.

En resumen, durante el funcionamiento del motor, el rotor flota dentro del estator de una forma estable, no existiendo pérdidas por rozamiento y permitiendo libremente el giro. A lo largo de este capítulo mostraremos .

5.2 Descripción física

Como se muestra en la figura, el motor está constituido por dos elementos: un rotor superconductor cilíndrico y un estator convencional con bobinas de cobre.

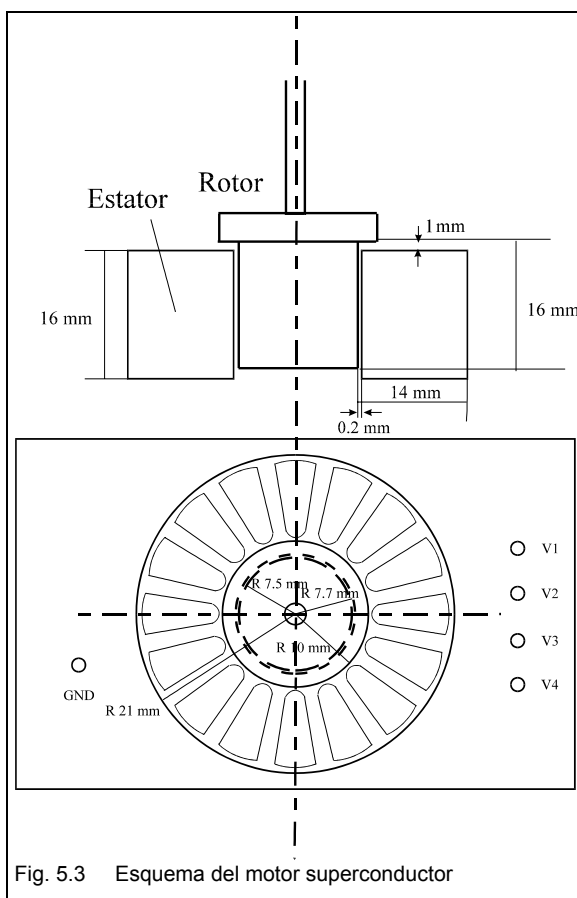


Fig. 5.3 Esquema del motor superconductor

El estator está formado por un núcleo de hierro y una serie de bobinas de cobre que son las encargadas de crear el campo magnético.

Su forma es cilíndrica, con un orificio en el centro, también cilíndrico, para insertar el rotor. Posee 16 ranuras en el hierro, a través de las cuales se ha hecho pasar el cobre. El diámetro externo es de 40mm, el interno de 16mm y tiene una altura de 16mm.

El bobinado es, por tanto, de cuatro polos y cuatro fases por polo. Lo que permite la simetría adecuada para la sustentación y centrado del rotor.

Las dieciséis bobinas han sido conectadas en cuatro series que pueden ser alimentadas independientemente, permitiendo varios modos de excitación. Cada serie consiste en cuatro bobinas que cubren los 360°, con cuatro polos alternativos.

El motor funciona sumergido en un baño de nitrógeno líquido (77 K), enfriando tanto al rotor como al estator. Sumergir también el estator es beneficioso, debido a que

la resistencia del cobre es 8 veces inferior a la correspondiente a temperatura ambiente, permitiendo la utilización de corrientes más elevadas. Sin embargo, desde el punto de vista del rendimiento, se ha de tener en cuenta que el coste de refrigeración a 77K es 10 veces superior que a temperatura ordinaria, por lo que el rendimiento disminuye.

La corriente máxima que puede ser aplicada al estator por cada una de las bobinas de cobre de 0.3 mm de grosor, refrigerada por convección natural del nitrógeno, es de 50 A. Cada bobina tiene 24 espiras, lo que significa 2400 A por ranura. (24*50*2)

En cuanto al rotor, es un cilindro hueco de 15.7 mm de diámetro por 16 mm de altura y unos 6 mm de grosor. Se ha construido mecanizando un bloque superconductor de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

El rotor ha sido confeccionado a partir de una pastilla cerámica cristalizada por fusión. Los dominios de cristalización tienen tamaños de algunos milímetros y están distribuidos con orientación al azar. La fuerza de interacción es entonces limitada por las corrientes intergranulares, siempre inferiores y dependientes del campo. Sin embargo, la distribución da carácter homogéneo a la interacción. Como ya se avanzó en la descripción, el cilindro ha sido completado con un disco colocado en la parte superior que interactúa con el campo creado por la cabeza de bobina.

El arranque con el rotor enfriado sin campo (ZFC) produce una fuerza axial capaz de despedir el rotor fuera de su alojamiento. Esta fuerza, debida a la falta de simetría del rotor, se estabiliza en el momento que el rotor atrapa flujo en su interior. Otra tapa situada en la cara opuesta evitaría este efecto.

En el Anexo1 se explican los detalles del funcionamiento de este motor.

5.3 Medición del campo magnético

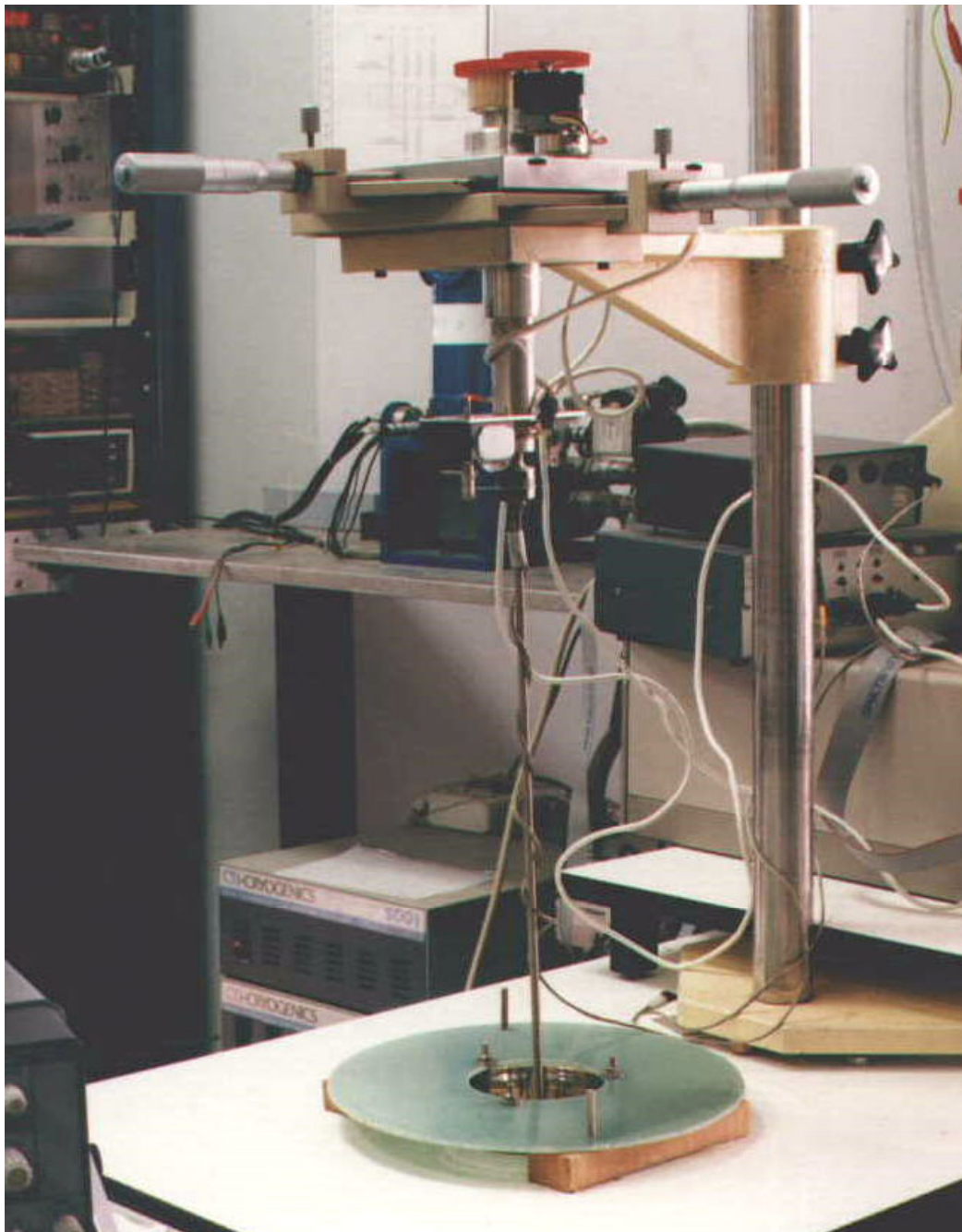


Fig. 5.4 Fotografía del sistema de medida

El funcionamiento del motor superconductor de rotor levitante se basa en la interacción entre el material superconductor y los campos magnéticos generados por el estator. Si se conoce el campo aplicado y la curva de magnetización del superconductor, se puede calcular la interacción entre ambos y por lo tanto conocer las fuerzas de centrado y levitación. De aquí, la importancia de disponer del mapa de campo en el interior del motor.

Para realizar medidas de dicho campo magnético, ha sido necesaria la construcción de un sistema que permita el libre movimiento del rotor con respecto al estator, y, además, registre los diferentes valores del campo magnético y su posición.

El sistema requerido es el siguiente:

-Dewar para contener el motor sumergido en nitrógeno líquido. Se ha usado un contenedor de vidrio doble con vacío interior como aislante térmico.

-Sistema para desplazar el rotor en las tres direcciones del espacio. Se ha usado un pie existente, el cual permite el desplazamiento en las tres direcciones del espacio (hasta un máximo de 100 mm de la posición central en ambos sentidos) con una precisión de 0.01mm. Se han adaptado dos motores paso a paso para efectuar los desplazamientos en las direcciones θ y z de forma controlada. La figura 5.4 muestra el sistema descrito con algunos elementos auxiliares.

-Sensores para:

- **Posición del rotor:** potenciómetro multivuelta con una precisión de $7,4 \cdot 10^{-3}$ V/°. Se fija con un hilo de nylon al eje del motor
- **La densidad de flujo o inducción magnética:** sensor Hall (Toshiba)

En el apartado Sistema de Medidas del Anexo 1 pueden verse los detalles del sistema experimental montado para verificar las medidas indicadas.

La primera medida realizada es la del campo magnético en el interior del estator, sin la presencia del rotor superconductor, según el ángulo de giro, la distancia relativa entre el rotor y el estator, y las diferentes corrientes aplicadas. Los datos obtenidos han sido tratados posteriormente en el entorno MATLAB.

5.3.1 Elementos necesarios para la medida

Como soporte de la sonda cuando se introduce en el estator para medir el campo sin el superconductor, se ha construido un rotor de aluminio.

El rotor de aluminio ha sido planeado lateralmente para introducir la sonda a un radio de 7.8 mm del eje, lo que es a una distancia de 0.2mm de la superficie del estator (figura 5.5). La sonda se ha adherido al aluminio mediante barniz GE7031 de General Electric. Esta resina resiste las bajas temperaturas, y además se puede despegar fácilmente con alcohol etílico o acetona.

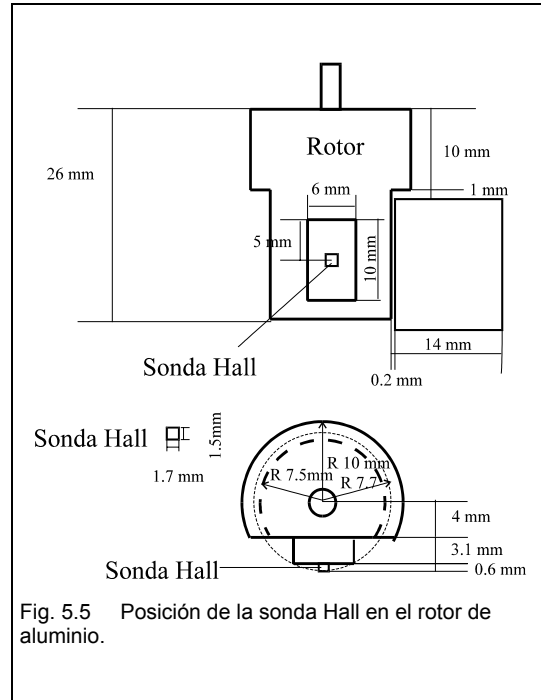


Fig. 5.5 Posición de la sonda Hall en el rotor de aluminio.

5.3.2 Resultados

Se han realizado dos tipos de medidas distintas: las primeras con la sonda centrada en el interior del estator y sin variar la altura, se gira el rotor de aluminio una vuelta completa, todo ello para diferentes corriente aplicadas; en las segundas medidas se varía el ángulo de giro del rotor y además la altura de la sonda con respecto al estator, también para diferentes corrientes.

En los dos casos, se ha alimentado con corriente continua una sola fase de las cuatro existentes. No ha sido necesario alimentar las cuatro, ya que como se excitan con pulsos cuadrados alternados, la forma de onda del campo obtenido en una de ellas por separado es igual para todas las fases. El rotor ve siempre la misma forma de onda, desplazada un ángulo de 90° cada vez, pero nunca todas al mismo tiempo.

La sonda Hall proporciona la componente radial de la densidad de flujo magnético (sólo mide el campo perpendicular a ella).

Campo magnético en la superficie interior del estator para diferentes corrientes

Esta medida ha sido realizada girando la sonda vuelta y media, manteniendo la altura y variando la corriente aplicada a únicamente una de las fases de 2 a 18 A.

El resultado de la medida para corrientes de 2 a 18A se muestra en la figura 5.6 Se puede observar que el campo magnético va aumentando al incrementarse la corriente aplicada, como era de esperar. El valor máximo de la componente radial del campo en la superficie del rotor es de 0.12T. Este es un valor bajo, comparado con el obtenido en sistemas con rotores

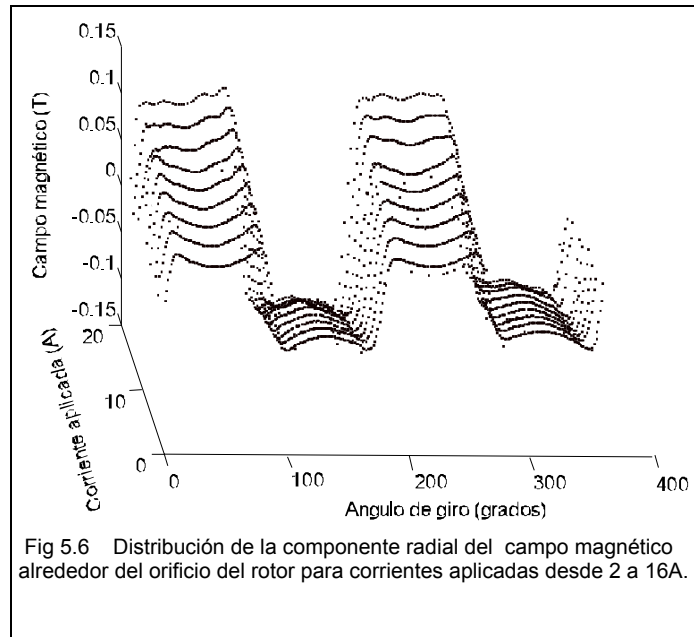


Fig 5.6 Distribución de la componente radial del campo magnético alrededor del orificio del rotor para corrientes aplicadas desde 2 a 16A.

