

Trabajo de Fin de Grado
Grado en Física

Nuevas fases magnéticas en imanes cúbicos quirales

Autora

María Sánchez Echeverría

Director

Jesús Javier Campo Ruiz



1542
Universidad
Zaragoza

Facultad de Ciencias
2022

Índice general

1. Introducción	1
2. Conocimiento previo	3
2.1. Magnetismo en sólidos quirales	3
2.2. Dispersión de neutrones	6
2.2.1. Dispersión a bajo ángulo. SANS	8
3. Experimento	11
3.1. Instrumento TAIKAN	11
3.2. Cristal $Fe_{0,75}Co_{0,25}Si$	12
3.3. Reducción de datos	14
4. Resultados cualitativos	15
5. Conclusiones	19
A. Resultados cuantitativos preliminares	21

Capítulo 1

Introducción

Ser capaces de fabricar materiales con prestaciones específicas beneficia infinitos aspectos de nuestra sociedad, refiriéndonos a avances en campos tan diversos como la medicina, construcción, energía, comunicaciones...

Hasta ahora la industria ha podido centrarse en que el producto suministrado, del tipo que fuera, fuese más rápido, más ligero, más eficiente o con un menor coste de fabrica, sin embargo nos encontramos en un punto de inflexión en el que esas prioridades deben quedar en segundo plano, fomentando una industria limpia, concienciada con la crisis medioambiental actual. La búsqueda de nuevos recursos que ayuden a realizar esta transición hacia una sociedad 'verde' se ha traducido en el crecimiento ya mencionado del estudio de materiales. Nuestra atención va a centrarse en una idea en vías de desarrollo que, se espera, revolucione nuestra forma actual de transmitir información. Dicha idea se basa en el movimiento de estructuras de spin que, al contrario que el movimiento de cargas eléctricas (base de la electrónica), evitaría el efecto Joule. Esta joven rama de la física, conocida como magnónica, ha colocado en el punto de mira el estudio de imanes quirales, propuestos como soporte para su desarrollo. Esto ha impulsando innumerables experimentos dedicados a caracterizar su estructura y propiedades magnéticas.

El grupo de investigación M4 (Multifunctional Magnetic Molecular Materials), siguiendo esta línea, desarrolla un modelo teórico ([5]) que predice la posible existencia de una fase skyrmiónica a baja temperatura cerca de la línea de transición del material, Fase A (además de la conocida Fase A situada cerca de la temperatura crítica del material a bajo campo \vec{H}) y un nuevo estado de orden magnético desconocido que no coincide con ninguno de los ya observados (cónica helicoidal, ferromagnética simple o skyrmiónica), Fase B, también cerca de la línea de transición.

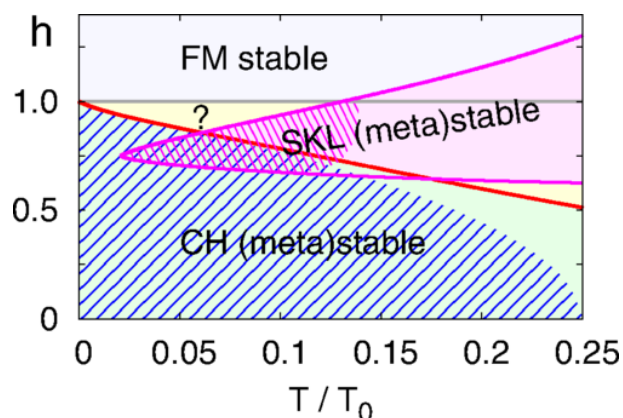


Figura 1.1: Diagrama de fases presentado por Campo y Laliena [5]. Las predicciones para estructuras cónico-helicoidal y skyrmiónica son válidas para las zonas de líneas azules y rosas, respectivamente. La región (?) presenta una fase desconocida no compatible con las anteriores.

Estas nuevas fases son debidas a la inestabilidad de los puntos estacionarios del funcional de la energía del cristal, como se explica en el artículo citado. Tras esta publicación el grupo de investigación M4 llevó a cabo una serie de experimentos caracterizando macroscópicamente el comportamiento magnético de un cristal de MnSi ([8]) a través de técnicas VSM (magnetometría de muestra vibrante). Posteriormente se estudia con SANS, obteniendo resultados en los que se observa la "Fase A" skyrmiónica y, además, la existencia de ese nuevo estado, encontrado a temperaturas muy inferiores a la temperatura crítica del material.

El compuesto $Fe_{1-x}Co_xSi$ presenta una fenomenología similar, por lo que se realiza el mismo procedimiento que con el MnSi. Partiendo de un estudio macroscópico de su magnetización a través de VSM, se ha observado bajo dispersión de neutrones para, tras analizar los resultados obtenidos, poder acercarnos a describir el orden magnético de la nueva Fase B.

Para estudiar un cristal magnético quiral debemos conocer el concepto de quiralidad. Un objeto o estructura es quiral si no es superponible, a través de rotaciones o traslaciones, con su imagen especular. Esto hace que objetos quirales puedan reaccionar de distinta manera ante la misma perturbación. Otra propiedad que juega un papel importante en el comportamiento de un material es la existencia de anisotropía, es decir, que un parámetro del cristal varíe según la dirección cristalográfica en la que se observe. Una forma de anisotropía es la anisotropía magnética, definida como la dependencia de la energía de un sistema de momentos magnéticos con su orientación respecto a los ejes del cristal. El origen de esta anisotropía se encuentra en aportaciones a la energía que dependan de la orientación. Si por ejemplo, únicamente consideráramos presente la interacción de canje magnético, nuestro sistema sería isótropo y sus propiedades magnéticas iguales para todas las direcciones. Sin embargo como veremos más adelante nuestro sistema de estudio tiene en cuenta interacciones que sí dependen de la dirección.

En este trabajo vamos a revisar varios conceptos como son el magnetismo o el método de dispersión de neutrones. En cada uno de ellos partiremos de una visión general para concretar en el modelo que nos concierne. Así pues, primero revisaremos conceptos bien conocidos del magnetismo, Capítulo 2.1, centrándonos en materiales cúbicos quirales como es nuestra muestra. Continuaremos con la dispersión de neutrones, Capítulo 2.2 y el método SANS (dispersión a bajo ángulo) con neutrones no polarizados, Capítulo 2.2.1. Se presentarán el instrumento de medida TAIKAN y las propiedades de la muestra utilizada durante el Capítulo 3 y finalmente analizaremos los resultados obtenidos, Capítulo 4, y presentaremos las conclusiones en el último capítulo.

Capítulo 2

Conocimiento previo

2.1. Magnetismo en sólidos quirales

El estudio de las propiedades magnéticas de la materia ha interesado al ser humano desde la Edad Antigua, sin embargo, explicar el origen de tales comportamientos sigue siendo un campo activo para la ciencia moderna.

La respuesta de un material ante un campo magnético externo depende de si en éste existe o no un momento magnético atómico. Este momento tiene una componente nuclear y una componente electrónica, en la que interviene el momento angular del electrón \vec{L} y el momento intrínseco del electrón o espín \vec{S} . Dependiendo de cómo responde el material a la aplicación de campo podemos diferenciar varios tipos de magnetismo: diamagnetismo, presente en todos los sólidos y provocado por un momento magnético inducido, y el paramagnetismo, originado por la existencia de un momento magnético permanente.

En ambos casos hemos supuesto que el origen es un momento atómico. Supongamos una interacción interatómica que tiene en cuenta tanto la interacción eléctrica de Coulomb como el principio de exclusión de Pauli. Esta es la causa de otros tipos de magnetismo mostrados en la figura 2.1. Según qué posición supone la mínima energía entre dos momentos magnéticos de espín, obtendremos distintos tipos de orden magnético: ferromagnetismo, antiferromagnetismo, ferrimagnetismo...

De esta manera, la interacción entre dos átomos mediada por J queda definida como:

$$H = - \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (2.1)$$

Donde $\vec{S}_{i,j}$ son los momentos de cada átomo y J_{ij} el valor de J entre los átomos j e i.

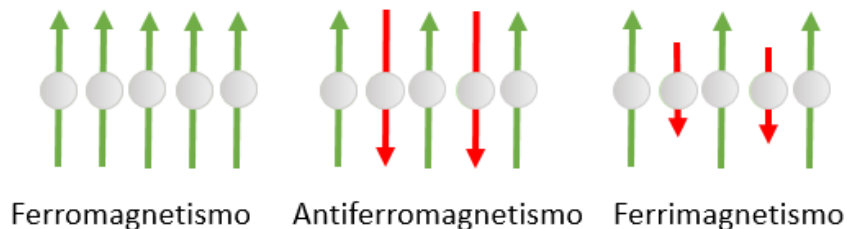


Figura 2.1: Representación esquemática de la orientación de espín en configuración ferro, anti-ferro y ferrimagnética

Los materiales con orden magnético se caracterizan por la existencia de una temperatura crítica T_c , por encima de la cual el material pierde su orden de largo alcance. Además, por

debajo de esta temperatura crítica pueden aparecer dominios magnéticos ordenados, separados por paredes de dominio, de forma que, aunque dentro de un dominio aparezca una imanación bien definida, el material puede no presentar imanación espontánea total.

Hasta aquí hemos considerado que dos espines pueden ser paralelos o antiparalelos. Este modelo ha sido útil para entender el canje electrónico. Además de la interacción de canje, cuyo mínimo de energía se encuentra con la ordenación paralela o anti-paralela de los momentos magnéticos de espín, existen otras interacciones que influirán en el ordenamiento final del sistema.

Una de ellas es la interacción de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI). Ésta tiene su origen en la parte antisimétrica de la función de acoplo espín-órbita, por lo que es nula en cristales centro-simétricos. La DMI está descrita por la expresión 2.2, en la que el mínimo de energía corresponde con las posiciones de los momentos magnéticos de espín perpendiculares entre sí. Normalmente la intensidad de la DMI, D , es más débil que la intensidad de la interacción de canje J . La presencia de ambas interacciones da lugar a estructuras magnéticas helicoidales, cuyo ángulo de giro es proporcional al cociente de la intensidad de las interacciones D/J , o estructuras 'canted', como se muestran en la figura 2.2.

$$H = \sum_{i,j} \vec{D}_{ij}(\vec{S}_i \times \vec{S}_j) \quad (2.2)$$

Otro posible origen de una estructura magnética no colineal surge de extender la interacción de canje más allá de primeros vecinos. De esta manera aparece un fenómeno llamado frustración. En esta situación, un momento magnético se ordena de forma que minimice la energía teniendo en cuenta el canje con momentos cercanos, no sólo con su vecino inmediato. Esto resulta de nuevo en una hélice, justificando por qué estas estructuras pueden observarse en cristales centro simétricos en los que no interviene DMI.

