

ESTUDO DA INFLUÊNCIA DE CAMPOS ALEATÓRIOS EM MODELOS FRUSTRADOS

MATEUS BARCELLOS DA SILVA¹; FÁBIO MALLMANN ZIMMER²; CARLOS ALBERTO VAZ DE MORAIS JUNIOR³

¹Universidade Federal de Pelotas – mateus.barcellos@proton.me

²Fábio Mallmann Zimmer – fabiozimmer@gmail.com

³Carlos Alberto Vaz de Moraes Junior – carlosavjr@gmail.com

1. INTRODUÇÃO

No campo da física da matéria condensada, sabemos que o magnetismo é governado a partir da propriedade quântica conhecida como spin. Por ser uma característica intrínseca de partículas subatômicas, como elétrons, o spin está presente em todos os tipos de materiais, mesmo naqueles que não se manifestam como magnéticos.

Para conhecer o estado magnético de um material, podemos analisar o alinhamento coletivo dos spins de suas partículas. Por exemplo, em materiais antiferromagnéticos, os spins devem se orientar em direções opostas, tornando o material em sua totalidade não magnético. No entanto, essa é uma simplificação, pois interações quânticas continuam a desempenhar um papel crítico no comportamento magnético em escalas microscópicas.

No antiferromagnetismo, a contribuição de interações quânticas é especialmente observada junto à emergência de comportamentos magnéticos complexos e menos previsíveis. Especificamente, essas interações podem levar ao surgimento de materiais com características únicas, como a presença de um platô de magnetização.

A partir disso, pesquisas têm analisado antiferromagnetos de geometria triangular, como, por exemplo, $SrCu_2(BO_3)_2$ (ONIZUKA et al., 2000), $Cu_3(CO)_2(OH)_2$ (KAMIYA et al., 2018) e $Ba_3CoSb_2O_9$ (GOTO et al., 2016). Em todos os casos, observou-se um platô de magnetização em um terço da saturação total como resposta a variação de um campo magnético externo homogêneo.

Nos materiais citados, o platô de magnetização corresponde a um estado de equilíbrio degenerado de configurações de spins. Isso ocorre devido a um cenário competitivo entre as interações de spins, o que impede o sistema de se estabilizar em um único estado de energia mais baixa. Na física, esse fenômeno é conhecido como “frustração”.

Além disso, estudos revelam comportamentos específicos de flutuações magnéticas em sistemas descritos pelo Modelo de Ising com Campo Aleatório (RFIM, na sigla em inglês para *Random Field Ising Model*) em materiais magnéticos frustrados (VAN DUIJN et al., 2004). Essa observação aponta para uma possível interconexão entre a frustração magnética no material e o surgimento de campos aleatórios. Isso estabelece uma relação interessante entre esses dois fenômenos distintos.

Diante disso, utilizamos o RFIM como uma ferramenta teórica para explorar o impacto de campos magnéticos aleatórios sobre a estrutura de platô de magnetização de antiferromagnetos com geometria triangular. Para realizar essa

investigação, empregamos uma abordagem baseada em clusters, na qual campos aleatórios são inseridos em redes de spins de diferentes tamanhos. Para isso, escolhemos duas distribuições de probabilidade para os campos aleatórios: bimodal e trimodal. Assim, descobrimos como a magnetização se comporta quando um campo magnético externo é aplicado ao modelo.

2. METODOLOGIA

Para temperaturas muito baixas, o RFIM fornece uma expressão para energia do sistema dada por

$$H = -J \sum_{(i,j)} \sigma_i \sigma_j - h \sum_i \sigma_i - \sum_i \alpha_i \sigma_i.$$

Na expressão acima, (i, j) indica a soma sobre todas as configurações possíveis de spins σ_i que podem assumir valores ± 1 . A quantidade N representa o número total de sítios da rede. O termo da energia de interação entre spins é representado por J , sendo um valor constante.

Nesse modelo, possuímos dois termos associados a campos magnéticos: h corresponde a um campo magnético externo homogêneo, e α_i uma configuração de campo aleatório que atua individualmente em cada sítio da rede.

As i-uplas $\{\alpha_i\}$ de configurações de campos aleatórios ocorrem a partir da distribuição de probabilidade bimodal

$$P(\alpha_i) = p\delta(\alpha_i - h_0) + q\delta(\alpha_i + h_0)$$

ou trimodal

$$P(\alpha_i) = p\delta(\alpha_i - h_0) + q\delta(\alpha_i + h_0) + r\delta(h_0),$$

onde δ é a função delta de Dirac. Dessa forma, as configurações de $\{\alpha_i\}$ só podem assumir valores específicos.

Na distribuição bimodal, a variável aleatória α_i pode assumir apenas dois valores possíveis, representados por $\pm h_0$. Já na distribuição trimodal, α_i pode assumir três valores: $\pm h_0$ ou 0 . Em ambos os casos, as probabilidades associadas são quantificadas pelos fatores p , q ou r .

A magnetização média para uma dada distribuição de campos aleatórios $\{\alpha_i\}$ sobre as configurações de spins é

$$m\{\alpha_i\} = \frac{1}{N} \frac{\text{Tr}(\sum_i \sigma_i \exp(-\beta H\{\alpha_i\}))}{Z},$$

onde Tr representa a soma sobre todas as configurações de spin. As constantes são Z , a função de partição, e $\beta = \frac{1}{k_B T}$. Aqui, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura.