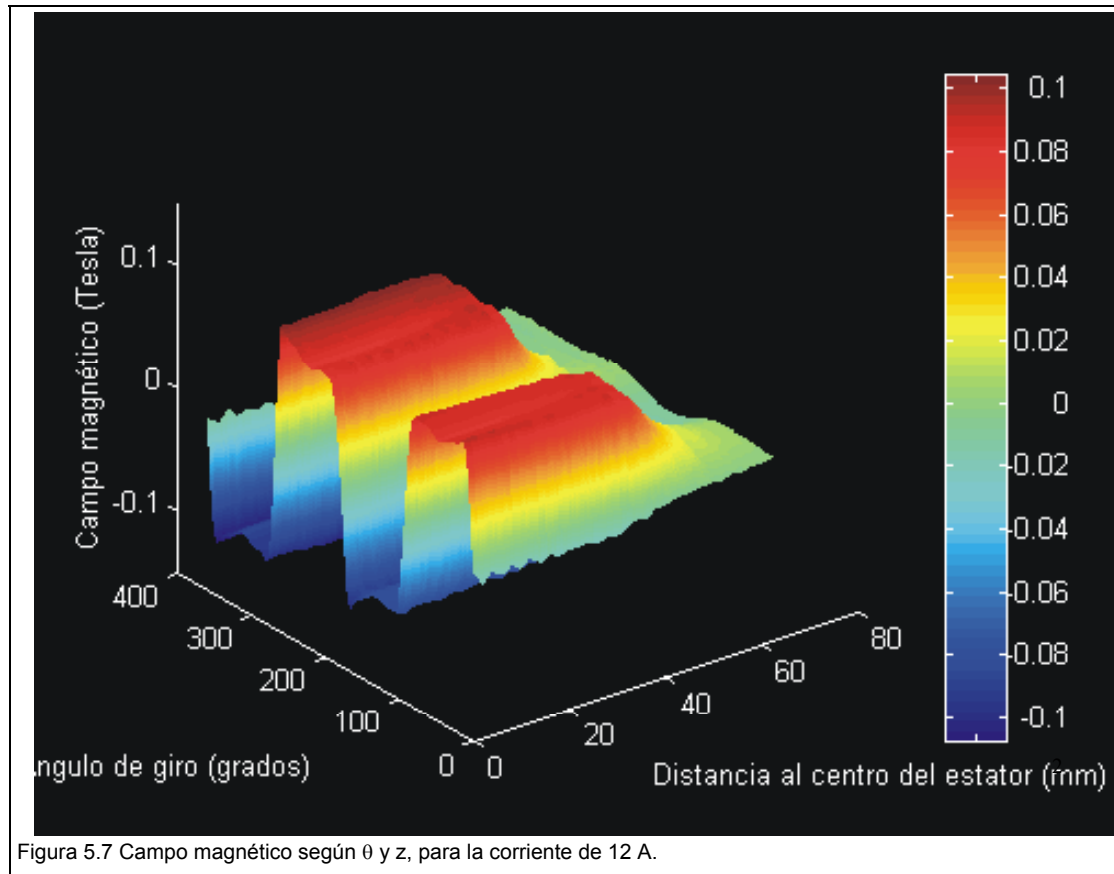
de hierro. La causa es la alta reluctancia del aire. Esta reluctancia aumentará cuando se introduzca el rotor superconductor, a causa de su comportamiento diamagnético.

Campo magnético en el interior del estator según la altura

En esta medida, a parte de obtener el campo según el ángulo de giro, también se ha medido cómo varía dicho campo con la altura. Para ello se ha situado la sonda en la parte inferior del orificio del estator y se ha ido subiendo gradualmente hasta que estuviera completamente fuera del alcance del campo magnético. De esta manera, para cada intensidad de corriente, se caracteriza totalmente la componente perpendicular del campo, teniendo la variación tanto en θ como en z .

Las corrientes aplicadas fueron de 2 a 16A, al igual que en la medida anterior. Se empezó por un giro de vuelta y media, con la sonda en el extremo inferior de la cavidad del estator, y al acabar el giro se subía la sonda 0.5mm, se giraba otra vez vuelta y media y se volvía a subir medio milímetro, y así sucesivamente hasta que la sonda

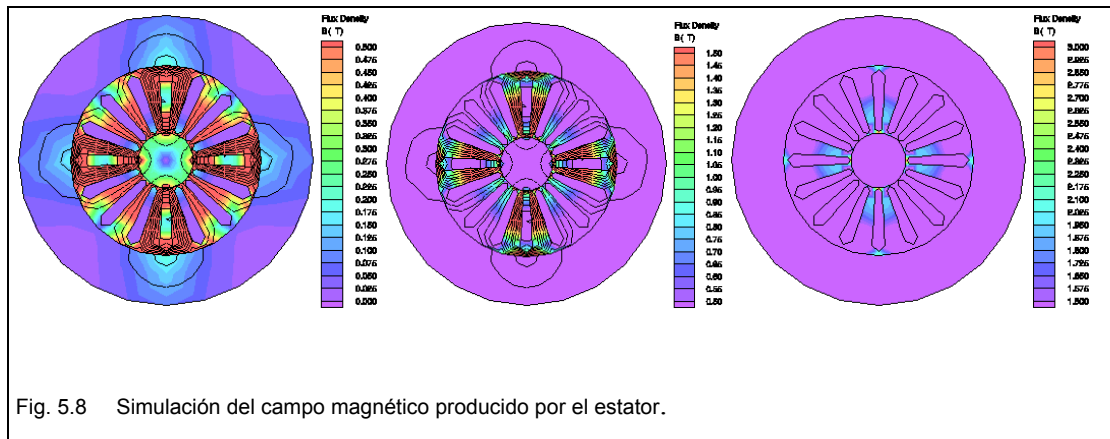
estuviera 5mm fuera del estator, donde se ha considerado que el campo magnético es despreciable.



5.4 Simulación del campo magnético por elementos finitos

5.4.1 Campo magnético generado por el estator

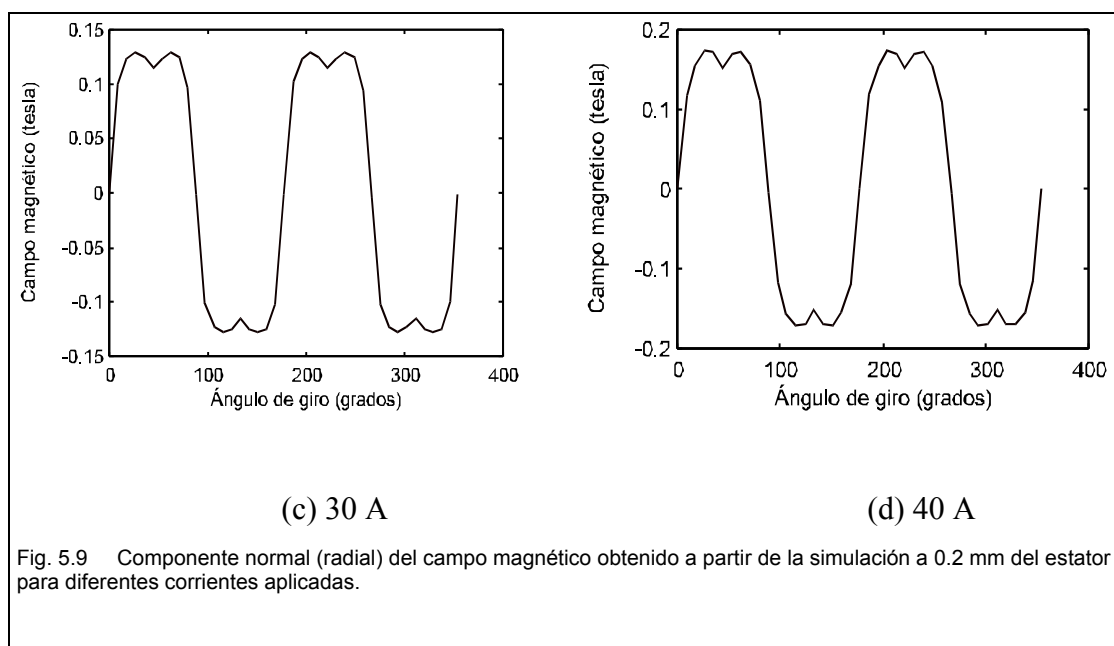
La primera simulación realizada ha sido la del campo magnético generado por las corrientes que circulan en el estator, sin la presencia del superconductor. Se ha simulado el campo magnético del motor para las corrientes de 10, 20, 30 y 40 A. En la figura 5.8 se muestra el campo para la corriente de 40 A, la mayor de las aplicadas. Como se puede observar, se ha dividido la figura en tres partes para apreciar mejor la distribución de las diferentes intensidades del campo. La primera figura muestra el campo en un intervalo desde 0 a 0.5 T, la segunda de 0.5 a 1.5 T y la última desde 1.5 a 3 T, que es el máximo.

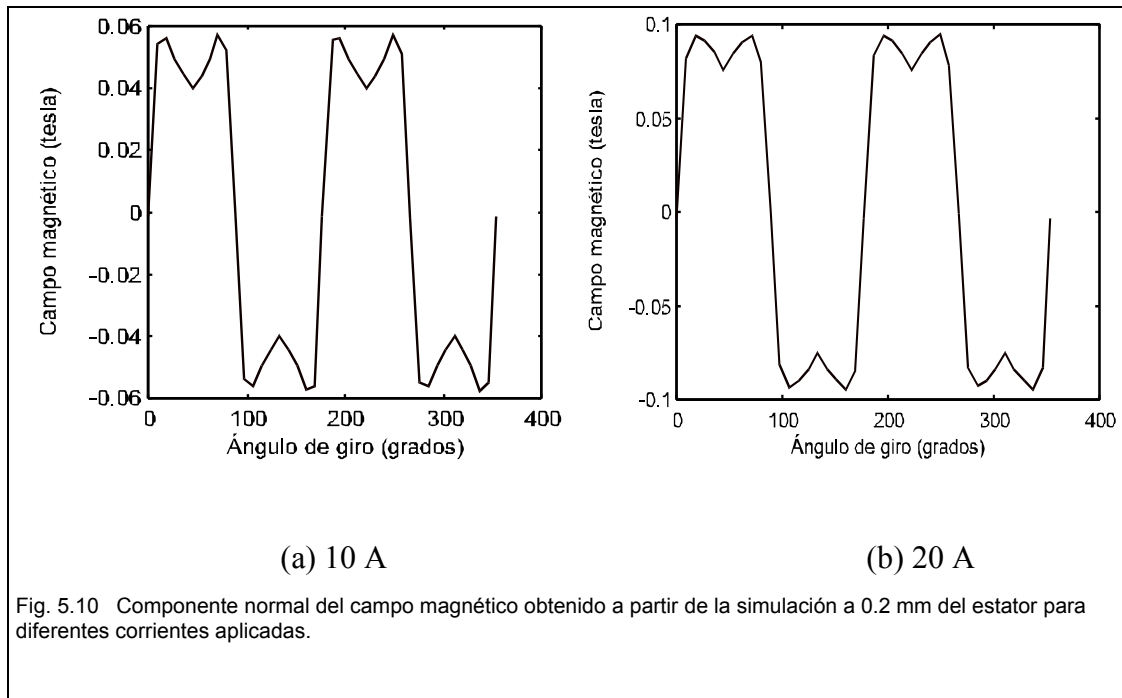


El campo más intenso se halla alrededor de las ranuras donde pasan las corrientes, como era de esperar, especialmente en las zonas de hierro en contacto con el orificio del rotor. Pero quizás lo más interesante es la distribución del campo en el interior de este espacio, ya que es el lugar donde se inserta el rotor superconductor. Aquí el campo es de unos 0.1 T en el centro, y de valores de 0.2 T a 0.3 T junto al estator.

-Campo magnético normal a 0.2 mm del estator

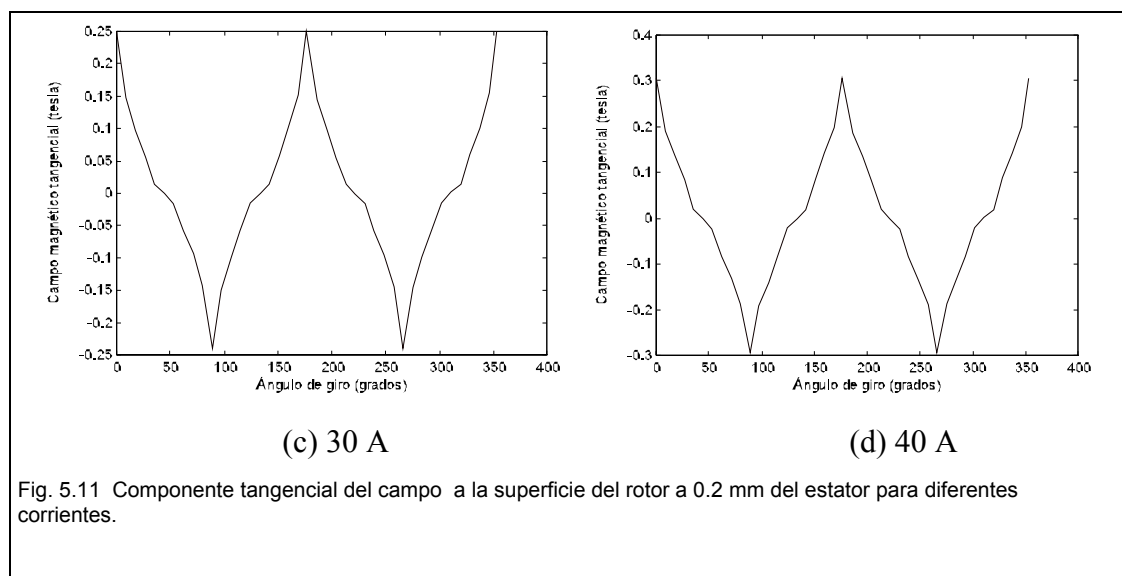
La simulación del motor, permite calcular diferentes parámetros, como el campo magnético, el potencial vector, densidad de energía, fuerza, par, etc. que pueden ser representados sobre una curva o el borde de una superficie.

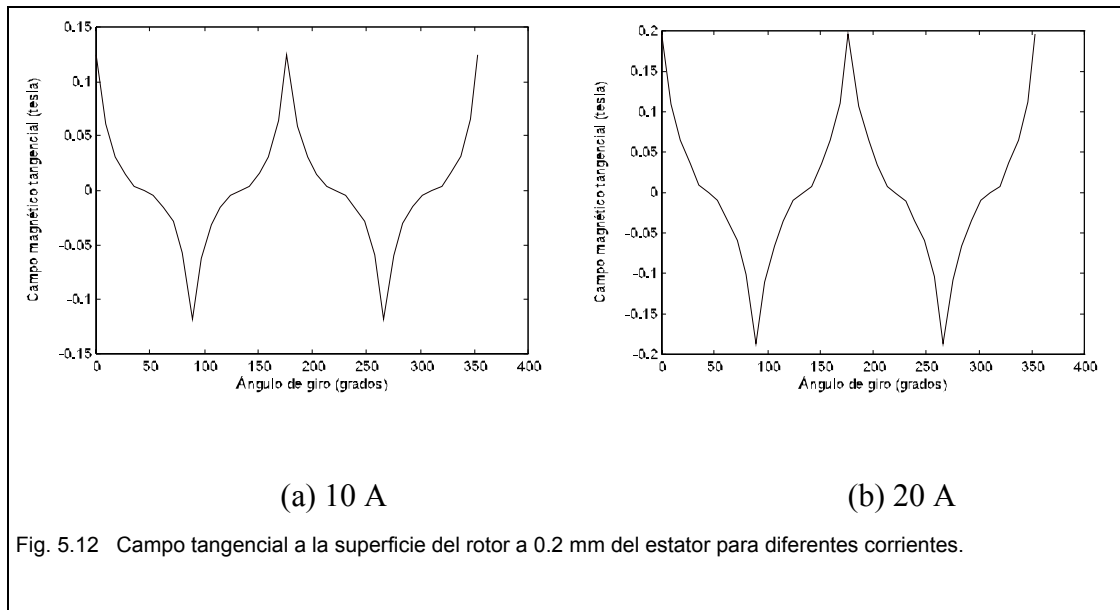




En las figuras 5.9 y 5.10 se muestran los resultados correspondientes a la componente normal del campo obtenidas con diferentes corrientes de excitación

Como se puede observar, el campo normal al rotor va aumentando de valor según se incrementa la corriente aplicada, de acuerdo con lo que cabría esperar. También se puede apreciar una disminución del campo en el centro de los polos, debido a que la excitación no es homogénea, es mayor en las cercanías de la ranura. Esta





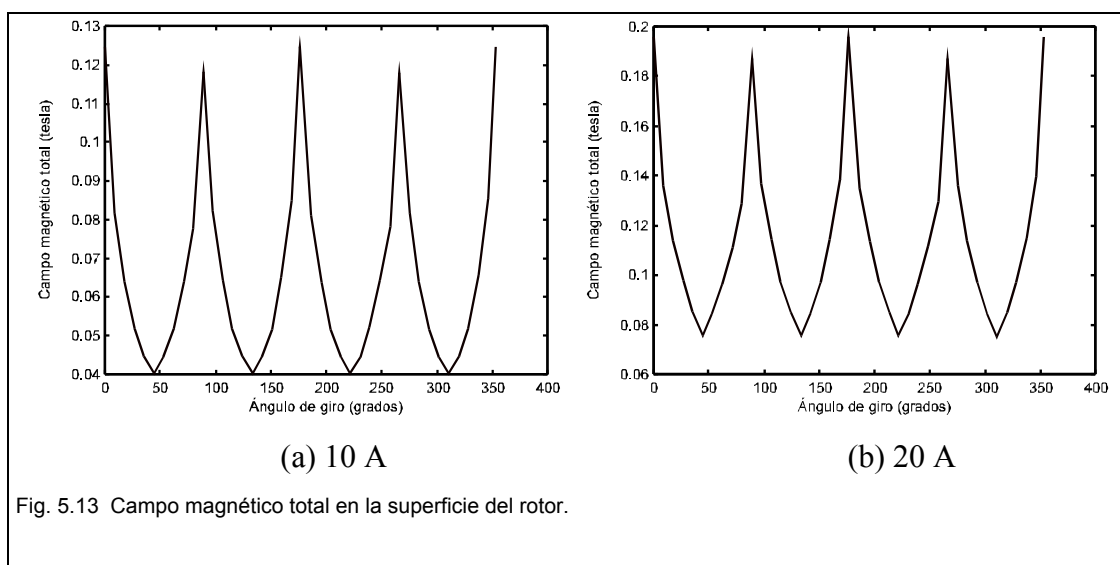
disminución de la intensidad en el centro del polo va disminuyendo según aumenta la corriente, ya que el hierro se satura.