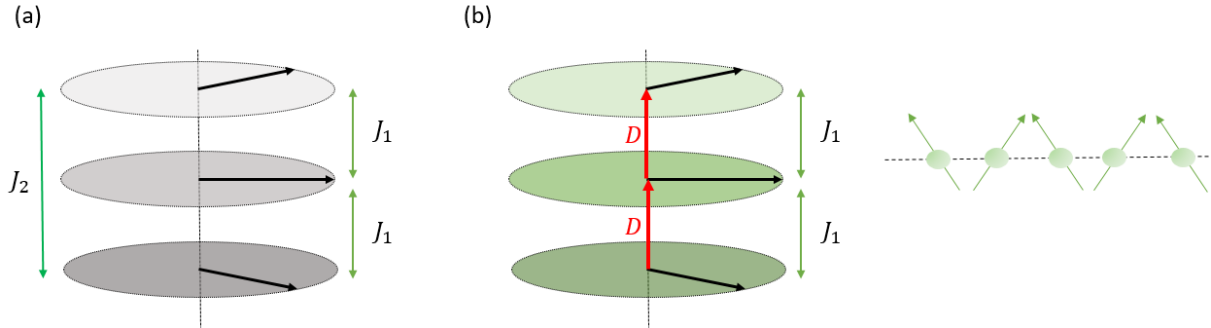


Figura 2.2: (a) Formación de una estructura helicoidal debida a la frustración y (b) Formación de una estructura helicoidal y canted debido a la presencia de DMI

La presencia de un campo magnético externo en una determinada dirección supone añadir un término Zeeman al hamiltoniano, resultando en estructuras cónico-helicoidales, en el caso de que el campo sea paralelo al eje axial, o redes de solitones quirales, en el caso de que el campo sea aplicado perpendicularmente al eje de la hélice.

Para poder describir matemáticamente estas estructuras se define una función que asigna, para cada átomo dm , y celda nuclear l del espacio, la imanación $\vec{M}_{l,dm}$ en dicho punto. Se puede expresar esta función como un conjunto de ondas planas a través de coeficientes de Fourier, definidos como $\vec{S}_{\vec{K},dm}$ (expresión 2.3). El vector de propagación de estas ondas planas se llama vector de propagación magnético $\vec{K} = (\alpha, \beta, \gamma)$ y refleja la relación entre momentos magnéticos situados en distintas celdas nucleares del cristal, es decir, define la relación entre la celda magnética y la nuclear. Si $\alpha, \beta, \gamma \in \mathbb{Q}$, la estructura se denomina conmensurada, de lo contrario será inconmensurada.

$$\vec{M}_{l,dm} = \sum_{\vec{K}} \vec{S}_{\vec{K},dm} e^{-i2\pi\vec{K}\vec{R}_l} \quad (2.3)$$

Los índices dm y l de la ecuación 2.3 etiquetan el átomo dm dentro de la celda l . En la figura 2.3 pueden verse los valores de $l=1,2,3$, mientras que dado que sólo hay un átomo por celda no es necesario indicar dm .

El vector de propagación \vec{K} , que como ya hemos explicado, marca la relación o cambio de momentos magnéticos equivalentes en distintas celdas, tomará un valor $\vec{K} = (0, 0, \frac{1}{2})$ en el caso de un sistema de ordenación antiferromagnética, ya que el momento magnético repite su ordenación cada 2 celdas nucleares del cristal (en el caso de un solo átomo magnético por celda unidad nuclear). Para describir un sistema ferromagnético $\vec{K} = (0, 0, 0)$ debido a que el momento no varía, es decir, la celda magnética coincide con la celda nuclear.

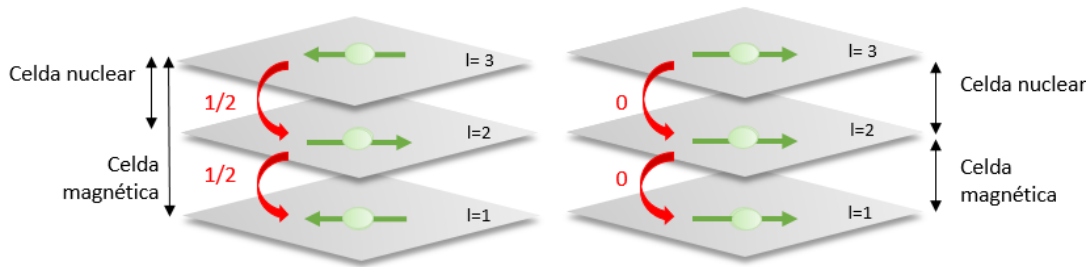


Figura 2.3: Celda magnética frente a celda nuclear en sistema antiferromagnético (izq) frente a ferromagnético (dcha)

El hamiltoniano más simple para describir un sistema magnético quiral es el mostrado en la expresión 2.4, en el que tenemos como parámetros J , D , B y S , correspondientes a la intensidad de la interacción de canje, DMI, al campo externo y al momento magnético.

$$H = - \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j - \sum_{i,j} \vec{D}_{ij} (\vec{S}_i \times \vec{S}_j) - g\mu_B \sum_i \vec{S}_i \vec{B} \quad (2.4)$$

Las soluciones del hamiltoniano como el anterior para imanes cúbicos incluyen estructuras magnéticas helicoidales, hélices cónicas, ferromagnéticas simples y redes skyrmiónicas.

2.2. Dispersión de neutrones

Existen grupos de técnicas experimentales empleadas para la caracterización de materiales: dispersión, microscopía, espectroscopía... cada una de ellas aporta una información diferente sobre la muestra y pueden considerarse complementarias de cara a obtener una imagen completa de nuestro material.

Dependiendo de qué propiedad de la muestra se quiere estudiar, se diseña el experimento empleando la técnica adecuada. En este caso, escogemos la dispersión de neutrones. Esta técnica permite estudiar estructuras de tamaños desde el sub-Å hasta el micrómetro (μm) y perturbaciones con energías desde el neV hasta el meV, lo que nos coloca en el rango energético adecuado para el estudio de estructuras magnéticas y su dinámica.

El neutrón interactúa con la materia de dos maneras: a través de la interacción fuerte con los núcleos atómicos y a través de la interacción electromagnética con los electrones desapareados y aquellos núcleos que posean momento magnético. La primera interacción se usará para definir la estructura nuclear, mientras la segunda dará información sobre el magnetismo de la muestra.

Un experimento de scattering de neutrones, representado esquemáticamente en la figura 2.4, consiste en hacer incidir sobre el sistema de estudio un haz de neutrones y contar cuántos de esos neutrones son dispersados tras la interacción en cada dirección del espacio y con qué energía. Esa información es dada por la doble sección eficaz:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\vec{k}_f} dE_f} = \frac{k_f}{k_i} \left(\frac{2\pi m}{h}\right)^2 |\langle \vec{k}_f \sigma_f; \psi_f | H_{int} | \vec{k}_i \sigma_i; \psi_i \rangle|^2 \delta(E_{\psi_i} - E_{\psi_f} + h\nu) \quad (2.5)$$

donde se ha utilizado la notación $|\vec{k}, \sigma; \psi\rangle$ para denotar el estado haz-muestra. Esta notación y la que se empleará en el desarrollo de las expresiones matemáticas que describen la dispersión de neutrones se basa en el libro *Magnetic Measurement Techniques for Materials Characterization* [1]. Se distingue el estado antes y después de la interacción a través de los índices i y f respectivamente. La variable \vec{k} define el vector de ondas del haz. La onda incidente es una onda plana. La onda que describe el haz dispersado es esférica, sin embargo debido a la gran distancia entre la muestra y el detector, podemos aproximarla a una onda plana. A partir de ambos vectores de onda podemos definir el vector de scattering $\vec{q} = \vec{k}_f - \vec{k}_i$, relacionado con la transferencia de momento entre neutrón y muestra, el estado de espín del haz queda fijado por σ . El último término $h\nu$ se puede definir en función de las energías del neutrón como $h\nu = E_i - E_f$. Por otro lado, el estado la muestra está descrita por ψ , siendo E_ψ su energía. Hemos llamado H_{int} a la interacción haz-muestra.

Como hemos dicho anteriormente, el neutrón interactúa con la muestra vía la interacción nuclear fuerte, lo que significa que la interacción es intensa y de muy corto alcance, sólo eficaz cuando el neutrón se encuentre cerca del núcleo atómico. El potencial empleado para reproducir estas condiciones es el pseudo-potencial de Fermi (expresión 2.6), donde se le llama \vec{r}_d a la distancia entre el neutrón y el núcleo d.

$$V_d(\vec{r}_d) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b_d \delta(\vec{r}_d) \quad (2.6)$$

El pseudo-potencial depende del parámetro b_d llamado longitud de scattering. La longitud de scattering es una constante independiente de las direcciones del haz. Es distinta para cada núcleo y da información sobre cómo es la interacción. Se trata de un número complejo cuya parte real es la amplitud de scattering. Al tener un valor distinto para cada isótopo es la razón por la que la técnica de scattering de neutrones es eficaz a la hora de distinguir isótopos de un mismo elemento.

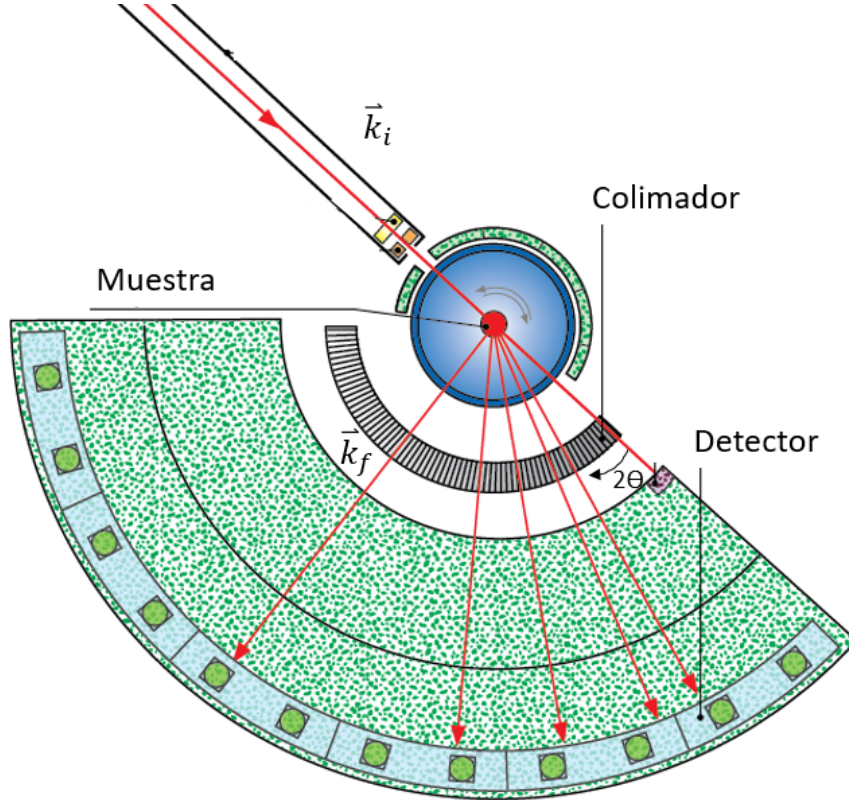


Figura 2.4: Esquema de un difractor de neutrones

Para describir matemáticamente la estructura de la muestra, introducimos la función de correlación a pares (expresión 2.7). Esta función indica la probabilidad de encontrar dos átomos a una distancia r en un tiempo dado.

$$G(\vec{r}, t) = -\frac{1}{N} \sum_{i,j} \langle \delta(\vec{r} - [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_j(t)]) \rangle \quad (2.7)$$

La transformada de Fourier en tiempo y espacio de la función de correlación de pares es el factor de estructura dinámico, que da información sobre la posición de los átomos.

$$S(\vec{q}, \nu) = \int \frac{dt}{h} e^{-i2\pi\nu t} \int dr^3 e^{-i2\pi\vec{q}\vec{r}} G(\vec{r}, t) \quad (2.8)$$

