УДК 538.13:539.89

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОДУЛИРОВАННЫХ СТРУКТУРАХ

И.Ф.Мирсаев, Г.Г.Талуц

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург
(Поступила в Редакцию 15 августа 1994 г.)

На основе нелинейной обменно-стрикционной модели исследовано влияние внешнего гидростатического давления P на магнитные фазовые переходы между парамагнитной, соизмеримой и несоизмеримой фазами в кристаллах, не имеющих инвариантов Лифшица. Показано, что при учете нелинейных магнитоупругих взаимодействий и ангармонизма кристаллической решетки эти фазовые переходы описываются кривыми второго порядка относительно температуры T и давления P. Определена зависимость волнового вектора $\mathbf{k}(T, P)$ модулированных магнитных структур от температуры и давления, а также вычислены координаты $(T_L,\ P_L)$ точки Лифшица на фазовой P–T-диаграмме.

В [1–3] исследовалась фазовая диаграмма кристаллов с модулированными структурами. Было показано, что на фазовой P–T-диаграмме существует тройная точка, называемая точкой Лифшица, в которой сходятся все три фазы: парамагнитная (PM), соизмеримая (C) и несоизмеримая (NC). Координаты этой точки $(T_L,\ P_L)$ определяются из уравнения $A(T_L, P_L) = 0$, $\gamma(T_L, P_L) = 0$, где A и γ — коэффициенты однородных и неоднородных обменных взаимодействий.

Анализ магнитных фазовых переходов в [1–3] проводился на основе теории Ландау без учета явной зависимости между магнитной и упругой подсистемами. В рамках такой теории не удается установить зависимость температуры фазовых переходов T_c, а также волнового вектора модулированной фазы $\mathbf{k}$ от давления и определить координаты $(T_L,\ P_L)$ точки Лифшица.

Целью настоящей работы является определение зависимостей от давления $T_c(P)$ и $\mathbf{k}(T, P)$, а также точки Лифшица $(T_L,\ P_L)$. Для этого используется нелинейная обменно-стрикционная модель магнитных фазовых переходов [4–11], в основе которой лежит предположение о сильной зависимости обменных интегралов от межатомного расстояния. В этой модели [9–11] зависимость обменных интегралов от температуры и давления обусловлена изменением параметров решетки за счет деформации, вызванной термическими напряжениями и давлением.

1. Термодинамический потенциал

Рассмотрим вначале модулированную структуру в одноосных кристаллах с магнитной анизотропией типа «легкая ось». Представим термодинамический потенциал φ единицы объема кристалла в виде суммы магнитной, упругой и магнитоупругой частей

$$\varphi = \varphi_m + \varphi_l + \varphi_{ml}. \tag{1}$$

Однородную часть магнитной энергии φ_m^0 запишем в приближении молекулярного поля

$$\varphi_m^0 = -I_0\xi^2 - TS, \tag{2}$$

где I_0 — обменная константа, $\xi = M(T,P)/M_s$ — относительная намагниченность, $M_s = M(0,0)$ — намагниченность насыщения, T — абсолютная температура, S — энтропия спиновой системы, равная [5]

$$S = Nk_B\left(\ln x - a_1\xi^2 - a_2\xi^4 + \ldots\right), \tag{3}$$

$$a_1 = \frac{3}{2}\,\frac{x-1}{x+1}, \qquad a_2 = \frac{9}{20}\,\frac{x^4-1}{(x+1)^4}, \qquad x = 2j+1.$$

Здесь N — концентрация магнитных ионов, k_B — постоянная Больцмана, j — спиновое число.

Примем за направление модуляции магнитной структуры координатную ось z. В этом случае неоднородная часть магнитной энергии [1]

$$\tilde{\varphi}_m = \gamma_0\xi'^2 + \beta\xi''^2, \tag{4}$$

где $\xi' = \partial\xi/\partial z$, $\xi'' = \partial^2\xi/\partial z^2$.