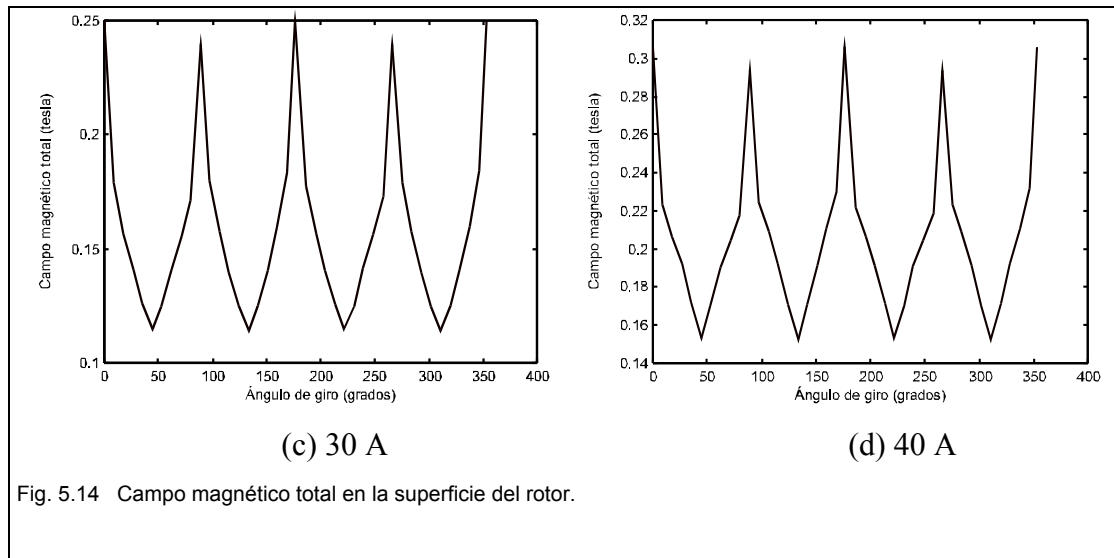
Campo magnético tangencial a 2 mm del estator

De igual forma que se ha obtenido el campo magnético normal a la superficie del rotor, podemos calcular el campo tangencial a la superficie.

En las figuras 5.11 y 5.12, se pueden distinguir los cuatro polos con claridad, dos de signo negativo y dos de signo positivo, cuyo valor aumenta con la corriente aplicada.

Campo magnético total a 0.2 mm del estator





La combinación de los campos normales y tangenciales nos da el campo total en cada punto de la superficie.

En realidad, en las figuras 5.13 y 5.14, se muestra el campo magnético en valor absoluto. También se aprecian los cuatro polos del motor.

5.4.2 Campo magnético en presencia de superconductor

En presencia del superconductor el campo cambia. Al ser un material diamagnético, en un principio, no permite penetración de flujo en su interior (estado Meissner), lo que modifica claramente la distribución del campo en el interior del estator. En cuanto al hierro, la introducción del rotor supone un cambio de su magnetización.

En primer lugar, se ha simulado el estado Meissner, en el que todo el campo es repelido, y se ha observado su distribución. Este caso correspondería a enfriar el superconductor en ausencia de campo y seguidamente aplicar corriente.

Se ha realizado una segunda aproximación al comportamiento del motor permitiendo la introducción de una cierta fracción de flujo, lo que sería el caso Field Cooled. La distribución de campo real estaría entre estas dos situaciones.

5.4.2.1 Simulación del estado Meissner

Para simular este estado hemos impuesto la permeabilidad del material igual a cero, $\mu = 0$. De hecho, el programa no permite hacer este parámetro igual a cero, por lo que hemos optado por reducir la permeabilidad relativa lo máximo posible, y hemos definido $\mu_r=10^{-7}$. Con estos datos se ha obtenido la distribución de la figura 5.15.

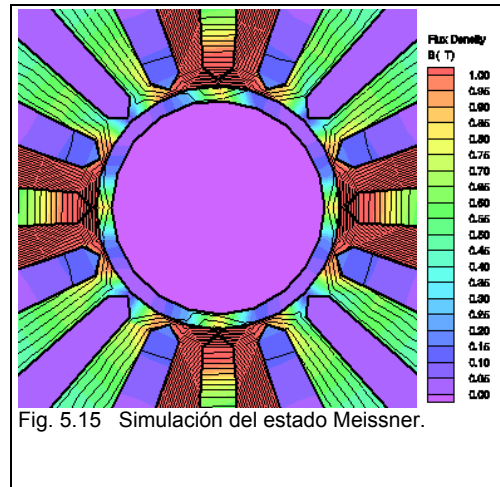


Fig. 5.15 Simulación del estado Meissner.

Únicamente se muestra el campo en el intervalo de 0 a 1 T para verlo mejor alrededor del rotor. Las zonas coloreadas en rojo tienen un campo superior a 1 T, y corresponden a las ranuras por donde pasa la corriente de 40 A. En el superconductor, en cambio, el campo es totalmente nulo.

Para evaluar el grado de aproximación al estado Meissner en la situación real, podemos definir el valor de μ_r que acerca al campo obtenido experimentalmente.

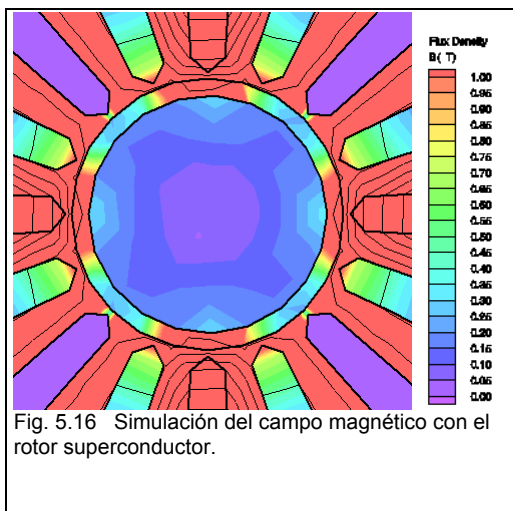


Fig. 5.16 Simulación del campo magnético con el rotor superconductor.

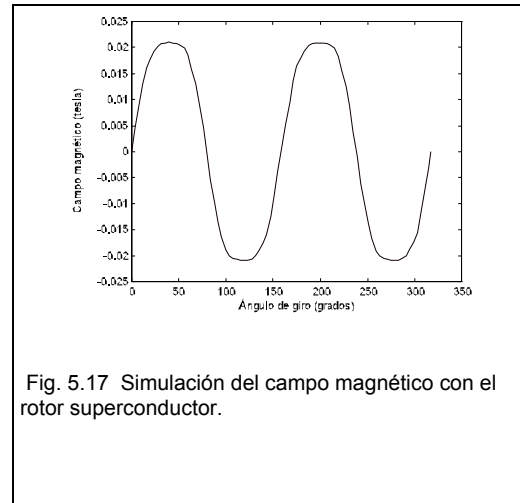
Variando la μ_r hasta que en la superficie del rotor se produzca un campo magnético normal muy similar al obtenido en las medidas realizadas, nos da un valor de $\mu_r = 10^{-2}$. Con esta permeabilidad relativa el campo penetra ligeramente en el superconductor, de la forma que muestra la figura 5.16:

En la figura muestra el campo en un intervalo desde 0 a 1 T. En el rotor se pueden notar los cuatro polos inducidos en color azul más claro.

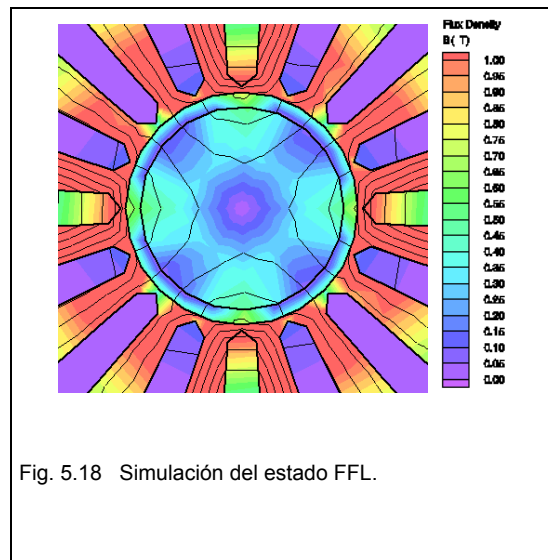
5.4.2.2 Simulación de la aproximación Frozen Field Limit

FFL es una aproximación al comportamiento del superconductor en Field Cooled, cuando la corriente crítica es muy grande. Es un límite teórico que el material no alcanzará nunca. Cuando el superconductor se encuentra en este estado, el flujo magnético penetra totalmente en el superconductor y después queda

“congelado”, es decir, se mantiene siempre igual aunque cambie el campo en el exterior del material.



Para simular este estado, se ha escogido una permeabilidad relativa igual a uno ($\mu_r=1$). A continuación, se muestra el campo magnético en el motor cuando el flujo queda “congelado” en su interior (figura 5.18). Dentro del superconductor hay varias zonas diferentes de penetración, que varían de 0 a 0.3 T.



5.5 Comparación de las medidas con las simulaciones

Si comparamos las medidas obtenidas con los resultados de las simulaciones para corrientes de 10, 20, 30 y 40 A (480, 960, 1440 y 1920 A/ranura), vemos que son totalmente equivalentes.

Como ya se ha comentado, el valor del campo simulado para las diferentes corrientes se corresponde con los datos obtenidos experimentalmente, así como la forma también es la misma.

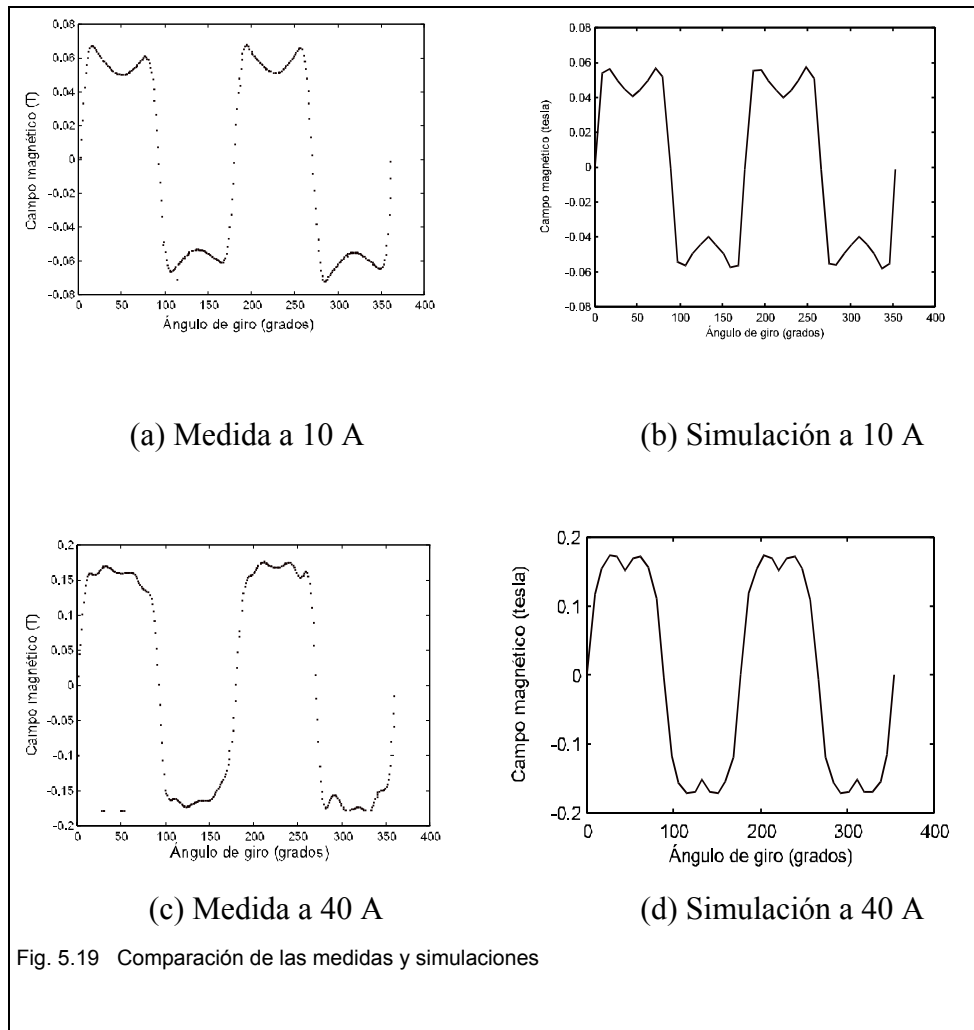


Fig. 5.19 Comparación de las medidas y simulaciones

5.6 Magnetización del rotor

El funcionamiento de este motor está basado en la propiedad que poseen los materiales superconductores de ser magnetizados. El campo magnético externo, creado por el estator, penetra en el rotor, y queda anclado. Un desplazamiento del flujo atrapado supone un cambio de magnetización que sigue el ciclo de histéresis. La energía que se disipa en este desplazamiento es la responsable del par del motor.

Para observar el grado de magnetización del rotor para un determinado campo aplicado, se ha medido la componente radial del campo existente en la superficie del rotor utilizando una sonda hall situada en el estator.

Se han realizado dos tipos de medidas. Una de ellas consiste en magnetizar el rotor y dejar de suministrar corriente, con la consecuente desaparición del campo magnético en el estator, y hacer girar el rotor ya magnetizado una vuelta completa para que un sensor registre el campo en la superficie del material. Como no existe campo externo, el sensor lo que realmente está midiendo es la magnetización en la superficie del superconductor ($B = \mu_0(M + H)$). Los efectos desmagnetizantes se corrigen por la presencia del hierro, por lo que no se tienen en cuenta en la medida.

La segunda medida consiste en aplicar corriente al estator, magnetizar el rotor y, a continuación, hacerlo girar también una vuelta completa sin retirar la corriente aplicada. El sensor de campo magnético localizado en el estator registra el valor del campo en la superficie del rotor, según va girando. Con ello podemos observar como penetra el flujo a través de la superficie del rotor. A continuación se va a comentar detalladamente esta medida.

5.6.1 Medida de penetración de campo en el superconductor

Esta medida consiste, como se ha comentado anteriormente, en introducir el rotor en el interior del estator, magnetizarlo, y hacerlo girar manteniendo la alimentación aplicada.

En el superconductor se induce un campo magnético que, cuando se desplaza, provoca un cambio de magnetización en el material. Al ir pasando por los diferentes polos del estator, el material va recorriendo todo su ciclo de histéresis (campos aplicados positivos y negativos sucesivamente).

La sonda Hall, en este caso, mide el campo remanente local después de haber sido magnetizado el material por el polo anterior. Las diferencias que se encuentran entre puntos nos dan una idea de la inhomogeneidad del material ya que cada punto ha sido sometido al mismo proceso de magnetización.

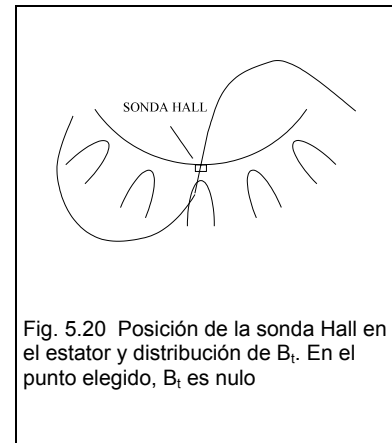
Elementos necesarios para la medida

Tanto la medida de penetración de campo en el superconductor como la de la campo remanente, han sido realizadas con el sistema de medida descrito en el inicio del capítulo. La sonda hall se ha utilizado para medir la componente radial del campo y el potenciómetro para la posición. La diferencia con el sistema de medida del campo en el interior del estator esta en la localización de la sonda Hall.

Anteriormente se había utilizado un rotor de aluminio como soporte de la sonda. Ahora se mide el campo magnético en la superficie del rotor superconductor, el cual está situado en el mismo lugar en el que estaba el rotor de aluminio. Para ello, la sonda se ha ubicado en un pequeño orificio practicado en el centro de una de las ranuras del estator (figura 5.20), ya que de esta manera el campo magnético creado por el polo no afecta la medida.

El superconductor se magnetiza con el campo del polo anterior y luego se mide el campo remanente. Con ello se detecta el diferente comportamiento de las diferentes partes del superconductor al ser sometidas al mismo campo magnético.

Se ha alimentado únicamente una de las fases con corriente continua, al igual que en todas las otras medidas. Pero esta vez se ha tenido en cuenta que las bobinas de la fase alimentada coincidieran con la ranura en la que estaba colocada la sonda (figura 5.20). Esto se ha hecho para que el campo que vea la sonda sea exclusivamente el existente en la superficie del rotor, no el producido por el estator. Si las bobinas alimentadas no son las que coinciden con el orificio, la sonda verá un offset producido por el campo constante del estator.



