

ГІСТЕРЕЗИСНІ ЯВИЩА В МАГНЕТИКАХ З ТЕНЗОРНИМИ ВЗАЄМОДІЯМИ

І.П. ШАПОВАЛОВ, П.О. САЙКО

Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова
(Вул. Дворянська, 2, Одеса 65100)

УДК 537.61
©2011

Досліджено магнітні властивості одноосьового синглетного магнетика з тензорними взаємодіями. Розглянуто випадок, коли значення атомного спіну дорівнює одиниці $S = 1$, а зовнішнє магнітне поле спрямоване уздовж осі симетрії кристала. У координатах температура – поле побудовано діаграму стабільності й метастабільності квадрупольної (КФ) і феромагнітної (ФМФ) фаз, на якій є дві області метастабільності. В одній із них КФ стабільна, а ФМФ – метастабільна, в іншій – реалізується протилежна ситуація. Побудовано польову залежність намагніченості, яка має “гістерезисний” вигляд. При нульовій температурі визначено аналітичну залежність енергії перемагнічування від параметрів гамільтоніана системи.

1. Вступ

При значенні атомних спінів $S = 1$ існують два типи тензорних взаємодій: одноіонна анізотропія (ОА) і біквадратна обмінна взаємодія (БОВ). У магнітних сполуках, у яких константи ОА та БОВ є величинами того ж порядку, що й константи білінійної по спінових операторах обмінної взаємодії (ОВ), можливе виникнення КФ [1–4]. При нульовій температурі КФ стійка в діапазоні значень зовнішнього магнітного поля $h < h_{c1}$, а ФМФ – у діапазоні $h > h_{c2}$, де h_{c1} та h_{c2} – критичні поля, значення яких залежать від параметрів гамільтоніана. У випадку, коли виконується умова $h_{c1} < h_{c2}$, в діапазоні значень поля $h_{c1} < h < h_{c2}$ обидві фази нестійкі. У цьому діапазоні реалізується фаза зі спонтанно порушеною симетрією, так звана кутова фаза [5–8]. За умови $h_{c1} > h_{c2}$ кутова фаза не реалізується ні при яких значеннях температури. У цьому випадку на фазовій діаграмі в координатах температура – поле присутні області, в яких можуть реалізуватися метастабільні стани, що приводить до виникнення в системі гістерезисних явищ.

У 80-ті роки минулого століття магнітні сполуки з великим значенням констант тензорних взаємодій були виявлені експериментально (див., наприклад, [9]). Це дало додатковий імпульс теоретичним дослідженням, які тривають до теперішнього часу [10–26]. Однак у більшості робіт, у яких враховувалося БОВ,

автори обмежилися наближенням ізотропної БОВ. У тих же роботах, де враховувалася анізотропія БОВ, вплив констант анізотропії БОВ на магнітні властивості системи вивчено недостатньо.

Метою даної роботи є дослідження впливу ОА й анізотропної БОВ на польову динаміку параметра порядку (ПП) в КФ і ФМФ, тому ми обмежилися розглядом таких значень параметрів гамільтоніана, при яких виконується умова $h_{c1} > h_{c2}$ та, відповідно, кутова фаза не реалізується.

2. Модель системи

При значенні атомного спіну $S = 1$ всі взаємодії в магнітній системі можуть бути описані за допомогою операторів алгебри $ASU(3)$. Твірними цієї алгебри можна вибрати три оператори проєкцій спіну S^α ($\alpha = x, y, z$) і п'ять тензорних операторів другого рангу O_2^m ($m = 0, \pm 1, \pm 2$). Наведемо зв'язок операторів O_2^m з операторами S^α ($\alpha = x, y, z$):

$$O_2^0 = (S^Z)^2 - \frac{2}{3}I, \quad O_2^{\pm 1} = -(S^Z S^\pm + S^\pm S^Z),$$

$$O_2^{\pm 2} = (S^\pm)^2, \quad (1)$$

де I – одиничний оператор, а S^+ та S^- визначаються за формулами

$$S^+ = \frac{-1}{\sqrt{2}}(S^X + iS^Y), \quad S^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(S^X - iS^Y). \quad (2)$$

У випадку однопідґраткового упорядкування середні значення $\langle S^\alpha \rangle$ та $\langle O_2^m \rangle$ повністю визначають магнітний і квадрупольний порядок у системі, тому можуть розглядатися як складові ПП. Без обмеження загальності систему координат можна вибрати таким чином, щоб виконувалася умова

$$\langle S^y \rangle = \langle O_2^1 + O_2^{-1} \rangle = \langle O_2^2 - O_2^{-2} \rangle = 0, \quad (3)$$

тому максимальна кількість складових ПП дорівнює п'яти [12].