Будем рассматривать поведение системы в некотором температурном интервале. Учитывая тепловое расширение и ангармонизм кристалла, представим упругую энергию в виде

$$\varphi_l = \frac{1}{2}c_{ij}^0\eta_i\eta_j + \frac{1}{6}c_{ijk}^0\eta_i\eta_j\eta_k - \Delta T c_{ij}^0\alpha_i^0\eta_j + P\eta_i E_i, \tag{5}$$

где η_i — тензор деформации, α_i^0 и c_{ij}^0, c_{ijk}^0 — коэффициенты теплового расширения и модули упругости второго и третьего порядков в PM-фазе при $P=0$, $T=T_0$, T_0 — выбранная температура начала отсчета, $\Delta T = T - T_0$, E_i — единичная матрица с отличными от нуля элементами $E_1 = E_2 = E_3 = 1$. Здесь и в дальнейшем для обозначения индексов тензорных величин используется сокращенные обозначения Фогта (по схеме 11–1, 22–2, 33–3, 23, 32–4, 13, 31–5, 12, 21–6, $i,j,k\ldots = 1,2,\ldots 6$).

Будем считать, что обменные константы I и γ являются функциями тензора деформации

$$I = I_0 + I_i\eta_i + \frac{1}{2}I_{ij}\eta_i\eta_j + \ldots,$$

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_i\eta_i + \frac{1}{2}\gamma_{ij}\eta_i\eta_j + \ldots. \tag{6}$$

Тогда обменную и упругую части энергии можно представить в виде

$$\varphi_{\text{ex}} = -I_0\xi^2 + \gamma_0\xi'^2,$$

$$\varphi_{ml} = \left(-I_i\xi^2 + \gamma_i\xi'^2\right)\eta_i + \frac{1}{2}\left(-I_{ij}\xi^2 + \gamma_{ij}\xi'^2\right)\eta_i\eta_j, \tag{7}$$

где I_i, γ_i и I_{ij}, γ_{ij} — обменно-стрикционные константы первого и второго порядков.

Равновесное значение тензора деформации определяется из условия минимума

$$\partial\varphi/\partial\eta_i = c_{ij}\eta_j + \frac{1}{2}c^0_{ijk}\eta_j\eta_k - \sigma_i = 0, \tag{8}$$

в котором

$$\sigma_i = \sigma_i^0 + I_i\xi^2 - \gamma_i\xi'^2, \qquad \sigma_i^0 = -PE_i + \Delta T c^0_{ij}\alpha^0_j \tag{9}$$

— тензор напряжений, создаваемых изменением температуры и давления, а также обменно-стрикционными взаимодействиями. В (8)

$$c_{ij} = c^0_{ij} - I_{ij}\xi^2 + \gamma_{ij}\xi'^2 \tag{10}$$

является тензором перенормированных констант упругости, зависящих от намагниченности. Эта зависимость обусловлена нелинейными обменно-стрикционными взаимодействиями.

Из (8) следует, что в квадратичном приближении по $\hat{\sigma}$ тензор деформации имеет вид

$$\eta_i = s_{ij}\sigma_j + \frac{1}{2}s_{ijk}\sigma_j\sigma_k, \tag{11}$$

где

$$s_{ijk} = -s_{im}s_{jn}s_{k1}c^0_{mn1}, \tag{12}$$

а $s_{ij} = c^{-1}_{ij}$ — постоянные упругой податливости кристалла с матрицей, обратной к c_{ij}. Согласно (10), постоянные s_{ij} зависят от намагниченности

$$s_{ij} \approx s^0_{ij} + s^{(1)}_{ij}\xi^2 + s^{(2)}_{ij}\xi^4 + s^{(3)}_{ij}\xi'^2 + \ldots,$$

$$s^{(n)}_{ij} = s^{(n-1)}_{ik}s^0_{j1}I_{k1} \quad (n = 1, 2); \qquad s^{(3)}_{ij} = -s^0_{im}s^0_{jn}\gamma_{mn}. \tag{13}$$

Здесь $s^0_{ij} = (c^0_{ij})^{-1}$ — постоянные податливости в РМ-фазе.

