

SOBRE LA POSIBLE EXISTENCIA DE ORDEN NEMÁTICO EN SISTEMAS DE ESPINES CUÁNTICOS

A. E. Trumper, C. J. Gazza, H. A. Ceccatto

*Instituto de Física Rosario, Universidad Nacional de Rosario y CONICET
Boulevard 27 de Febrero 210 Bis, (2000) Rosario, República Argentina*

Fases no-magnéticas con orden nemático han sido propuestas recientemente en la literatura como estados intermedios en la transición de un helimagneto a un paramagneto desordenado. La evidencia en favor de la existencia de estas fases surge de un estudio de helimagnetos mediante la técnica de bosones de Schwinger. En este trabajo mostramos que la correcta aplicación de dicha técnica no predice la existencia de tales fases nemáticas.

Chandra y Coleman (CC) propusieron recientemente¹ que la transición de un helimagneto cuántico biaxial a un fluido de espines isotrópico ocurre en dos etapas, vía la formación de una fase intermedia uniaxial, denominada espín nemática².

La esencia de su aproximación es el tratamiento del magnetismo como un fluido cuántico³, basada en la representación de Schwinger de los operadores de espín. Asumen un estado fundamental con estructura espiral, caracterizado por un eje de rotación k y un vector de onda magnético Q , y transforman a un sistema de referencia local desde donde dicha estructura espiral aparece como un orden ferromagnético:

$$(S_i \cdot k)(S_j \cdot k) + \cos Q \cdot r_{ij} (S_i \cdot S_j - (S_i \cdot k)(S_j \cdot k)) + \sin Q \cdot r_{ij} (S_i \wedge S_j) \cdot k \quad (1)$$

Después de reemplazar los operadores de espín por bosones de Schwinger, CC desacoplan el hamiltoniano resultante en términos de campos de paridad par, lo cual resulta en una teoría tipo BCS con campos de apareamiento de Cooper (tripletes) y partícula-hueco³.

Nosotros hemos desarrollado⁴ una teoría de campo medio en la cual la interacción se desdobra en los canales ferromagnético y antiferromagnético:

$$S_i \cdot S_j = B_{ij}^\dagger B_{ij} - A_{ij}^\dagger A_{ij}, \quad (2)$$

con campos de apareamiento singletes

$$A_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \sigma b_{\sigma,i} b_{-\sigma,i} \quad \text{y} \quad B_{ij}^\dagger = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} b_{\sigma,i}^\dagger b_{\sigma,j} \quad (\sigma = \pm).$$

A diferencia de CC usamos un único eje de cuantización global, y realizamos un desacople totalmente invariante rotacional de Ec. (2) en términos de los campos de paridad impar A_{ij} y paridad par B_{ij} . Consecuentemente, resulta claro que en nuestra teoría no puede haber ninguna fase espín nemática como la sugerida en la Ref. (1). La función de onda del estado fundamental es un singlete isotrópico, donde el orden magnético de largo alcance aparece como un fenómeno de condensación de Bose. Cuando el momento magnético se anula el condensado desaparece, y ningún orden tensorial de largo alcance puede ser sustentado.

De hecho, una comparación de las dos teorías de campo medio propuestas muestra que son *completamente equivalentes*, con parámetros de orden que están relacionados mediante transformaciones dependientes del sitio. CC arriban a resultados diferentes a los nuestros simplemente porque en el procedimiento seguido en las Refs. (1-3) mutilan el hamiltoniano, descartando el último término de Ec. (1).

Este término viola paridad y mezcla apareamientos de paridad par e impar. CC simplemente se deshacen de él imponiendo que $\langle S_i \wedge S_j \rangle = 0$ a nivel de campo medio, una condición interpretada como un fijado de medida que selecciona un sistema de referencia privilegiado. En realidad, esto es equivalente a ignorar interacciones cúbicas entre magnones en la aproximación convencional de ondas de espín para helimagnetos, lo cual se sabe produce "gaps" espurios en los vectores de onda magnéticos $\pm Q$ ⁵. Este levantamiento incorrecto de los modos de Goldstone ocurre en la teoría de CC.

