

Hàm cảm ứng spin trong bán dẫn từ pha loãng

Spin susceptibility function in diluted magnetic semiconductor

Nguyễn Hữu Nhã^a, Phan Văn Nhâm^{b,c,*}
Huu Nha Nguyen^a, Van Nham Phan^{b,c,*}

^aTrường Đại học Khoa học Tự nhiên, Đại học Quốc gia TP. Hồ Chí Minh, TP. Hồ Chí Minh, Việt Nam

^bViện Nghiên cứu và Phát triển Công nghệ Cao, Trường Đại học Duy Tân, Đà Nẵng, Việt Nam

^cKhoa Khoa học Tự nhiên, Trường Đại học Duy Tân, Đà Nẵng, Việt Nam

^aDepartment of Theoretical Physics, VNUHCM-University of Science, Ho Chi Minh City, 700000, Vietnam

^bInstitute of Research and Development, Duy Tan University, Da Nang, 550000, Vietnam

^cFaculty of Nature Sciences, Duy Tan University, Da Nang, 550000, Vietnam

(Ngày nhận bài: 02/9/2020, ngày phản biện xong: 15/9/2020, ngày chấp nhận đăng: 22/9/2020)

Tóm tắt

Trong bài báo này chúng tôi xác định tương quan từ trong bán dẫn từ pha loãng thông qua khảo sát hàm cảm ứng spin cho mô hình mạng Kondo. Giả thiết hệ bán dẫn từ pha loãng có thể tồn tại ở trạng thái sắt từ, hàm cảm ứng spin tĩnh ở pha thuận từ cho mô hình được xác định trên cơ sở của lý thuyết trường trung bình động. Kết quả tính số khẳng định hàm cảm ứng spin phân kỳ khi nhiệt độ tiến tới một giá trị xác định, là nhiệt độ tới hạn của chuyển pha trạng thái thuận-sắt từ của hệ. Ảnh hưởng của sự pha tạp và tương tác từ lên bức tranh chuyển pha vì vậy được thảo luận.

Từ khóa: Hàm cảm ứng spin tĩnh; bán dẫn từ pha loãng; lý thuyết trường trung bình động.

Abstract

This paper discusses the magnetic correlations in diluted magnetic semiconductor from signatures of the static spin susceptibility function for the Kondo lattice model. Suppose that the system may stabilize in the ferromagnetic state, the static spin susceptibility function in the paramagnetic state is evaluated in the framework of dynamical mean-field theory. Numerical results clarify a divergence of the static spin susceptibility when temperature reaches a critical value so called a paramagnetic-ferromagnetic transition temperature. Under influence of the doping and magnetic exchange, the phase transition is discussed.

Keywords: Static spin susceptibility function; diluted magnetic semiconductor; dynamical mean-field theory.

1. Mở đầu

Với khả năng đồng thời lưu trữ và xử lý thông tin, bán dẫn từ pha loãng (DMS) đã trở thành một vật liệu thu hút sự tập trung nghiên cứu rất lớn và hứa hẹn nhiều ứng dụng vượt trội

trong công nghệ spintronics [1, 2]. Khi pha tạp một lượng rất nhỏ các ion từ (ví dụ Mn) trong hợp chất bán dẫn (ví dụ GaAs), trên các mức 3d của các ion từ hình thành các mômen từ định xứ và dải tạp của lỗ trống [3]. Những lỗ trống

*Corresponding Author: Van-Nham Phan, Institute of Research and Development, Duy Tan University, Da Nang, 550000, Vietnam; Faculty of Nature Sciences, Duy Tan University, Da Nang, 550000, Vietnam;