Исключая из выражения термодинамического потенциала (1) тензор деформации (11), получим

$$\Phi = \int \varphi d^3r = \int d^3r \left\{A_0\xi^2 + B_0\xi^4 + \gamma_0\xi'^2 + \beta\xi''^2 - \frac{1}{2}s_{ij}\sigma_i\sigma_j - \frac{1}{6}s_{ijk}\sigma_i\sigma_j\sigma_k\right\} \tag{14}$$

где

$$A_0 = a_1k_BNT - I_0, \qquad B_0 = a_2k_BNT. \tag{15}$$

Учитывая (9), (12), (13), представим (14) в виде ряда

$$\Phi = \int d^3r \left\{ A\xi^2 + B\xi^4 + \gamma\xi'^2 + \beta\xi''^2 + \ldots \right\} \tag{16}$$

с перенормированными коэффициентами

$$A = A_0 - s^0_{ij} I_j \sigma^0_i - \frac{1}{2} s^0_{im} s^0_{jn} I^*_{mn} \sigma^0_i \sigma^0_j - \frac{1}{2} s^0_{ijm} s^0_{nk} I_{mn} \sigma^0_i \sigma^0_j \sigma^0_k, \tag{17}$$

$$B = B_0 - \frac{1}{2} s^0_{ij} I_i I_j - \left(s^{(1)}_{ij} + \frac{1}{2} s^0_{ijk} I_k \right) I_j \sigma^0_i - \frac{1}{2} \left(s^{(2)}_{ij} + 3 s^0_{ijm} s^0_{kn} I_{mn} I_k \right) \sigma^0_i \sigma^0_j -$$

$$- \frac{1}{2} \left(s^0_{ijm} s^{(1)}_{nk} + s^0_{imp} s^0_{jn} s^0_{kq} I_{pq} \right) I_{mn} \sigma^0_i \sigma^0_j \sigma^0_k, \tag{18}$$

$$\gamma = \gamma_0 + s^0_{ij} \gamma_j \sigma^0_i + \frac{1}{2} s^0_{im} s^0_{jn} \gamma^*_{mn} \sigma^0_i \sigma^0_j + \frac{1}{2} s^0_{ijm} s^0_{kn} \gamma_{mn} \sigma^0_i \sigma^0_j \sigma^0_k, \tag{19}$$

в которых s^0_{ijk} — значение тензора s_{ijk} (12) в РМ-фазе, а

$$I^*_{mn} = I_{mn} - c^0_{mn1} s^0_{1k} I_k, \qquad \gamma^*_{mn} = \gamma_{mn} - c^0_{mn1} s^0_{1k} \gamma_k \tag{20}$$

— перенормированные тензоры за счет ангармонизма кристаллической решетки.

Функционал (16) описывает влияние гидростатического давления и температуры ($\sigma^0_i \sim P, T$) на магнитное состояние кристалла с намагниченностью $\xi(z)$ вдоль оси z и используется в дальнейшем для определения зависимости линии магнитных фазовых переходов от давления.

Отметим, что входящие в (17)–(19) коэффициенты разложения по σ^0_i отнесены к температуре $T = T_0$. Эти коэффициенты могут быть определены, как будет показано далее, из независимых измерений.