Podemos distinguir una parte coherente y una incoherente de la sección eficaz. La parte coherente de la función de scattering se obtiene a partir del factor de estructura dinámico:

$$I_n^{coh}(\vec{q}, \nu) = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_f} = \frac{\sigma^{coh}}{4\pi} \frac{k_f}{k_i} N_n \vec{S}(\vec{q}, \nu), \quad (2.9)$$

donde hemos definido $\sigma^{coh} = 4\pi b_{coh}^2$. Al integrar a todas las energías la doble sección eficaz terminamos quedándonos con la parte elástica de la dispersión. De esta manera se puede expresar el número de neutrones difractados en una dirección, recogido en la ecuación 2.10 y conocida como ley de scattering coherente:

$$I_n^{coh}(\vec{q}) = \frac{(2\pi)^2}{V_0} \sum_{\vec{G}} \delta(\vec{G} - \vec{q}) |N_q|^2 \quad (2.10)$$

donde $|N_q|$ es el factor de estructura nuclear y \vec{G} etiqueta los nodos de la red recíproca. Esto indica que tendremos puntos de dispersión cuando el vector de scattering coincida con un nodo

de la red recíproca, es decir, $\vec{G} = \vec{q}$. La intensidad de dichos picos está controlada por el factor de estructura nuclear, definido como:

$$N_{\vec{q}} = \sum_m b_m e^{i2\pi\vec{q}\vec{r}_m} e^{-W_m(\vec{q})} \quad (2.11)$$

teniendo en cuenta que la etiqueta m corresponde a un átomo de la red, el factor de estructura depende de la longitud de scattering correspondiente a dicho átomo, de una fase relacionada con la posición del átomo y de un factor de Debye-Waller, que reproduce los pequeños desplazamientos del átomo m respecto a su posición de equilibrio en la red.

Hasta aquí hemos descrito el scattering de un sistema de átomos con una cierta estructura (particularizamos al estudio de cristales), sin embargo no hemos considerado en ningún momento su parte magnética.

La ley de scattering magnético puede escribirse tal como se muestra en la expresión 2.12. Esta expresión ha sido simplificada definiendo el factor de estructura magnético $\vec{M}_{\vec{q}\vec{K}}$ (expresión 2.13). La componente perpendicular al vector de scattering \vec{q} se denomina vector de interacción magnética y el cuadrado de su módulo da la intensidad de los picos de difracción.

$$I_m^{coh}(\vec{q}) = \frac{(2\pi)^2}{V_0} \sum_{\vec{G}, \vec{K}} \delta(\vec{G} - \vec{q} - \vec{K}) |\vec{M}_{\perp\vec{q}}|^2 \quad \text{con} \quad |\vec{M}_{\perp\vec{q}}| = |\hat{q} \times (\vec{M}_{\vec{q}\vec{K}} \times \hat{q})| \quad (2.12)$$

$$\vec{M}_{\vec{q}\vec{K}} = p \sum_{dm\vec{K}} F_{dm}(\vec{q}) T_{dm}(\vec{q}) e^{i2\pi\vec{q}\vec{r}_{dm}} \vec{S}_{\vec{K}dm} \quad (2.13)$$

tal que $\vec{S}_{\vec{K}dm}$ denota los coeficientes de Fourier. Los picos de difracción ya no se darán en puntos tal que $\vec{q} = \vec{G}$, sino que aparecerán satélites a distancias \vec{K} de los picos de dispersión nuclear.

La intensidad total para haces de neutrones dispersados no polarizados, teniendo en cuenta la parte nuclear y magnética, queda:

$$I(\vec{q}) = |\vec{M}_{\perp\vec{q}}|^2 + |N_{\vec{q}}|^2 \quad \text{para} \quad \vec{q} = \vec{G} \pm \vec{K} \quad (2.14)$$

2.2.1. Dispersión a bajo ángulo. SANS

Toda estructura magnética conmensurada puede ser descrita según el formalismo del vector de propagación \vec{K} explicado en la sección anterior. Un menor valor de este vector corresponde a un mayor número de celdas nucleares contenidas en cada celda magnética. En otras palabras, la magnitud del vector \vec{K} esta relacionada con el periodo espacial de la estructura.

Hemos demostrado en el capítulo anterior, concretamente en las expresiones 2.10 y 2.12, cómo los máximos de difracción magnéticos quedan fijados en puntos que cumplan $\vec{q} = \vec{G} \pm \vec{K}$. Por este motivo, si la estructura estudiada tiene un vector de propagación \vec{K} muy pequeño, encontraremos los picos de difracción de los satélites en valores del vector de scattering también muy pequeños, teniendo que recurrir al bajo ángulo o SANS (small angle neutron scattering), técnica que particulariza el scattering de neutrones a valores pequeños de \vec{q} .

Las estructuras que se quieren observar en este experimento son hélices magnéticas formadas por DMI. Como hemos señalado previamente, esto significa que el ángulo de giro en cada paso de la hélice viene dado por el cociente D/J . Normalmente este valor es muy pequeño, por lo que un sólo periodo de la hélice ocupará muchas celdas nucleares.

Una ventaja del SANS frente al scattering general de neutrones es que, al manejar valores de θ muy pequeños, se puede aproximar la parte trasversal del vector de scattering a cero, por

lo que éste queda contenido en el plano del detector. Esto se traduce en que el detector ya no necesita ser curvo como puede verse en cualquiera de los ejemplos de la figura 2.5.

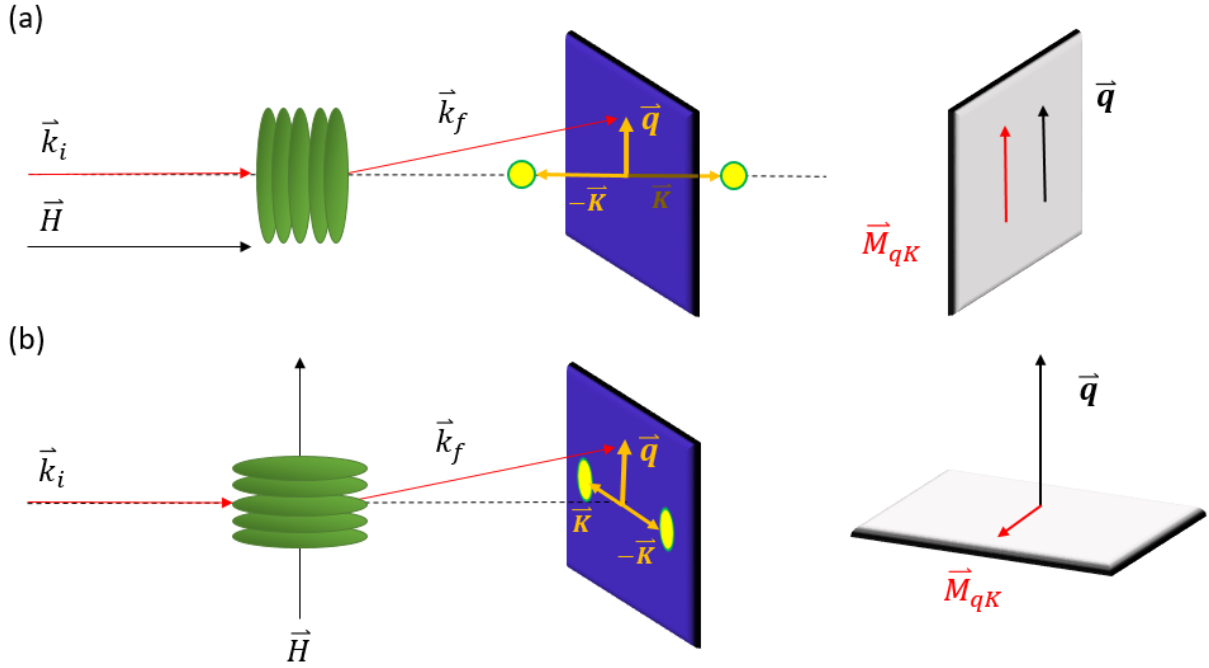


Figura 2.5: Posibles montajes de un experimento SANS magnético

Existen dos configuraciones básicas de montaje al hacer SANS. La diferencia entre ambas reside en la dirección relativa entre el haz incidente \vec{k}_i y el campo aplicado \vec{H} . Como hemos expuesto en la sección anterior, el vector de scattering \vec{q} se define como $\vec{q} = \vec{k}_f - \vec{k}_i$ y queda circunscrito al plano del detector. La intensidad de los picos de difracción es proporcional al módulo al cuadrado del vector de interacción magnética $\vec{M}_{\perp\vec{q}}$. Así, la aparición o no de picos de difracción dependerá de dos factores: que el valor de $|\vec{M}_{\perp\vec{q}}|$ sea no nulo y que el vector de scattering \vec{q} pueda cumplir la delta de Dirac de la expresión 2.12 $\delta(\vec{G} - \vec{q} - \vec{K})$.

Supongamos una estructura helicoidal magnética cuyo eje axial se encuentra paralelo al campo magnético externo. El haz está fijado para que en el centro del detector tengamos el punto $\vec{G} = (0, 0, 0)$ de modo que los máximos de difracción debidos al scattering magnético o satélites aparezcan en $\vec{q} = \pm\vec{K}$. Según cómo sea la posición relativa entre el haz incidente y el campo aplicado tendremos dos posibles resultados, ilustrados en la figura 2.5

- $\vec{H} \parallel \vec{k}_i$: Siendo que el vector \vec{q} está contenido en el plano del detector, entonces el punto $(\vec{q} \pm \vec{K})$ no es accesible en esta configuración, por lo que no se observarán picos de intensidad. En resumen, incidiendo con el haz paralelo al campo no podemos observar una estructura helicoidal cuyo eje sea también paralelo al campo.
- $\vec{H} \perp \vec{k}_i$: En este caso el vector \vec{K} queda contenido en el plano, accesible para \vec{q} ; esto se traduce en picos de intensidad en el detector. Incidiendo con el haz perpendicular al campo y al eje axial de la hélice observaremos dos picos de difracción o satélites correspondientes a $\vec{q} = \pm\vec{K}$, ya que como vemos en la figura, esta disposición hace que \vec{K} quede en el mismo plano que \vec{q} . En esta misma configuración, si aumentáramos el campo \vec{H} , los momentos magnéticos que forman la hélice se inclinarían formando una hélice cónica. La componente $\vec{M}_{\perp\vec{q}}$ disminuye a costa de la componente paralela al campo, resultando en una menor intensidad.

De la misma manera que hemos resuelto las dos configuraciones utilizando como ejemplo una estructura magnética helicoidal, podemos repetir el mismo proceso tratándose ahora de

una red skyrmiónica. En lugar de obtener picos en la configuración (b), en el caso de la red de skyrmiones observaremos máximos de difracción en la configuración (a), es decir, con $\vec{H} \parallel \vec{k}_i$ (eje axial). En este caso se obtienen 6 máximos, correspondientes a la estructura hexagonal de la red skyrmiónica [7].

