1994 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 36, № 7
1994 SOLID STATE PHYSICS Vol. 36, N 7

УДК 538.22

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В СЕГНЕТОФЕРРОМАГНЕТИКЕ С ОРБИТАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ

И.Е. Чупис

Предсказаны необычные высокочастотные свойства сегнетомагнетика с «незамороженным» орбитальным моментом: прецессия вектора электрической поляризации, осцилляции магнитного момента с изменением его величины, а также появление дополнительных магнитоэлектрических резонансов.

Имеющиеся теоретические исследования сегнетомагнетиков предполагают спиновую природу магнитного момента [1]. Однако, например, у редкоземельных элементов магнитные ионы имеют отличный от нуля орбитальный момент, который наряду со спиновым дает вклад в полный магнитный момент. Недавно [2] в сегнетомагнетике $Tb_2(MoO_4)_3$ с «незамороженным» орбитальным моментом иона Tb^{3+} наблюдалось проявление магнитоэлектрического взаимодействия, на два порядка превышающего магнитоэлектрическое взаимодействие в спиновом магнетике с нулевым орбитальным моментом. В сегнетомагнетиках с незамороженным орбитальным моментом можно ожидать не только значительную величину магнитоэлектрических эффектов, обусловленную гигантской магнитострикцией, но и качественно новые эффекты. Некоторые из них указываются в настоящей работе. Они являются следствием того, что в сегнетомагнетике с незамороженным орбитальным моментом в отличие от спинового сегнетомагнетика операторы магнитного момента и электрической поляризации не коммутируют друг с другом. Изменения, которые это обстоятельство вносит в спектр и характер элементарных возбуждений, проанализированы в предельном случае, когда магнитный момент имеет орбитальное происхождение на примере одноосного сегнетоэлектрика-ферромагнетика. Показано, что в отличие от спинового сегнетомагнетика возникают высокочастотные магнитные возбуждения осцилляционного типа с изменением величины магнитного момента, а также прецессия вектора электрической поляризации. В спектре поглощения переменных электрического и магнитного полей ожидается появление дополнительных резонансных линий. Указанные особенности имеют место только в сегнетомагнитном состоянии.

1. Возбуждение при ориентации равновесных моментов вдоль легкой оси

Будем описывать сегнетомагнитную систему посредством операторов плотностей магнитного $\hat{\mathbf{M}}(\mathbf{r})$, электрического $\hat{\mathbf{P}}(\mathbf{r})$ дипольных моментов и оператора $\hat{\pi}(\mathbf{r})$ переменной, канонически сопряженной поляризации $\hat{\mathbf{P}}(\mathbf{r})$

$$\hat{\mathbf{M}}(\mathbf{r}) = \mu_0 \sum_n \delta(\mathbf{r}_n - \mathbf{r})\hat{\mathbf{l}}_n,$$

$$\hat{\mathbf{P}}(\mathbf{r}) = z \sum_n \delta(\mathbf{r}_n - \mathbf{r})\hat{\mathbf{u}}_n,$$

$$\hat{\pi}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{im_0} \sum_n \delta(\mathbf{r}_n - \mathbf{r})\frac{\partial}{\partial \mathbf{u}^n}, \tag{1}$$

где n, z и m_0 — соответственно номер, заряд и масса иона (для простоты мы считаем z и m_0 одинаковыми для всех ионов); μ_0 — магнетон Бора; $\hat{\mathbf{l}}$ — оператор орбитального момента; $\hat{\mathbf{u}}$ — оператор смещения иона от центросимметричного положения в элементарной ячейке.

Используя (1), получаем следующие коммутационные соотношения:

$$\left[\hat{M}_i(\mathbf{r}),\, \hat{M}_k(\mathbf{r}')\right] = i\mu_0\Big\{\varepsilon_{ikl}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\hat{M}_l(\mathbf{r})+$$

$$+\hat{M}_k(\mathbf{r})[\mathbf{r}\nabla]_i\delta(\mathbf{r}'-\mathbf{r}) - \hat{M}_i(\mathbf{r}')[\mathbf{r}\nabla]_k\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\Big\},$$

$$\left[\hat{M}_i(\mathbf{r}),\, \hat{P}_k(\mathbf{r}')\right] = i\mu_0\varepsilon_{ikl}\hat{P}_l\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') + i\mu_0\hat{P}_k(\mathbf{r})[\mathbf{r}\nabla]_i\delta(\mathbf{r}'-\mathbf{r}),$$