За наявності ОА та БОВ одноосьовий гамільтоніан з $S = 1$ у найбільш загальному випадку має вигляд

$$\begin{aligned}
 H = & -g\mu_B h \sum_i S_i^Z - \sum_{i,j(i \neq j)} J_{ij} \left[S_i^Z \cdot S_j^Z + \right. \\
 & \left. + \xi (S_i^X \cdot S_j^X + S_i^Y \cdot S_j^Y) \right] + D \sum_i O_{2i}^0 - \sum_{i,j(i \neq j)} K_{ij} \times \\
 & \times \left\{ 3O_{2i}^0 O_{2j}^0 - \frac{1}{2} \eta \left[(O_{2i}^1 + O_{2i}^{-1}) (O_{2j}^1 + O_{2j}^{-1}) - \right. \right. \\
 & \left. \left. - (O_{2i}^1 - O_{2i}^{-1}) (O_{2j}^1 - O_{2j}^{-1}) \right] + \zeta \left[(O_{2i}^2 + O_{2i}^{-2}) \times \right. \right. \\
 & \left. \left. \times (O_{2j}^2 + O_{2j}^{-2}) - (O_{2i}^2 - O_{2i}^{-2}) (O_{2j}^2 - O_{2j}^{-2}) \right] \right\}, \quad (4)
 \end{aligned}$$

де J_{ij} – константи ОБ, K_{ij} – константи БОВ, D – константа ОА, ξ – константа анізотропії ОБ, η, ζ – константи анізотропії БОВ, які будемо вважати позитивними.

Перший член у гамільтоніані (4) – це зееманівська енергія. Другий член – енергія ОБ, яка при $\xi = 1$ стає ізотропною. Третій член – енергія ОА. Четвертий член – енергія БОВ. У випадку, коли $\eta = \zeta = 1$, БОВ є ізотропною:

$$H_{\text{БОВ}} = - \sum_{i,j(i \neq j)} K'_{ij} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j)^2, \quad (5)$$

де K'_{ij} – перенормовані константи БОВ.

У даній роботі ми обмежилися розглядом тільки однопідґраткових структур у легкоплосинних магнетиках, що забезпечується умовою $J_{ij} > 0$, $K_{ij} > 0$, $D > 0$.

У симетричних фазах відмінні від нуля тільки дві складові ПП: $\langle S^Z \rangle$ і $\langle O_2^0 \rangle$, тому в наближенні молекулярного поля гамільтоніан має вигляд

$$\begin{aligned}
 H_0 = & - (g\mu_B h_Z + J_0 \langle S^Z \rangle) \sum_i S_i^Z + \\
 & + (D - 3K_0 \langle O_2^0 \rangle) \sum_i O_{2i}^0, \quad (6)
 \end{aligned}$$

де J_0 та K_0 дорівнюють: $J_0 \equiv \sum_i J_{ij}$, $K_0 \equiv \sum_i K_{ij}$.

З (6) одержуємо вираз для середнього значення енергії:

$$E = N \left(-g\mu_B h \langle S^Z \rangle - J_0 \langle S^Z \rangle^2 + D \langle O_2^0 \rangle - 3K_0 \langle O_2^0 \rangle^2 \right). \quad (7)$$

Залежно від значення проекції спіну на вісь z ($S^Z = 0, \pm 1$) енергетичні рівні окремого атома визначаються співвідношеннями

$$E_1 = -\tilde{h} + \frac{1}{3}\tilde{d}, \quad E_0 = -\frac{2}{3}\tilde{d}, \quad E_{-1} = \tilde{h} + \frac{1}{3}\tilde{d}, \quad (8)$$