El rotor se ha hecho girar vuelta y media cada vez, para mayor ajuste de la señal. Posteriormente la media vuelta sobrante se ha suprimido, ya que era completamente redundante y se ha utilizado sólo como control de la medida.

Resultados

El rotor se enfría siempre antes de alimentar el estator, lo que significa que la medida se realiza siempre tras un proceso ZFC. Esto supone que al aplicar la corriente de alimentación, en la superficie del rotor se inducen unas corrientes que apantallan el campo magnético. Sólo cuando el campo es lo suficientemente intenso, penetra en el interior del superconductor por lo que en esta situación el valor del campo medido en la superficie es mayor cuando esa región es trasladada a la zona de campo aplicado nulo donde la sonda Hall detecta el campo en la superficie.

Aunque la interpretación del proceso no es simple ya que el campo remanente depende de si se ha alcanzado o no el valor de penetración durante el proceso de magnetización, en conjunto, nos da una buena imagen de la homogeneidad del material.

En la figura 5.21 se muestran los resultados para corrientes aplicadas al estator de 2 a 16 A, incrementándose de dos en dos amperios. A 2 A, el campo es muy débil y todo el material superconductor lo apantalla sin dificultad. A partir de 4 A, se empiezan a ver zonas con máximos y mínimos que se acentúan según aumenta la intensidad. Los máximos son zonas donde el superconductor apantalla bien el campo, y los mínimos son zonas que no, siendo la corriente de apantallamiento menor y facilitando la introducción de campo externo.

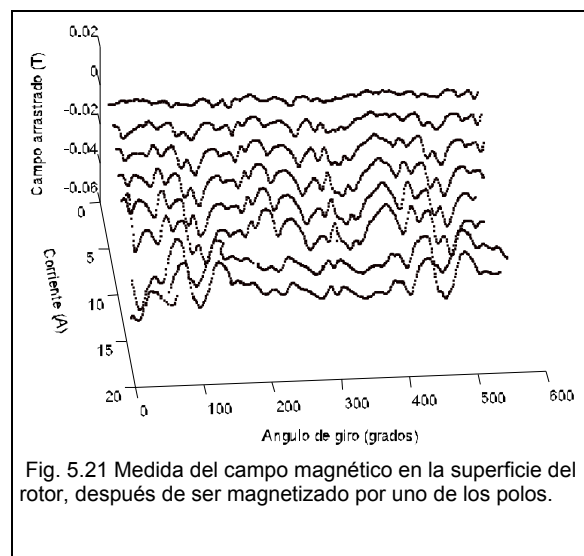


Fig. 5.21 Medida del campo magnético en la superficie del rotor, después de ser magnetizado por uno de los polos.

La existencia de estas zonas se debe básicamente a que el material utilizado no es homogéneo. La sonda hall detecta la remanencia local en el rotor después de que la zona de exploración es expuesta a un pico de campo creado por el polo próximo. Esencialmente, la respuesta indica la estructura granular de la superficie del rotor. Las partes bien apantalladas (máximas en cada curva) alternan con regiones de corriente crítica más baja donde penetra el flujo magnético. Para los valores altos de corriente, donde casi en todo el material ha penetrado el campo la remanencia tiende a ser mayor precisamente donde el apantallamiento había sido mayor a corrientes más bajas

La periodicidad de 90° que presentaba el campo aquí ha desaparecido, siendo ahora de 360°.

5.6.2 Medida de campo remanente

Una vez realizada la medida anterior, de penetración de campo en el superconductor, es decir, introducir el rotor en el interior del estator, magnetizarlo, y girarlo una vuelta completa; la alimentación se desconecta y se hace girar el rotor otra vuelta completa, esta vez sin campo externo.

Lo que mide la sonda en este caso es la magnetización remanente en la superficie del rotor, ya que $B = \mu_0(M + H)$ y $H = 0$. Este valor de H debe incluir el campo desmagnetizante debido a la magnetización del rotor. De acuerdo con lo que veremos a continuación, el hierro se encarga de cerrar el circuito magnético del rotor, con lo que se atenúan los efectos del campo desmagnetizante. Como la sonda está registrando B normal, $B_{\text{normal}} = \mu_0 M_{\text{normal}}$. A partir de ahí es fácil obtener la magnetización normal a la superficie del superconductor:

$$M_{\text{normal}} = B_{\text{medida}} / \mu_0$$

Cabe esperar también que los cuatro polos del estator se induzcan en el rotor, y que al girarlo por encima de la sonda, ésta los detecte.

Inducción, excitación y magnetización

Cuando hablamos de campo magnético en presencia de medios materiales hemos de tener en cuenta su contribución a la construcción del propio campo. De hecho, en el tratamiento más clásico del magnetismo, ante la presencia de los materiales se suele distinguir entre tres conceptos básicos:

- Excitación, H [A/m]
- Inducción, B [T]
- Magnetización, M [A/m]

Si bien los efectos físicos del campo quedan representados por la inducción magnética B , en ella confluyen los efectos del campo que nosotros aplicamos, que podría ser debido a una distribución de corrientes, y los efectos de los materiales que normalmente dependen del mismo campo aplicado y de la geometría de los mismos materiales.

Si el medio material es homogéneo el campo total depende en cada punto de la contribución local del medio y del campo exterior aplicado que excita la magnetización del medio. Dada la homogeneidad, el factor magnetizante es el producido por el campo exterior y la magnetización local depende exclusivamente de este valor. De esta manera se cumple:

$$M=M(H) \quad \text{y} \quad B=\mu_0(H+M)$$

Cuando el medio es finito, acaba en una superficie, cada elemento de la superficie del medio material está sometido a la acción del campo exterior aplicado y a la acción del flujo de retorno del resto de los elementos del medio material. La situación en las proximidades de la superficie (polo) es compleja ya que el campo que magnetiza cada elemento del material es suma de la excitación y de la contribución del resto que, por ser flujo de retorno, se opone al campo aplicado dando lugar al concepto de campo desmagnetizante.

$$H_{\text{ext}}, H_{\text{des}} \rightarrow H_{\text{tot}}$$

Así pues, la situación sería:

$$M=M(H_{\text{tot}}) \text{ y } B=\mu_0(H_{\text{tot}}+M)$$

Donde la excitación a considerar es la suma del campo exterior más la contribución desmagnetizante. La magnetización local es función de la excitación resultante y el campo magnético (inducción) total será la suma de la excitación y la magnetización local.

En este caso, la participación del resto del polo en el valor de la excitación local reduce sustancialmente el valor del campo medible (B) respecto al valor del campo aplicado (H) y la propia magnetización.

En los sistemas formados por materiales magnéticos duros, la magnetización actúa como fuerza magnetomotriz y el campo que se puede percibir será fruto de la magnetización y el campo desmagnetizante quedando cada región del material con una magnetización diferente. La medida del campo magnético en la superficie del polo nos dará la suma de las contribuciones, por lo que se debe conocer la geometría del material y sus características magnéticas para poder separar, del valor medido, lo que es la magnetización de lo que se debe a los efectos desmagnetizantes.

Para poder acercarse al valor de la magnetización local mediante la medida del campo magnético (B) en el polo, es necesario evitar el flujo de retorno del resto de los elementos de la superficie, es decir, el campo medido coincidirá con la magnetización en el caso en el que se pueda anular el campo desmagnetizante.

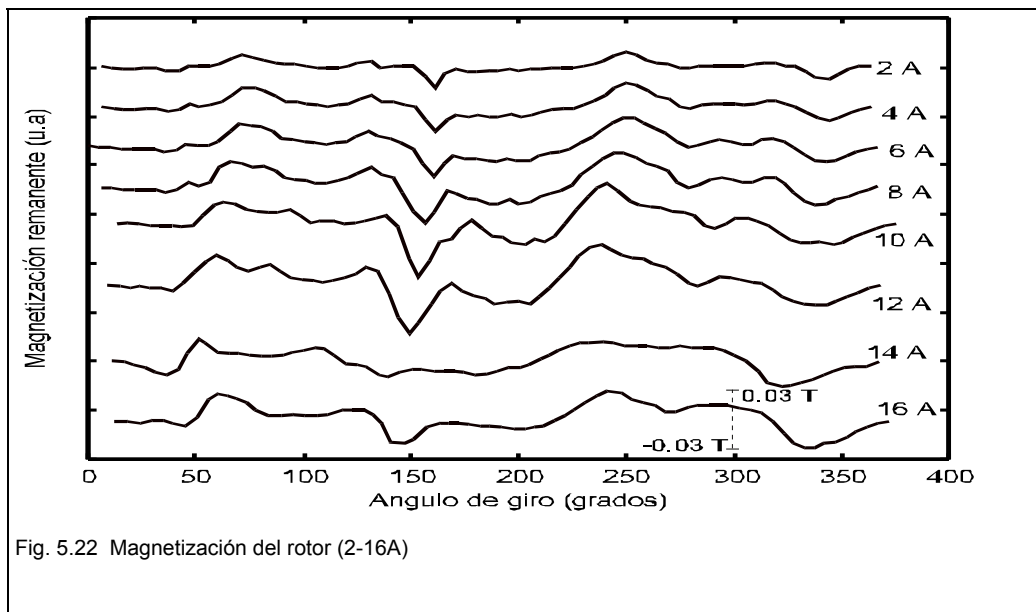
Si a la superficie de un polo (A) se le acerca la superficie de otro polo contrario (-A), la excitación magnética en el elemento de volumen del polo A será la suma de la desmagnetizante más la debida al polo -A. Si ambas magnetizaciones son similares, la superposición de éstas supone atenuar el efecto desmagnetizante por lo que el campo medido en la proximidad del polo se acerca al debido a la magnetización.

Una manera de conseguir este efecto consiste en cerrar el circuito magnético mediante un material de elevada permeabilidad, de esta manera el valor del campo es proporcional a la magnetización:

$$B = \mu_0 M$$

En las medidas de campo que hemos realizado, el efecto desmagnetizante en la superficie del rotor se corrige cuando la medida se realiza con el rotor montado en el circuito magnético. De esta manera podemos dar una aproximación a los valores locales de la magnetización mediante la medida de B en la superficie del rotor y, con ello, analizar el comportamiento local del mismo.

Resultados



La corriente se ha ido aumentando de 2 a 16 A (160 a 1280 A/ranura), de dos en dos amperios. Como se puede apreciar en la figura 5.22, existen cuatro polos inducidos por el estator, que van aumentando de amplitud al aumentar la corriente aplicada. En la figura 5.22 se han representado cada medida por separado para una mejor visualización. La escala utilizada es la misma para todas ellas, oscilando entre -0.06 y 0.05 T el valor de la magnetización en la curva de mayor intensidad (16 A).

Los polos no tienen la misma forma del campo aplicado, debido a los diferentes dominios del material superconductor. Hay zonas donde el campo penetra más fácilmente que en otras, por lo que se producen pequeños picos. Como al campo le es más fácil entrar por las zonas donde la corriente de apantallamiento es más baja, se producen picos en estos puntos que van aumentando su amplitud.

En la figura 5.23, se muestra el resultado de la medida de penetración de campo en el superconductor y remanente para una corriente de 10 A. Como se puede apreciar, las zonas del material donde el apantallamiento es grande (máximos) se corresponden con una magnetización menor y viceversa,

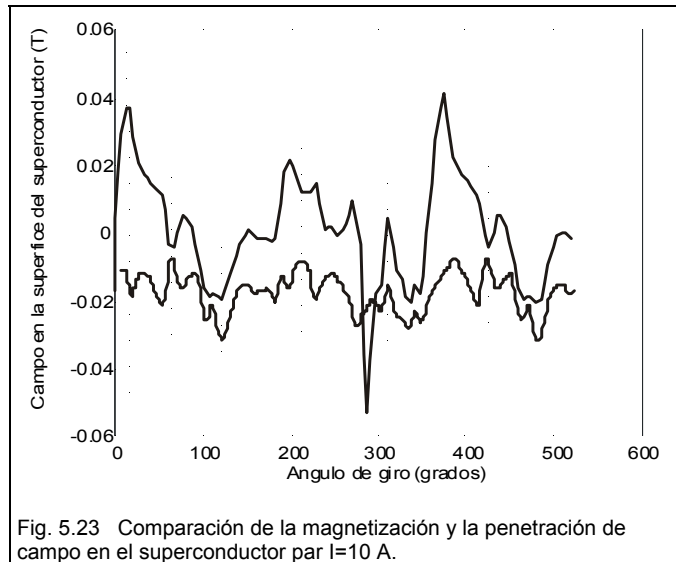


Fig. 5.23 Comparación de la magnetización y la penetración de campo en el superconductor para $I=10$ A.

en zonas con corrientes de apantallamiento menores existe una introducción de campo magnético mayor. En la figura se han resaltado puntos donde este fenómeno se aprecia claramente. Así pues, se podría concluir que las inhomogeneidades del superconductor son las responsables de la extraña forma de la magnetización, ya que si el material fuera monodominio y homogéneo la forma de la magnetización debería ser totalmente equivalente a la del campo externo.

La presencia de zonas bien apantalladas introduce un cambio cualitativo en la remanencia cuando la corriente supera los 12 A (ver figura 5.22). A esta corriente, de repente, el flujo penetra completamente en el interior del superconductor, en todas las zonas. Cada polo se convierte en más homogéneo, aumentando el área de magnetización, aunque la amplitud del polo disminuya. La densidad de flujo local en los picos se hace menor, y en las zonas donde no existía campo porque las corrientes lo apantallaban, ahora penetra, haciendo el polo más homogéneo.

5.7 Caracterización del motor

Para caracterizar el motor se medirá el par que puede proporcionar, así como las fuerzas de levitación y de centrado. Todas ellas resultan de la interacción entre el campo externo y la magnetización producida en el superconductor. Si ésta se mantiene constante, se tiene un comportamiento síncrono, en el que el par producido es función del campo externo, de la magnetización y del ángulo de carga.

Dado que nuestra intención es la de conocer los efectos entre el campo generado en el estator y el rotor, las medidas que efectuamos se refieren solamente al campo estático en el que el par aplicado se estudia en función del ángulo de carga contemplando únicamente los efectos de magnetización y desplazamiento de flujo en el superconductor para un valor conocido del campo inductor.

5.7.1 Sistema de medida

El sistema de medida del par estático consta de un soporte para el estator, un transportador de ángulos, un sistema de ruedas, un hilo y un dinamómetro, como se muestra en la figura 5.24

El estator se ha fijado a un soporte de poliestireno expandido, que es un material aislante térmico. El rotor puede girar libremente alrededor de su eje.

Para que el único movimiento posible del rotor sea θ , su eje (de unos 15 cm de longitud) se ha sujetado a un soporte de aluminio mediante dos cojinetes. Este soporte mantiene al rotor en el interior del estator sin que toque las paredes, impidiendo movimientos laterales o verticales.

En el extremo superior del eje del rotor se ha colocado una polea de plástico (de color rojo en la figura 5.24. Por la garganta de dicha polea horizontal pasa un hilo que transmite la carga. Sobre la polea existe un transportador de ángulos que nos permite medir el ángulo girado por el rotor.