Email: phanvannham@duytan.edu.vn

này vừa tham gia dẫn điện, vừa tương quan từ với các mômen từ định xứ. Bức tranh tương quan từ của hệ khi đó thường được mô tả bởi mô hình trao đổi động năng hoặc mô hình Zener $p-d$ [1, 2]. Trong trường hợp tương tác trao đổi mạnh, các mô hình trên có thể đưa về mô hình trao đổi kép [2], hoặc ngược lại, khi tương tác trao đổi nhỏ, ta có thể sử dụng mô hình RKKY để mô tả tính chất tương quan của hệ [4]. Trong trường hợp pha tạp thấp, người ta luôn quan sát được trạng thái sắt từ (FM) trong hệ DMS khi nhiệt độ đủ nhỏ [4-6]. Khi nhiệt độ lớn hơn giá trị tới hạn, hệ ở trạng thái thuận từ (PM). Giá trị tới hạn này được gọi là nhiệt độ chuyển pha thuận-sắt từ (PM-FM). Việc tìm ra vật liệu DMS với chuyển pha PM-FM ở nhiệt độ phòng luôn là đề tài hấp dẫn các nhà nghiên cứu vì khả năng ứng dụng trong công nghệ hiện đại.

Tuy nhiên, để có thể tìm ra được vật liệu có tính chất như vậy, trước hết chúng ta phải tìm hiểu cơ chế của chuyển pha PM-FM. Thông thường, quá trình chuyển pha PM-FM trong hệ DMS thường được mô tả từ trạng thái trật tự từ tầm ngắn của các polaron hay các đám FM ở trạng thái PM [7, 8]. Theo lý thuyết này, khi giảm nhiệt độ, bán kính của các polaron từ tăng dần, và khi nhiệt độ giảm tới giá trị đủ nhỏ, các polaron xen phủ nhau và hệ ổn định ở trạng thái FM. Lý thuyết polaron từ đã đạt những thành công nhất định khi giải thích cơ chế của chuyển pha PM-FM trong các hợp chất pha tạp từ. Trong nghiên cứu hiện tại, chúng tôi khảo sát các tính chất của hàm cảm ứng từ, là cơ sở để mô tả bức tranh thăng giáng spin trong hệ. Việc hiểu được thăng giáng spin đóng vai trò quan trọng khi mô tả cơ chế của chuyển pha PM-FM.

2. Mô hình và lý thuyết trường trung bình động

Trong hệ DMSs, các hạt tải là lỗ trống. Ngoài tính chất dẫn, các hạt tải còn tham gia tương tác trao đổi với các ion từ định xứ. Vì

vậy, để mô tả tính chất của hạt tải, chúng tôi sử dụng mô hình mạng Kondo. Hamiltonian của mô hình mạng Kondo được viết dưới dạng

$$H = -t \sum_{(ij),\sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + 2J \sum_{(ij),\sigma} \alpha_i S_i s_i - \mu \sum_{i\sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma}, \quad (1)$$

trong đó $c_{i\sigma}^\dagger$ và $c_{i\sigma}$ là các toán tử sinh và hủy lỗ trống có spin σ tại nút mạng tinh thể i . Số hạng đầu tiên trong Hamiltonian (1) vì vậy mô tả sự nhảy nút của hạt tải giữa các nút mạng tinh thể gần nhất với tích phân nhảy nút t . Số hạng thứ hai thể hiện tương tác trao đổi trên cùng một nút giữa spin của hạt tải s_i và spin định xứ tại nút mạng tinh thể S_i . Xem xét spin định xứ tại nút mạng tinh thể ở dạng lượng tử và coi như tương tác trao đổi dọc theo trục z đóng vai trò chủ đạo, chúng tôi quan tâm tới tương tác trao đổi dạng Hund, hay số hạng tương tác trở thành

$$H_{\text{Hund}} = 2J_H \sum_{(ij),\sigma} \alpha_i S_i^z s_i^z, \quad (2)$$

với J_H là cường độ tương tác Hund và $S_i^z (s_i^z)$ lần lượt là hình chiếu của toán tử spin định xứ (hạt tải) lên trục z . Trong giới hạn tính toán của chúng tôi, S_i^z có hai giá trị ± 1 , trong khi đó s_i^z được biểu diễn thông qua các toán tử sinh, hủy hạt tải dưới dạng

$$s_i^z = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} c_{i\sigma}^\dagger \sigma c_{i\sigma}.$$

Trong biểu thức của Hamiltonian (1), biến số α_i được đưa vào nhằm mô tả nút có pha tạp từ, khi có pha tạp, $\alpha_i = 1$, còn khi không có pha tạp $\alpha_i = 0$. Nếu gọi x là nồng độ pha tạp trong hệ DMS, sự phân bố của α_i có thể viết dưới dạng

$$P(\alpha) = (1-x)\delta(\alpha) + x(1-\alpha)\delta.$$

Số hạng cuối cùng của Hamiltonian mô tả sự thay đổi năng lượng của hệ khi số hạt tải thay

đổi với μ là thế hoá. Trong tính toán của chúng tôi, thế hoá được điều chỉnh sao cho tổng số hạt tải là hằng số.