де

$$\tilde{h} = g\mu_B h_Z + J_0 \langle S^Z \rangle, \quad \tilde{d} = D - 3K_0 \langle O_2^0 \rangle. \quad (9)$$

При нульовій температурі у ФМФ компоненти ПП $\langle S^Z \rangle$ і $\langle O_2^0 \rangle$ дорівнюють, відповідно, 1 і $\frac{1}{3}$, а в КФ – 0 і $-\frac{2}{3}$. При скінченних температурах $\langle S^Z \rangle$ і $\langle O_2^0 \rangle$ визначаються системою двох рівнянь:

$$\langle S^Z \rangle = \frac{\sum_n S_n^Z \exp(-E_n/\theta)}{\sum_n \exp(-E_n/\theta)}, \quad \langle O_2^0 \rangle = \frac{\sum_n O_2^0 \exp(-E_n/\theta)}{\sum_n \exp(-E_n/\theta)}, \quad (10)$$

де θ – температура в енергетичних одиницях ($\theta = kT$).

З урахуванням (8) систему (10) можна подати у вигляді

$$\langle S^Z \rangle = \frac{e^- - e^+}{1 + e^- + e^+}, \quad \langle O_2^0 \rangle = \frac{1}{3} - \frac{1}{1 + e^- + e^+}, \quad (11)$$

де e^- та e^+ визначаються виразами

$$e^- = \exp \frac{-\tilde{h} + \tilde{d}}{\theta}, \quad e^+ = \exp \frac{\tilde{h} + \tilde{d}}{\theta}. \quad (12)$$

3. Ентропія та вільна енергія системи

Нехай з N атомів системи N_1 атомів перебувають у стані з $S^Z = 1$ і N_2 атомів – у стані з $S^Z = -1$. Тоді відмінні від нуля компоненти ПП дорівнюють

$$\langle S^Z \rangle = \frac{N_1}{N} - \frac{N_2}{N}, \quad \langle O_2^0 \rangle = \frac{N_1}{N} + \frac{N_2}{N} - \frac{2}{3}. \quad (13)$$

Ентропію системи можна записати так:

$$\sigma = k \ln \frac{N!}{N_1! N_2! (N - N_1 - N_2)!}. \quad (14)$$

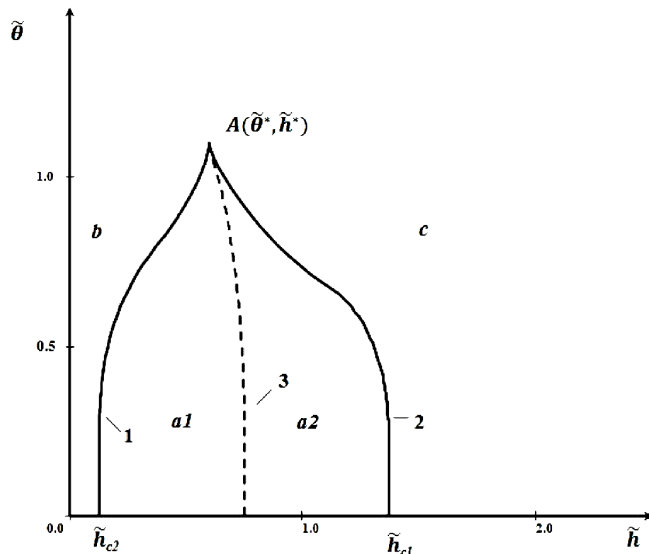


Рис. 1. Діаграма стабільності й метастабільності КФ і ФМФ. Діаграму побудовано при $\bar{D} = 0,5$; $\bar{K}_0 = 1,25$; $\eta = 0,85$; $\xi = 1$

Використовуючи формулу Стірлінга: $\ln N! \cong N(\ln N - 1)$, вираз (14) можна подати у вигляді

$$\sigma = -Nk \left[\ln \left(1 - \frac{N_1}{N} - \frac{N_2}{N} \right) - \frac{N_1}{N} \ln \left(\frac{N}{N_1} - \frac{N_2}{N_1} - 1 \right) - \frac{N_2}{N} \ln \left(\frac{N}{N_2} - \frac{N_1}{N_2} - 1 \right) \right]. \quad (15)$$

