

01;05.3

Магнитные фазовые переходы первого рода типа порядок—беспорядок в световом поле

© А.Ф. Кабыченков

Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино
E-mail: akab@mail.ru

Поступило в Редакцию 20 июня 2006 г.

Рассматриваются светоиндуцированные фазовые переходы первого рода типа парамагнетик—ферромагнетик (антиферромагнетик). Определены области существования переходов и влияние на них поляризации и интенсивности света при наличии магнитного поля и давления. Определены параметры линий критических и трикритических точек. Показано, что в магнетиках свет наводит однонаправленную анизотропию благодаря обменной стрикции.

PACS: 78.20.Ls, 75.30.Kz, 05.70.Fh

В последнее время возобновился интерес к обратным магнитооптическим (МО) эффектам [1–5]. Это связано с проведенными недавно экспериментами [6,7]. Обратные МО эффекты заключаются в создании намагниченностей \mathbf{M}^{nl} и эффективных полей \mathbf{H}^{nl} подрешеток, а также диссипативных потоков и сопряженных им сил световой волной (СВ) вследствие нелинейного магнитоэлектрического (МЭ) взаимодействия светового поля (СП) с магнитной подсистемой. Ввиду малости величины МО констант и квадратичности эффектов по амплитуде СВ светоиндуцированные (СИ) \mathbf{M}^{nl} и \mathbf{H}^{nl} будут слабыми. В магнетиках с большими МО константами, такими как висмутсодержащие феррит-гранаты ($\text{Y}_{3-x}\text{V}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) или редкоземельные магнетики (EuS, EuSe), $H^{nl} \sim 1 \text{ Oe}$ при интенсивности света $I \sim 1 \text{ MW/cm}^2$ [4]. Поэтому влияние СП на магнетик будет наиболее значительным вблизи точек потери статической или динамической устойчивости магнитной подсистемы, в частности в окрестности фазовых переходов (ФП) [5]. Магнитные ФП в поле СВ второго рода типа порядок—беспорядок рассматривались в [4,5]. Экспериментальное исследование таких ФП сопряжено с рядом трудностей из-за необходимости использования коротких световых импульсов.

Наблюдение ФП в СП упрощается в случае магнитных ФП первого рода (ФП-1), так как воздействие светового импульса на магнетик в области гистерезиса запоминается. Кроме этого, смещение светом точки ФП в область критической точки (КТ) сопровождается аномальным рассеянием света, что может быть легко зафиксировано. Существует много магнетиков (MnAs, MnBi, KMnF₃, MnO, NiO, V₂O₃, Ti₂O₃, UO₂, CrN), в которых переход из парамагнитной (ПМ) фазы в ферромагнитную (ФМ) или антиферромагнитную (АФМ) происходит через ФП-1 [8]. Причина скачкообразного изменения намагниченностей при ФП-1 заключается в зависимости констант однородного обмена от упругих деформаций [9].

С технической точки зрения СИ ФП-1 могут быть физической основой быстродействующей памяти большой плотности для систем параллельной обработки информации. Предполагается, что гетероструктуры магнетик–полупроводник, в частности пленки MnAs на подложках GaAs или Si, имеют перспективы использования в магнитоэлектронике [10]. СИ локальное изменение намагниченности (при наличии памяти) и концентрации и подвижности спин-поляризованных электронов повышает перспективность гетероструктур. В настоящем сообщении рассматриваются ФП типа порядок–беспорядок первого рода в СП [11].

Плотность термодинамического потенциала магнетика в поле СВ

$$\Phi = U - TS - \mathbf{M}\mathbf{H}_0 + \eta p_0 + \varepsilon_{\omega ij} e_{ij}, \quad (1)$$