2. Магнитные фазовые переходы

Из анализа термодинамического потенциала (16) следует, что магнитные фазовые переходы типа порядок–беспорядок наступают при выполнении условий [1]

$$A = 0, \qquad\qquad \gamma > 0, \tag{21}$$

$$A_{k_0} \equiv A - \frac{\gamma^2}{4\beta} = 0, \qquad \gamma < 0. \tag{22}$$

Первое из этих уравнений определяет температуру $T_C(P)$ переходов из исходной РМ-фазы в однородное магнитное (соизмеримое) С-состояние с параметром порядка

$$\xi_0 = \left(-\frac{A}{2B} \right)^{1/2}, \tag{23}$$

а второе — температуру $T_\lambda(P)$ перехода из PM в модулированную (несоизмеримую) NC-фазу с намагниченностью

$$\xi(z) = \left(-\frac{2A_{k_0}}{3B}\right)^{1/2} \cos(k_0 z + \psi), \tag{24}$$

где ψ — произвольная фаза, k_0 — величина волнового вектора $\mathbf{k} = k_0 \mathbf{l}_z$, равная

$$k_0 = \left(-\frac{\gamma}{2\beta}\right)^{1/2}. \tag{25}$$

Параметр порядка $\xi(z)$ (24) описывает синусоидальную структуру типа продольной спиновой волны с амплитудой $\xi_{k_0} = (-2A_{k_0}/3B)^{1/2}$ [1]. Зависимость волнового вектора $\mathbf{k}$ этой волны от температуры и давления определяется функцией $\gamma(T,P)$, приведенной в (19).

Фазовые переходы между магнитоупорядоченными фазами C и NC являются переходами первого рода [1]. Линия этих переходов $T_{\mathrm{NC}}(P)$ определяется из равенства энергии этих фаз $\Phi_{\mathrm{C}} = \Phi_{\mathrm{NC}}$. Учитывая, что $\Phi_{\mathrm{C}} = -A^2/4B$, $\Phi_{\mathrm{NC}} = -A_{k_0}^2/6B$, находим уравнение линии переходов $T_{\mathrm{NC}}(P)$ [1]:

$$A + \frac{(2+\sqrt{6})\gamma^2}{4\beta} \approx A + \frac{4.45\gamma^2}{4\beta} = 0. \tag{26}$$

Определим теперь зависимость температуры фазовых переходов от давления. Рассмотрим сначала наиболее простой случай, когда отсутствует тепловое расширение ($\alpha_i^0 = 0$).

Из (21), (22), (17), (19) следует, что переходы беспорядок–порядок происходят при температурах

$$T_{\mathrm{C}}(P) = T_{\mathrm{C}}^0 + \Delta T_{\mathrm{C}}(P), \tag{27}$$

$$T_\lambda(P) = T_\lambda^0 + \Delta T_\lambda(P), \tag{28}$$

где T_{C}^0 и T_λ^0 — температуры переходов PM–C и PM–NC при $P = 0$.

$$T_{\mathrm{C}}^0 = \frac{I_0}{a_1 k_B N}, \qquad T_\lambda^0 = T_{\mathrm{C}}^0 + \frac{\gamma_0^2}{4\beta a_1 k_B N}. \tag{29}$$

Смещения $\Delta T_{\mathrm{C}}(P)$ и $\Delta T_\lambda(P)$ температур фазовых переходов под давлением определяются из выражения

$$\Delta T_\lambda(P) = \Delta T_{\mathrm{C}}(P) + \Delta T_\gamma(P), \tag{30}$$

$$\Delta T_{\mathrm{C}}(P) = (a_1 k_B N)^{-1}\Big\{ - s_{ij}^0 E_i I_j P + \frac{1}{2} s_{im}^0 s_{jn}^0 E_i E_j I_{mn}^* P^2 - \\ - \frac{1}{2} s_{ijm}^0 s_{kn}^0 E_i E_j E_k I_{mn} P^3 \Big\}, \tag{31}$$

$$\Delta T_\gamma(P) = (4\beta a_1 k_B N)^{-1} \Big\{ -2\gamma_0 s^0_{ij} E_i \gamma_j P + s^0_{im} s_{jn} E_i E_j \left(\gamma_0 \gamma^*_{mn} + \gamma_m \gamma_n\right) P^2 +$$

$$+ s^0_{im} s^0_{jn} s^0_{k1} E_i E_j E_k \left(\gamma_0 c^0_{mnp} s^0_{pz} \gamma_{z1} + \gamma_m \gamma^*_{n1}\right) P^3 \Big\}. \tag{32}$$