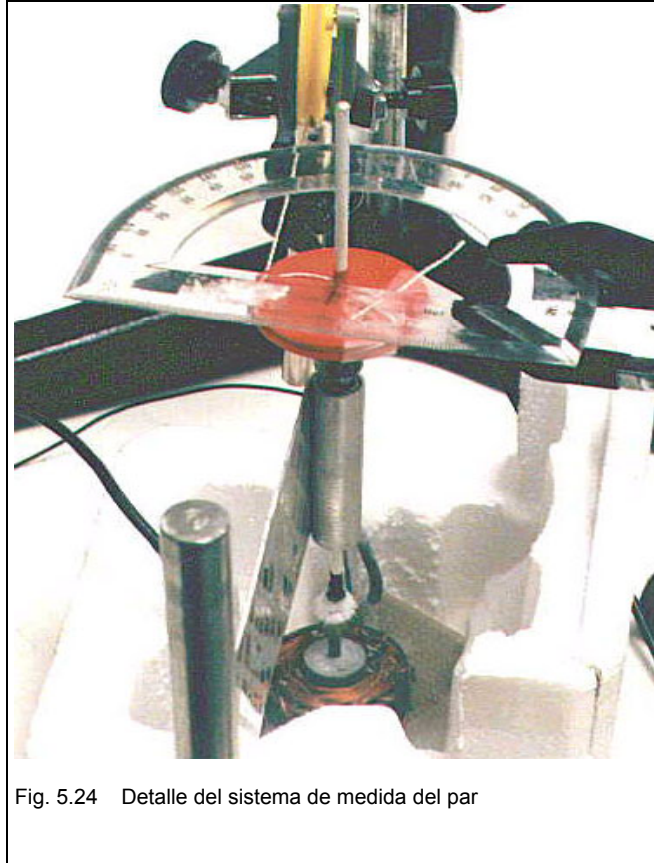


Fig. 5.24 Detalle del sistema de medida del par

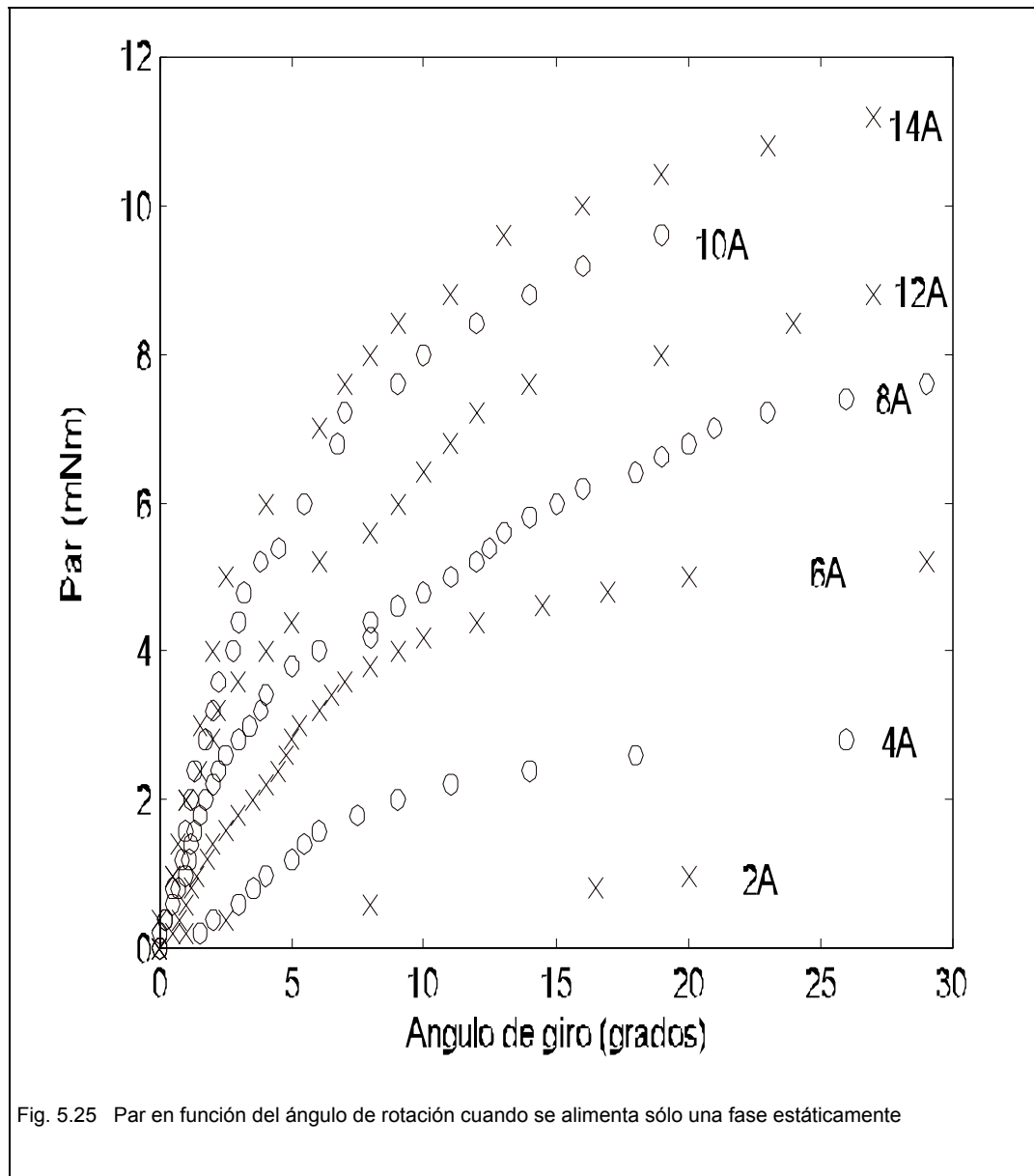
El hilo tiene un extremo enrollado a la polea y el otro sujeto a un dinamómetro. Así, cuando se aplica una fuerza al dinamómetro, el hilo se tensa y hace girar la rueda y el rotor un determinado ángulo, que posteriormente se mide en el transportador.

Una vez obtenida la fuerza que hay que hacer para que el rotor se desplace un determinado ángulo con respecto al estator, se calcula el par, multiplicando la fuerza por el radio de la rueda situada en el extremo del eje del rotor.

$$\vec{\tau} = \vec{r} \times \vec{F}$$

5.7.2 Resultados de la medición

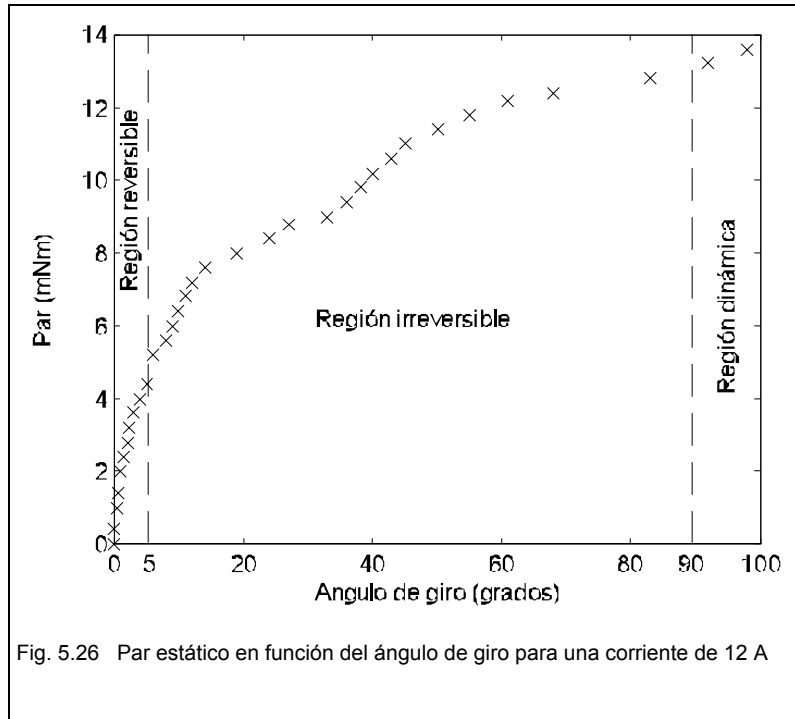
La tendencia general, como se puede observar en la figura 5.25, es que el par aumenta con la corriente, como era de esperar. Sólo cuando la corriente alcanza 12 A, se puede advertir un comportamiento anómalo que se explicará más adelante .



Cada curva sigue el comportamiento esperado de la interacción entre un superconductor y un campo multipolar ^[Granados2]. La fuerza se incrementa con el ángulo de carga hasta que el flujo del interior del superconductor se mueve.

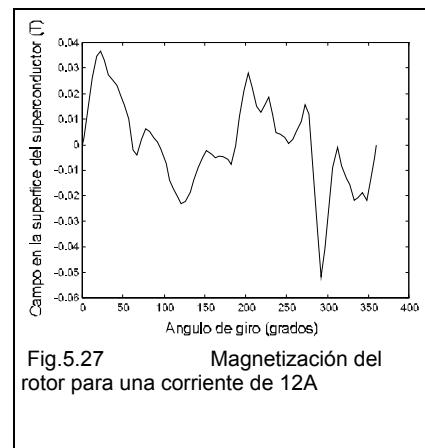
La primera parte de la curva es lineal y con una pendiente muy elevada, que se va incrementando con la corriente. Este comportamiento sucede a lo largo de unos 4 a 6 grados, donde es reversible. A partir de este valor del ángulo, el movimiento del flujo es evidente y desaparece la reversibilidad, lo que implica que el comportamiento deja de ser lineal.

El movimiento del flujo se observa de forma muy clara en la figura 5.26 , donde se ha representado el par para una corriente de 12 A. Aquí se pueden apreciar los cambios de pendiente que sufre la gráfica. Además, se ha dividido en tres partes diferenciadas: región reversible, irreversible y dinámica, ya que el comportamiento del motor es diferente en cada parte.



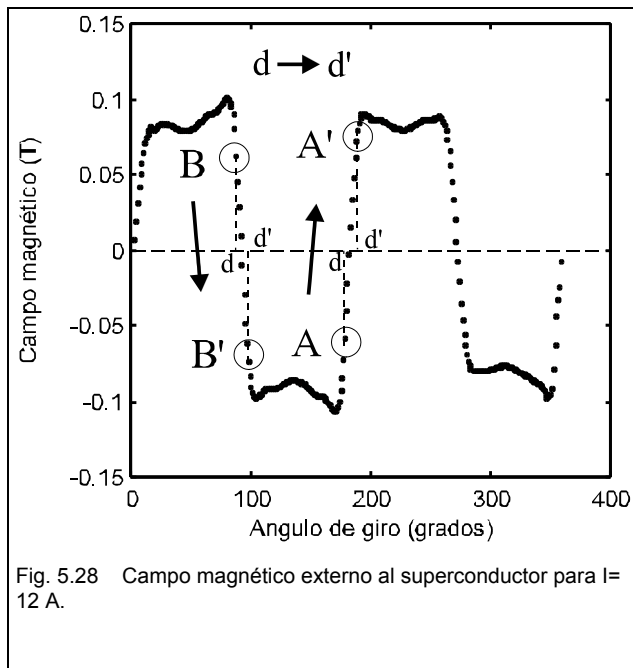
Cuando se aplica al rotor, después de ser enfriado, el campo magnético del estator, el superconductor se magnetiza, induciéndose en el material un campo magnético de la forma que muestra la figura 5.27

En un principio y debido al comportamiento diamagnético del superconductor, se producen corrientes de apantallamiento que intentan compensar la variación del campo, aunque, cuando el campo externo es lo suficientemente elevado, una cierta



fracción del flujo penetrará, formando la red de vórtices del material magnetizado, que queda anclada a la red cristalina mediante las fuerzas de “pinning”.

Cuando se obliga al rotor a girar, las partes del superconductor que están en la frontera entre dos polos observan un cambio de signo del campo exterior. Por ejemplo,



en la figura 5.28 se muestra el campo magnético existente cuando se aplica una corriente de 12 A. Como se puede observar, cuando se produce un pequeño giro se recorre una distancia desde d a d' , puntos que veían un campo negativo, A, pasan a percibir un campo positivo, A'. En otros puntos ocurre lo contrario, se pasa de un campo positivo, B, a otro, B', negativo.

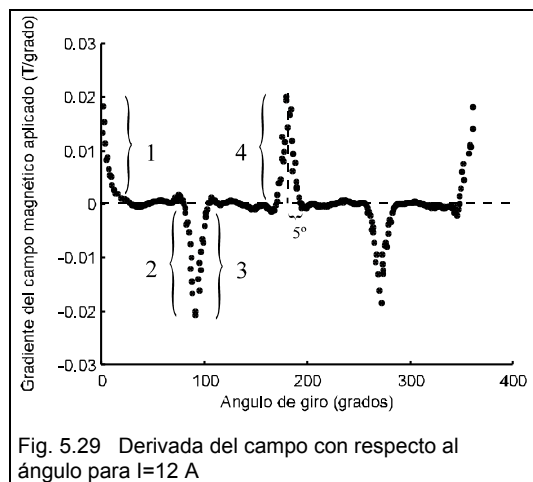
En toda esta serie de puntos, donde cambia el campo externo, la magnetización del material sigue un ciclo de histéresis. Pero esto no ocurre en todos los puntos de igual forma. En el centro del polo, un pequeño incremento del ángulo no produce una sensible variación del campo. En la

figura 5.29 se muestra la derivada del campo de la figura con respecto al ángulo de giro. Como se puede apreciar, en el centro del polo el gradiente es prácticamente nulo, mientras que en los bordes de los polos el campo magnético varía fuertemente con el ángulo. El gradiente al que nos referimos es el angular: $\frac{dB}{d\alpha}$, mientras que en sentido

canónico el gradiente sería $\frac{1}{R} \frac{dB}{d\alpha}$.

Si recordamos que el par se puede definir como la derivada de la energía del sistema sobre el que actúa con respecto al ángulo de giro:

$$\tau = \frac{dU}{d\alpha}$$



donde la energía almacenada en el campo magnético viene dada por la expresión:

$$U = \frac{1}{2} \int_V HBdV$$

Así pues, el par depende de la derivada del campo magnético con respecto al ángulo. Las zonas donde el campo es constante, según las expresiones anteriores, no contribuyen al par; y son únicamente las zonas en la frontera entre los polos donde se crea el par.

De igual modo, la partes del superconductor que se encuentran en el centro de los diferentes polos no están sufriendo ningún cambio de magnetización cuando el rotor gira, ya que el campo que observan se mantiene constante. En los extremos de los polos esto no ocurre, y cada elemento de volumen sigue el ciclo de histéresis. En la figura 5.30 se muestra el ciclo de histéresis obtenido experimentalmente al alimentar el estator con 12 A (magnetización remanente en función del campo externo aplicado). Únicamente se han representado las zonas de los extremos de los polos (10°), ya que es donde se recorre dicho ciclo de histéresis. En los extremos del ciclo, donde el campo aplicado es máximo o mínimo, éste se mantiene constante para movimientos de $\Delta\alpha = 80^\circ$

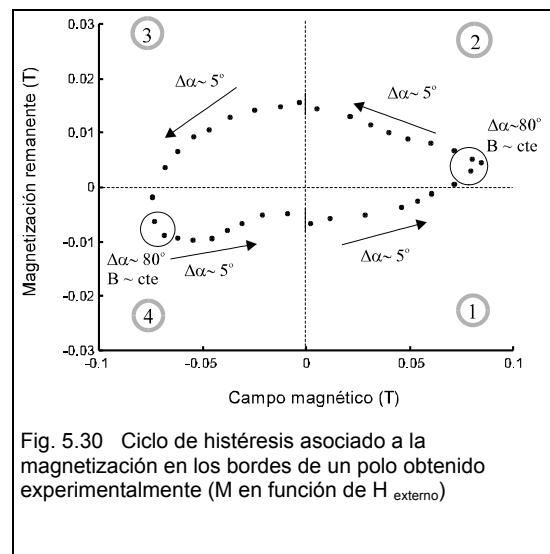


Fig. 5.30 Ciclo de histéresis asociado a la magnetización en los bordes de un polo obtenido experimentalmente (M en función de H_{externo})

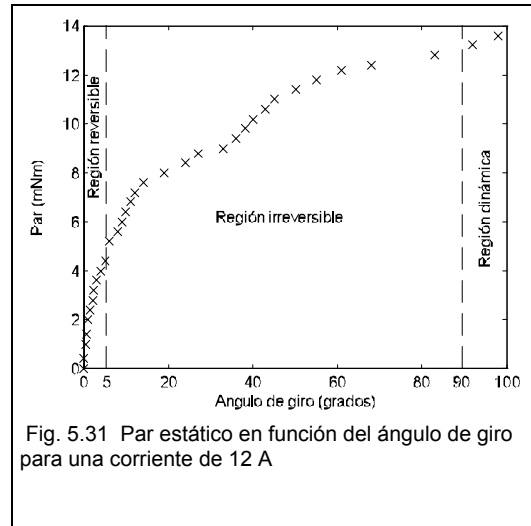
Como se puede apreciar, el primer tramo hasta llegar a un campo de unos 0.075T, la magnetización y el campo aumentan. Esta zona equivale al flanco descendente del campo externo (marcado con el número uno tanto en la figura 5.29 como en la 5.30), del máximo hasta cero, que corresponde a unos cinco grados aproximadamente. De igual modo se ha representado el ciclo para los demás flancos, marcados con los números 2, 3 y 4. Este ciclo corresponde a una fracción de volumen que observa un campo que va variando de positivo a negativo, positivo y negativo otra vez.

Cuando, después de enfriar el rotor, se produce un pequeño giro, aparece un pequeño desalineamiento entre el campo exterior y el flujo atrapado en el material. Mientras la magnetización asociada a este flujo anclado no sufra variación, en la

expresión $\frac{dU}{d\alpha}$ el único factor que

contribuye al par es la variación del campo magnético aplicado que se observa al girar el rotor. Dada la gran variación del campo en el contorno de los polos (figura 5.28), el par debido al desalineamiento (ángulo de carga) entre el flujo anclado y el campo inductor crece rápidamente, pero de forma reversible siempre que no haya desplazamiento de flujo en el superconductor. El comportamiento

para pequeños ángulos recuerda el de un motor síncrono de imán permanente en el rotor. Este comportamiento se aprecia en los primeros cinco grados de la figura 5.31, y es por ello que decimos que está en la zona reversible.