Por lo tanto, si queremos observar distintas estructuras en un mismo cristal, debemos modificar la configuración del experimento. En nuestro caso, la configuración (eje axial) $\|\vec{H} \parallel \vec{k}_i$ dará información sobre la estructura skyrmiónica y la configuración (eje axial) $\|\vec{H} \perp \vec{k}_i$ sobre la helicoidal o cónica, como muestra la figura 2.6

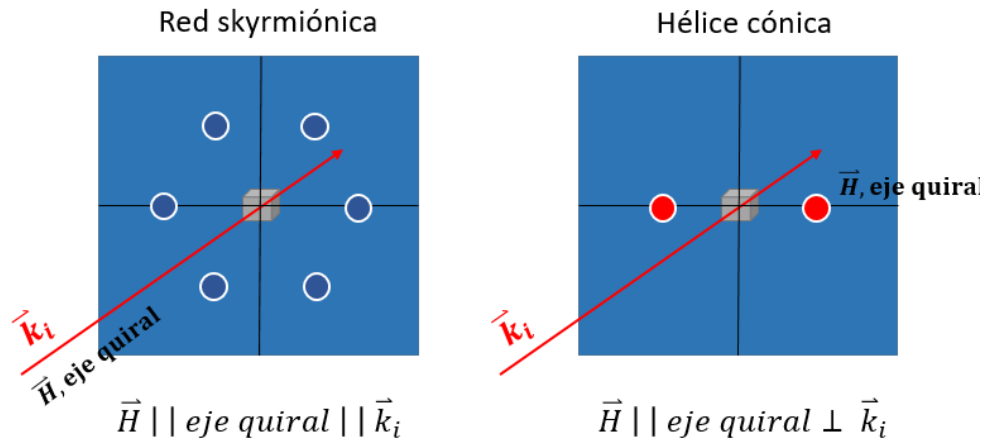


Figura 2.6: Máximos de intensidad en el plano de difracción para distintas configuraciones

Capítulo 3

Experimento

3.1. Instrumento TAIKAN

Un instrumento con el que se llevan a cabo medidas de dispersión de neutrones a bajo ángulo está representado en la figura 3.1. El plano de dicha figura corresponde al instrumento TAIKAN, situado en la fuente de neutrones MLF (Materials and life facility), una fuente de espalación situada en el J-PARC de Japón. Este instrumento es muy versátil ya que nos permite realizar distintos tipos de experimentos (WANS o wide-angle scattering, SANS...) con un mismo aparato.

Si observamos la figura 3.1, vemos el haz incidente \vec{k}_i marcado como una flecha roja. Este haz tiene una posición fija, de modo que para cambiar la configuración del experimento se cambia la dirección del cristal o del campo externo \vec{H} . Este instrumento está formado por diferentes bancos de detectores situados a diferentes distancias y ángulos. Las distancias a las que se encuentran los detectores de cada tipo de experimento están etiquetadas, siendo el más lejano a la muestra el correspondiente al experimento de SANS.

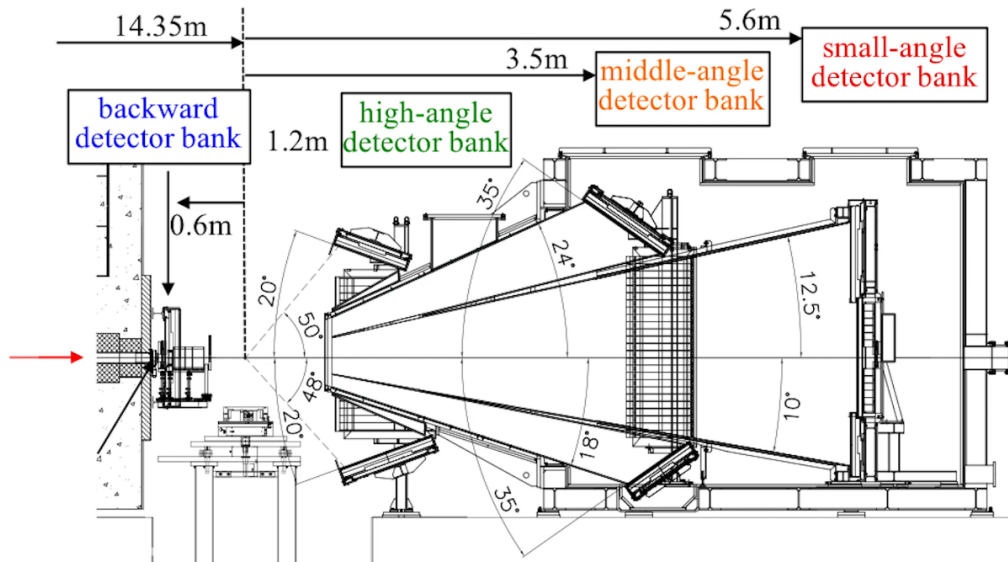


Figura 3.1: Plano del instrumento TAIKAN

El grupo de investigación M4 tomó los datos tratados en este trabajo en el TAIKAN en el año 2019. Este aparato está diseñado para barrer rangos de $|\vec{q}|$ de entre $0,007-170,0 \text{ nm}^{-1}$ utilizando neutrones cuyas longitudes de onda se encuentran entre los $0,08$ y $0,78 \text{ nm}$. Como veremos más adelante, nuestros resultados tienen un $|\vec{q}|$ máximo de $0,05 \text{ nm}^{-1}$, con el que la resolución del TAIKAN es del 5% [9].

El proceso de toma de datos para cada una de las posiciones del cristal comienza a campo $\vec{H} = 0$ y altas temperaturas, por encima de la temperatura crítica del material, $T_c = 44K$. Desde la fase paramagnética se enfría, manteniendo $\vec{H} = 0$, hasta llegar a 2K. En ese momento se comienzan a recoger datos, a la vez que se va aumentando el valor del campo \vec{H} hasta que se supera la línea de transición, a $H_c = 0,22T$. Reducimos de nuevo el campo \vec{H} a un valor de 0T. Terminada de medir esa temperatura, aumentamos hasta el siguiente valor de temperatura que se quiera medir y fijamos el campo a 0,24T, tomando datos a medida que reducimos el campo a 0T. Repetimos el proceso para todas las temperaturas. De este modo todos los datos a una misma temperatura se toman a campo decreciente, a excepción de los tomados a 2K.

3.2. Cristal $Fe_{0,75}Co_{0,25}Si$

Tras los desarrollos teóricos publicados por V. Laliena y J. Campo ([5]) mencionados en la introducción, el grupo M4 comenzó su estudio de cristales magnéticos quirales con el fin de demostrar experimentalmente las predicciones teóricas. La investigación comenzó en 2021 con la caracterización macroscópica de una muestra de MnSi, a través del uso de VSM. Posteriormente se realizó un estudio de la misma utilizando la técnica SANS, donde se observó la Fase A, una fase skyrmiónica cercana a la transición ferro-paramagnética del material a bajas temperaturas. Tal como se había postulado se observó otra fase anteriormente desconocida o Fase B, situada a temperaturas muy bajas y campos cercanos a los 0.2T. ([8]).

El mismo proceso experimental se repite sustituyendo el MnSi por $Fe_{0,75}Co_{0,25}Si$, representado en la figura 3.2, un compuesto que cristaliza en el grupo de espacio $P2_13$, con parámetros estructurales $u_{Fe,Co} = 0,112$ y $u_{Si} = 0,407$ (expresados en unidades del parámetro de red $a = 6\text{\AA}$ [3]). Este compuesto formado con otras concentraciones, tiene poco o ningún interés magnético, ya que tanto el CoSi como el FeSi presentan únicamente magnetismo débil. Es cuando aumentamos la cantidad de Co a un valor entre 0.05-0.8 [6] y nos mantenemos bajo la $T_c = 44K$, que aparecen fases helicoidales magnéticas y skyrmiónicas. Esta aparición es debida a la anisotropía de la red provocada por la sustitución de parte del hierro por cobalto.

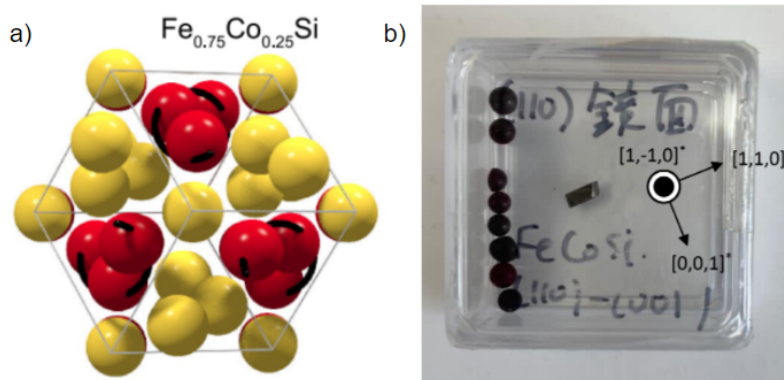


Figura 3.2: a) Estructura celda $FeCoSi$, Si(amarillo) y Fe/Co (rojo) [3]. b) Fotografía de la muestra con las direcciones cristalográficas

Este cristal se caracteriza macroscópicamente en 2021, obteniendo los diagramas de fase magnética mostrados en la figura 3.3. Estos resultados descartan la existencia de una Fase A a bajas temperaturas en este compuesto; sin embargo se observó la existencia de anomalías a bajas temperaturas cerca de la línea de transición, zona en la que se pronostica habrá una nueva ordenación magnética bautizada como Fase B. [2].

Conocidas las direcciones cristalográficas de la muestra (marcadas en la figura 3.2), se definen las configuraciones en las que se quiere medir, teniendo en cuenta que dependiendo de la posición

entre el campo \vec{H} , el haz incidente \vec{k}_i y el eje de la hélice en el cristal, podremos observar unas estructuras u otras, como explicamos en el capítulo referente a SANS. De acuerdo a esto escogemos 4 configuraciones, esquematizadas en la figura 3.4

Cada recogida de datos consiste en fijar la muestra en el instrumento TAIKAN orientada en una de las configuraciones elegidas y variar los valores de campo y temperatura en intervalos de 2 minutos.

Hay que destacar que no se mide únicamente la muestra, sino también otros elementos como el haz, el portamuestras (si fuera necesario), el fondo vacío de la cámara..., ya que cualquier aportación que hagan estos a los resultados no proviene del cristal y debe ser corregida.