Вільна енергія системи визначається за формулою

$$F = E - T\sigma. \quad (16)$$

Враховуючи (7), (13) і (15), можна одержати вираз для вільної енергії, що припадає на один атом:

$$F = -g\mu_B h \langle S^Z \rangle - J_0 \langle S^Z \rangle^2 + D \langle O_2^0 \rangle - 3K_0 \langle O_2^0 \rangle^2 + \theta \left\{ \ln \left(\frac{1}{3} - \langle O_2^0 \rangle \right) + \frac{\langle S^Z \rangle}{2} \ln \frac{2 + 3\langle O_2^0 \rangle + 3\langle S^Z \rangle}{2 + 3\langle O_2^0 \rangle - 3\langle S^Z \rangle} - \frac{2 + 3\langle O_2^0 \rangle}{6} \ln \frac{4(1 - 3\langle O_2^0 \rangle)^2}{(2 + 3\langle O_2^0 \rangle)^2 - 9\langle S^Z \rangle^2} \right\}, \quad (17)$$

де $\langle S^Z \rangle$ і $\langle O_2^0 \rangle$ визначаються системою (11).

4. Границі стійкості КФ і ФМФ

У роботах [27, 28] для моделі (4) отримані вирази для границь стійкості КФ і ФМФ відносно взаємних переходів. Обидва вирази мають однаковий вигляд

$$g\mu_B h + \langle S^Z \rangle (2J_0 - \xi J_0 - \eta K_0) = \left\{ (\langle S^Z \rangle)^2 (\xi J_0 - \eta K_0)^2 + \left[D - 6\langle O_2^0 \rangle \times (K_0 - \xi J_0) \right] [D - 6\langle O_2^0 \rangle K_0 (1 - \eta)] \right\}^{1/2}, \quad (18)$$

при цьому в координатах температура–поле границі стійкості обох фаз не збігаються. Така ситуація пов'язана з тим, що формула (18) вміщує компоненти ПП $\langle S^Z \rangle$ і $\langle O_2^0 \rangle$, які при однакових значеннях величин θ і h в різних фазах набувають різних значень.

Критичні поля h_{c1} і h_{c2} є низькотемпературними границями областей стійкості КФ і ФМФ відповідно. Їх значення легко одержати з виразу (18), вважаючи $T = 0$:

$$\text{КФ} \quad g\mu_B h_{c1} = \sqrt{[D + 4K_0(1 - \eta)][D + 4(K_0 - \xi J_0)]}, \quad (19)$$

$$\text{ФМФ} \quad g\mu_B h_{c2} = -2J_0 + \xi J_0 + \eta K_0 + |D - 2K_0 + \xi J_0 + \eta K_0|. \quad (20)$$

У тому випадку, коли виконується умова

$$D - 2K_0 + \xi J_0 + \eta K_0 > 0, \quad (21)$$

формула (20) набуває вигляду

$$g\mu_B h_{c2} = D - 2J_0(1 - \xi) - 2K_0(1 - \eta). \quad (22)$$

Вирази (19) і (22) збігаються з виразами для критичних полів, які отримано в роботі [6] іншим способом.

5. Діаграма стабільності та метастабільності КФ і ФМФ

Для подальших досліджень ми вибрали такі значення параметрів гамільтоніана, за яких виконується умова $h_{c1} > h_{c2}$. На рис. 1 у безрозмірних координатах $\tilde{\theta} - \tilde{h}$ ($\tilde{\theta} = \theta/J_0$, $\tilde{h} = g\mu_B h/J_0$) наведено діаграму стабільності та метастабільності КФ і ФМФ. Криві 1 і 2 –

границі стійкості, відповідно, ФМФ і КФ, що описуються виразом (18). Тому в області a ($a1, a2$) стійкі одночасно ФМФ і КФ. Крива \mathcal{Z} визначається умовою рівності вільної енергії в обох фазах:

$$F(\langle S^Z \rangle_{\text{ФМФ}}, \langle O_2^0 \rangle_{\text{ФМФ}}) = F(\langle S^Z \rangle_{\text{КФ}}, \langle O_2^0 \rangle_{\text{КФ}}). \quad (23)$$