Si continuamos haciendo girar el rotor, llega un momento en el que el flujo se desplaza y desaparece la reversibilidad. La magnetización anclada cambia, creándose, destruyéndose o desplazándose vórtices, lo que lleva asociado un gasto de energía. Este gasto de energía se traduce en un par. Así pues, la alteración no es tanto del campo sino de la magnetización, o lo que es lo mismo, es un desplazamiento de tipo viscoso de la red de vórtices.

En esta zona, aunque dejemos de hacer fuerza, el rotor no vuelve a la posición inicial, por lo que la llamaremos zona irreversible. Este comportamiento es claramente histerético. En la figura anterior se puede apreciar unos pequeños cambios de pendiente en esta zona que pueden ser debidos a inhomogeneidades del material.

Por último, a partir de 90°, se produce un cambio de polo. Es entonces cuando el rotor comienza a girar sin detenerse, desliza. El par entra en una región dinámica (existe

deslizamiento), en la que el movimiento viscoso de la red de vórtices del superconductor es el origen del par dinámico.

El área del ciclo de histéresis se corresponde con la energía perdida en el superconductor al desplazarse por el contorno de los polos. Cuando todo el volumen del superconductor ha seguido completamente el ciclo de histéresis, de área constante, la variación de energía asociada a la creación y destrucción de vórtices en cada elemento de volumen se mantiene constante, y el par, por lo tanto, no puede aumentar más.

5.7.3 Cálculo del par

Como se ha explicado anteriormente, el par se produce en la fracción de superconductor que está alrededor del cambio de polo (que es la que recorre el ciclo de histéresis al girar), es decir, que el par depende del gradiente del campo magnético. Cuanto más polos haya mayor será el par, siempre que se sea capaz de mantener los valores máximos y mínimos del campo.

Los datos de los que disponemos sugieren la posibilidad de calcular el par a partir de las medidas realizadas de campo y magnetización. Como ya es sabido, el par es la variación de la energía por unidad de ángulo:

$$\tau = \frac{dU}{d\alpha}$$

Y la energía es:

$$U = \frac{1}{2} \int_V HBdV$$

En realidad, no toda la energía almacenada en el superconductor sufre una variación cuando el rotor gira, contribuyendo al par. La magnetización total del material está compuesta por la magnetización debida a las corrientes de apantallamiento y al flujo anclado en los vórtices. Las corrientes de apantallamiento contribuyen a la magnetización del material, pero no son origen de par. Como los superconductores son

materiales diamagnéticos, en su superficie el campo es nulo. Cuando se produce un pequeño giro, las corrientes se redistribuyen en la superficie para seguir manteniendo el campo cero, por lo que la integral sería nula, no existiendo variación de energía. En estado Meissner, no se obtendría par en el sistema.

Por lo tanto, únicamente el flujo anclado contribuye a crear par, y la magnetización utilizada para estos cálculos es la asociada a la red de vórtices, que es la que fundamentalmente se manifiesta en el ciclo de magnetización.

En la región superconductor:

$$B = \mu_0 (M + H)$$

Donde, para nosotros, H es el campo externo medido experimentalmente con la sonda Hall desde el rotor, y M la magnetización obtenida también experimentalmente con la sonda en el estator, cuando se desconectaba la corriente aplicada. Como comentaremos más adelante, el valor de H que se deduce de las medidas incluye el campo creado por la magnetización del hierro. La presencia del superconductor introduce una desmagnetización del hierro en la parte central de los polos, que hace que no coincida exactamente con el valor real en el momento de la interacción entre el rotor y el estator. Sin embargo, las diferencias no deben afectar al orden de magnitud de los valores reales. Estas diferencias afectan, fundamentalmente, a la parte central de cada polo y tienen un efecto mayor cuanto menor sea el campo que penetra en el superconductor, de forma que debe haber mayor desmagnetización cuando las corrientes sean débiles, y afectan menos a valores altos de corriente en las que el hierro de las ranuras está saturado.

$$\tau = \frac{d(1/2 \int_V H \mu_0 (M + H) dV)}{d\alpha}$$

En la expresión anterior existen dos términos de energía, la debida al campo externo ($H \times H$) y la debida al material ($M \times H$). Aquí la única que nos interesa es la del material, que es la que contribuye al par en este caso, por lo que el término anterior quedaría de la forma:

$$\tau = \frac{d(1/2 \int_V \mu_o (M \cdot H) dV)}{d\alpha}$$

El cambio de energía en el proceso se corresponde al asociado al proceso de magnetización y desmagnetización.

Como el volumen magnetizado es aproximadamente constante, y el grosor del superconductor es de 2mm, el volumen total del anillo magnetizado se puede calcular como: $V = \pi(r_{ext}^2 - r_{int}^2)h$, donde r_{ext} es el radio del cilindro (8mm), r_{int} es el radio del cilindro donde no ha penetrado el flujo (6 mm) y h la altura del cilindro (16 mm). Cada media vuelta, todo el volumen activo del rotor cambia su magnetización siguiendo un ciclo completo.

Como se deduce de la figura 5.29, cada cuarto de vuelta, todo el volumen activo del rotor cambia su magnetización siguiendo medio ciclo de magnetización absorbiendo energía a lo largo de todo el proceso, tanto al magnetizarse, al crecer el campo, como al invertirse la magnetización al invertirse éste.

Una estimación de ésta energía vendría dada, como es habitual en un ciclo de magnetización, por:

$$\mu_o V \int M dH$$

que, a lo largo de medio ciclo, tanto al aumentar el campo como al disminuir, será aproximadamente:

$$2\mu_o M_{MAX} H_C V$$

siendo H_C el valor del campo donde se invierte la magnetización. De esta manera, el par vendrá dado por:

$$\frac{2\mu_o M_{MAX} H_C V}{\pi/2} = \frac{4\mu_o M_{MAX} H_C V}{\pi}$$

Ya que, como se observaba en las medidas, el material del rotor no es homogéneo, se hace difícil determinar cual es el valor apropiado del campo H_C . Sin

embargo, podemos dar una estimación considerando los ciclos de magnetización determinados a partir de la evolución de la magnetización en las fronteras de los polos, en las zonas de gradiente del campo aplicado. Una muestra podría ser la de la figura 5.30

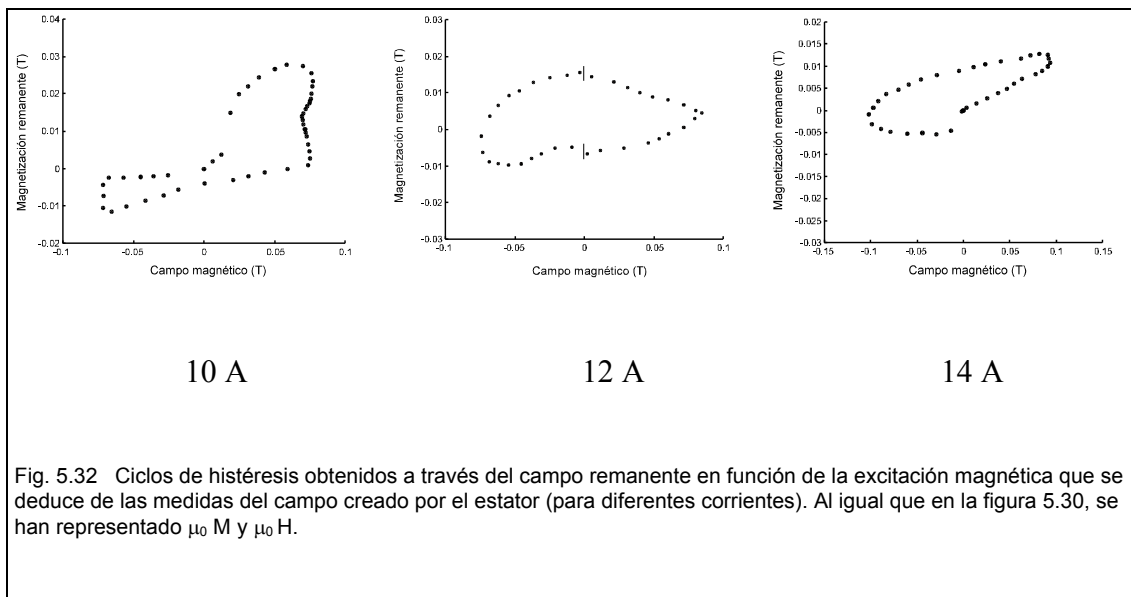
El estudio de diversos ciclos realizados en condiciones equivalentes de corriente aplicada nos permite elaborar el cuadro siguiente. En el se muestran los resultados para las corrientes de excitación de 10, 12 , y 14 A.

Corriente	10 A	12 A	14 A
$M \cdot H$ [T^2]	0.00475	0.00595	0.00405
$\mu_0(M \cdot H)$ [J/m^3]	7916	9500	6507
$V = \pi(r_{ext}^2 - r_{int}^2)h$ [m^3]	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$
$U = 4\mu_0(M_{MAX} \cdot H_C) \cdot V$ [J]	0.0111	0.0133	0.0091
$\tau = U/\alpha$ [Nm]	0.0071	0.0085	0.0058
τ [mNm]	7.1	8.5	5.8
τ_{medido} [mNm]	9.5	9	11

Los resultados son del mismo orden que los obtenidos en las medidas realizadas, lo que verifica los cálculos expuestos anteriormente a partir de las curvas de campo externo y remanencia y confirma el comportamiento del motor como de hitéresis. No obstante, el valor calculado del par es ligeramente inferior al medido, lo que no es de extrañar ya que el volumen magnetizado no se conoce exactamente, así como el campo utilizado en el cálculo es el valor medido sin superconductor. Como ya se ha comentado antes, el campo externo real varía al introducir el superconductor, sobre todo cuando la corriente aplicada es baja. Por esta razón, creemos que el valor del par a 10 y 12 A debería ser ligeramente inferior que el valor aquí calculado, lo que aumentaría la diferencia con el valor medido, en el caso de 10 A. Esta diferencia entraría, de todas

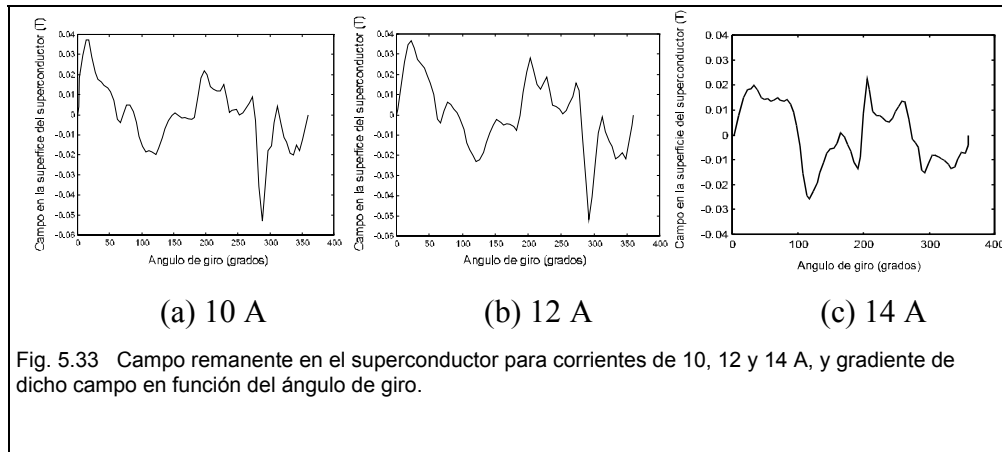
formas, dentro del error que origina la dificultad en la estimación del volumen magnetizado y de la evaluación de H_C .

Estos valores son similares a los obtenidos en las medidas realizadas, por lo que se puede estimar una penetración en el superconductor del campo magnético ligeramente superior a dos milímetros.



Los ciclos de histéresis se han obtenido representando la magnetización en los bordes de los polos, en función del campo medido sin superconductor también en la misma zona.

Si observamos las curvas de remanencia para las corrientes de 10, 12 y 14 A (figura 5.33), se puede apreciar que las curvas de 10 y 12 A son muy similares, mientras que en la de 14 A hay algunas diferencias. La curva de 14 A es la que tiene un área mayor, pero valores máximos inferiores. Ya que el par depende de los valores máximos de la magnetización que fija los extremos del ciclo de magnetización, sería de esperar que la de 14 tuviera un par menor que la de 12 A.

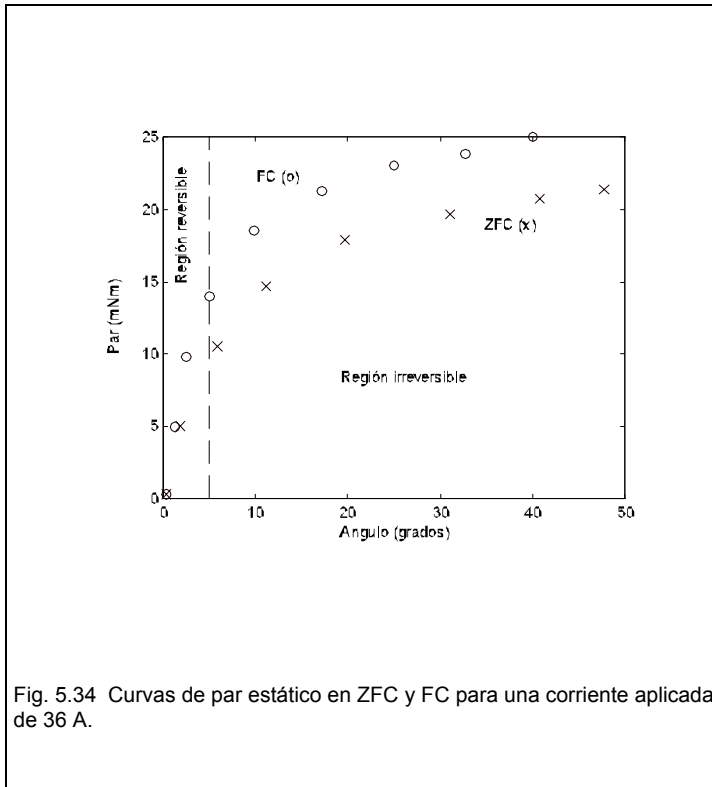


En la figura 5.25, se puede observar que el par a 10 A es sensiblemente mayor que el de 12 A, mientras que a partir de las curvas de remanencia parece que debería ser el de 14 A inferior al de 12 A. Esta diferencia debe tomarse con los reparos que corresponden a la forma en que se han obtenido estos resultados, aunque no deja de ser llamativa. Sólo un conjunto de medidas más preciso podría darnos la seguridad de que esto no sea así.

5.7.4 Comparación de los estados ZFC y FC

La corriente aplicada esta vez varía de 8 a 36 A, de cuatro en cuatro amperios. No se han realizado medidas a valores inferiores a 8 A, ya que el par es muy pequeño. Además, para cada corriente, se ha medido el par tanto para el caso ZFC como para el FC, y así poder comparar su comportamiento. Las diferencias entre ZFC y FC dan una evolución de la penetración del campo en el material, que puede ayudar a aclarar la pregunta sobre el volumen magnetizado que aparece en el apartado anterior.

El resultado para la medida elaborada a 36 A se muestra en la figura 5.34:



En ZFC, como era de esperar, el comportamiento es similar al obtenido con otras intensidades. Inicialmente la pendiente es constante y muy elevada, lo cual se puede observar desde el origen hasta 5 grados aproximadamente. Después, la linealidad desaparece, disminuyendo la pendiente con el ángulo de giro.

En cuanto al caso FC, la curva tiene idéntica forma.

En efecto, el valor del par es un poco mayor que en el caso FC, llegando hasta los 25 mNm. También existen zonas reversibles e irreversibles, ya que está sometido a los mismos fenómenos de variaciones de flujo.

Otro elemento que cabe destacar de las medidas realizadas es la saturación del superconductor a partir de una corriente aplicada de 32 A, o lo que es lo mismo 1536 A por ranura. Esto supone que a partir de 32 A, el incremento del par es debido únicamente al aumento del campo externo, ya que la magnetización se mantiene constante. Mientras que para valores inferiores, tanto el campo externo como la magnetización aumentan de valor.

5.8 Fuerza de levitación

El funcionamiento del motor estudiado en este proyecto está basado en las singulares propiedades (levitación magnética y diamagnetismo) que presentan los superconductores. De este modo, el estudio de las fuerzas de atracción y repulsión entre el estator y el rotor es de gran importancia para comprender el funcionamiento de esta máquina.

El centrado del rotor se produce gracias a las fuerzas de repulsión entre el superconductor y el campo del interior del estator. Por este motivo, a las fuerzas en la dirección radial las llamamos fuerzas de centrado.

Dado que el espacio entre el rotor y el estator es de unos 0.2 mm, las fuerzas en esta dirección no han podido ser medidas, ya que no hemos podido evitar el contacto con la superficie en los desplazamientos laterales. No obstante, se ha podido hacer una estimación de dicha magnitud gracias a la simulación del motor con el programa de elementos finitos *QuickField*.