Em seguida, usando a equação acima, determinamos a magnetização média sobre as configurações de campos aleatórios, tal que

$$[m] = \int d\alpha_i P(\alpha_i) m\{\alpha_i\},$$

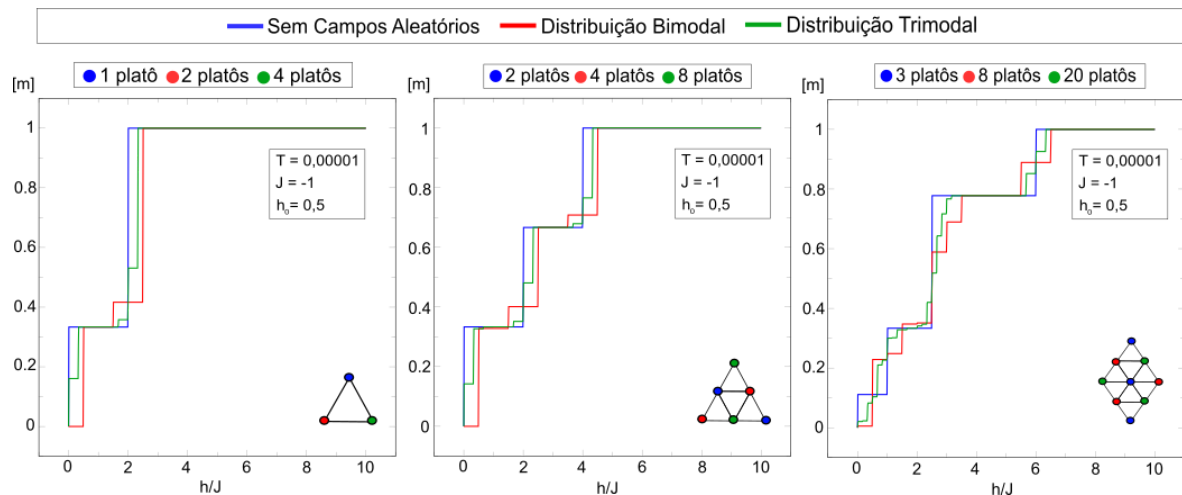
onde $P(\alpha_i)$ pode ser a distribuição de probabilidade bimodal ou trimodal.

Finalmente, desenvolvemos um algoritmo em FORTRAN que calcula como a magnetização $[m]$ muda devido a um campo magnético externo para clusters de três, seis e nove sítios com geometria triangular. Em cada cluster, garantimos o caráter antiferromagnético assumindo o termo J menor que zero.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Em uma análise da Figura 1, evidencia-se que o número de platôs de magnetização tende a aumentar conforme o número de sítios do cluster. Além disso, a Figura 1 revela um efeito notável dos campos magnéticos aleatórios, que adicionam platôs adicionais à estrutura. Esse fenômeno é acentuado quando comparamos o RFIM na ausência e presença desses campos aleatórios.

Figura 1: Comparação da magnetização de um sítio frente ao campo magnético externo para cluster de três, seis e nove sítios, sem e com campos aleatórios bimodais ($p = q = 1/2$) ou trimodais ($p = q = r = 1/3$). Outros parâmetros utilizados são $T = 0,000001$, $J = -1$ e $h_0 = 0,5$.



Fonte: Os autores.

Conforme observado na Figura 1, enquanto a distribuição bimodal acrescenta um número moderado de platôs, dependendo do tamanho do cluster, a distribuição trimodal resulta em um aumento significativamente maior. Especificamente, no caso de um cluster de nove sítios, a distribuição trimodal adiciona dezessete novos platôs, o que representa um aumento substancial em comparação à distribuição bimodal.

4. CONCLUSÕES

Neste estudo, analisamos detalhadamente a magnetização por sítio em diferentes clusters sob a influência de campos magnéticos aleatórios. Os resultados são esclarecedores, demonstrando que o número de platôs de magnetização aumenta de acordo com a distribuição de probabilidade dos campos aleatórios aplicados.

Além disso, esses resultados têm implicações importantes para a compreensão da complexidade subjacente ao RFIM e a sensibilidade desses modelos a variações em parâmetros como o tamanho do cluster.

Dessa forma, mostramos que a estrutura de platô de magnetização, causada pela competição entre interações de spins, no RFIM pode ser

influenciada por vários fatores, como o tamanho do cluster e a distribuição de probabilidade dos campos aleatórios.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- GOTO, M. et al. Various disordered ground states and 1/3 magnetization-plateau-like behavior in the $S = 1/2$ Ti^{3+} kagome lattice antiferromagnets $Rb_2NaTi_3F_{12}$, $Cs_2KTi_3F_{12}$ and $Cs_2KTi_3F_{12}$. **Physical Review B**, v. 94, n. 10, p. 104432-1 - 104432-10, 2016.
- KAMIYA, Y. et al. The nature of spin excitations in the one-third magnetization plateau phase of $BaCoSb_2O_9$. **Nature Communications**, v. 9, n. 1, p. 1-8, 2018.
- ONIZUKA, K. et al. 1/3 Magnetization plateau in $SrCu_2(BO_3)_2$ - Stripe Order of Excited Triplets. **Journal of the Physical Society of Japan**, Tokyo, v. 69, n. 4, p. 1016-1018, 2000.
- VAN DUIJN, J. et al. Random fields and the partially paramagnetic state of $CsCo_{0.83}Mg_{0.17}Br_3$: critical scattering study. **Physical Review Letters**, v. 92, n. 7, 2004.