$$\left[\hat{M}_i(\mathbf{r}),\, \hat{\pi}_k(\mathbf{r}')\right] = i\mu_0\left\{[\mathbf{r}\nabla]_i\delta(\mathbf{r}'-\mathbf{r})\hat{\pi}_k(\mathbf{r}') + \frac{\hbar}{m_0}\sum_n \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_n)\nabla_k\left(\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\hat{l}_{in}\right)\right\},$$

$$\left[\hat{P}_i(\mathbf{r}),\, \hat{\pi}_k(\mathbf{r}')\right] = i\hbar f\delta_{ik}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') + \frac{i\hbar}{m_0}\nabla_k\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\hat{P}_i(\mathbf{r}),$$

$$[\hat{\pi}_i(\mathbf{r}),\, \hat{\pi}_k(\mathbf{r}')] = \frac{i\hbar}{m_0}\{\nabla_k\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\hat{\pi}_i(\mathbf{r}') - \nabla_i'\delta(\mathbf{r}'-\mathbf{r})\hat{\pi}_k(\mathbf{r})\}, \tag{2}$$

где $f = z^2/m_0v_c$, v_c — объем элементарной ячейки.

Гамильтониан одноосного сегнетоферромагнетика с легкой осью z имеет вид

$$\hat{H} = \int\Bigg\{-\frac{1}{2}\beta\hat{M}_z^2 + \frac{1}{2}\beta_1\left(\hat{M}_x^2+\hat{M}_y^2\right) + \frac{1}{4}\lambda\hat{M}_z^4 + \frac{1}{4}\lambda_1\left(\hat{M}_x^2+\hat{M}_y^2\right)^2 +$$

$$+\frac{1}{2}\lambda_2\hat{M}_z^2\left(\hat{M}_x^2+\hat{M}_y^2\right) + \frac{1}{2}\alpha\left(\frac{\partial\hat{M}_z}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{1}{2}\alpha_1\left[\left(\frac{\partial\hat{M}_x}{\partial x_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial\hat{M}_y}{\partial x_i}\right)^2\right] -$$

$$-\frac{1}{2}\varkappa\hat{P}_z^2+\frac{1}{2}\varkappa_1\left(\hat{P}_x^2+\hat{P}_y^2\right)+\frac{1}{4}\delta\hat{P}_z^4+\frac{1}{4}\delta_1\left(\hat{P}_x^2+\hat{P}_y^2\right)^2+\frac{1}{2}\delta_2\hat{P}_z^2\left(\hat{P}_x^2+\hat{P}_y^2\right)+$$
$$+\frac{1}{2}\xi\left(\frac{\partial\hat{P}_z}{\partial x_i}\right)^2+\frac{1}{2}\xi_1\left[\left(\frac{\partial\hat{P}_x}{\partial x_i}\right)^2+\left(\frac{\partial\hat{P}_y}{\partial x_i}\right)^2\right]-\frac{1}{2}\gamma_1\hat{M}_z^2\left(\hat{P}_x^2+\hat{P}_y^2\right)-$$
$$\left.-\frac{1}{2}\gamma_2\hat{P}_z^2\left(\hat{M}_x^2+\hat{M}_y^2\right)-\frac{1}{2}\gamma_3\left(\hat{P}_x^2+\hat{P}_y^2\right)\left(\hat{M}_x^2+\hat{M}_y^2\right)+\frac{1}{2f}\left(\hat{\pi}_x^2+\hat{\pi}_y^2+\hat{\pi}_z^2\right)\right\}dV. \tag{3}$$

Слагаемые с коэффициентами γ_i являются операторами магнитоэлектрического взаимодействия, а последнее слагаемое есть кинетическая энергия системы. Параметры λ, λ_i, δ, δ_i, $\varkappa$ считаем положительными.

Представим операторы моментов в виде разложений

$$\hat{M}_j(\mathbf{r})=M_{j0}+V^{-1/2}\sum_{\mathbf{k}}a_{\mathbf{k}}^j\exp(i\mathbf{kr}),$$
$$\hat{P}_j(\mathbf{r})=P_{j0}+V^{-1/2}\sum_{\mathbf{k}}b_{\mathbf{k}}^j\exp(i\mathbf{kr}),$$
$$\hat{\pi}_j(\mathbf{r})=V^{-1/2}\sum_{\mathbf{k}}\pi_{\mathbf{k}}^j\exp(i\mathbf{kr}), \tag{4}$$