Por otro lado, cuando el campo magnético es lo suficientemente intenso, una cierta fracción de flujo magnético queda atrapada en el interior del superconductor, o dicho de otra forma, se produce un anclaje del flujo que implica la magnetización local del superconductor. De esta forma, llamaremos fuerzas de levitación a las fuerzas que se producen en el eje z al alejar o acercar el rotor de su posición de equilibrio en el interior del estator ^[Moon].

Al contrario que en el caso de las fuerzas de centrado, las fuerzas de levitación han sido determinadas mediante un sistema de medida de fuerzas ya existente en el ICMAB-CSIC ^[Grant] y que se describe de forma muy breve en el siguiente apartado.

5.8.1 Sistema de medida

Para medir la fuerza de levitación entre el rotor y el estator se ha utilizado el sistema de medida de fuerzas cuya fotografía se muestra en la figura 5.35 [Mora].

Como se puede observar en la figura, este sistema consta de una cubeta de fibra de vidrio móvil en dos direcciones del espacio y de un soporte fijo en la parte superior donde están conectados dos sensores.

El estator ha sido atornillado a la cubeta de fibra de vidrio, la cual tiene unas dimensiones de $150 \times 200 \times 300$

mm^3 . Ahí es donde se introduce el nitrógeno líquido. La cubeta puede ser desplazada sobre un plano formado por el eje z y una dirección perpendicular a este último (eje x o y) gracias a dos motores paso a paso. La resolución en distancia es de $10\mu\text{m}$.

Los sensores de fuerza utilizados son células de carga, concretamente el modelo 105 de UTILCEL que soporta fuerzas de 50 N como máximo con una sensibilidad de 1 mN. Como se puede apreciar en la figura, se ha colocado una célula de carga para medir

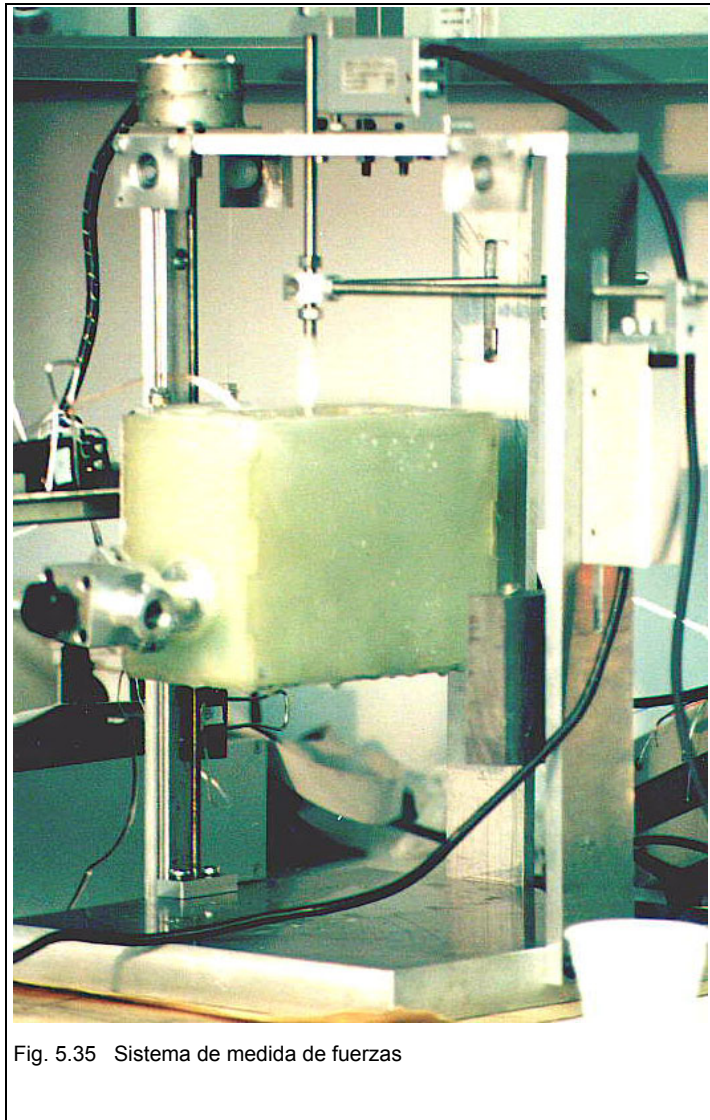


Fig. 5.35 Sistema de medida de fuerzas

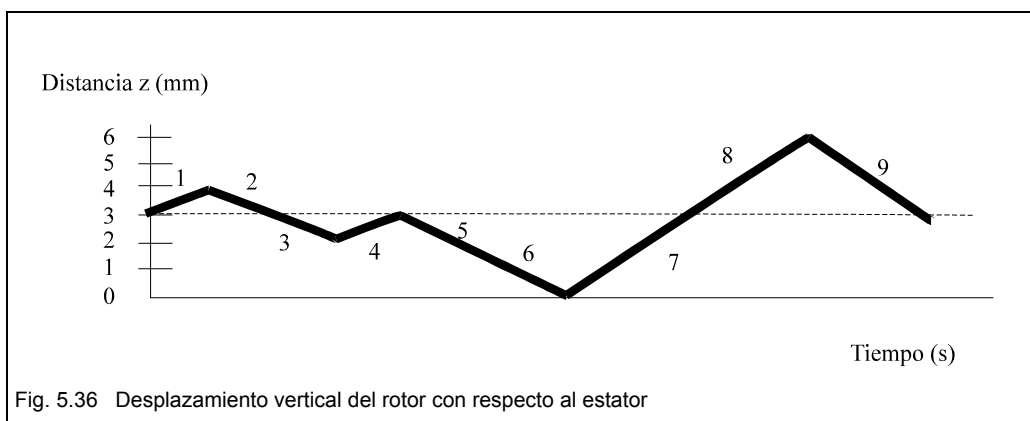
la fuerza en cada una de las dos direcciones, aunque en nuestro caso únicamente se ha utilizado la de la dirección z.

La fijación del rotor al sistema se hace mediante un tornillo de plástico M8. Se ha elegido no metálico intencionadamente para que la medida no se vea perturbada. El tornillo va fijado al eje del rotor mediante barniz GE7031 de *General Electric*. Para ello, se le ha practicado un orificio pasante en el centro del tornillo, se ha introducido el eje del rotor, y posteriormente se ha pegado. El rotor permanece siempre inmóvil, siendo el estator el que se desplaza en todas las medidas.

5.8.2 Resultados de la medida

Esta medida se ha realizado siempre en ZFC, alimentando una de las fases con corrientes continuas que van de 2 a 16 A, de dos en dos amperios.

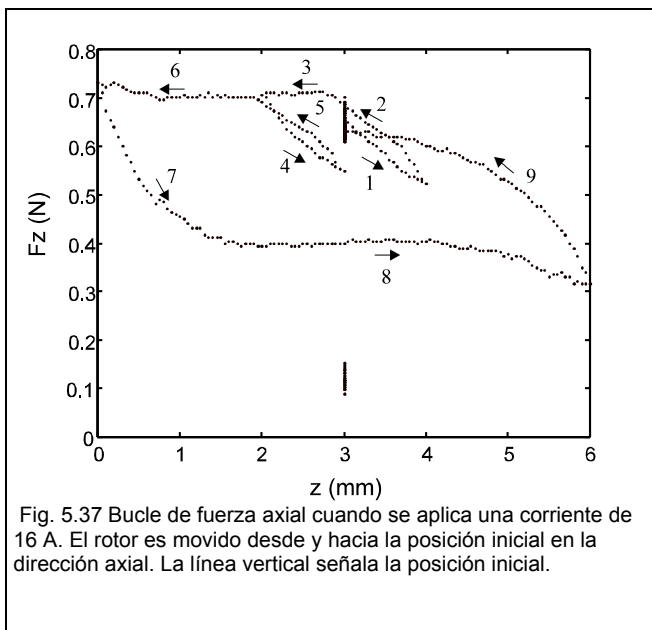
La posición inicial escogida fue 3mm por encima de la posición en la cual el rotor y el estator se tocan. El centrado del rotor se ha hecho manualmente. Desde la posición inicial se han considerado desplazamientos cortos y largos, más exactamente el movimiento axial de rotor se describe en la figura 5.36:



A partir de 3mm, se han realizado dos bucles menores, subiendo a 4 mm, bajando a 2 mm y volviendo a la posición inicial. A partir de este bucle se puede calcular la constante recuperadora, siendo en este caso de 137 N/m. También se puede calcular el amortiguamiento por ciclo recorrido, que es el área de este bucle menor.

Posteriormente, se vuelve a hacer bajar el rotor hasta 0 mm, es decir, el punto en el que toca al estator. Después se desplaza hacia arriba hasta llegar a 6 mm, y entonces, se vuelve a la posición inicial (3mm) de nuevo.

En la figura 5.37 se muestra la fuerza de estabilización axial del rotor aplicando una corriente de 16 A. Las otras medidas a corrientes inferiores no se muestran, ya que su forma es idéntica pero de menor valor.



En la citada figura se pueden observar los dos bucles menores y el mayor. Se ha tomado como sistema de referencia que la fuerza de repulsión sea de signo positivo y la de atracción la de signo negativo. En todo momento la fuerza medida ha sido de signo positivo, lo que significa que siempre existe repulsión entre el rotor y el estator en el modo ZFC, lo que es de esperar si se tiene en

cuenta el comportamiento diamagnético del superconductor y la asimetría en la disposición del rotor a lo largo del eje z.

Cuando el rotor se acerca al estator, la fuerza repulsiva aumenta ligeramente y luego mantiene su valor hasta que la pieza superior (el sombrero) del rotor se acerca lo suficiente, incrementando la pendiente de la curva. Esto es debido a la interacción de tipo diamagnético entre el superconductor y el flujo disperso de las cabezas de bobina en el estator ^{[Chan][Lehn]}.

El incremento de valor en la curva que se observa cuando se acerca o se aleja el rotor del estator, se debe a la presencia de un gradiente magnético axial, únicamente a una distancia de 1mm de la parte superior del estator. Sólo cuando el límite del rotor

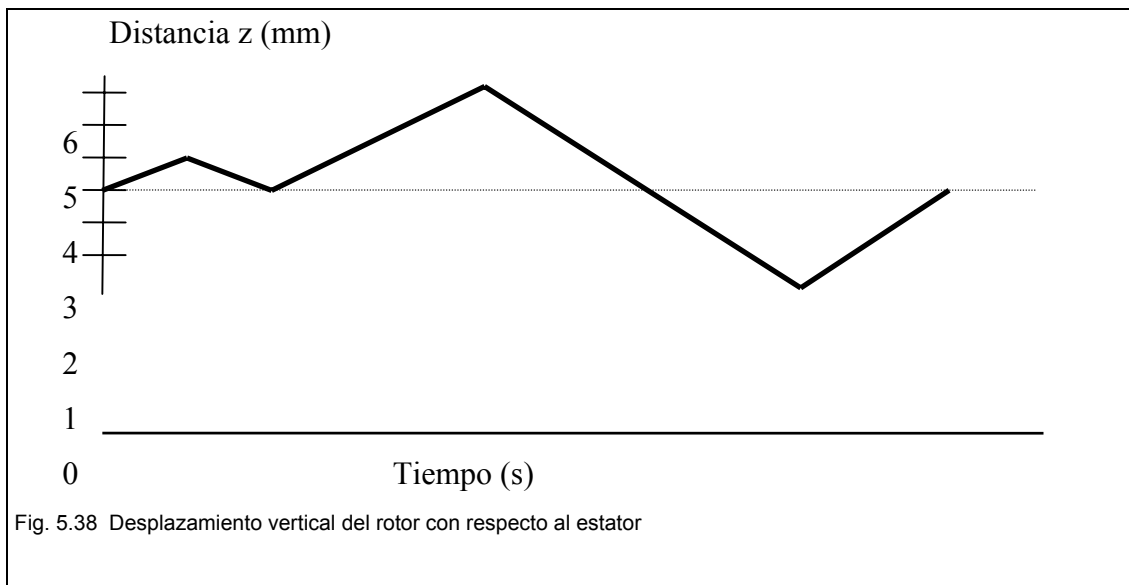
está cerca de la zona de gradiente de campo, la fuerza aumenta si la geometría del rotor es adecuada. En este caso sólo se observa la interacción del rotor con el gradiente superior.

5.8.3 Comparación de los estados ZFC y FC

Ahora se ha medido la fuerza de levitación en la dirección z , pero esta vez, la forma de enfriar el rotor ha sido en ZFC y en FC.

Las corrientes aplicadas han variado de 10 a 40 A, de diez en diez amperios, ya que medidas intermedias no aportaban información adicional.

El movimiento en z ha sido el descrito en la figura 5.38, siendo el mismo tanto para el caso ZFC como para el FC.



Como se puede observar, el desplazamiento es similar al anterior. Las medidas en ZFC se han realizado enfriando primero el rotor en la posición de 3 mm y después se ha conectado la corriente eléctrica. En el caso FC, se ha bajado el rotor hasta 3 mm del estator, y se ha enfriado en presencia de campo magnético en esa posición. El recorrido ha sido el mismo que en caso ZFC.

La constante recuperadora para ambos casos ha sido de unos 400 N/m. Este valor es mayor que el obtenido con intensidades menores, como era de esperar ^[Joha]

El resultado de la medida para 40 A, tanto para el caso ZFC como para el FC, es el siguiente (figura 5.39).

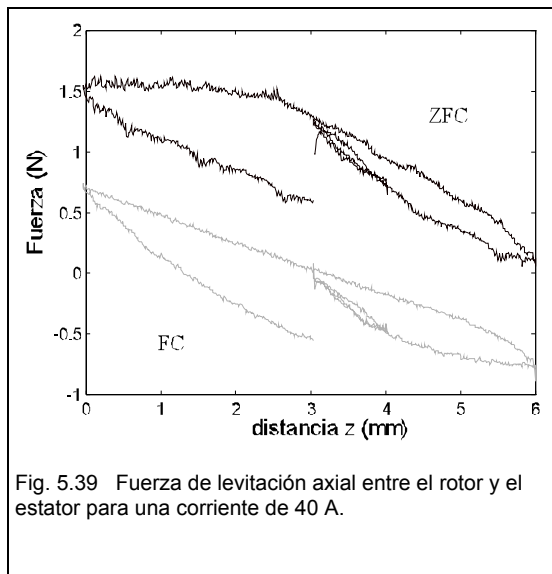


Fig. 5.39 Fuerza de levitación axial entre el rotor y el estator para una corriente de 40 A.

Los resultados obtenidos son totalmente equivalentes a los de otras intensidades para el caso ZFC. Existe un aumento de la fuerza repulsiva al acercarlo, para después mantenerse constante. Este pequeño intervalo con pendiente constante corresponde con la zona reversible donde, al igual que en par, no existe movimiento del flujo anclado. En un desplazamiento mayor, flujo se mueve, desapareciendo la reversibilidad. A partir de ahí, al seguir acercando el rotor al hueco del estator, la fuerza se mantiene constante. Finalmente, cuando se aleja de nuevo el rotor, la fuerza de repulsión disminuye, como era de esperar. Se puede observar que al colocar el superconductor a 3mm del estator, la fuerza no es la misma que la medida inicialmente, lo que claramente es debido a la histéresis del material.

La zona del superconductor que interactúa con el gradiente del campo magnético en el estado ZFC es la dibujada en la figura 5.40, es decir, únicamente la parte que está en contacto con la parte superior de las bobinas. Esta es la zona que interactúa con el gradiente del campo magnético, y donde se recorre el ciclo de histéresis ^{[Fuch][Chan]}

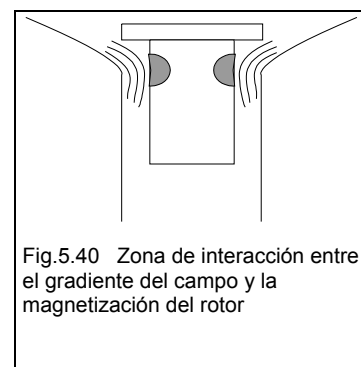


Fig.5.40 Zona de interacción entre el gradiente del campo y la magnetización del rotor

Cuando la medida se realiza enfriando en presencia de campo hay ligeras diferencias. Como era de esperar, en la posición 3 mm la fuerza entre el rotor y el estator es nula, ya que se ha refrigerado en esa posición. Cuando se aleja hasta la posición de 4 mm, aparece una fuerza atractiva entre ellos (signo negativo) que se opone a dicho desplazamiento. Pero la gran diferencia con el caso ZFC está en la variación lineal de la fuerza con la distancia desde 6 a 0 mm del estator.

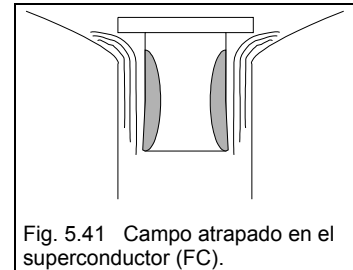


Fig. 5.41 Campo atrapado en el superconductor (FC).