Переходы порядок–беспорядок (C–NC), согласно (26), происходят при температуре

$$T_{\mathrm{NC}}(P) = T^0_{\mathrm{NC}} + \Delta T_{\mathrm{NC}}(P), \tag{33}$$

$$T^0_{\mathrm{NC}} = T^0_{\mathrm{C}} - \frac{4.45\gamma_0^2}{4\beta a_1 k_B N}, \quad \Delta T_{\mathrm{NC}}(P) = \Delta T_{\mathrm{C}}(P) - 4.45\Delta T_\lambda(P). \tag{34}$$

Заметим, что температура $\Delta T_\gamma(P)$ (32) вычислена с точностью до кубических по давлению членов. Слагаемые $\sim P^3$ в (31), (32) становятся наиболее существенными при давлениях порядка $P \gtrsim \left(10^{-1} - 10^{-2}\right) c^0_{ii}$.

Рассмотрим влияние теплового расширения ($\alpha^0_i \neq 0$) на температуру магнитных фазовых переходов.

При деформациях $\eta^0_i = s^0_{ik}\sigma^0_k \ll c_0^{(2)}/c_0^{(3)}$, где $c_0^{(2)}$ и $c_0^{(3)}$ — модули упругости второго и третьего порядков, линии фазовых переходов (21), (22), (26) являются кривыми второго порядка относительно температуры и давления

$$a_{11}(\Delta T)^2 + 2a_{12}P\Delta T + a_{22}P^2 + 2a_{13}\Delta T + 2a_{23}P + a_{33} = 0. \tag{35}$$

Для переходов PM–C коэффициенты (35) имеют вид

$$a_{11} = -\frac{1}{2} I^*_{ik}\alpha^0_i\alpha^0_k, \qquad a_{12} = \frac{1}{2} s^0_{ik} I^*_{k1}\alpha^0_1 E_i,$$

$$a_{22} = -\frac{1}{2} s^0_{ik} s^0_{j1} I^*_{k1} E_i E_j, \qquad a_{13} = \frac{1}{2}\left(a_1 k_B N - I_s \alpha^0_s\right),$$

$$a_{23} = \frac{1}{2} s^0_{ij} E_i I_j, \qquad a_{33} = a_1 k_B N T_0 - I_0. \tag{36}$$

При переходах PM–NC и C–NC необходимо в коэффициентах a_{ik} заменить величины I^*_{ik}, I_i, I_0 соответственно на I'_{ik}, I'_i, I'_0 и I''_{ik}, I''_i, I''_0, где

$$I'_{ik} = I^*_{ik} + \frac{\gamma_i\gamma_k + \gamma_0\gamma^*_{ik}}{2\beta}, \qquad I'_i = I_i + \frac{\gamma_0\gamma_i}{2\beta}, \qquad I'_0 = I_0 + \frac{\gamma_0^2}{4\beta},$$

$$I''_{ik} = I^*_{ik} - \frac{4.45(\gamma_i\gamma_k + \gamma_0\gamma^*_{ik})}{2\beta}, \qquad I''_i = I_i - \frac{4.45\gamma_0\gamma_i}{2\beta}, \qquad I''_0 = I_0 - \frac{4.45\gamma_0}{4\beta}. \tag{37}$$

В случае кристаллов с кубической симметрией имеем $D = a_{11}a_{22} - a_{12}^2 = 0$ и линия (35) является параболой, а для кристаллов более низкой симметрии — эллипсом ($D > 0$) или гиперболой ($D < 0$).