В області $a1$ КФ стабільна, а ФМФ може реалізовуватися тільки як метастабільна. В області $a2$ стабільною є ФМФ, а КФ – метастабільна. В області b ФМФ нестійка і реалізується тільки КФ, а в області c спостерігається протилежна ситуація. Різниця в значеннях компонентів ПП для ФМФ і КФ на кривій \mathcal{Z} зменшується зі збільшенням температури і у точці A з координатами $\tilde{\theta}^*$ і \tilde{h}^* стає рівною нулю, тобто точка A є критичною точкою. Координата критичної точки $\tilde{\theta}^*$ залежить від безрозмірних параметрів гамільтоніана \tilde{D} і \tilde{K}_0 ($\tilde{D} = D/J_0$, $\tilde{K}_0 = K_0/J_0$). При цьому за умови $\tilde{K}_0 = 1,25$ зі зростанням \tilde{D} від 0,5 до 0,75 величина $\tilde{\theta}^*$ майже лінійно змінюється від 1,11 до 1,16, а за умови $\tilde{D} = 0,5$ зі зростанням \tilde{K}_0 від 1,25 до 1,7 величина $\tilde{\theta}^*$ змінюється (також майже лінійно) від 1,11 до 1,41.

При $\tilde{\theta} > \tilde{\theta}^*$ існує область, у якій реалізується парамагнітна фаза. Оскільки далі будемо розглядати процеси, що відбуваються лише при $\tilde{\theta} < \tilde{\theta}^*$, ми не будемо зупинятися на питанні про границі парамагнітної фази з фазами КФ і ФМФ. Це питання досить добре вивчене в літературі (див. [9, 19, 22, 29] та ін.).

6. Гістерезис та енергія перемагнічування

Розглянемо випадок низьких температур. При малих полях у системі реалізується стабільна КФ. Зі збільшенням зовнішнього магнітного поля при переході через лінію рівності вільних енергій (крива \mathcal{Z} , рис. 1) КФ переходить зі стабільного стану в метастабільний, при цьому величина $\langle S^Z \rangle$, яка має смисл відносної намагніченості, залишається безперервною. За подальшого збільшення величини h на границі стійкості КФ (крива 2, рис. 1) відбувається фазовий перехід першого роду у ФМФ, який супроводжується стрибкоподібним збільшенням величини $\langle S^Z \rangle$. При зворотній зміні зовнішнього магнітного поля h ФМФ на лінії рівності вільних енергій безперервно переходить у метастабільний стан, а фазовий перехід першого роду, що супроводжується стрибкоподібним зменшенням величини $\langle S^Z \rangle$, відбувається на границі стійкості ФМФ (крива 1, рис. 1). Таким чином, залежність відно-

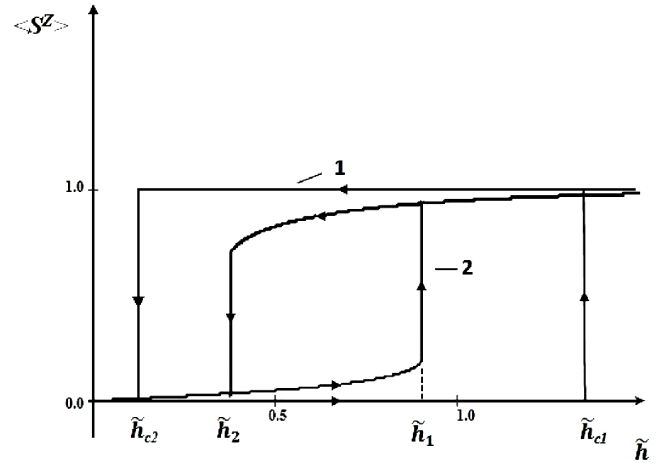


Рис. 2. Залежність відносної намагніченості від величини \tilde{h} : 1 – $\tilde{\theta} = 0$; 2 – $\tilde{\theta} = 0,8$. Залежність побудовано при $\tilde{D} = 0,5$, $\tilde{K}_0 = 1,25$

сної намагніченості від величини h має гістерезисний вигляд (рис. 2). При цьому зі збільшенням температури спостерігається зменшення площі петлі.