где U — внутренняя энергия, T — температура, $S = S^j + S^e$, S^j — энтропия спинов с квантовым числом j , $S^e = c_v \ln T + (\alpha^T/\kappa)\eta$ — энтропия решетки, c_v — теплоемкость, α^T — коэффициент теплового расширения, κ — изотермическая сжимаемость, $\eta = (V - V_0)/V_0$ — относительное изменение объема, p_0 — внешнее давление, $\mathbf{M} = \Sigma M_0^n \mathbf{m}^n$ — намагниченность, $\mathbf{m}^n = \mathbf{M}^n/M_0^n$ — относительная намагниченность подрешетки, \mathbf{H}_0 — внешнее магнитное поле, $a_\omega = \partial \omega a / \partial \omega$, $\varepsilon_{ij}(\omega, M_i^n, H_j, \eta, T)$ — диэлектрическая проницаемость, ω — частота СВ, $e_{ij} = e_i e_j^* / 16\pi$ — тензор натяжений СП, \mathbf{e} — комплексная амплитуда электрического поля квазимонохроматической СВ $\mathbf{E} = \text{Re}(\mathbf{e}(t) \exp(i\omega t))$. Энергия $U = U^m + U^e$, где U^m — магнитная энергия, $U^e = (1/2\kappa)\eta^2$ — упругая энергия. В приближении молекулярного поля обменная энергия двухподрешеточного магнетика $U^m = -(1/2)A^0(1 + b\eta)(\mathbf{m}^1 \mathbf{m}^2)$, где $A^0 = A'T_c^0$ — обменная константа,

$A' = [3j/(j+1)]Nk_B$, N — плотность спинов, k_B — постоянная Больцмана, T_c^0 — точка Кюри, b — коэффициент смещения точки ФП за счет изменения объема.

Рассмотрим ФМ в поле циркулярно поляризованной СВ, распространяющейся вдоль магнитного поля. В этом случае $\varepsilon_{\omega ij} e_{ij} = (\varepsilon_{\omega}^0 + \xi_{\omega} \eta + \varepsilon_{m\omega} + \varepsilon_{m\eta\omega} \eta) u^1$, где ξ — константа фотоупругости (ФУ), $\varepsilon_m = \alpha t + \alpha' h_0 + \beta m^2 + \beta' m h_0$ и $\varepsilon_{m\eta} = l m + l' h_0 + \gamma m^2 + \gamma' m h_0$ — магнитная и магнитоупругая (МУ) составляющие проницаемости, α , α' и β , β' и l , l' и γ , γ' — константы кругового и линейного магнитного и МУ двуупреломления, $m = m_z$, $h_0 = H_{0z}/M_0$, $u^1 = e_{xx}$ — плотность энергии СП.

Минимизация Φ по η дает равновесное $\eta_0 = -\kappa p^{eff}$, где $p^{eff} = p_0^{T1} + p^{ml}$ — эффективное давление, $p_0^{T1} = p_0 + p^T + p^1$ — составляющая эффективного давления, связанная с прямым внешним воздействием давления, температуры, света, $p^T = -T\alpha^T/\kappa$ — термоупругое давление, $p^1 = \xi_{\omega} u^1$ — ФУ давление, $p^{ml} = p_1^{m1} + p_2^{m1}$ — составляющая эффективного давления, связанная с m , $p_1^{m1} = -(1/2)A^0(b-b^1)m^2$ — давление, обусловленное перенормированной СП обменной стрикцией, b и $b^1 = 2\gamma_{\omega} u^1/A^0$ — константы собственной и СИ магнитоупругости, $p_2^{m1} = (l_{\omega} + \gamma'_{\omega} h) u^1 m$ — составляющая давления света через магнитную подсистему. Минимизированный относительно η потенциал

$$\Phi_0 = \Phi' - \frac{1}{2} A m^2 - \frac{1}{3} C m^3 - \frac{1}{4} B m^4 - \xi m h - T(S^j + S^{\alpha T}), \quad (2)$$