Cuando el rotor se enfría en FC, es toda la parte interior la que atrapa el flujo no solamente cerca de las cabezas de bobina (figura 5.41). Es por ello por lo que la pendiente es constante, ya que se desplaza todo el bloque y toda la pared está magnetizada.

5.9 Fuerza de centrado

Para evaluar las fuerzas de centrado se ha utilizado un programa de simulación por elementos finitos llamado *QuickFields*, del cual ya se ha hablado anteriormente. La razón para simular el motor en lugar de realizar la medida directamente ha sido la escasa distancia entre el rotor y el estator (0.2 mm). Con estos ordenes de magnitud, el contacto con la superficie del estator en los desplazamientos laterales es difícil de evitar. Por tanto, hemos optado por simular el motor, y así estimar las fuerzas laterales.

Inicialmente se ha dibujado tanto el rotor como el estator en dos dimensiones (plano x, y). La escala utilizada es 1:1, excepto para el rotor, para el que se ha utilizado un diámetro de 14 mm, en lugar de los 15.6 mm reales. La causa ha sido poder desplazarlo lateralmente con un margen mayor (1 mm en cada lado en lugar de 0.2 mm), lo que permite ver con más claridad la variación de la fuerza. Esto no ha afectado al resultado final, ya que las medidas son una estimación de su comportamiento y no se pretende calcular dicha fuerza de centrado de un modo exhaustivo.

A continuación se ha procedido a desplazar el bloque superconductor hacia la derecha del eje x, en pasos de 0.1 mm. Y por último se ha anotado la fuerza en x resultante para cada desplazamiento. El programa también calcula la fuerza en el eje y, y la total, así como el par del motor para cada situación. Para nuestro caso, la fuerza en y ha sido prácticamente nula, y el par sigue una evolución como la de la fuerza.

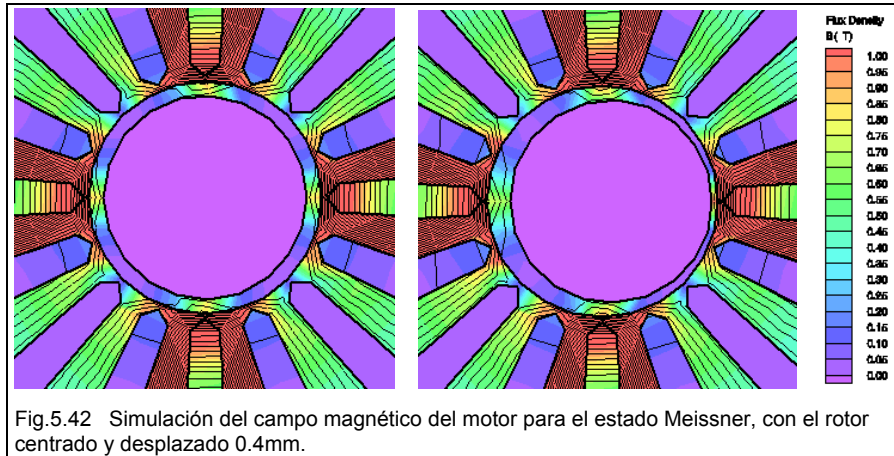
Como se ha venido comentado a lo largo de todo este trabajo, cuando se le somete a un campo magnético lo suficientemente intenso, el superconductor atrapa una cierta fracción de flujo, que no es del todo conocida. Es por eso que el comportamiento real de superconductor se puede estimar entre dos límites extremos: Límite Meissner, cuando la penetración del campo en el material es completamente nula, y el Frozen Field Limit, cuando el campo penetra totalmente y queda “congelado” en el interior, es decir, no se admiten variaciones de dicho campo.

Esta es la razón por la cual se ha simulado el motor en los dos estados anteriores, además de en un estado intermedio con penetración de una cierta fracción de flujo (FC), para después interpolar el comportamiento del motor en condiciones reales.

5.9.1 Simulación del estado Meissner

En primer lugar, se ha supuesto un comportamiento del superconductor del tipo Meissner, es decir, que no existe penetración del flujo magnético en su interior. Esto ha sido posible definiendo la permeabilidad del superconductor lo más cercana a cero posible. El programa no permite que la permeabilidad sea cero, por lo que definimos una permeabilidad relativa tolerada lo más pequeña posible: $\mu_r=10^{-11}$ (siendo la permeabilidad del vacío $\mu_0=4\pi\cdot 10^{-7}$ H/m).

En la figura 5.42a se muestra la distribución del campo magnético en el motor cuando el rotor está centrado, y en la figura 5.42b cuando el rotor ha sido desplazado 0.4mm en la dirección positiva del eje x, para un margen de campo (B) de 0 a 1 T.

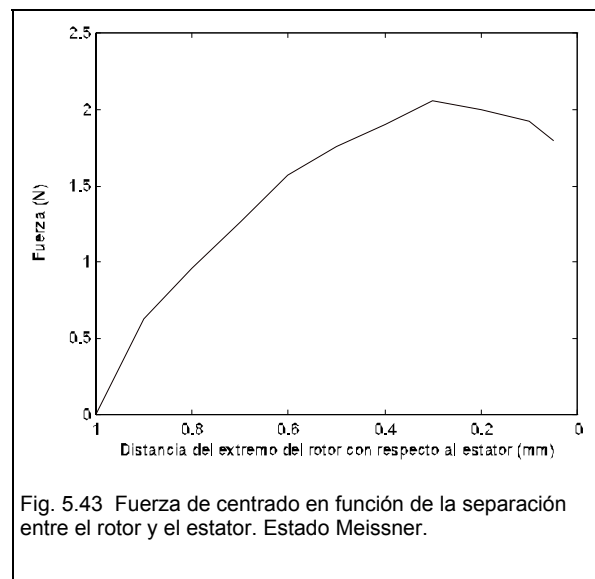


Como se puede apreciar, el campo en el interior del superconductor es nulo (de color violeta). Mientras que el campo más intenso está en los polos.

El resultado de la medida se muestra en la figura 5.43. La fuerza de centrado va creciendo según el rotor y el estator se van acercando, produciéndose un máximo a unos 0.2 mm de que se toquen. Posteriormente, la fuerza disminuye.

Es de esperar que la fuerza repulsiva entre el rotor y el estator aumente según se van acercando, puesto que el rotor es diamagnético. Lo que puede parecer más sorprendente es que

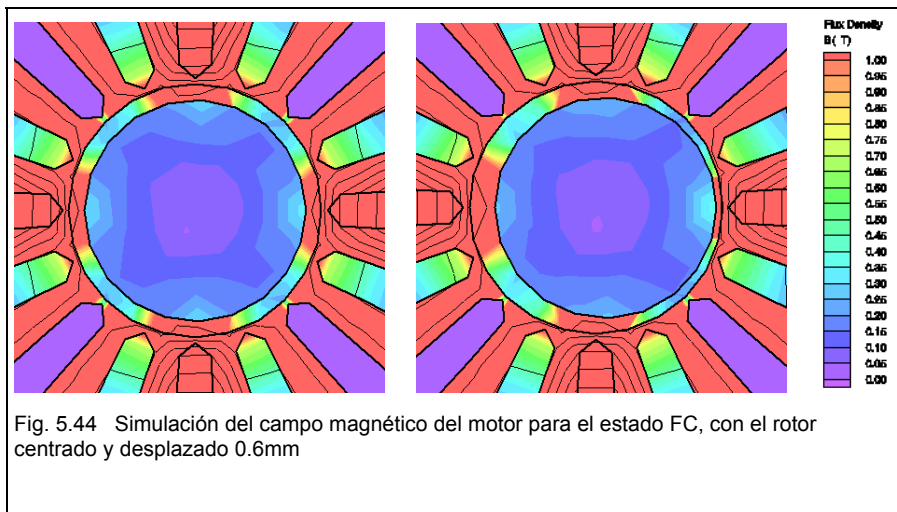
la fuerza disminuya cuando están muy cerca. La causa de la reducción de la fuerza son los efectos de desmagnetización del hierro.



5.9.2 Simulación del estado Field Cooled

Para este caso, el flujo magnético penetra en parte en el superconductor, por lo que se ha escogido una permeabilidad relativa mayor que en el caso Meissner, aunque mucho menor que uno. Concretamente se ha elegido $\mu_r=10^{-2}$, con el que se obtiene un campo remanente similar al obtenido experimentalmente (0.02 T).

A continuación, se muestra el campo magnético en el motor cuando una cierta fracción del flujo penetra en el rotor (figura 5.44). En realidad, dentro del superconductor hay tres diferentes zonas de penetración (de color azul), un anillo externo con un campo de 0.3 T, otro central a 0.2 T, y el núcleo a 0.01 T. Evidentemente, estas intensidades de campo en el superconductor son aproximadas.



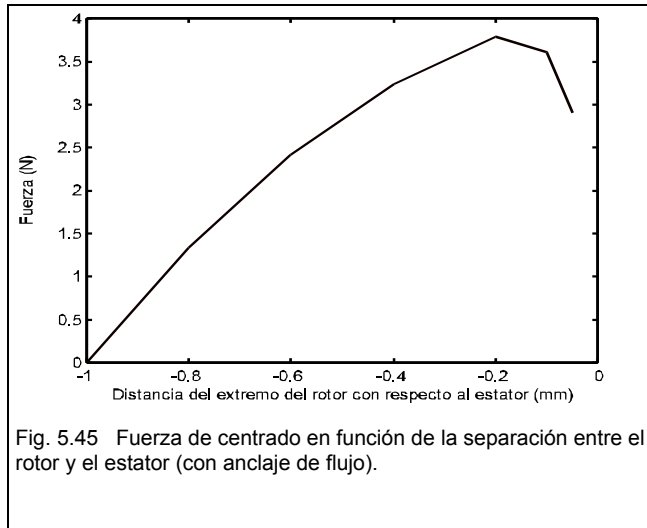
Los resultados de desplazar el rotor 1 mm hacia el estator en las condiciones expuestas, son los siguientes:

El comportamiento es el mismo que para el caso Meissner. Aunque, el valor de la fuerza de centrado aumenta casi el doble (hasta unos 4 N).

5.9.3 Simulación de la aproximación Frozen Field Limit

De acuerdo con esta aproximación, el flujo magnético penetra totalmente en el superconductor y después queda congelado, es decir, se mantiene siempre igual aunque cambie el campo en el exterior del material.

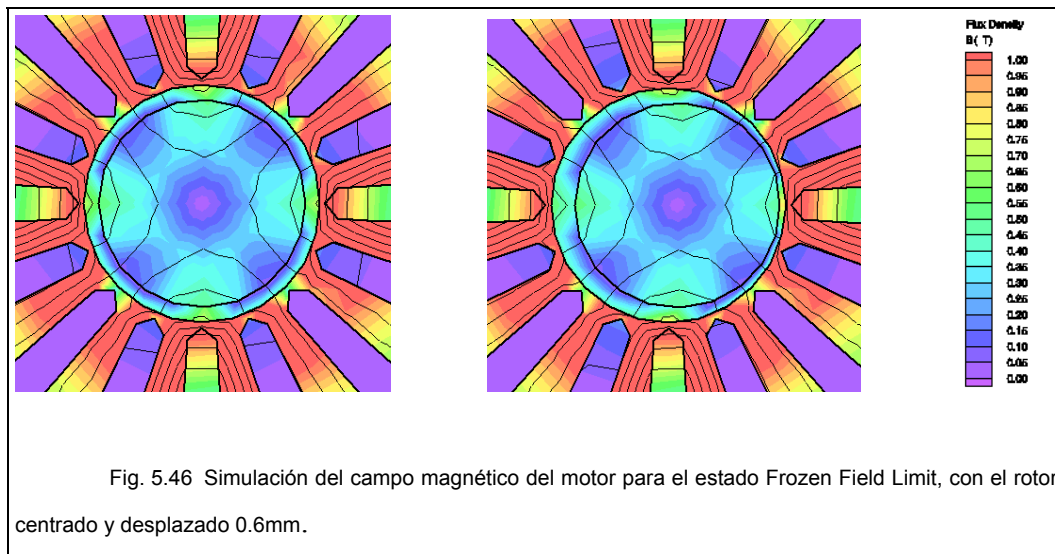
Para simular este estado, se ha escogido una permeabilidad igual a uno ($\mu_r=1$), y además se ha forzado que el potencial vector, A , en la superficie del rotor sea siempre el mismo valor, lo que fija el flujo. Para ello se ha dividido el rotor en veinte sectores y se ha simulado el motor con superconductor con permeabilidad igual al aire.



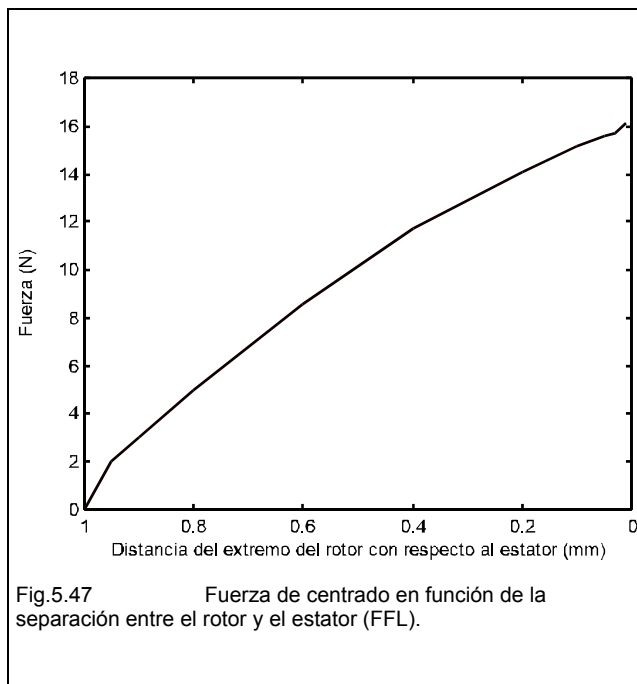
Posteriormente, se ha calculado cuanto vale el potencial vector en la superficie de cada uno de los sectores, ya que no tiene porqué ser la misma en cada punto. Volviendo otra vez al modelo, se ha definido un potencial vector para cada sector, de forma que no cambie al desplazarse el rotor, por lo que se asegura que el

campo será el mismo en su interior.

A continuación, se muestra el campo magnético en el motor cuando el flujo queda “congelado” en su interior (figura 5.46). Dentro del superconductor hay varias zonas diferentes de penetración, que se mantienen constantes cuando se acerca al estator.



Los resultados de desplazar el rotor 1 mm hacia el estator en las condiciones expuestas, son los siguientes:



En este caso resulta curioso que la fuerza de centrado no disminuya al acercarse al estator menos de 0.2 mm. La gráfica es prácticamente una recta.

Su valor es muy superior al obtenido en el caso Meissner (16 N frente a 2 N). Esto es debido a que cuando se desplaza el flujo anclado aparecen una serie de fuerzas atractivas y repulsivas, que tienden a

colocar el rotor en su posición inicial, en lugar de únicamente repulsivas como en el caso anterior. Este régimen de funcionamiento hace al motor mucho más estable, aunque, evidentemente, se trata de un límite teórico y el material nunca conseguirá atrapar todo el flujo completamente.

5.10 Conclusiones

-En este capítulo se han mostrado las principales propiedades del motor superconductor.

-El par, que es la característica fundamental de cualquier motor, no es en absoluto despreciable, teniendo en cuenta las reducidas dimensiones de la máquina y que no se ha realizado ningún proceso de optimización del mismo. El cálculo del par a partir de las curvas de campo magnético en el interior del estator y de magnetización remanente en el rotor, reafirman la validez de las medidas realizadas.

-En cuanto a la fuerza de levitación, es suficiente para mantener el rotor flotando dentro del estator, y podría ser fácilmente incrementada aumentando las dimensiones

del disco superconductor que se ha situado en la parte superior del rotor. También se ha visto que en el caso ZFC existe un offset muy grande, que no desaparece alejando mucho el rotor del estator. En FC, como era de esperar, este offset desaparece, siendo la fuerza de levitación mucho menor.

-La fuerza de centrado ha podido ser estimada mediante la simulación del motor por elementos finitos. Como el comportamiento real del superconductor se encuentra entre dos límites: el estado Meissner y la aproximación Frozen Field Limit, se han simulado estos dos últimos.

-Se ha demostrado la viabilidad de un motor que utilice el propio campo tractor para producir fuerza de levitación

-El motor ha sido ensayado y verificado su funcionamiento hasta 40000 r.p.m. Manteniéndose el rotor centrado y sostenido por fuerzas de levitación generadas por el propio campo tractor.

-La interacción generada da lugar a dos regímenes diferentes: un comportamiento síncrono hasta un valor máximo del par y asíncrono cuando este se supera.

-El cálculo de la energía disipada por el proceso de magnetización del rotor, permite obtener valores de par coincidentes con los medidos experimentalmente, lo que corrobora el comportamiento como motor de histéresis.