Індукція магнітного поля B при значенні спіну $S = 1$ визначається виразом

$$B = h + 4\pi g\mu_B \langle S^Z \rangle n, \quad (24)$$

де n – концентрація магнітних атомів. З (24) випливає, що разом із залежністю $\langle S^Z \rangle(h)$ гістерезисний вигляд має залежність $B(h)$. При цьому в координатах $B - h$ площа петлі дорівнює енергії перемагнічування одиниці об'єму системи:

$$W_V = \int_{h_2}^{h_1} (B_{\text{ФМФ}} - B_{\text{КФ}}) dh, \quad (25)$$

де поля h_1 та h_2 визначаються із сумісного розв'язання (18) і (11) при фіксованій температурі і є граничними точками стійкості відповідно ФМФ та КФ.

Враховуючи (24), величину W_V можна подати у вигляді

$$W_V = 4\pi g\mu_B n \int_{h_2}^{h_1} (\langle S^Z \rangle_{\text{ФМФ}} - \langle S^Z \rangle_{\text{КФ}}) dh. \quad (26)$$

При цьому безрозмірна енергія перемагнічування, що припадає на один атом, визначається формулою

$$\tilde{W}_1 = 4\pi \int_{\tilde{h}_2}^{\tilde{h}_1} (\langle S^Z \rangle_{\text{ФМФ}} - \langle S^Z \rangle_{\text{КФ}}) d\tilde{h}. \quad (27)$$

При $T = 0$ виконується умова $h_1 = h_{c1}$, $h_2 = h_{c2}$, $\langle S^Z \rangle_{\text{ФМФ}} = 1$, $\langle S^Z \rangle_{\text{КФ}} = 0$, і, відповідно, одержуємо такий вираз для \tilde{W}_1 :

$$\tilde{W}_1 = 4\pi \left(\tilde{h}_{c1} - \tilde{h}_{c2} \right). \quad (28)$$

Враховуючи (19) і (22), одержуємо аналітичну залежність величини \tilde{W}_1 від параметрів гамільтоніана:

$$\tilde{W}_1 = 4\pi \left(\sqrt{[\tilde{D} + 4\tilde{K}_0(1 - \eta)][\tilde{D} + 4(\tilde{K}_0 - \xi)]} - \tilde{D} + 2(1 - \xi) + 2\tilde{K}_0(1 - \eta) \right). \quad (29)$$

З (29) випливає, що із двох констант анізотропії БОВ (η і ζ) лише константа η впливає на величину \tilde{W}_1 . Наприклад, при $\tilde{D} = 0,5$, $\tilde{K}_0 = 1,25$, $\xi = 1$ і довільному значенні ζ зі зміною константи η від 0 до 0,8 величина \tilde{W}_1 майже лінійно зменшується від 61,2 до 18,8.

7. Обговорення результатів

Таким чином, у синглетних магнетиках у певному інтервалі значень параметрів гамільтоніана при досить низьких температурах на $T - h$ діаграмі можуть реалізовуватися метастабільні квадрупольний та феромагнітний стани. Границя між областями на діаграмі, в яких реалізуються ці стани, є лінією рівності вільних енергій в КФ і ФМФ. Наявність областей метастабільності приводить до того, що польова залежність відносно намагніченості має гістерезисний вигляд. Безрозмірна енергія перемагнічування, що припадає на один атом \tilde{W}_1 , зменшується зі збільшенням температури. При цьому величина \tilde{W}_1 суттєво залежить від константи анізотропії БОВ η .

1. M. Blume and Y.Y. Hsieh, J. Appl. Phys. **40**, 1249 (1969).
2. H.H. Chen and P.M. Levy, Phys. Rev. Lett. **27**, 1383 (1971).
3. M. Nauciel-Bloch, G. Sarma, and A. Castets, Phys. Rev. B **5**, 4603 (1972).
4. В.М. Матвеев, Журн. Эксп. Теор. Физ. **65**, 1626 (1973).
5. В.П. Дьяконов, Э.Е. Зубов, Ф.П. Онуфриева и др., ЖЭТФ **93**, 1775 (1987).