где Φ' — потенциал без m , $A = A' T_c$ — перенормированная константа однородного обмена, $T_c = T_c^0(1 - t^p - t^1)$ — смещенная точка Кюри, $t^p = \kappa p_0^1(b-b^1)$ и $t^1 = (2\beta_{\omega}/A^0) u^1$ — относительное смещение точки ФП перенормированным светом давлением и полем СВ, $C = -(3/2)\kappa A^0(b-b^1)(l_{\omega} + \gamma'_{\omega} h) u^1$ и $B = 2\kappa(A^0/2)^2(b-b^1)^2$ — обусловленные СП и обменной стрикцией константы, $\xi = M_0^2[1 - (\beta'_{\omega} - \kappa\gamma'_{\omega} p_0^1) u^1 M_0^2]$ — перенормированная СП M_0 , $h = h_0 + h^1$ — эффективное магнитное поле, $h^1 = -(\alpha_{\omega} - \kappa p_0^1 l_{\omega}) u^1 \xi$ — СИ магнитное поле, $S^{\alpha T} = -\alpha^T p^{m1}$ изменение энтропии спинов за счет теплового расширения (сжатия). Смещение T_c обусловлено тем, что давление и СП (через нелинейное МЭ взаимодействие) деформируют электронные оболочки атомов, изменяют степень их перекрытия и, следовательно, обменное взаимодействие. С квантовой точки зрения СП изменяет энергетический спектр и степень заполнения энергетических уровней, что

приводит к изменению обменного и спин-орбитального взаимодействия. Поле h^1 и константа C при $l_\omega \gg \gamma'_\omega h$ изменяют знак при изменении циркулярной поляризации на противоположную (левая, правая). Потенциал (2) не симметричен относительно замены $m \rightarrow -m$ даже при $h = 0$, но сохраняет вид при временной инверсии благодаря инверсии циркулярной поляризации. Следовательно, кроме эффективных полей однородного обмена, анизотропии, магнитного поля [4,5], СП наводит благодаря обменной стрикции однонаправленную анизотропию.

Из (2) следует уравнение состояния в виде

$$\theta = [m(1 + C'm + B'm^2) + \xi'h]/[-\partial(S^j + S^{\alpha T})/A'\partial m], \quad (3)$$

где $\theta = T/T_c$ — нормированная температура, $C' = C/A$, $B' = B/A$, $\xi' = \xi/A$. В случае $j = 1/2$ энтропия $S^{1/2} = S^{1/2}(0) - A'[(1/2) \times \ln(1 - m^2) + mArthm]$. Если не учитывать обычно малые слагаемые $C'm$ и $S^{\alpha T}$, то (3) примет вид

$$m(1 + B'm^2) + \xi'h = \theta Arthm. \quad (4)$$

Соотношение (4) дает обратную зависимость $\theta(m)$. Экстремумы $\theta(m)$ удовлетворяют уравнениям $\xi'h = f$, где $f = (1 + 3B'm^{e2}) \times (1 - m^{e2})Arthm^e - m^e(1 + B'm^{e2})$ и $\theta^e = (1 - m^{e2})(1 + 3B'm^{e2})$. Максимум f расположен в точке $m^e = m^c$, где $m^{c2} = (1/2)(1 - 1/3B')$. Следовательно, в области $B' < 1/3$ зависимость $\theta(m)$ не имеет экстремумов и изменение m происходит непрерывно. В области $B' > 1/3$ существуют экстремумы $\theta(m)$ в полях $h < h^c$, где $h^c = f(m^c)/\xi'$ — критическое поле. В экстремумах одно из состояний становится абсолютно неустойчивым и m претерпевает скачок, происходит ФП-1. Между экстремумами расположена область гистерезиса. Эта область имеет максимальную ширину при $h = 0$, уменьшается с ростом h и исчезает при $h = h^c$. Линия ФП-1 заканчивается KT (θ^c, h^c), где $\theta^c = \theta^e(m^c) = (3B'/4)[1 + (1/3B')]^2$. При $h > h^c$ ФП не происходит.