где P_{j0}, M_{j0} — равновесные значения моментов; $j=1,2,3$. Из эрмитовости операторов следует, что $a_{\mathbf{k}}^{j+}=a_{-\mathbf{k}}^j$, $b_{\mathbf{k}}^{j+}=b_{-\mathbf{k}}^j$, $\pi_{\mathbf{k}}^{j+}=\pi_{-\mathbf{k}}$. Коммутационные соотношения для операторов a^j, b^j, π^j можно получить из (2) с помощью Фурье-преобразования. Вычисления показывают, что градиентные слагаемые в правой части уравнений (2) пропорциональны параметру λL^{-1}, где L — размер кристалла, λ — длина неоднородности. В дальнейшем мы считаем $\lambda\ll L$ и полагаем отклонения моментов от их равновесных значений малыми, ограничиваясь в (2) лишь главными слагаемыми для нахождения уравнений движения моментов в линейном приближении. Так, в случае $\mathbf{M}_0\parallel\mathbf{P}_0\parallel Z$ приближенные правила коммутации следующие:

$$[a_{\mathbf{k}}^1,a_{\mathbf{k}'}^2]=i\mu_0M_0\Delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}'),\qquad [a_{\mathbf{k}}^2,b_{\mathbf{k}'}^1]=i\mu_0P_0\Delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}'),$$
$$[a_{\mathbf{k}}^1,b_{\mathbf{k}'}^2]=i\mu_0P_0\Delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}'),\qquad [b_{\mathbf{k}}^r,\pi_{\mathbf{k}'}^s]=i\hbar f\delta_{rs}\Delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}'). \tag{5}$$

Часть гамильтониана (3), квадратичная по операторам a, b и π, имеет вид

$$\hat{H}_2=\sum_{\mathbf{k},j,j'}\left(\bar{A}_ja_{\mathbf{k}}^ja_{\mathbf{k}}^{j+}+\bar{B}_jb_{\mathbf{k}}^jb_{\mathbf{k}}^{j+}+\frac{1}{2f}\pi_{\mathbf{k}}^j\pi_{\mathbf{k}}^{j+}+\bar{C}_{jj'}a_{\mathbf{k}}^jb_{\mathbf{k}}^{j'+}\right). \tag{6}$$

Используя квантовомеханическое уравнение движения для оператора $\dot{a}=i\hbar\left[\hat{H},a\right]$ и выражения (5), (6), получаем в линейном приближении по операторам следующие уравнения:

$$\dot{a}_{\mathbf{k}}^1=-Aa_{\mathbf{k}}^2-B_1b_{\mathbf{k}}^2,\qquad \dot{\pi}_{\mathbf{k}}^1=-B^2b_{\mathbf{k}}^1,$$

$$\dot{a}^2_{\mathbf{k}} = Aa^1_{\mathbf{k}} + B_1 b^1_{\mathbf{k}}, \qquad \dot{\pi}^2_{\mathbf{k}} = -B^2 b^2_{\mathbf{k}},$$
$$\dot{b}^1_{\mathbf{k}} = -B_2 a^2_{\mathbf{k}} + \pi^1_{\mathbf{k}}, \qquad \dot{b}^3_{\mathbf{k}} = \pi^3_{\mathbf{k}},$$
$$\dot{b}^2_{\mathbf{k}} = B_2 a^1_{\mathbf{k}} + \pi^2_{\mathbf{k}}, \qquad \ddot{b}^3_{\mathbf{k}} = -B_3^2 b^3_{\mathbf{k}}, \tag{7}$$

где

$$A = 2gM_0\bar{A}_1 = gM_0\left(\beta_1 + \lambda_2 M_0^2 - \gamma_2 P_0^2 + \alpha_1 k^2\right), \qquad \bar{A}_1 = \bar{A}_2, \quad \beta > 0,$$

$$B_1 = 2gP_0\bar{B}_1 = gP_0\left(\varkappa_1 + \delta_2 P_0^2 - \gamma_1 M_0^2 + \xi_1 k^2\right), \qquad \bar{B}_1 = \bar{B}_2, \quad \beta_1 > 0,$$

$$B_2 = P_0 M_0^{-1} A, \quad \bar{B}_3 = \delta P_0^2 + \frac{1}{2}\xi k^2, \quad B_3^2 = 2f\bar{B}_3, \quad B^2 = fB_1(gP_0)^{-1},$$

$$\bar{C}_{33} = -2\gamma M_0 P_0,\ M_0^2 = \lambda^{-1}(\beta+\gamma P_0^2),\ P_0^2 = \delta^{-1}(\varkappa+\gamma M_0^2),\ g = -\mu_0\hbar^{-1}. \tag{8}$$

Из уравнений (7) видно, что в величину $\pi^{1,2}_{\mathbf{k}}$, т.е. в кинетическую энергию системы, дает вклад помимо электрической поляризации также и магнитный момент.