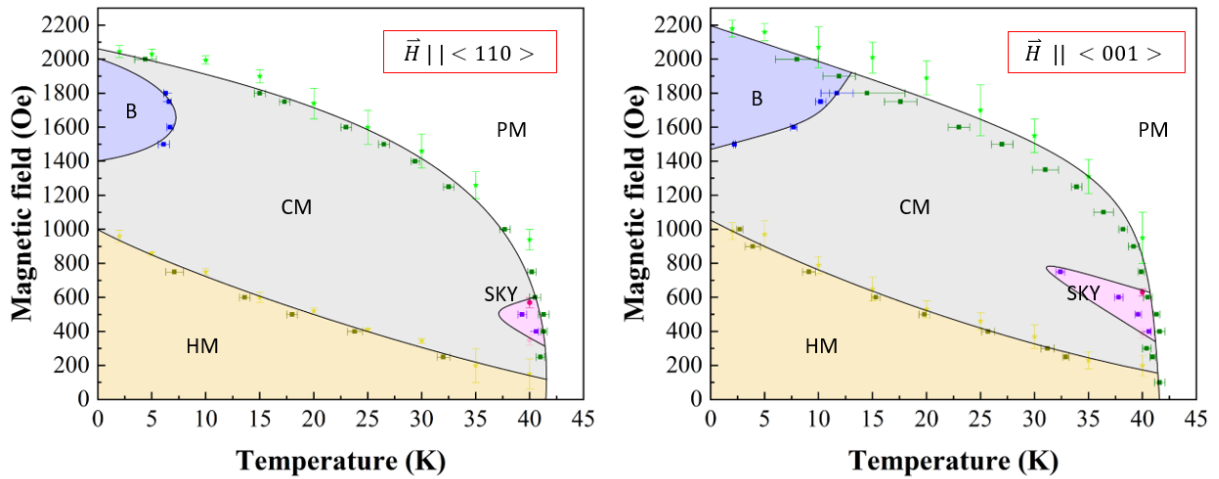


Figura 3.3: Caracterización de la muestra empleando VSM

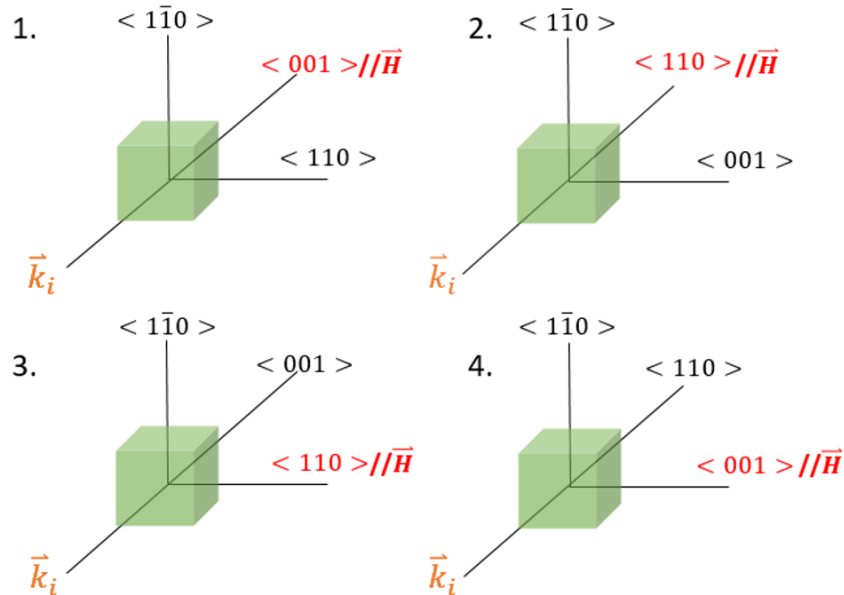


Figura 3.4: Posiciones del cristal respecto al haz incidente \vec{k}_i y al campo aplicado \vec{H}

Una vez conocidas las prestaciones del aparato, elegida la muestra y sus posiciones y habiendo concretado la zona de trabajo, delimitada por un campo de 0-0,24 T y una temperatura de 0-44K se puede comenzar a guardar datos.

3.3. Reducción de datos

Antes de ser analizados, los datos pasan por dos procesos de filtrado. El primero, invisible para el usuario, consiste en una serie de correcciones realizadas por el propio TAIKAN. Utiliza parámetros fijos, relacionados con la eficiencia de sus detectores, el tiempo muerto de muestreo, corrección de ángulo cero... El segundo proceso se realiza a través de un software de colección de datos. En este caso se utiliza el programa Utsusemi [4], desarrollado por el mismo equipo del J-PARC, donde se selecciona el instrumento con el que se está trabajando y un paquete de correcciones (corrección de fondo, corrección del haz, portamuestras si fuera necesario etc).

El programa del J-Parc escribe un fichero para cada posición, temperatura y campo, en el que registra 4 vectores: 'Qx', 'Qy', 'Intensity' y 'Error'. Si consideramos el detector como una matriz de detectores individuales o píxeles, las coordenadas de cada píxel quedan descritas por 'Qx' y 'Qy'. Los valores 'Intensity' y 'Error' registran el número de neutrones incidentes en cada píxel y su error asociado. Con esta información, podemos generar un mapa 2D para cada temperatura y campo, como las mostradas en la figura 3.5, donde se representa la intensidad en cada píxel. Este paso nos permite obtener una primera aproximación a ciertos valores que utilizaremos para tratar los datos, como pueden ser las posiciones a las que aparecen los picos o la distancia entre éstos y el centro del detector.

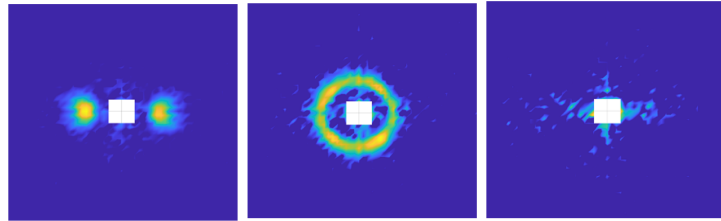


Figura 3.5: Primera representación de los ficheros Utsusemi

Tras este primer análisis se procede al tratamiento de los datos. Definimos $|\vec{q}_{min}| = 0,01$ y $|\vec{q}_{max}| = 0,03$, valores escogidos tras el análisis de los mapas 2D mencionados. Integramos los valores de intensidad de todos los píxeles cuya distancia al centro q cumple $|q_{min}| < q < |q_{max}|$ para una misma dirección radial, repitiendo el proceso en todas las direcciones. De esta forma obtenemos los valores exactos de posiciones e intensidades de los picos. Por último, estos valores se ajustarán a un modelo de gaussianas, con el objetivo de refinar los resultados, como ejemplifica la figura 3.6.

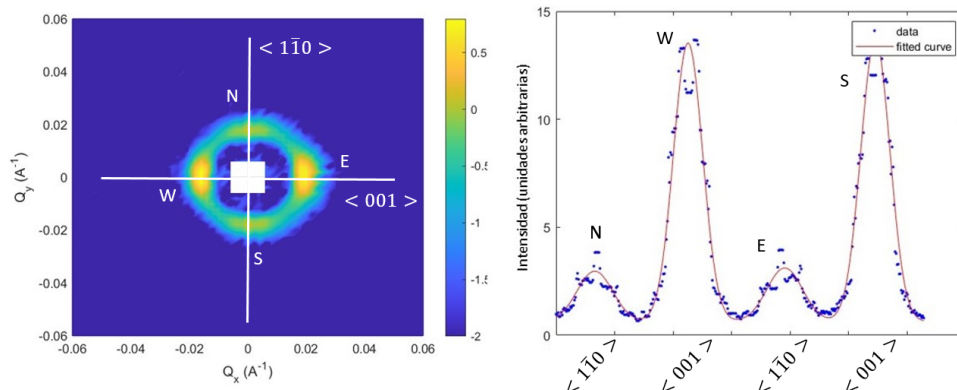


Figura 3.6: Posición 2, T= 2K, H=0T. Contraste a color de la superficie del detector y diagrama de los picos a lo largo del anillo

Capítulo 4

Resultados cualitativos

Vamos a superponer las intensidades obtenidas con dispersión de bajo ángulo con los diagramas de fase magnética obtenidos por VSM (figura 3.3). De esta manera tenemos una forma de, a primera vista, hacer un análisis cualitativo de los resultados. Podemos dividir nuestros resultados según el haz incidente sea paralelo o perpendicular al campo \vec{H} aplicado, de manera que los resultados aporten información sobre distintas estructuras magnéticas del cristal, de acuerdo a lo explicado en el apartado de SANS, (véase figura 2.6).

La figura 4,1 muestra los resultados de la configuración $\vec{k}_i \perp \vec{H} \parallel \langle 110 \rangle$. Si recordamos el procedimiento experimental, la primera medida se realiza enfriando el cristal desde la fase paramagnética hasta los 2K, manteniendo $\vec{H} = 0$. Esto provoca que a 2K, nuestro sistema sea multidominio, formando hélices en todas las direcciones, lo que se traduce en el anillo de intensidad a bajo campo y 2K.

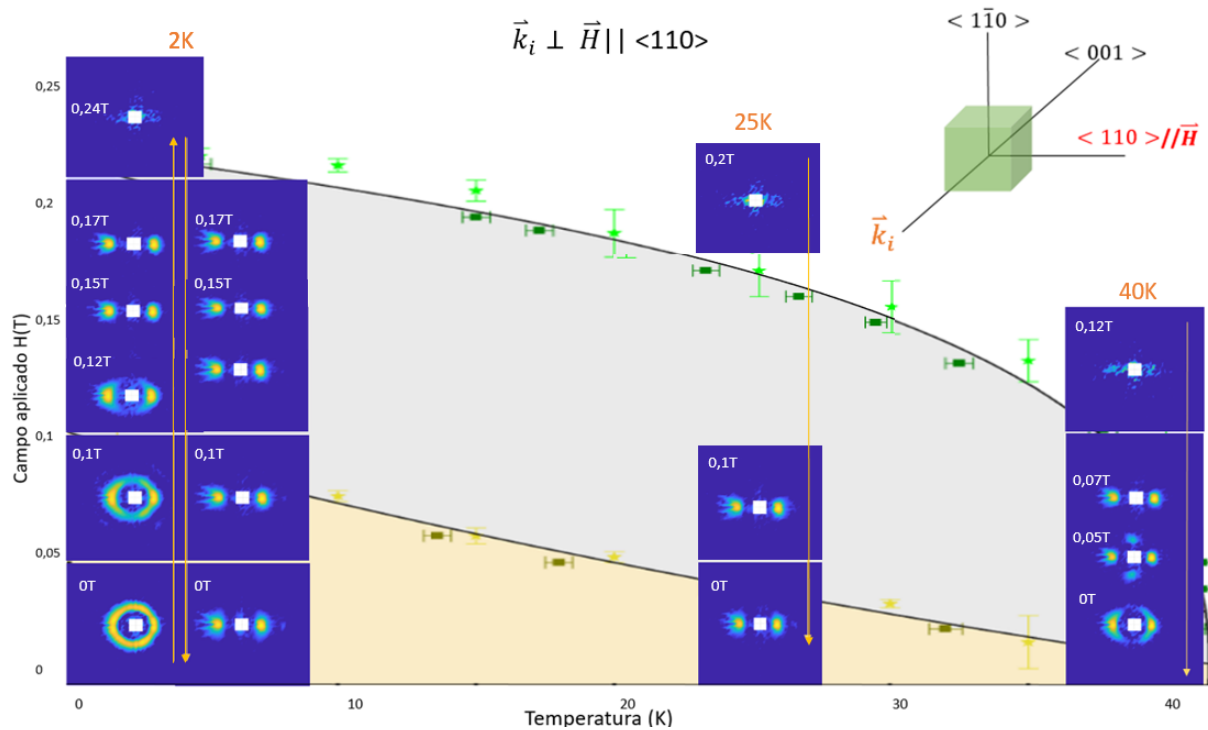


Figura 4.1: Superposición del diagrama de fases magnéticas obtenidas por VSM y los resultados obtenidos con SANS para $\vec{k}_i \perp \vec{H} \parallel \langle 110 \rangle$ a temperaturas de 2K, 25K y 40K. Las flechas indican la secuencia de la toma de datos

Al aumentar el campo, los dominios alineados con la dirección del campo magnético crecen a

costa de aquellos alineados con otras direcciones, por lo que el sistema evoluciona hasta que sólo existen dominios con hélices cuyo eje helicoidal es paralelo al campo magnético. Si se aumenta lo suficiente el valor de \vec{H} saldremos de la zona de orden magnético para pasar a la paramagnética, en la que podemos ver que desaparecen los dos máximos de difracción magnética. Una vez volvemos a disminuir el campo, a la misma temperatura de 2K, aparecen los dos máximos de nuevo, que se mantienen hasta campo $\vec{H} = 0$ sin pasar por un estado multidominio, presentando por lo tanto un ciclo de histéresis. Si nos centramos en la temperatura de 40K, partiendo de la zona paramagnética a la que no se observan máximos y disminuyendo el campo \vec{H} , observamos primero dos máximos, correspondientes a una estructura helicoidal magnética. Si disminuimos el campo hasta valores de 0,06T aparecen 4 máximos de difracción que, a valores aún menores de \vec{H} , vuelven a desaparecer quedando únicamente dos máximos.