Численное решение (4) графически представлено в виде зависимости $m(\theta)$ на рис. 1. Видно, что переход ПМ–ФМ происходит через ФП-2 в области $B' < 1/3$ (кривые 1, 2) и через ФП-1 в области $B' > 1/3$ (кривые 4, 5), в точке $B' = 1/3$ зависимость $m(\theta)$ имеет вертикальную касательную (кривая 3). Поле создает намагниченность в ПМ фазе и подавляет ФП-2. Однако ФП-1 сохраняется до h^c . С ростом поля область гистерезиса уменьшается и при h^c скачкообразное изменение m переходит в непрерывное (кривые 4–7). Для $B' = 1$ величина $m^c = 3^{-1/2}$

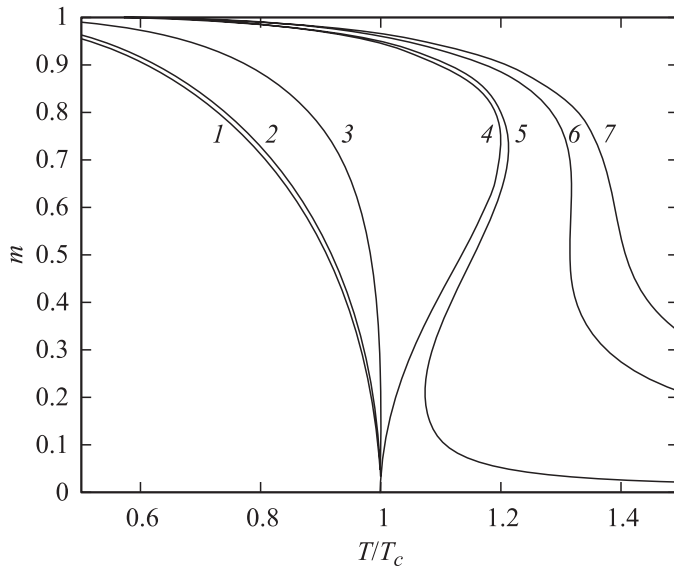


Рис. 1. Зависимость намагниченности от нормированной температуры (температуры, давления, энергии СП). Кривые 1–4 соответствуют $B' = 1/300$; $1/30$; $1/3$; 1 и $\xi'h = 0$; кривые 5–7 соответствуют $B' = 1$ и $\xi'h = 0.001$; 0.1 ; 0.2 .

и $\xi'h^c = 0.1$, $\theta^c = 4/3$. На рис. 1 кривая 6 с параметрами $B' = 1$ и $\xi'h = 0.1$ представляет собой однозначную непрерывную функцию с вертикальной касательной в точке ФП в соответствии с аналитическими результатами. В области $h > h^c$ смена состояний происходит без ФП (кривая 7).

В отличие от ФП-1 любое магнитное поле размывает ФП-2, хотя особенности вблизи ФП сохраняются. При $h = 0$ уравнение $B' = 1/3$ дает линию трикритических точек (ТТ). Условие существования ФП-1 в координатах внешних воздействий p_0, u^1 имеет вид

$$p^i - p_0 \quad p_i^1, \quad (5)$$

где $p^i = (3/2)A^0b - (1/\kappa b)$ — внутреннее давление, определяемое параметрами магнетика, $p_i^1 = p_1^1 + p_2^1$ — СИ давление, $p_1^1 = [\xi^\gamma + 2(\gamma_\omega - b\beta_\omega)/\kappa A^0 b^2]u^1/(1 - (b^1/b))$ и $p_2^1 = -[2\gamma_\omega \xi^\gamma - (l_\omega + \gamma'_\omega h)^2] \times (u^1)^2/(b - b^1)A^0$ — линейная и нелинейная по энергии СП составляющие, $\xi^\gamma = \xi_\omega + 3\gamma_\omega$. Знаки $>$ и $<$ соответствуют условиям