Mô hình viết dưới dạng Hamiltonian (1) có thể được khảo sát trong khuôn khổ của lý thuyết DMFT, một lý thuyết cho ta kết quả chính xác khi số chiều vô hạn. Hàm Green hay năng lượng riêng của hạt tải khi đó chỉ phụ thuộc vào tần số

$$G_{\sigma}(i\omega_l) = \int d\varepsilon \rho(\varepsilon) \frac{1}{i\omega_l - \varepsilon + \mu - \Sigma_{\sigma}(i\omega_l)} \quad (4)$$

Ở đây, $\Sigma_{\sigma}(i\omega_l)$ là năng lượng riêng của hàm Green của hạt tải với spin σ , $\omega_l = (2l + 1)\pi T$ là tần số Matsubara ở nhiệt độ T , $\rho(\varepsilon)$ là hàm mật độ trạng thái của hạt tải không tương tác.

Trong gần đúng DMFT, hàm Green ở phương trình (4) trùng với hàm Green của hạt tải tính cho trường hiệu dụng được mô tả bởi hàm Green không tương tác $g_{\sigma}(i\omega_l)$, kết quả

$$G_{\sigma}(i\omega_l) = \sum_{\alpha s} \frac{A_{\alpha s}}{g_{\sigma}^{-1}(i\omega_l) - J_H s \sigma \alpha} \quad (5)$$

trong đó $s = \pm 1$ tương ứng với hai hình chiếu của spin định xứ trên trục z và $\alpha = \{0, 1\}$. Khi đó

$$A_{0s} = \frac{2(1-\pi)}{Z_{\text{eff}}^s(i\omega_l)} \exp \sum_{l\sigma} \ln [g_{\sigma}^{-1}(i\omega_l) / (i\omega_l)],$$

và

$$A_{1s} = \frac{2x}{Z_{\text{eff}}^1(i\omega_l)} \exp \sum_{l\sigma} \ln \{ [g_{\sigma}^{-1}(i\omega_l) - J_H s \sigma \alpha] / (i\omega_l) \}.$$

Ở đây

$$Z_{\text{eff}}^{\alpha}(i\omega_l) = 2\text{Tr} \exp \sum_{l\sigma} \ln \{ [g_{\sigma}^{-1}(i\omega_l) - J_H s \sigma \alpha] / (i\omega_l) \},$$

có ý nghĩa của hàm phân hoạch.

Sử dụng phương trình Dyson viết dưới dạng

$$G_{\sigma}(i\omega_l) = \frac{1}{g_{\sigma}^{-1}(i\omega_l) - \Sigma_{\sigma}(i\omega_l)} \quad (6)$$

ta cũng có thể thu được hàm Green của hạt tải. Như vậy, từ các phương trình (4-6) ta thu được hệ phương trình tự hợp, cho phép xác định hàm Green của hạt tải trong mô hình (1) bằng lý thuyết DMFT.

3. Hàm cảm ứng spin tĩnh

Để khảo sát tính chất từ, đặc biệt bức tranh thăng giáng spin của hệ xung quanh vị trí chuyển pha PM-FM, chúng tôi khảo sát tính chất của hàm cảm ứng spin tĩnh. Hàm cảm ứng spin tĩnh, phụ thuộc vào xung lượng được viết dưới dạng

$$\chi(q) = T^2 \sum_{ijl, \sigma \sigma'} \frac{dG_{il, \sigma}(i\omega_l)}{dh_{j\sigma'}} \sigma \sigma' e^{-iq(R_i - R_j)},$$

khi từ trường ngoài $h_{j\sigma'} \rightarrow 0$.