Nuestra aproximación produce una relación de dispersión que tiene la estructura correcta de modos-cero a nivel de campo medio. Además, sus pre-

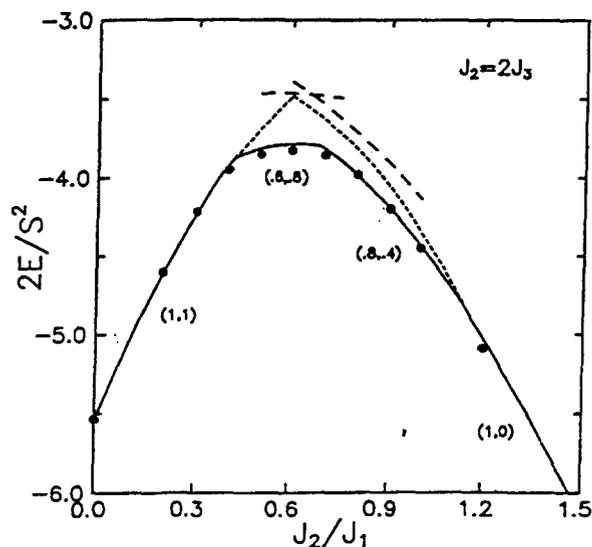


Fig. 1: Energía por sitio del estado fundamental para el modelo $J_1 - J_2 - J_3$ en una red de 20 sitios. La línea llena es nuestra predicción; los puntos son valores exactos tomados de Ref. (6); la línea de trazos largos es el resultado para las fases espirales predicho por la teoría desarrollada en Refs. (1-3). La línea de trazos cortos es la continuación de las soluciones de campo medio correspondientes a los órdenes de Néel y colineal. Las etiquetas (a, b) indican los vectores de onda magnéticos Q relevantes (en unidades de π) en cada región, correspondientes al orden magnético incipiente mostrado por las funciones de correlación en esta red finita.

dicciones concuerdan muy bien con los resultados obtenidos mediante técnicas numéricas en redes finitas⁶, como se muestra en la Fig. 1. En la misma figura graficamos los resultados obtenidos al descartar $S_i \wedge S_j$ como en Ref. (1). En este caso, en la fase espiral los resultados difieren ampliamente de los valores exactos. Es importante notar que para magnetos colineales $\sin Q \cdot r_{ij} = 0$, por lo que ambas aproximaciones de campo medio coinciden. En consecuencia, de acuerdo a la Fig. 1, en la teoría de CC la fase espiral nunca se convierte en el estado fundamental.

Desafortunadamente no hay una teoría "perfecta". Para S grande no recobramos el espectro semiclásico para un helimagneto, mientras que CC obtienen el doble del resultado correcto. En nuestro caso la discrepancia se debe a que el último término de Ec. (1) contribuye a la relación de dispersión a orden S . Sin embargo, queremos hacer notar que las excitaciones en la representación de bosones de Schwinger no son magnones convencionales. El hamiltoniano es cuártico en operadores de Bose, por lo que las interacciones magnón-magnón ya están incorporadas en la teoría aún en la aproximación de punto de ensilladura: las excitaciones se construyen sobre esta configuración interactuante de referencia. Nuestra aproximación es una suma parcial de términos de orden principal más correcciones de orden $1/S$, la cual — juzgando por la concordancia con

los resultados exactos mostrada en la Fig. 1— produce resultados notables en el régimen fuertemente cuántico $S = 1/2$. Fluctuaciones gaussianas y de mayor orden por encima del punto de ensilladura deberían volverse importantes para $S \rightarrow \infty$, permitiendo recuperar los resultados semiclásicos.

De la discusión precedente concluimos que el origen esencial de la fase intermedia espín nemática encontrada en Ref. (1) se halla en la omisión arbitraria de una parte del hamiltoniano. Por otro lado, cuando todos los términos son tomados en cuenta adecuadamente, la teoría predice una transición simple entre una fase espiral y una paramagnética desordenada.

REFERENCIAS

1. P. Chandra and P. Coleman, Phys. Rev. Lett. **66**, 100 (1991).
2. A. F. Andreev and I. A. Grishchuk, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **87**:467 (1984) [Sov. Phys. JETP **60**, 267 (1984)].
3. P. Chandra, P. Coleman, and A. I. Larkin, J. Phys.: Condens. Matter **2**, 7933 (1990).
4. H. A. Ceccatto, C. J. Gazza, and A. E. Trumper, Phys. Rev. **B47**, 12329 (1993).
5. E. Rastelli and A. Tassi, Phys. Rev. **B43**, 11453 (1991); J. Phys.: Condens. Matter **4**, 1567 (1992).
6. A. Moreo, E. Dagotto, T. Jolicœur, and J. Riera, Phys. Rev. **B42**, 6283 (1990).