Операторы $a^j_{\mathbf{k}}$, $b^j_{\mathbf{k}}$, $\pi^j_{\mathbf{k}}$ представим в виде разложения по операторам $c_{n\mathbf{k}}$, $c^+_{n\mathbf{k}}$, которые в нашем случае являются лишь приближенно бозевскими

$$a^j_{\mathbf{k}} = \sum_n (u^j_{n\mathbf{k}} c_{n\mathbf{k}} + u^{*j}_{n-\mathbf{k}} c^+_{n-\mathbf{k}}),$$
$$b^j_{\mathbf{k}} = \sum_n (v^j_{n\mathbf{k}} c_{n\mathbf{k}} + v^{*j}_{n-\mathbf{k}} c^+_{n-\mathbf{k}}),$$
$$\pi^j_{\mathbf{k}} = \sum_n (w^j_{n\mathbf{k}} c_{n_\mathbf{k}} + w^{*j}_{n-\mathbf{k}} c^+_{n-\mathbf{k}}). \tag{9}$$

Оператор $c_{n\mathbf{k}} \sim \exp(-i\omega_n t)$, n — номер ветви спектра.

Подставляя (9) в (7), находим следующие дисперсионные уравнения для четырех ветвей спектра:

$$\omega|\omega_0^2 - \omega^2| = A|B^2 - \omega^2|,$$
$$\omega_4 = B_3, \qquad \omega_0^2 = B^2 + B_1 B_2. \tag{10}$$

Считая отношение A/B малым (оно обычно порядка отношения частот СВЧ- и ИК-диапазонов спектра), получаем приближенные выражения для первых трех частот в (10) в виде

$$\omega_1 \approx A(B/\omega_0)^2, \qquad \omega_{2,3} \approx \omega_0 \mp A(B_1 B_2/2\omega_0^2). \tag{11}$$

В первой ветви, лежащей в СВЧ-диапазоне, имеем

$$\frac{m_y}{m_x} = \frac{p_y}{p_x} = i, \qquad \frac{p_x}{m_x} = -\frac{P_0}{M_0}\frac{A^2}{f} \tag{12}$$

($\mathbf{m}$, $\mathbf{p}$ — Фурье-компоненты векторов $\mathbf{M}$, $\mathbf{P}$ соответственно), т.е. эти возбуждения представляют собой гибридные волны с круговой (+) поляризацией; магнитный момент и вектор электрической поляризации прецессируют совместно. Величина $A^2 f^{-1}$ в (12) порядка отношения квадратов СВЧ- и ИК-частот.

Частоты ω_2 и ω_3 лежат в ИК-области спектра, возбуждения в них имеют соответственно $(-)$ и $(+)$ круговую поляризацию. Электрический и магнитный моменты прецессируют совместно, отношение амплитуд моментов $m_x/p_x = \mp B_1/\omega_0$. Необычным является наличие помимо низкочастотной ветви ω_1 магнитных возбуждений высокой частоты $\omega_{2,3}$, а также то, что возбуждение электрической поляризации в этих ветвях носит характер прецессии. Эти явления обусловлены некоммутативностью операторов электрического и магнитного моментов. В гибридных ветвях ω_2 и ω_3 электрическая поляризация навязывает высокие частоты возбуждений намагниченности, а та в свою очередь вынуждает электрическую поляризацию прецессировать. Отметим также обстоятельство, отсутствующее в магнетике: прецессия моментов в противоположных направлениях происходит с разными частотами ω_2 и ω_3. Все отмеченные особенности высокочастотных свойств имеют место только в сегнетомагнитном состоянии: при $P_0 = 0$ низкочастотная ветвь ω_1 является чисто магнитной, а с частотой $\omega_2 = \omega_3$ происходят осцилляции компонент p_x и p_y в оптической фононной ветви. Это вырождение снимается при переходе в сегнетомагнитное состояние, где оптическая ветвь расщепляется на две, а осцилляции заменяются двумя прецессиями в противоположных направлениях.

Четвертая ветвь спектра ω_4 является чисто сегнетоэлектрической, ей соответствуют осцилляции компоненты поляризации.