3. Двухкомпонентный параметр порядка

Изложенные выше результаты относятся к продольным синусоидальным структурам, описываемым однокомпонентным параметром порядка. Геликоидальные и поперечные синусоидальные структуры можно описывать термодинамическим потенциалом [3]

$$\Phi = \int d^3z \left\{ A\left(\xi_1^2+\xi_2^2\right) + B\left(\xi_1^2+\xi_2^2\right)^2 + B_1\xi_1^2\xi_2^2 + \right.$$

$$\left. + \gamma\left(\xi'^2_1 + \xi'^2_2\right) + \beta\left(\xi''^2_1 + \xi''^2_2\right)\right\}, \tag{38}$$

зависящим от двухкомпонентного параметра порядка. Выражение (38) является обобщением функционала (16). Здесь $\xi_i = M_i(T,P)/M_s$ ($i = 1, 2$) — относительные компонентны намагниченности, A, B, γ — коэффициенты, определенные в (17)–(19). Из условия устойчивости следует [3], что $B > 0$, $4B + B_1 > 0$, $\beta > 0$.

Исследование (38) на минимум показывает [3], что при $B_1 - 4B > 0$ реализуется состояние

$$\xi_1 = 0, \qquad \xi_2 = \left(\frac{-2A_{k_0}}{3B}\right)^{1/2}\cos(k_0z+\psi), \tag{39}$$

соответствующее поперечной синусоидальной структуре. Если $B_1 - 4B < 0$, то энергетически выгодно состояние с двумя компонентами намагниченности

$$\xi_1 = \xi_{k_0}\cos(k_0z+\psi), \quad \xi_2 = \xi_{k_0}\sin(k_0z+\psi), \quad \xi_{k_0} = \left(-\frac{2A_{k_0}}{2B+\frac{B_1}{4}}\right)^{1/2}, \tag{40}$$

соответствующими геликоидальной структуре.

В поперечных синусоидальных структурах магнитные фазовые переходы происходят [3] по линиям $T_{\mathrm{C}}(P)$ (21), $T_\lambda(P)$ (22), $T_{\mathrm{NC}}(P)$ (26), совпадающим с линиями переходов в одноосных магнетиках. Для геликоидальных структур линии T_{C}, $T_\lambda(P)$ также определяются уравнениями (21) и (22), однако температура $T_{\mathrm{NC}}(P)$ определяется из уравнения [3]

$$\frac{A^2}{4B} = \frac{A_{k_0}^2}{B+\frac{B_1}{8}}, \tag{41}$$

получаемого из равенства энергии C- и NC-фаз.

Заметим, что фазовые переходы на линии $T_{\mathrm{NC}}(P)$ являются фазовыми переходами первого рода, а на линиях $T_{\mathrm{C}}(P)$ и $T_\lambda(P)$ — переходами второго рода.

4. Точка Лифшица

На фазовой $P-T$-диаграмме линии трех переходов PM–C, PM–NC и C–NC сходятся [1–3] в точке Лифшица. Положение этой точки (T_L, P_L) определяется из уравнений

$$A(T_L, P_L) = 0, \qquad \gamma(T_L, P_L) = 0. \tag{42}$$

Найдем координаты (T_L, P_L), ограничиваясь линейной зависимостью коэффициентов A (17) и γ (19) от температуры и давления. В этом приближении

$$A = C^{-1}[T - T_c(P)], \qquad C^{-1} = a_1 k_B N - I_s \alpha_s^0, \tag{43}$$

$$\gamma = \gamma_s^0 \alpha_s^0 [T - T_k(P)], \tag{44}$$

где C — константа Кюри–Вейсса, $T_c(P)$ — температура Кюри, $T_{\text{cr}}(P)$ — критическая температура, при которой величина волнового вектора $k_0 = (-\gamma/2\beta)^{1/2}$ обращается в нуль. Значение этих температур определяется из формул

$$T_c(P) = T_c^0 - bP, \qquad T_c^0 = C(I_0 - T_0 I_k \alpha_k^0), \qquad b = C s_{ij}^0 E_i I_j, \tag{45}$$

$$T_{\text{cr}}(P) = T_{\text{cr}}^0 + dP, \qquad T_{\text{cr}}^0 = T_0 - \frac{\gamma_0}{\gamma_s \alpha_s^0}, \qquad d = \frac{s_{ij}^0 E_i \gamma_j}{\alpha_s^0 \gamma_s^0}. \tag{46}$$