Từ đồng nhất thức

$$G_{ii, \sigma}(i\omega_l) = \sum_{mm'} G_{im, \sigma}(i\omega_l) G_{mm', \sigma}^{-1}(i\omega_l) G_{m'i, \sigma}(i\omega_l),$$

và giả thiết hệ đang ở trạng thái thuận từ, trên cơ sở của lý thuyết DMFT từ phương trình (5), ta hoàn toàn có thể thu được hàm cảm ứng spin tĩnh, kết quả dưới dạng [8,10]

$$\chi(q) = -T^2 \sum_l R_l(q) \left[2 - \frac{1}{2} \sum_{\alpha s \sigma} \frac{\sigma \gamma_{\alpha s}(q)}{S_{l\sigma} Z_{\sigma}^{\alpha s}(i\omega_l)} \right] \quad (7)$$

trong đó

$$R_l(q) = \frac{\chi_0(q, i\omega_l)}{1 + \frac{\chi_0(q, i\omega_l)}{2} \sum_{\sigma} \left[\frac{1}{G_{\sigma}^2(i\omega_l)} - \frac{1}{S_{l\sigma}} \right]}$$

$$Z_{\sigma}^{\alpha s}(i\omega_l) = g_{\sigma}^{-1}(i\omega_l) - J_H s \sigma \alpha,$$

và

$$S_{l\sigma} = \sum_{\alpha\sigma} \frac{\Lambda_{\alpha\sigma}}{[Z_{\sigma}^{\alpha\sigma}(i\omega_l)]^2}$$

Ký hiệu $\chi_0(\mathbf{q}, i\omega_l)$ trong biểu thức của $R_l(\mathbf{q})$ là hàm cảm ứng khi chưa kể tới đóng góp của các đỉnh tương tác. Giả thiết hệ chỉ có chuyển pha PM-FM, khi đó ta xét hàm cảm ứng spin ứng với các vectơ xung lượng tại điểm trung tâm của vùng Brillouin, hay $\mathbf{q} = \mathbf{0}$. Hàm $\chi_0(\mathbf{q}, i\omega_l)$ có thể dễ dàng xác định, kết quả là [8]

$$\chi_0(\mathbf{0}, i\omega_l) = 2\{1 - [i\omega_l + \mu - \Sigma_{\sigma}(i\omega_l)]G_{\sigma}(i\omega_l)\}.$$

Chú ý rằng, sự phân kỳ của hàm cảm ứng phụ thuộc vào sự phân kỳ của các thành phần $\gamma_{\alpha\sigma}(\mathbf{q})$ trong công thức (7). Các thành phần $\gamma_{\alpha\sigma}(\mathbf{q})$ được xác định bởi phương trình ma trận

$$\sum_{\alpha'\sigma'} \Pi_{\alpha\sigma, \alpha'\sigma'}(\mathbf{q}) \gamma_{\alpha'\sigma'}(\mathbf{q}) = \Omega_{\alpha\sigma}(\mathbf{q}),$$

trong đó

$$\begin{aligned} \Pi_{\alpha\sigma, \alpha'\sigma'}(\mathbf{q}) &= \delta_{\alpha\sigma} \delta_{\alpha'\sigma'} - \sum_{l\sigma} \frac{\Lambda_{\alpha\sigma} \Gamma_{\sigma}^{\alpha\sigma}(i\omega_l)}{S_{l\sigma} Z_{\sigma}^{\alpha'\sigma'}(i\omega_l)} \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_{l\sigma} \frac{R_l(\mathbf{q}) \Lambda_{\alpha\sigma} \Gamma_{\sigma}^{\alpha\sigma}(i\omega_l)}{S_{l\sigma} S_{l\sigma'} Z_{\sigma}^{\alpha'\sigma'}(i\omega_l)} \sigma\sigma', \end{aligned}$$

và

$$\Omega_{\alpha\sigma}(\mathbf{q}) = -2 \sum_{l\sigma} \frac{R_l(\mathbf{q}) \Lambda_{\alpha\sigma} \Gamma_{\sigma}^{\alpha\sigma}(i\omega_l)}{S_{l\sigma}} \sigma,$$