2. Возбуждения при взаимно перпендикулярной ориентации равновесных моментов

В случае, когда постоянные β и β_1 отрицательны и магнитный момент $\mathbf{M}_0$ лежит в базисной плоскости (например, вдоль оси X), а электрическая поляризация $\mathbf{P}_0$ направлена вдоль оси Z, уравнения движения следующие:

$$\dot{a}^1_{\mathbf{k}} = -B_1 b^2_{\mathbf{k}}, \qquad \dot{b}^2_{\mathbf{k}} = A_1 a^1_{\mathbf{k}} + \pi^2_{\mathbf{k}} + C b^3_{\mathbf{k}},$$

$$\dot{a}^2_{\mathbf{k}} = -\tilde{A} a^3_{\mathbf{k}} + B_1 b^1_{\mathbf{k}}, \qquad \dot{\pi}^1_{\mathbf{k}} = -B^2 b^1_{\mathbf{k}},$$

$$\dot{a}^3_{\mathbf{k}} = A a^2_{\mathbf{k}}, \qquad \dot{\pi}^2_{\mathbf{k}} = -B^2 b^2_{\mathbf{k}},$$

$$\dot{b}^1_{\mathbf{k}} = -A_2 a^2_{\mathbf{k}} + \pi^1_{\mathbf{k}}, \qquad \dot{\pi}^3_{\mathbf{k}} = \ddot{b}^3_{\mathbf{k}} = -B_3^2 b^3_{\mathbf{k}} + \tilde{C} a^1_{\mathbf{k}}, \tag{13}$$

где

$$A = 2gM_0\bar{A}_2 = gM_0\alpha_1 k^2, \qquad A_1 = 2gP_0\bar{A}_1 = gP_0(2\lambda_1 M_0^2 + \alpha_1 k^2),$$

$$A_2 = P_0 M_0^{-1} A, \qquad \tilde{A} = 2gM_0\bar{A}_3 = gM_0(-\beta - \gamma P_0^2 + \alpha k^2 + \lambda_2 M_0^2),$$

$$B_1 = 2gP_0\bar{B}_1 = gP_0(\varkappa_1 + \delta_2 P_0^2 - \gamma_3 M_0^2 + \xi_1 k^2), \qquad \bar{B}_1 = \bar{B}_2,$$

$$B_3^2 = 2f\bar{B}_3, \qquad B^2 = 2f\bar{B}_1, \qquad C = gP_0\bar{C}_{13} = -2\gamma_2 g M_0 P_0^2,$$

$$\tilde{C} = -f\bar{C}_{13}, \qquad M_0^2 = \lambda_1^{-1}(-\beta_1 + \gamma_2 P_0^2), \qquad P_0^2 = \delta^{-1}(\varkappa + \gamma_2 M_0^2). \tag{14}$$

Из (13) с помощью (9) находим следующие дисперсионные соотношения:

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\left[A\tilde{A} + A_2B_1 + B^2 \mp \sqrt{(A\tilde{A} + A_2B_1 + B^2)^2 - 4A\tilde{A}B^2}\,\right],$$

$$\omega_{3,4}^2 = \frac{1}{2}\left[A_1B_1 + B^2 + B_3^2 \mp \sqrt{(A_1B_1 + B^2 - B_3^2)^2 - 4C\tilde{C}B_1}\,\right]. \qquad (15)$$

Если воспользоваться малостью энергии магнитоэлектрического взаимодействия (слагаемые с коэффициентами γ_2) и, как и ранее, малостью отношения $\tilde{A}A/B^2$, то приближенные значения частот таковы:

$$\omega_1^2 \approx \tilde{A}AB^2(B^2 + \tilde{A}A + A_2B_1)^{-1}, \qquad \omega_2 \approx (A_2B_1 + B^2)^{1/2},$$

$$\omega_3 \approx B_3, \qquad \omega_4 \approx (A_1B_1 + B^2)^{1/2}. \qquad (16)$$

Первая ветвь безактивационна (мы не учитываем слабую анизотропию в базисной плоскости), с возбуждениями m_y, m_z и слабой примесью p_x

$$\left|\frac{p_x}{m_y}\right| = \frac{A\tilde{A} - \omega_1^2}{\omega_1B_1} \ll 1.$$

Вторая ветвь высокочастотна, в ней в основном присутствуют возбуждения p_x и m_y и в значительной степени m_z

$$\frac{m_y}{p_x} = i\frac{B_1}{\omega_2}, \qquad \left|\frac{m_z}{m_y}\right| = \frac{\tilde{A}}{\omega_2} \ll 1.$$

С частотой ω_3 возбуждается p_z и в меру малого магнитоэлектрического взаимодействия ($\sim \gamma_2$) m_x и p_y.