$b > b^1$ и $b < b^1$. Равенство (5) определяет линию ТТ. В случае $p_0 = p_i^1 = 0$ ФП-1 имеет место, если $b > b^c$ при $b > 0$ и $b < -b^c$ при $b < 0$, где $b^c = (2/3A^0\kappa)^{1/2}$. Переход ПМ–ФМ будет ФП-1, если увеличение упругой энергии при изменении объема будет компенсироваться уменьшением энергии однородного обмена. В MnAs $N \approx 2.9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $T_c^0 \approx 285 \text{ K}$, $\kappa \approx 2.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{d}$, $b \approx 19$ [9] и, следовательно, $A^0 \approx 10^9 \text{ erg/cm}^3$ и $p^i \approx 7 \cdot 10^9 \text{ d/cm}^2$. Наведенное через m давление $p_i^1 \approx -t^1/\kappa(b - b^1)$. Смещение $t^1 \approx (4n\Delta n/m^2 A^0 c)I$, где n — показатель преломления, Δn — связанная с m составляющая n , c — скорость света. Изменения Δn за счет кругового и линейного магнитного двупреломления — величины одного порядка. В MnAs величина $\Delta n \sim 10^{-2}$, $n \approx 2.5$. Следовательно, для $m \approx 1$ и $I \approx 10^{10} \text{ W/cm}^2$ (в [7] использовались импульсы с $I \sim 10^{11} \text{ W/cm}^2$) смещение $t^1 \sim 10^{-3}$ и $p^1 \approx 2.5 \cdot 10^7 \text{ d/cm}^2$. Если в MnAs внешнее давление компенсирует внутреннее с точностью $\sim 10^{-2}$, то СП может изменить тип ФП.

Вблизи КТ уравнение состояния (4) можно записать в форме

$$\theta - \theta^c = \lambda_1(h - h^c) + \lambda_2(h - h^c)(m - m^c) + \lambda_3(m - m^c)^3, \quad (6)$$

где $\lambda_1 = \xi'/\text{Arthm}^c$, $\lambda_2 = -\lambda_1/(1 - m^c)^2 \text{Arthm}^c$, $\lambda_3 = -4B'm^c^2(\lambda_2/\lambda_1)$. Экстремумы $\theta(m)$ расположены в точках $m_{2,1}^e = m^c \pm \lambda(h^c - h)^{1/2}$, которым соответствуют $\theta_{2,1}^e = \theta^c - [\lambda_1(h^c - h) \pm (2/3)\lambda_2\lambda^{1/2}(h^c - h)^{3/2}]$, где $\lambda = \lambda_2/3\lambda_3$. Ширина области гистерезиса $m_2^e - m_1^e = 2\lambda(h^c - h)^{1/2}$ и $\theta_2^e - \theta_1^e = (4/3)\lambda_2\lambda^{1/2}(h^c - h)^{3/2}$ сужается при $h \rightarrow h^c$. В MnAs ($M \approx 630 \text{ G}$) при $p_0 = u^1 = 0$ $B' \approx 1/2$, $m^c \approx 1/6$ и $h^c \approx 28$ или $H^c \approx 18 \cdot 10^3 \text{ Oe}$.

Зависимость $m(h)$ представляет собой монотонную кривую в области $\theta > \theta^c$. В области $1 < \theta < \theta^c$ функция $m(h)$ имеет по две пары точек потери устойчивости $m_{e1,2}^2 = m^c \{1 \pm \pm [(\theta^c - \theta)/(\theta^c - 1)]^{1/2}\}$ при $m > 0$ и $m < 0$. Им соответствует поле $h_{e1,2} = [\theta \text{Arthm}_{e1,2} - m_{e1,2}(1 + B'm_{e1,2}^2)]/\xi'$. В области $0 < h_{e1} < h_{e2}$ зависимость $m(h)$ содержит две симметричные относительно начала координат петли гистерезиса разделенные участком однозначной зависимости. В области $-h_{e2} < h_{e1} < 0$ петли гистерезиса перекрываются. В области $h_{e1} < -h_{e2} < 0$ существует большая петля гистерезиса шириной $-2h_{e1}$, внутри которой находится малая петля гистерезиса шириной $2h_{e2}$. В области $\theta < 1$ существует по одной точке неустойчивости (m_{e1}^2) при $m > 0$ и $m < 0$.