Учитывая (43)–(46) в уравнениях (42), получим

$$T_L = \frac{bT_{\text{cr}}^0 + dT_c^0}{b + d}, \qquad P_L = \frac{T_{c^0} - T_{\text{cr}}^0}{b + d}. \tag{47}$$

Заметим, что при определении точки Лифшица (T_L, P_L) для кристаллов с сильными нелинейными обменно-стрикционными взаимодействиями ($|I_{k1}\eta_1^0| \gtrsim |I_k|$, $|\gamma_{k1}\eta_1^0| \gtrsim |\gamma_k|$, где $\eta_1^0 = s_{1m}^0 \sigma_m^0$ — статические деформации) необходимо учитывать нелинейную зависимость коэффициентов A и γ от напряжения σ_i^0.

5. Обсуждение результатов

На магнитные фазовые переходы, происходящие под высоким давлением $P \sim (10^{-1} - 10^{-2})c_{ii}^0$, существенное влияние оказывают ангармонизм кристаллической решетки и нелинейные обменно-стрикционные взаимодействия. Учет ангармонизма может приводить к кубической зависимости эффективных обменных констант A (17) и γ (19) от температуры и давления ($\sigma_i^0 \sim T$, P). Эта кубическая зависимость может проявлятся только при наличии в магнетике нелинейных обменно-стрикционных взаимодействий, описываемых тензорами I_{ik} и γ_{ik}.

При давлениях $P \lesssim 10^{-2} c_{ii}^0$ можно ограничиться квадратичной зависимостью обменных констант A и γ по $\hat{\sigma}^0$. В этом случае линиями магнитных переходов PM–C, PM–NC, C–NC являются кривые второго порядка относительно температуры и давления.

Отметим, что тензоры I^*_{ik}, γ^*_{ik} (20) характеризуют нелинейные свойства линий фазовых переходов PM–C, PM–NC и C–NC (27), (28), (33), (35). Компоненты перенормированных обменно-стрикционных тензоров I^*_{ik}, γ^*_{ik} можно определить, зная разницу модулей упругости второго порядка в магнитоупорядоченной и парамагнитной фазах.

Представим модули упругости второго порядка при наличии статических деформаций в виде [12]

$$c_{ik}(\hat{\eta}^0) = c_{ik}(0) + c^0_{ikm}\eta^0_m. \tag{48}$$

для модулированных магнитных структур тензор $\hat{\eta}^0$ описывает (в отсутствие давления и термического расширения) обменно-стрикционные деформации. В линейном приближении магнитоупругого взаимодействия из (11) следует для соизмеримой фазы

$$\eta^{0(\mathrm{C})}_m \approx s^0_{mn} I_n \xi_0^2 \tag{49}$$

и для несоизмеримой фазы

$$\eta^{0(\mathrm{NC})}_m \approx s^0_{mn} \left\{ I_n\xi^2 - \gamma_n \left({\xi'}^2_1 + {\xi'}^2_2 \right) \right\}. \tag{50}$$

Учитывая (10), (20), (49) и (50), получим из (48)

$$c^{(\mathrm{C})}_{ik}(\hat{\eta}^0) = c^0_{ik} + I^*_{ik}\xi_0^2, \tag{51}$$

$$c^{(\mathrm{NC})}_{ik}(\hat{\eta}^0) = c^0_{ik} + I^*_{ik}\xi^2 + \gamma^*_{ik}\left({\xi'}^2_1 + {\xi'}^2_2 \right). \tag{52}$$