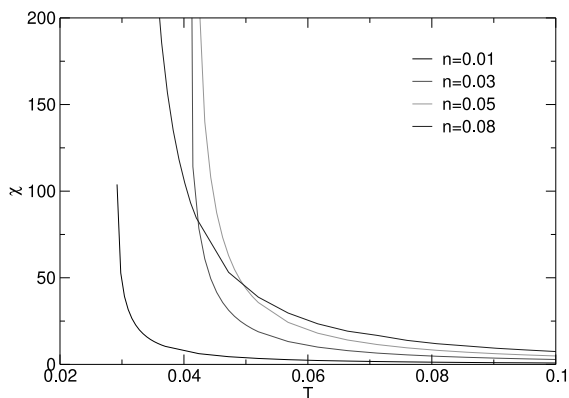
$$\text{với } \Gamma_{\sigma}^{\alpha\sigma}(i\omega_l) = Z_{\sigma}^{\alpha\sigma}(i\omega_l)^{-1} - G_{\sigma}(i\omega_l).$$

Như vậy, từ kết quả của lý thuyết DMFT, chúng tôi đã thu được công thức giải tích của hàm cảm ứng spin tĩnh cho Hamiltonian viết ở công thức (1). Tính chất của hàm cảm ứng spin tĩnh cho hệ DMS, vì vậy, hoàn toàn có thể khảo sát nếu chúng ta có kết quả của hàm Green và năng lượng riêng của hạt tải.

4. Kết quả tính số và thảo luận

Trên cơ sở của kết quả tính toán giải tích ở mục trước, chúng ta tiến hành tính số để thu được kết quả cụ thể của hàm cảm ứng spin tĩnh. Bắt đầu việc giải hệ phương trình tự hợp (4-6) bằng cách chọn giá trị ban đầu của năng lượng riêng $\Sigma_{\sigma}(i\omega_l)$, từ phương trình (4) ta tìm được hàm Green của hạt tải. Với giá trị của hàm năng lượng riêng và hàm Green ta xác định được hàm Green trường hiệu dụng $g_{\sigma}^{-1}(i\omega_l)$ từ phương trình (6). Giá trị này của $g_{\sigma}^{-1}(i\omega_l)$ được sử dụng để xác định lại hàm Green theo phương trình (5), và từ phương trình (6) ta thu lại được giá trị năng lượng riêng. Giá trị năng lượng riêng này được sử dụng cho vòng lặp tiếp theo. Quá trình giải phương trình tự hợp kết thúc nếu sự sai khác của năng lượng riêng giữa hai vòng lặp liên tiếp đủ nhỏ, thường nhỏ hơn 10⁻⁸. Khi có kết quả của hàm Green, năng lượng riêng, ta hoàn toàn xác định được hàm cảm ứng spin tĩnh, dựa trên công thức (7). Chú ý rằng, ở đây, chúng tôi chỉ xét cho trường hợp $\mathbf{q} = \mathbf{0}$, để mô tả sự chuyển pha PM-FM. Bằng việc khảo sát các giá trị khác của \mathbf{q} , ta có thể khảo sát bức tranh chuyển pha khác như thuận từ-phản sắt từ ($\mathbf{q} = \boldsymbol{\pi}$), hay sự tách pha ($0 < \mathbf{q} < \boldsymbol{\pi}$).

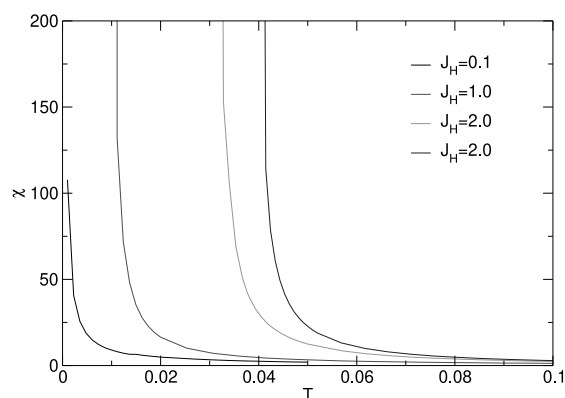
Hình 1 mô tả sự phụ thuộc của hàm cảm ứng spin tĩnh $\chi = \chi(\mathbf{0})$ vào nhiệt độ ở các giá trị khác nhau của nồng độ hạt tải n với hằng số tương tác Hund $JH = 3$ và nồng độ pha tạp $x = 0.1$. Rõ ràng, ta nhận thấy, ứng với mỗi giá trị của nồng độ hạt tải n , hàm cảm ứng spin tĩnh tăng dần khi giảm nhiệt độ. Đặc biệt, ở vùng nhiệt độ nhỏ, hàm cảm ứng tăng mạnh và phân kỳ khi nhiệt độ tiến tới một giá trị tới hạn. Giá trị này được gọi là nhiệt độ chuyển pha PM-FM, hay nhiệt độ Curie. Giá trị của hàm cảm ứng đặc trưng cho sự thăng giáng spin của hệ.