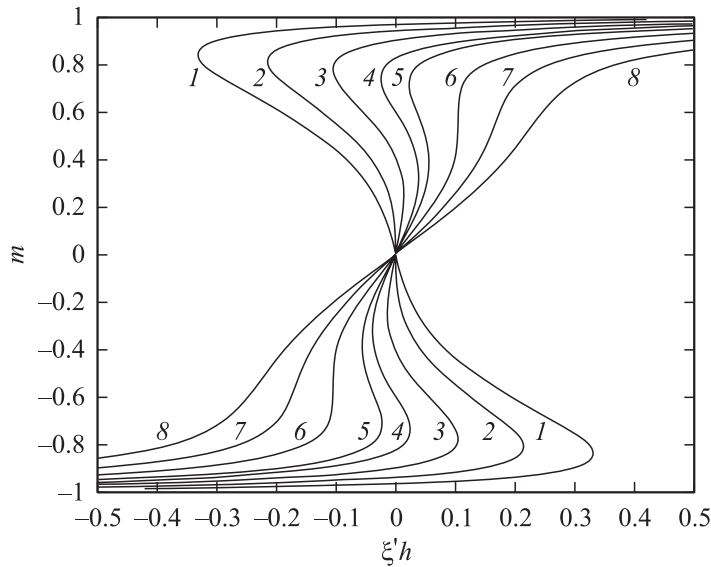


Рис. 2. Зависимость намагниченности от эффективного (внешнего и светоиндуцированного) магнитного поля. Кривые 1–8 соответствуют параметрам $B' = 1$, $\theta = 0.9, 1.0, 1.1, 1.18, 1.23, 1.33, 1.43, 1.53$.

Построенная на основе (4) зависимость $m(h)$ представлена на рис. 2. В области $\theta > \theta^c$ (кривые 8, 7) зависимость $m(h)$ представляется непрерывной однозначной функцией, причем с приближением к θ^c максимум восприимчивости растет. При $\theta = \theta^c$ (кривая 6) $m(h)$ имеет вертикальную касательную. Кривые 5 и 4 имеют по две петли гистерезиса — раздельные и перекрывающиеся соответственно. Кривая 3 содержит большую петлю гистерезиса, внутри которой расположена малая петля гистерезиса. При $\theta = 1$ (кривая 2) $m(h)$ теряет устойчивость в нуле (вертикальная касательная). В области $\theta < 1$ (кривая 1) $m(h)$ имеет одну петлю гистерезиса.

СИ поле можно оценить из соотношения $H^1 = (n\lambda/\pi c)(\varphi/M)I$, где n — показатель преломления, λ — длина волны света, φ — удельное фарадеевское вращение в cm^{-1} . В MnAs $\varphi \approx 10^3 \text{ cm}^{-1}$ при $\lambda \approx 0.7 \mu\text{m}$ и, следовательно, для $I \sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$ $H^1 \sim 10^3 \text{ Oe}$ или $h^1 \sim 1.6$. В поле h , отстоящем от h^c на $0.06h^c$, СВ будет производить

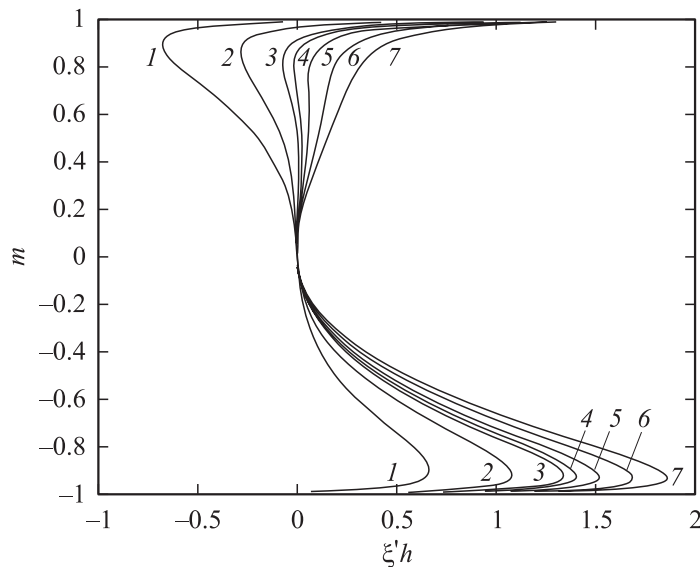


Рис. 3. Влияние кубического слагаемого в потенциале на зависимость намагниченности от эффективного поля (внешнего + светоиндуцированного). Кривые 1–7 соответствуют параметрам $\theta = 0.9$; $B' = 1$; $C' = 0, -0.50, -0.80, -0.88, -1.01, -1.20, -1.40$.