6. Ф.П. Онуфриева, Диссертация на соискание ученой степени доктора ф.-м. наук (ОГУ им. И.И. Мечникова, Одесса, 1989).
7. В.М. Калита, В.М. Локтев, ФНТ **28**, 1244 (2002).
8. V.S. Zapf, D. Zocco, B.R. Hansen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 077204 (2006).
9. Э.Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями* (Наука, Москва, 1988).
10. В.М. Локтев, ФНТ **7**, 1184 (1981).
11. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма* (Наукова думка, Киев, 1984).
12. Ф.П. Онуфриева, ЖЭТФ **86**, 2270 (1985).
13. T. Iwashita and N. Uryu, Phys. Status Solidi B **137**, 65 (1986).
14. В.В. Вальков, Г.Н. Мацулева, С.Г. Овчинников, ФТТ **31**, 60 (1989).
15. В.В. Вальков, Б.В. Федосеев, ФТТ **32**, 3522 (1990).
16. В.М. Калита, ФТТ **33**, 1940 (1991).
17. F.P. Onufrieva and I.P. Shapovalov, J. Moscow Phys. Soc. **1**, 63 (1991).
18. В.М. Локтев, В.С. Островський, ФНТ **20**, 983 (1994).
19. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, ФНТ **24**, 958 (1998).
20. І.П. Шаповалов, Журн. Фіз. Досл. **3**, № 2, 192 (1999).
21. Ю.А. Фридман, О.В. Кожемяко, Б.Л. Эйнгорн, ФНТ **27**, 495 (2001).
22. O.R. Baran and R.R. Levitskii, Phys. Rev. B **65**, 172407 (2002).
23. В.М. Калита, В.М. Локтев, ЖЭТФ **125**, 1149 (2004).
24. Ю.А. Фридман, Д.А. Матюнин, Ф.Н. Клевец, ФНТ **33**, 881 (2007).
25. Р.Р. Левицкий, О.Р. Баран, Журн. Фіз. Досл. **11**, №3, 303 (2007).
26. В.М. Калита, Г.Ю. Лаванов, В.М. Локтев, ФТТ **50**, 285 (2008).
27. І.П. Шаповалов, УФЖ **53**, 653 (2008).
28. І.П. Шаповалов, УФЖ **55**, 307 (2010).
29. В.М. Калита, В.М. Локтев, ФТТ **45**, 1450 (2003).

Одержано 10.09.10

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МАГНЕТИКАХ
С ТЕНЗОРНЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ*И.П. Шаповалов, П.А. Сайко*

Р е з ю м е

Исследованы магнитные свойства одноосного синглетного магнетика с тензорными взаимодействиями. Рассмотрен случай, когда значение атомного спина равно единице $S = 1$, а внешнее магнитное поле направлено вдоль оси симметрии кристалла. В координатах температура–поле построена диаграмма стабильности и метастабильности квадрупольной (КФ) и ферромагнитной (ФМФ) фаз, на которой имеются две области метастабильности. В одной из них КФ стабильна, а ФМФ – метастабильна, в другой – реализуется противоположная ситуация. Построена полевая зависимость намагниченности, имеющая “гистерезисный” вид. При нулевой температуре определена аналитическая зависимость энергии перемагничивания от параметров гамильтониана системы.

HYSTERETIC PHENOMENA IN MAGNETS WITH TENSOR
INTERACTIONS*I.P. Shapovalov, P.A. Sayko*I.I. Mechnikov Odesa National University
(2, Dvoryans'ka Str., Odesa, 65100, Ukraine)

S u m m a r y

Magnetic properties of a uniaxial singlet magnet with tensor interactions have been studied. A case where the atomic spins equal 1, and the external magnetic field is directed along the axis of crystal symmetry, is considered. The diagram of stability and metastability in the temperature versus field coordinates is plotted for the quadrupole (QP) and ferromagnetic (FM) phases. It revealed two metastability regions. In one of them, the QP phase is stable, but the FM one can be metastable only. In the other region, the opposite situation is realized. The “hysteretic” dependence of the magnetization on the field is obtained. An analytic dependence of the magnetization reversal energy on the Hamiltonian parameters of the system at zero temperature is derived.