Si nos fijamos ahora en la figura 4.2 podemos observar un comportamiento similar al de la figura anterior, esta vez con el campo aplicado en la dirección $\langle 001 \rangle$ del cristal. Tanto a 15K como a 25K se ve claramente como al disminuir el campo desde la zona paramagnética, en la que no se observan picos, entramos en la zona ordenada, obteniendo dos máximos, signo de una estructura helicoidal magnética.

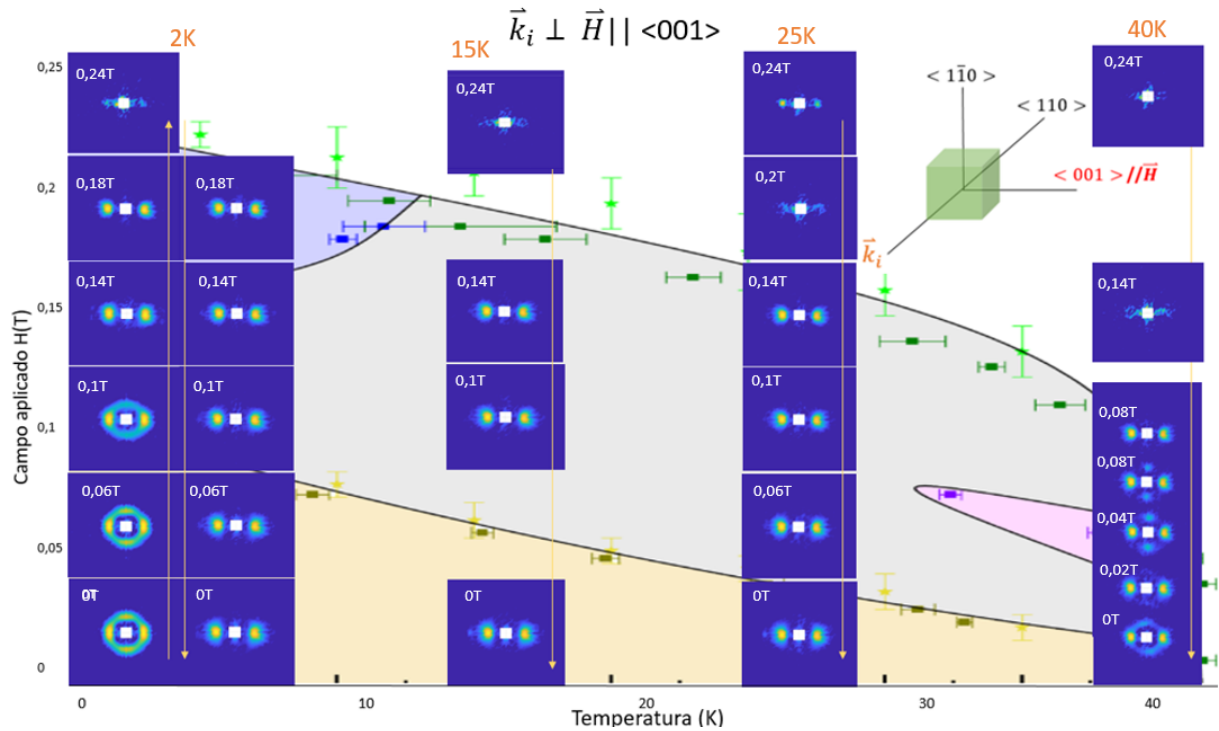


Figura 4.2: Superposición del diagrama de fases magnéticas obtenidas por VSM y los resultados obtenidos con SANS para $\vec{k}_i \perp \vec{H} \parallel \langle 001 \rangle$ a 2K, 15K, 25K y 40K. Las flechas indican la secuencia de la toma de datos

Tanto en esta figura como en la anterior se observa una leve disminución de la intensidad de los máximos de difracción a medida que aumentamos el valor del campo \vec{H} para cada temperatura. Si retomamos la expresión 2.14 del Capítulo 1, vemos que la intensidad de los máximos depende de $|\vec{M}_{\perp \vec{q}}|^2$. Dado que el campo \vec{H} se aplica paralelo al eje de la hélice, los momentos magnéticos que generan la hélice se inclinan en esta dirección. La estructura helicoidal se transforma en una hélice cónica en la que la parte perpendicular a \vec{q} del factor de estructura magnética $\vec{M}_{\vec{q}\vec{K}}$, es decir, el vector de interacción, es cada vez menor. Aplicando el campo suficiente los momentos se alinean por completo con el campo formando una estructura ferromagnética.

A continuación fijamos \vec{H} paralelo al haz incidente \vec{k}_i . En esta disposición esperamos obte-

ner máximos de difracción correspondientes con una estructura de red skyrmiónica, ya que los máximos relacionados con la estructura helicoidal quedan fuera del plano del detector.

La figura 4.3 presenta resultados para $\vec{H} \parallel \langle 001 \rangle \parallel \vec{k}_i$. Al contrario que en las configuraciones anteriores, la toma de datos tras enfriar el material desde la fase paramagnética hasta 2K, se realiza a campo decreciente. Por ese motivo no aparecerá el anillo de intensidad.

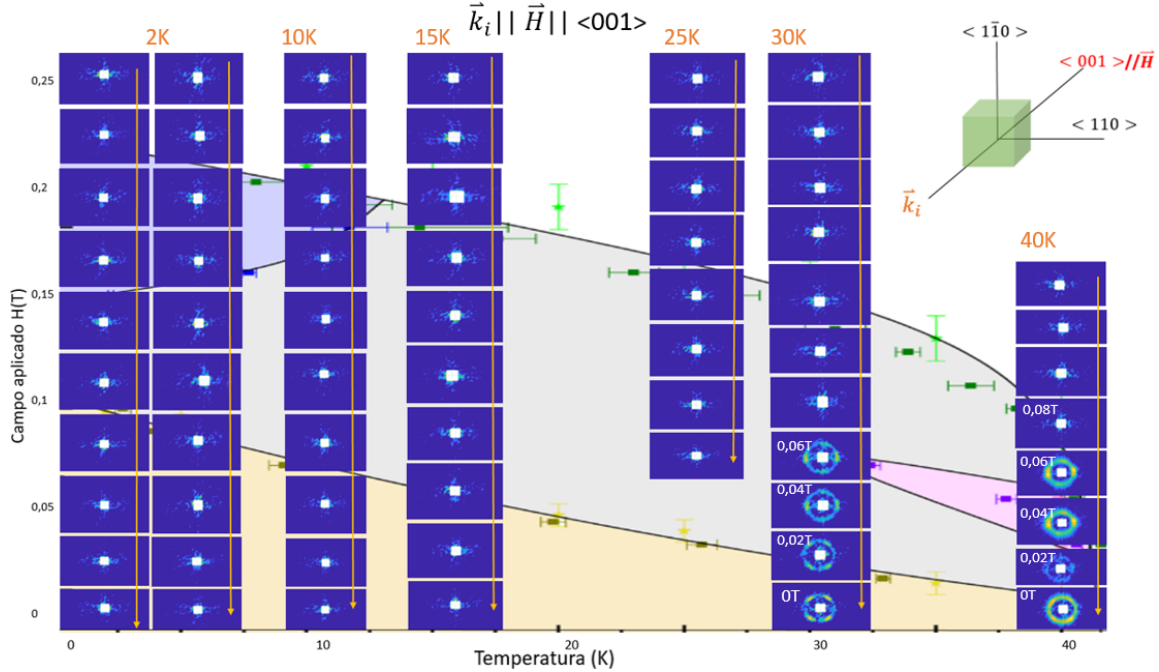


Figura 4.3: Superposición del diagrama de fases magnéticas obtenidas por VSM y los resultados obtenidos con SANS para $\vec{k}_i \parallel \vec{H} \parallel \langle 001 \rangle$ para 2K, 10K, 15K, 25K, 30K y 40K. Las flechas indican la secuencia de la toma de datos

Debido a la configuración no aparecen máximos a 2K, 10K, 15K o 25K. A 30K disminuimos el campo desde $\vec{H} = 0,24T$, atravesando la línea de transición sin obtener ningún máximo hasta que alcanzamos valores de entre 0,4-0,08T, para los que surgen cuatro máximos. Por debajo de esta zona, con valores de \vec{H} de 0-0,4T, continúan existiendo 4 máximos, sin embargo, en lugar de aparecer a 90° , 180° , 270° y 360° respecto a la horizontal del detector como lo habían hecho hasta ahora, aparecen rotados 45° respecto a dichas posiciones. Este resultado de 4 máximos en posición de 'aspa' se repite a 40K para campos menores de 0,8T. En la figura 4.4 se ha esquematizado la aparición de estos picos. Dado que sabemos que existe una hélice propagándose en la dirección $\langle 001 \rangle$, la simetría cúbica del cristal indica que otra hélice se propaga también por la $\langle 100 \rangle$ y la $\langle 010 \rangle$, ya que estas son direcciones equivalentes.

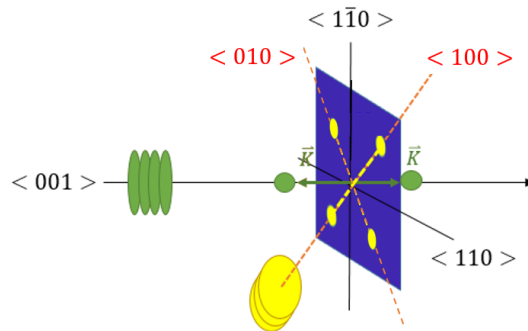


Figura 4.4: Esquema de hélices propagantes en direcciones equivalentes

Por último, representamos en la figura 4.5 los resultados para $\vec{k}_i || \vec{H} || <110>$. De nuevo observamos el anillo de intensidades ya mencionado para bajas temperaturas y bajo campo en las imágenes correspondientes con datos tomados a campo creciente. En el anillo destacan cuatro máximos de intensidad en posiciones de 90° , 180° , 270° , y 360° . No se observan máximos por encima de 0,1T para 2K. No aparecen más máximos hasta que alcanzamos los 40K, temperatura a la que vuelven a formarse entre los 0,02-0,06T en forma de anillo. Para campos inferiores recuperamos la estructura helicoidal con únicamente dos máximos.