ФП. Выделить полевое действие света на фоне теплового нагрева можно путем изменения круговой поляризации на противоположную.

Несмотря на малость $C'm$, проанализируем его влияние на вид $m(h)$. Поскольку C' и h определяются двумя внешними параметрами, они могут изменяться независимо. Численное решение (3) для $j = 1/2$ без $S^{\alpha T}$ при заданных C' представлено на рис. 3. Видно, что $m(h)$ имеет несимметричную форму, смещается относительно начала координат в сторону сильных полей (кривые 1–3), для больших $|C'|$ при $m > 0$ имеет малую боковую петлю гистерезиса (кривая 4), которая исчезает в КТ (кривая 5) и далее непрерывно изменяется (кривые 6, 7).

Приведенные выше результаты справедливы для линейно поляризованной СВ при $\alpha, \alpha', l, l' = 0$, а также для перехода ПМ-АФМ в области полей, меньших поля опрокидывания подрешеток при замене $h \rightarrow 0$ $m \rightarrow 1$, где 1 — z -компонента вектора АФМ.

Для произвольного j энтропию можно записать в виде ряда по m . С точностью до m^6

$$S^j = S^j(0) - (1/2)A'm^2[1 + (1/2)b^s m^2 + (1/3)c^s m^4],$$

где

$$b^s = 3[(2j+1)^4 - 1]/10j[2(j+1)]^3,$$

$$c^s = 3(b^s)^2 - (9[(2j+1)^6 - 1]/35j[2(j+1)]^5).$$

Без учета $S^{\alpha T}$ в (3) уравнение экстремумов $\theta(m)$ будет иметь вид $\xi'h = f^j$, где $f^j = C'(1 - 4b_a^s m^2)m^2 + 2(B' - b_a^s)m^3 - 2[2c_a^s + 3b_a^s \times (B' - b_a^s)]m^5$, энтропийные коэффициенты $b_a^s = b^s/a^s$ и $c_a^s = c^s/a^s$ нормированы на учитывающую тепловое расширение константу $a^s = 1 - \alpha^T T_c^0(b - b^1)$. Уравнение $\partial f^j/\partial m = 0$ определяет критическое значение m^{jc} . При малых C' решение этого уравнения дает $m^{jc} = m_0^{jc} + m_1^{jc}$, где $m_0^{jc} = \{3(B' - b_a^s)/5[2c_a^s + 3b_a^s(B' - b_a^s)]\}^{1/2}$ и $m_1^{jc} = C'[1 - 8b_a^s(m_0^{jc})^2]/6(B' - b_a^s)$. Следовательно, условие существования ФП-1 для произвольного j и с учетом теплового расширения имеет вид $B' > b^s/a^s$. Зависимость $b^s(j)$ и тепловой вклад в спиновую энтропию могут быть заметными. Для $j = 3/2$, $\alpha^T \approx 5.5 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ коэффициент $b^s = 51/125 > 1/3$ и $\alpha^T T_c^0 b \approx 0.3$.

Автор признателен Ф.В. Лисовскому за обсуждение работы и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Путаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1450.
- [2] Pershan P.S., van der Ziel I.P., Malmstrom L.D. // Phys. Rev. 1966. V. 143. P. 574.
- [3] Балбашиов А.М., Зон Б.А., Купершмидт В.Я. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 304.
- [4] Кабыченков А.Ф. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 1219.
- [5] Kabuchenkov A. // Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics. 1998. V. 13. P. 879.
- [6] Kimel A.V., Kirilyuk A., Usachev P.A. et al. // Nature. 2005. V. 435. P. 655.
- [7] Hansteen F., Kimel A.V., Kirilyuk A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 047402.
- [8] Гражданкина Н.П. // УФН. 1968. Т. 96. С. 291.
- [9] Bean C.P., Rodbell D.S. // Phys. Rev. 1962. V. 126. P. 104.
- [10] Prinz G.A. // Science. 1988. V. 282. P. 1660.
- [11] Кабыченков А.Ф. // Сборник трудов XVII международной школы-семинара. 2000. С.786.