Hình 1: Hàm cảm ứng spin tĩnh của hạt tải phụ thuộc vào nhiệt độ trong mô hình mạng Kondo với $J_H=3$, $x=0.1$ cho một số giá trị khác nhau của nồng độ hạt tải n .

Thực vậy, khi nhiệt độ giảm, hệ có xu hướng sắp xếp các mômen từ song song với nhau, kết quả tương quan sắt từ tăng mạnh dẫn tới sự ổn định của hệ ở trạng thái sắt từ khi nhiệt độ nhỏ. Như vậy, thăng giáng nhiệt rõ ràng đóng vai trò quan trọng trong việc quyết định thăng giáng spin của hệ. Khi nồng độ hạt tải nhỏ so với nồng độ pha tạp, ví dụ với $n = 0.01$, ta nhận thấy hàm cảm ứng spin tĩnh nhỏ và phân kỳ ở vùng nhiệt độ nhỏ. Nhiệt độ chuyển pha PM-FM vì vậy tăng lên. Điều này cho thấy, khi nồng độ hạt tải nhỏ, sự phân bố thưa của hạt tải làm mômen từ tổng cộng nhỏ và hệ khó tồn tại ở trạng thái trật tự sắt từ khi thăng giáng nhiệt còn đủ lớn. Khi tăng nồng độ hạt tải, ví dụ tới $n = 0.05$, rõ ràng hàm cảm ứng spin lớn hơn và có thể phân kỳ ở nhiệt độ lớn hơn. Thăng giáng spin vì vậy tăng lên khi tăng nồng độ hạt tải. Nếu tiếp tục tăng nồng độ hạt tải, nhiệt độ nhỏ tại đó hàm cảm ứng phân kỳ giảm. Điều này có thể giải thích khi tương tác từ đủ lớn, như trường hợp hiện tại, thì dải tạp bị tách rời so với dải chính [8], diện tích của dải tạp cho ta nồng độ tạp chất, khi nồng độ pha tạp nhỏ hơn một nửa so với nồng độ tạp chất, giá trị hàm phổ tại mức Fermi vì vậy giảm, làm giảm sự nhảy hạt tải ở pha sắt từ. Điều đó làm cho việc đóng góp của hạt tải cho tương quan từ giảm làm giảm nhiệt độ chuyển pha.

Để khảo sát ảnh hưởng của tương tác từ lên bức tranh thăng giáng spin của hệ, trong Hình 2, chúng tôi mô tả sự phụ thuộc của hàm cảm ứng vào nhiệt độ khi thay đổi cường độ tương tác từ J_H cho trường hợp $n = 0.03$ và $x = 0.1$. Từ hình vẽ, ta nhận thấy, khi tương tác từ nhỏ, ví dụ $J_H = 0.1$, hàm cảm ứng rất nhỏ ở nhiệt độ cao và khi giảm nhiệt độ, hàm cảm ứng tăng dần và có dấu hiệu phân kỳ, tuy nhiên ở nhiệt độ $T \rightarrow 0$. Điều này có thể khẳng định, khi tương tác từ nhỏ, ta chỉ quan sát được trạng thái thuận từ của hệ.



Hình 2: Hàm cảm ứng spin tĩnh của hạt tải phụ thuộc vào nhiệt độ trong mô hình mạng Kondo với các giá trị khác nhau của J_H khi $x=0.1$ và $n=0.03$.