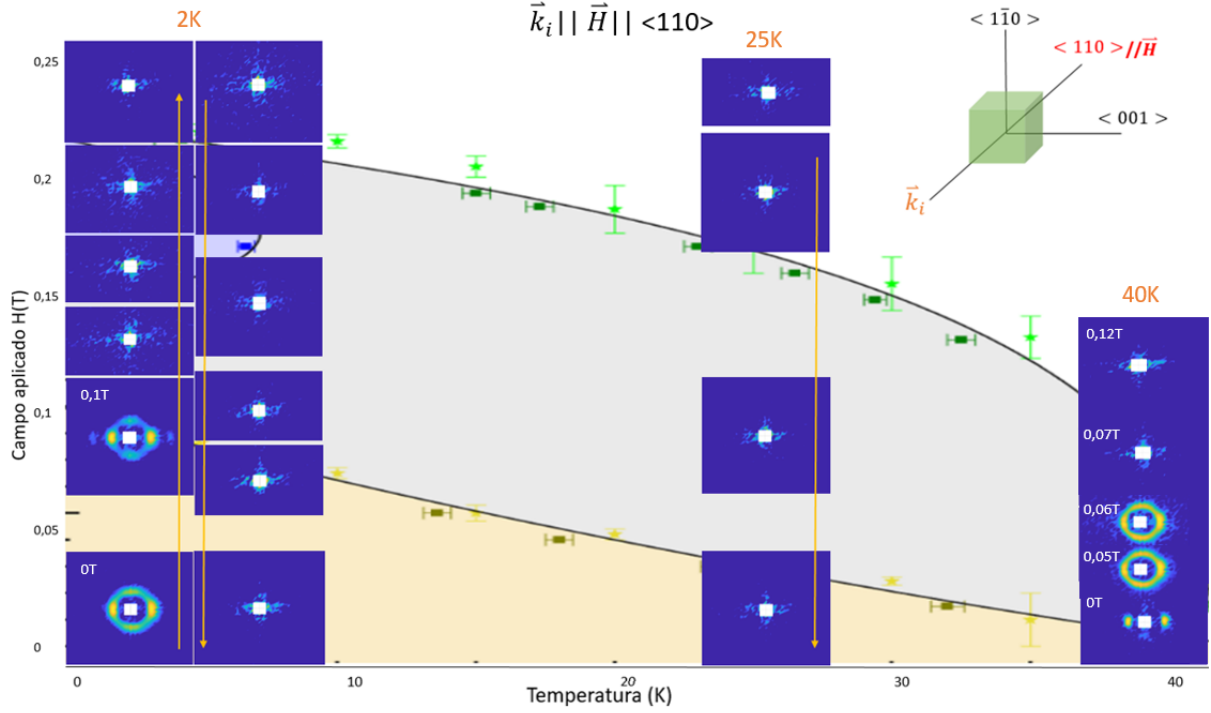


Figura 4.5: Superposición del diagrama de fases magnéticas obtenidas por VSM y los resultados obtenidos con SANS para $\vec{k}_i || \vec{H} || <110>$. Las flechas indican la secuencia de la toma de datos

Una vez presentados los datos de forma cualitativa, habiendo visualizando en qué regiones del diagrama H-T aparecen máximos de difracción, es posible comenzar un análisis cuantitativo de los datos obtenidos. Se ha calculado la evolución de la intensidad y distancia al centro del detector de los máximos observados frente al campo \vec{H} (para cada posición y temperatura), cuya representación gráfica se muestra en el apéndice A. Aunque estos resultados han sido obtenidos y tratados durante este trabajo, serán analizados en el futuro. Por este motivo no es posible sacar conclusiones acerca de ellos y quedan añadidos como apéndice.

Capítulo 5

Conclusiones

Como hemos mencionado, tanto en la introducción como en la presentación del compuesto $Fe_{0,75}Co_{0,25}Si$, en el diagrama de fase magnética obtenido con VSM aparece, cerca de la línea de transición a altas temperaturas y bajo campo, una fase ordenada con, posiblemente, estructura de red skyrmiónica. La ordenación magnética skyrmiónica con base triangular genera la aparición de 6 puntos en SANS formando un hexágono. Si observamos nuestros resultados a 40K y valores bajos de campo, con la configuración $\vec{k}_i \parallel \vec{H}$, vemos que sí existe una anomalía respecto a la estructura helicoidal predominante en la fase ordenada. Sin embargo, lo que aparece son 4 puntos, dos de ellos de menor intensidad que los otros dos. Aunque la aparición de 'ruido' o anomalías en esta zona del diagrama puede atribuirse a las fluctuaciones térmicas cerca de la fase paramagnética, la aparición persistente de estos máximos indica que podría tratarse de una estructura ordenada, compatible con la existencia de hélices o, quizás, de una red skyrmiónica que no tenga base triangular. Nuestros datos experimentales no permiten aclarar estos extremos. Ahora bien, si que es posible afirmar que a 40 K y bajo campo no se observa la típica fase A de skyrimiones.

Por otro lado, a baja temperatura y campos cercanos al campo crítico $H_c = 0,22T$, la teoría de Laliena y Campo [5] predice la posible existencia de una Fase A y de una fase ordenada desconocida, Fase B, siendo posible la coexistencia de ambas. Si observamos los resultados correspondientes a dichos valores de campo y temperatura en los diagramas de fase obtenidos con VSM se aprecia una anomalía que, además de descartar la existencia de una Fase A, indica la posible existencia de la fase B en este compuesto. Sin embargo, en los mapas de intensidad de SANS, a falta de un análisis detallado de las gráficas de evolución de la intensidad con \vec{H} , no se puede apreciar ningún comportamiento anómalo en dicha región. En aquellas configuraciones con $\vec{k}_i \parallel \vec{H}$ en las que no se espera ver la estructura helicoidal, efectivamente, no aparecen máximos. En las configuraciones con $\vec{k}_i \perp \vec{H}$ se observan dos máximos, correspondientes a una estructura helicoidal.

Sin embargo, aunque para la zona en la que se esperaban resultados ligados a una nueva fase de orden magnético no se ha observado nada, sí hemos obtenido resultados interesantes. Además de los 4 puntos mencionados a altas temperaturas y bajo campo, en las figuras 4.5, 4.1 y 4.2 han aparecido 4 máximos de difracción a 2K y campos de entre 0-0,08T. Aunque esta aparición coincide con la formación del anillo de intensidades cuyo origen ha sido descrito en el capítulo de resultados, no se puede ignorar la formación de 4 máximos con intensidades mayores a las del resto del anillo. Esto debe estar relacionado con el hecho de que existen direcciones de alta simetría que son preponderantes.

Resumiendo, en la zona de interés de baja temperatura nuestros datos preliminares indican la existencia de estructuras magnéticas de tipo cónico-helicoidal. Quizá el análisis más detallado de los datos de SANS permita discernir si lo que realmente ocurre en esa región es una rotación relativa de alguna de las 4 hélices que se forman en el material, y que ello pueda ser el origen

de la anomalía observada en VSM [8].

Por otra parte, a 40K nuestros datos no son compatibles con la existencia de una Fase A tipo red de skyrmiones hexagonal. No podemos excluir la existencia en esa zona de interés de una fase skyrmiónica de red cuadrada o la formación de varios dominios helicoidales propagando en las direcciones de alta anisotropía.

En último lugar, ha de recalcarse que los datos presentados aquí son un primer paso de cara a resolver los objetivos de este proyecto. Aun con todo, las conclusiones a las que se ha llegado en este trabajo, más que respuestas, son una guía que indica la dirección en la que continuar investigando. Un análisis más riguroso basado en la evolución de la intensidad frente al campo se llevará a cabo, dado que, aunque parece no haber anomalías en los datos pertenecientes a la hipotética Fase B, éstas podrían ser variaciones muy sutiles respecto a la fase helicoidal predominante en esa zona del diagrama. Este análisis, acompañado de más experimentos, continuarán aportando datos con los que ratificar, o corregir, la teoría.

Apéndice A

Resultados cuantitativos preliminares

Se procede a representar las distancias de cada pico al centro del detector para poder estudiar la evolución de esta variable frente al campo y a cada temperatura y posición; obtenemos un valor de entre $0,02 \pm 0,002 \text{ nm}^{-1}$ en el que el error procede del tamaño de cada píxel del detector.

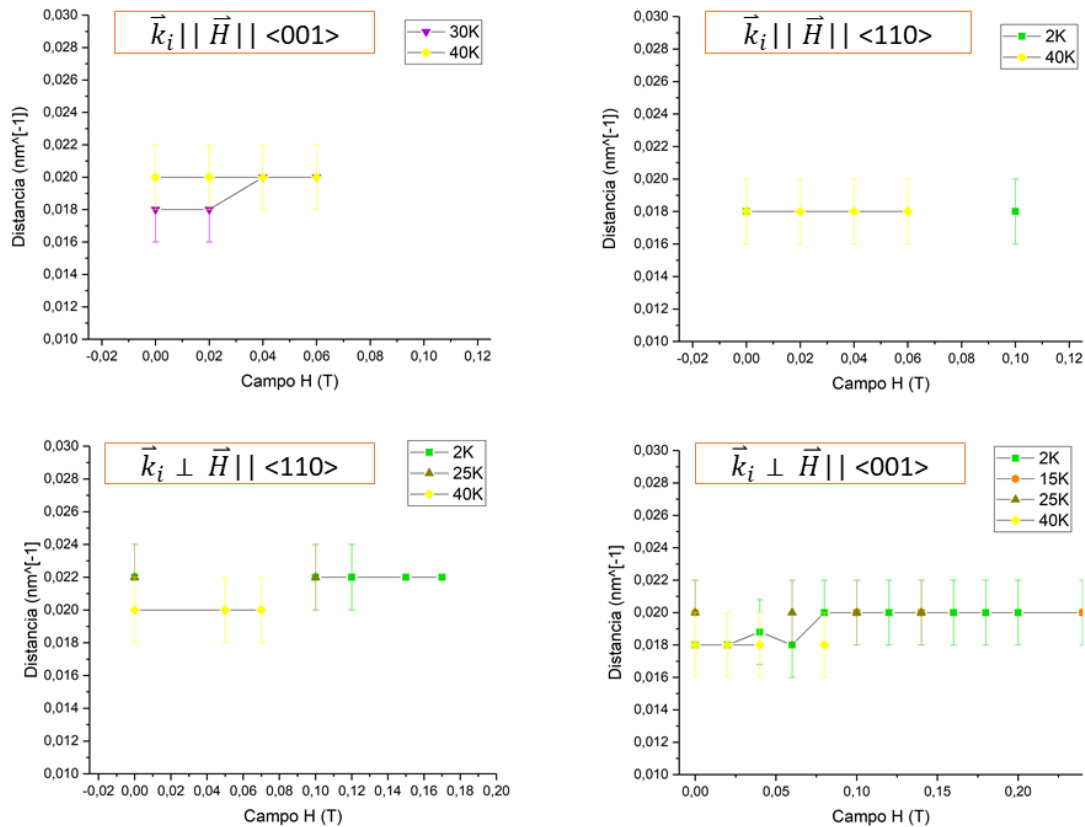


Figura A.1: Evolución de las distancias al centro del detector con el campo

A continuación se presenta la evolución de la intensidad de cada máximo de difracción. Los máximos han sido definidos como 'N', 'W', 'S' y 'E' debido a su aparición a 90° , 180° , 270° ó 0° respecto a la horizontal del centro del detector (en el caso de $\vec{k}_i \parallel \vec{H} \parallel \langle 001 \rangle$, en el que se obtienen máximos rotados 45° respecto a esas posiciones, se les ha denominado de la misma manera). Los máximos aparecen por parejas, en este caso N/S y W/E, dado que cada estructura helicoidal descrita por un vector de propagación \vec{K} genera dos picos de difracción, en $\vec{q} = \pm \vec{K}$.

Se ha representado la intensidad de cada pareja de picos (suma de N/S y suma de W/E) frente a la evolución del campo para cada posición y temperatura. Debido a la diferencia de escalas entre las intensidades máximos de hélices distintas, se ha decidido representarlas en distintos ejes, siendo el eje izquierdo (verde) el correspondiente a la pareja W/E y el derecho (naranja) a N/S.