Зная модули упругости $c^{(\mathrm{C})}_{ik}(\hat{\eta}^0)$ и $c^{(\mathrm{NC})}_{ik}(\hat{\eta}^0)$ в соизмеримой и несоизмеримой фазах, можно определить значения констант I^*_{ik} и γ^*_{ik}.

$$I^*_{ik} = \frac{\left\{ c^{(\mathrm{C})}_{ik}(\hat{\eta}^0) - c^0_{ik} \right\}}{\xi_0^2}, \tag{53}$$

$$\gamma^*_{ik} = \frac{\left\{ c^{(\mathrm{NC})}_{ik}(\hat{\eta}^0) - c^0_{ik} - I^*_{ik}\xi^2 \right\}}{{\xi'}^2_1 + {\xi'}^2_2}. \tag{54}$$

Величины обменно-стрикционных констант первого порядка I_k и γ_k характеризуют смещение температур фазовых переходов при наличии давления в линейном приближении. Из (49), (50) следует, что константы

$$I_k \approx \frac{c^0_{km}\eta^{0(\mathrm{C})}_m}{\xi_0^2}, \tag{55}$$

$$\gamma_k \approx \frac{I_k\xi^2 - c^0_{km}\eta^{0(\mathrm{NC})}_m}{{\xi'}^2_1 + {\xi'}^2_2} \tag{56}$$

можно определить, зная величину стрикционных деформаций $\eta_m^{0(C)}$ и $\eta_m^{0(NC)}$ в однородной (C) и модулированной (NC) фазах.

Для одноосных кристаллов $\eta_1^{0(NC)} = \eta_2^{0(NC)} = (a - a_0)/a_0$, $\eta_3^{0(NC)} = (c - c_0)/c_0$, $\eta_4^0 = \eta_5^0 = \eta_6^0 = 0$, где a, c и a_0, c_0 — параметры решетки в модулированной и парамагнитной соответственно фазах. Значения разностей $\Delta a = a - a_0$, $\Delta c = c - c_0$ вычисляются экстраполяцией значений a_0 и c_0 из PM-фазы в модулированную. Деформации в однородной магнитной фазе определяются аналогично из измерения параметра решетки a и c в этих фазах.

В заключение отметим, что на фазовой P–T-диаграмме точка Лифшица (47) будет существовать при условиях $T_L > 0$, $P_L > 0$. Такая точка наблюдалась в соединениях $Mn_{1-x}Cr_xAs$ [13].

Список литературы

[1] Michelson A. Phys. Rev. **B 16**, *1*, 577 (1977).
[2] Michelson A. Phys. Rev. **B 16**, *1*, 585 (1977).
[3] Michelson A. Phys. Rev. **B 16**, *11*, 5121 (1977).
[4] Kittel C. Phys. Rev. **120**, *2*, 335 (1960).
[5] Bean C.P., Rodbell D.S. Phys. Rev. **126**, *1*, 104 (1962).
[6] Гражданкина Н.П. УФН **96**, *2*, 291 (1968).
[7] Кузьмин Е.В., Петраковский Г.А., Завадский Э.А. Физика магнитоупорядоченных веществ. Новосибирск (1976), 276 с.
[8] Гражданкина Н.П., Мирсаев И.Ф., Новиков М.А., Талуц Г.Г. ФММ **51**, *3*, 547 (1981).
[9] Гражданкина Н.П., Мирсаев И.Ф., Талуц Г.Г. ФММ **52**, *1*, 36 (1981).
[10] Мирсаев И.Ф., Талуц Г.Г. ФММ **53**, *2*, 251 (1982).
[11] Мирсаев И.Ф., Песина З.М., Талуц Г.Г. ФММ **61**, *2*, 403 (1986).
[12] Физическая акустика. / Под ред. У. Мезона. М. (1966), Т. 1(Ч. А), 592 с.
[13] Fjellvag H., Karen P., Kjekshus A., Zieba A., Chattopadhyay T., Vettier C. J. Magn. Magn. Mater. **92**, *1*, 75 (1990).