Bức tranh vật lý hoàn toàn thay đổi khi cường độ tương tác từ đủ lớn. Cụ thể, khi $J_H > 1$ ta thấy hàm cảm ứng phân kỳ ở nhiệt độ giới hạn, cho thấy hệ có thể tồn tại trạng thái sắt từ khi nhiệt độ đủ nhỏ. Tăng J_H , hàm cảm ứng tăng, thăng giáng spin vì vậy tăng lên và khi nhiệt độ đủ nhỏ, hệ ở trạng thái sắt từ. Càng tăng J_H , nhiệt độ chuyển pha PM-FM càng tăng.

5. Kết luận

Trong bài báo này, chúng tôi đã khảo sát bức tranh thăng giáng từ của hệ bán dẫn từ pha loãng thông qua khảo sát hàm cảm ứng spin tĩnh cho mô hình mạng Kondo bằng lý thuyết trường trung bình động. Ở gần đúng số chiều vô hạn, chúng tôi đã thu được hệ phương trình tự hợp, cho phép xác định hàm Green và năng lượng riêng của hạt tải bằng phương pháp lập

trình tính số. Với giả thiết hệ tồn tại trạng thái sắt từ khi nhiệt độ đủ nhỏ, hàm cảm ứng spin tĩnh của hạt tải trong pha thuận từ mô tả trong mô hình mạng Kondo cũng được xác định. Kết quả cho thấy, khi giảm nhiệt độ tương ứng với giảm thăng giáng nhiệt, thăng giáng spin tăng mạnh, đặc biệt gần nhiệt độ chuyển pha. Khi nhiệt độ đủ nhỏ, hàm cảm ứng spin phân kỳ thể hiện sự chuyển pha thuận - sắt từ. Tăng thế tương tác từ có thể làm tăng thăng giáng spin tương ứng với tăng nhiệt độ chuyển pha. Với thế tương tác đủ lớn, ta cũng tìm thấy thăng giáng spin mạnh nhất xung quanh vùng mà dải tạp chất được lấp đầy một nửa. Kết quả của bài báo vì vậy cho ta cơ sở để hiểu rõ cơ chế thăng giáng spin của hệ bán dẫn từ pha loãng xung quanh điểm chuyển pha thuận-sắt từ. Tính toán của bài báo có thể mở rộng để khảo sát thăng giáng spin cho các hệ có pha tạp từ, ví dụ như manganite pha tạp.

Lời cảm ơn Nghiên cứu này được tài trợ bởi Quỹ Phát triển khoa học và công nghệ Quốc gia (NAFOSTED) trong đề tài mã số 103.01-2019.306.

Tài liệu tham khảo

- [1] T. Jungwirth, J. Wunderlich, V. Novák, K. Olejník, B. L. Gallagher, R. P. Campion, K. W. Edmonds, A. W. Rushforth, A. J. Ferguson, and P. Nemeč, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 855 (2014).
- [2] T. Dietl and H. Ohno, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 187 (2014).
- [3] O. M. Fedorych, E. M. Hankiewicz, Z. Wilamowski, and J. Sadowski, *Phys. Rev. B* **66**, 045201 (2002).
- [4] T. Dietl, *Nat. Mater.* **9**, 965 (2010).
- [5] A. Chattopadhyay, S. DasSarma, and A. J. Millis, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 227202 (2001).
- [6] A. Kaminski and S. DasSarma, *Phys. Rev. B* **68**, 235210 (2003).
- [7] P. Nyhus, S. Yoon, M. Kauffman, S. L. Cooper, Z. Fisk, and J. Sarrao, *Phys. Rev. B* **56**, 2717 (1997).
- [8] D.-H. Bui, Q.-H. Ninh, H.-N. Nguyen, and V.-N. Phan, *Phys. Rev. B* **99**, 045123 (2019).
- [9] A. Georges, G. Kotliar, W. Krauth, and M. J. Rozenberg, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 13 (1996).
- [10] Phan Văn Nhâm, Nguyễn Toàn Thắng, "*Vật lý các hệ điện tử tương quan mạnh*", NXB GDVN 2020.