La figura A.2 corresponde con $\vec{H} \parallel \langle 110 \rangle$. En la columna de la izquierda se sitúan las gráficas en las que el campo $\vec{k}_i \parallel \vec{H}$ y a su misma altura en la columna de la derecha aquellas en las que $\vec{k}_i \perp \vec{H}$ para una temperatura dada.

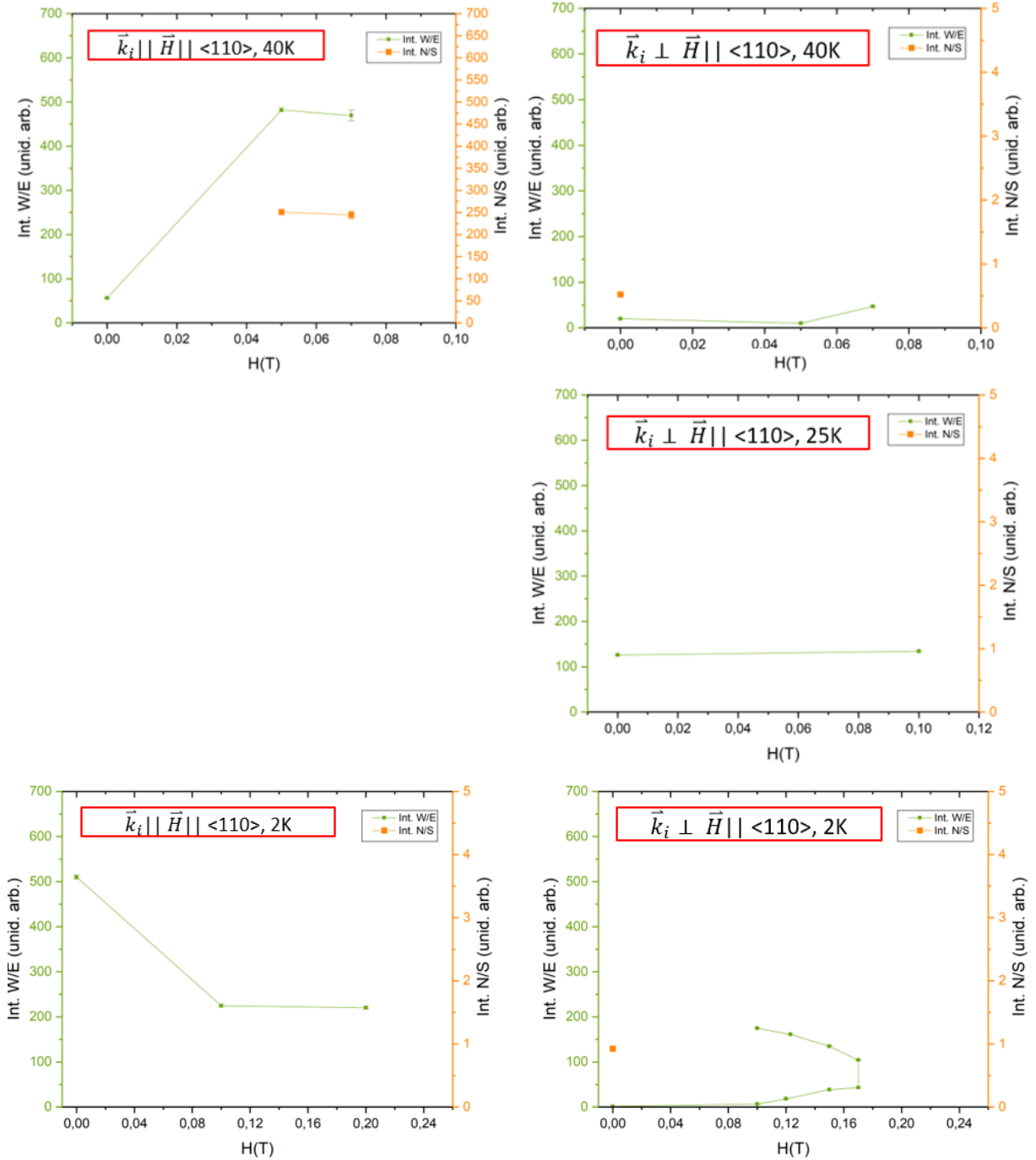


Figura A.2: Resultados para $\vec{H} \parallel \langle 110 \rangle$

Las gráficas con $\vec{k}_i \parallel \vec{H}$ muestran un pico de intensidad para valores de campo en torno a 0,06T para altas temperaturas, con la aparición de dos hélices. En cambio a bajas temperaturas

sólo observamos una hélice (W/E) con su máximo de intensidad cercano a 0T. Por otro lado, las gráficas con $\vec{k}_i \perp \vec{H}$ muestran intensidades más bajas, aunque seguimos encontrando dos hélices a 2K y 40K; a 2K vemos cómo los datos fueron tomados tanto con campo creciente como decreciente.

En la figura A.3 se recogen las configuraciones en las que el campo se alinea con la $\langle 001 \rangle$. Podemos observar cómo las intensidades son más altas que en la configuración anterior. Las gráficas que aportan información sobre la red skyrmiónica, es decir, con $\vec{k}_i \parallel \vec{H}$ muestran un pico pronunciado a 0,04T para altas temperaturas. Las dos hélices están presentes tanto a 40K como a 30K. Las gráficas con $\vec{k}_i \perp \vec{H}$ muestran de nuevo la doble hélice a 40K y 2K. En ésta última debe recalarse que la doble hélice aparece para los datos tomados con campo creciente.

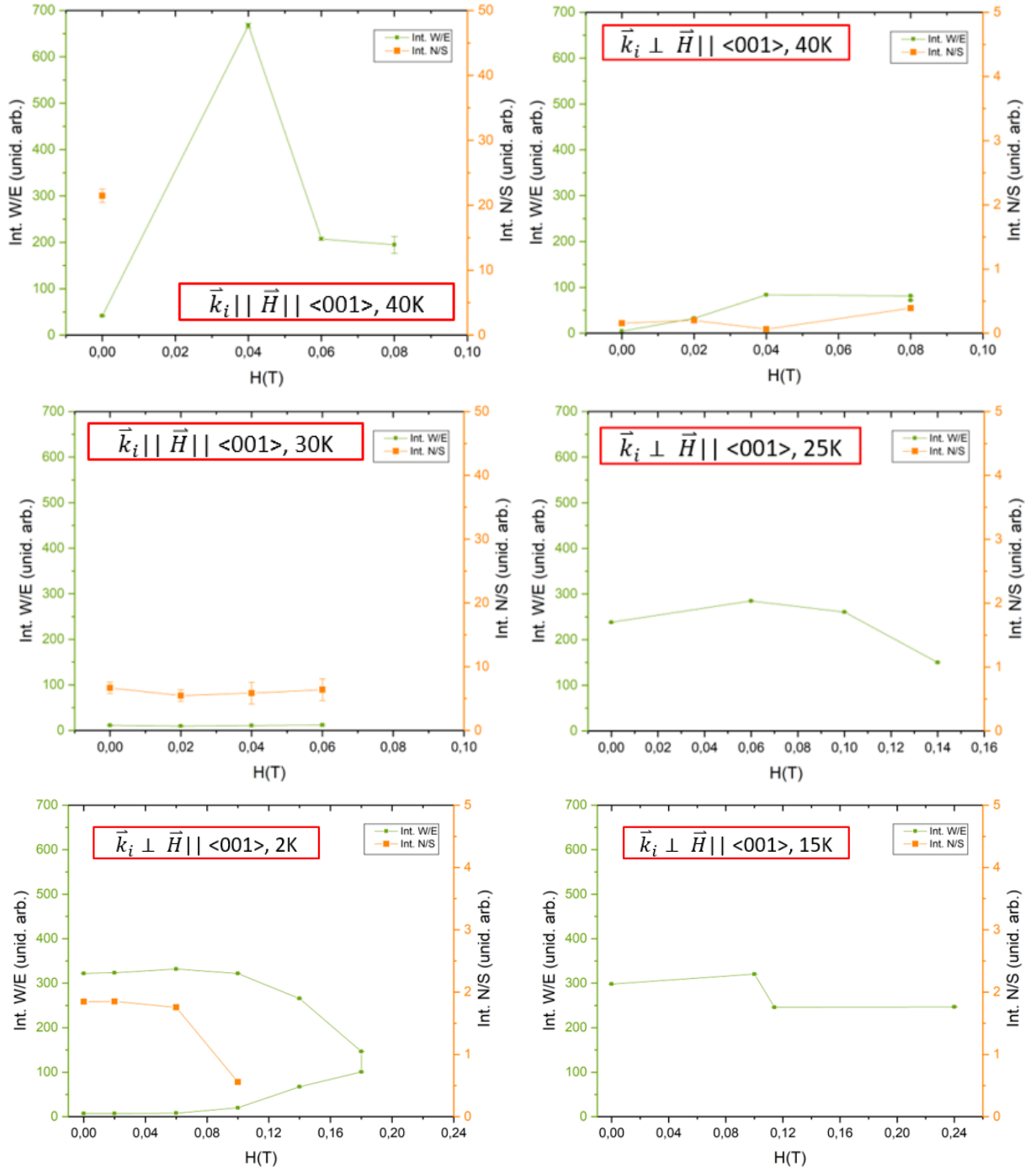


Figura A.3: Resultados para $\vec{H} \parallel \langle 001 \rangle$

Bibliografía

- [1] Javier Campo y Victor Laliena. “Neutron Scattering in Magnetism: Fundamentals and Examples”. En: *Magnetic Measurement Techniques for Materials Characterization*. Springer, 2021, págs. 321-403.
- [2] Sergey V Grigoriev y col. “Magnetic structure of Fe_{1-x}Co_xSi in a magnetic field studied via small-angle polarized neutron diffraction”. En: *Physical Review B* 76.22 (2007), pág. 224424.
- [3] SV Grigoriev y col. “Crystal handedness and spin helix chirality in Fe_{1-x}Co_xSi”. En: *Physical Review Letters* 102.3 (2009), pág. 037204.
- [4] Yasuhiro Inamura y col. “Development status of software “Utsusemi” for chopper spectrometers at MLF, J-PARC”. En: *Journal of the Physical Society of Japan* 82.Suppl. A (2013), SA031.
- [5] Victor Laliena y Javier Campo. “Stability of skyrmion textures and the role of thermal fluctuations in cubic helimagnets: A new intermediate phase at low temperature”. En: *Physical Review B* 96.13 (2017), pág. 134420.
- [6] M Mito y col. “Observing the orbital angular momentum of Fe and Co in chiral magnet Fe_{0.75}Co_{0.25}Si using soft x-ray magnetic circular dichroism”. En: *Journal of Applied Physics* 131.15 (2022), pág. 153902.
- [7] Sebastian Mühlbauer y col. “Skyrmion lattice in a chiral magnet”. En: *Science* 323.5916 (2009), págs. 915-919.
- [8] M Ohkuma y col. “New magnetic intermediate state, “B-phase,” in the cubic chiral magnet MnSi”. En: *APL Materials* 10.4 (2022), pág. 041104.
- [9] Shin-ichi Takata y col. “The design and q resolution of the small and wide angle neutron scattering instrument (TAIKAN) in J-PARC”. En: *Proceedings of the 2nd International Symposium on Science at J-PARC—Unlocking the Mysteries of Life, Matter and the Universe—*. 2015, pág. 036020.