Четвертая ветвь является гибридной вследствие некоммутативности операторов магнитного и электрического дипольных моментов, в ней присутствуют в основном возбуждения p_y, m_x и в незначительной степени $p_z \sim \gamma_2p_y$. Если в (13) пренебречь малыми магнитоэлектрическими слагаемыми с коэффициентами γ_2, то уравнение для m_x имеет вид

$$\ddot{m}_x = -\omega_4^2m_x, \qquad (17)$$

свидетельствующий об осцилляциях намагниченности вдоль своего равновесного направления с частотой ω_4. Отношение амплитуд моментов $m_x/p_y = -iB_1\omega_4^{-1}$. Осцилляционный характер возбуждений, при котором магнитный момент изменяет свою длину, необычен для магнетиков. Частоты ω_2, ω_3 и ω_4 лежат в ИК-диапазоне спектра. Появление высокочастотных магнитных возбуждений в ветвях ω_2 и ω_4, а также осцилляций магнитного момента являются результатом некоммутативности моментов и характерны только для сегнетомагнитной фазы. Если $P_0 = 0$ то, $B_1 = 0$, $C = 0$ и спектр системы состоит из безативационной магнитной частоты и трех фононных оптических частот.

3. Магнитоэлектрические резонансы

Гибридизация ветвей элементарных возбуждений означает возможность магнитоэлектрических резонансов, т.е. резонансного поглощения энергии переменного магнитного (электрического) поля на частотах сегнетоэлектрических (магнитных) возбуждений.

Энергия, поглощенная сегнетомагнитным кристаллом в однородных переменных электрическом e_j и магнитном h_j полях определяется выражениями [3]

$$K^j = \hbar^{-1} e_j^2 \sum_n \omega_n |v_{n0}^j|^2,$$

$$Q^j = \hbar^{-1} h_j^2 \sum_n \omega_n |u_{n0}^j|^2. \tag{18}$$

Рассмотрим случай, когда равновесные моменты направлены вдоль легкой оси Z.

Резонансное поглощение однородного переменного магнитного поля будет иметь место при ориентации поля в базисной плоскости на трех частотах ω_1, ω_2 и ω_3 (вместо одной ω_1 в случае спинового магнетика), $Q = Q_1 + Q_2 + Q_3$. Значение амплитуд, найденные в использованном выше приближении, таковы:

$$|u_{20}|^2 \simeq \frac{|\mu_0| M_0 B_1 B_2}{4A\omega_0}, \quad |u_{10}|^2 \approx \frac{|\mu_0| M_0 f \bar{B}_1}{\omega_0^2}, \quad |u_{30}| \approx |u_{20}|, \quad Q_2 \approx Q_3. \tag{19}$$

Отношение максимумов поглощения

$$Q_2/Q_1 = B_1 B_2 / 2\omega_1^2 \sim (P_0/M_0)^2.$$

При $P_0 = 0$ дополнительные линии высокочастотного поглощения исчезают, $Q_2 = Q_3 = 0$.

При ориентации переменного электрического поля в базисной плоскости также должны наблюдаться три частоты резонансного поглощения вместо одной высокочастотной $\omega_2 = \omega_3$. При этом $K_2 \approx K_3$, а отношение интенсивностей низкочастотной и высокочастотной полос равно

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{\omega_1}{\omega_2} \left| \frac{v_{10}}{v_{20}} \right|^2 = \frac{2B_1 B_2 \omega_1^4}{\omega_0^2 B^4}. \tag{20}$$

Таким образом, некоммутативность операторов электрического и магнитного моментов приводит к качественно новым чертам элементарных возбуждений в сегнетомагнитной фазе: возможности низкочастотных сегнетоэлектрических возбуждений ω_1 и высокочастотных магнитных ветвей ω_2–ω_4, прецессии вектора электрической поляризации и осцилляции магнитного момента. В спектре поглощения энергий переменных магнитного и электрического полей должны появиться дополнительные линии резонансного поглощения. Хотя эти особенности продемонстрированы на примере одноосного орбитального сегнетомагнетика с несколькими магнитными подрешетками, а также в сегнетомагнетиках с частично замороженным орбитальным моментом. К числу последних относится, например, $Tb_2(MoO_4)_3$.

Работа выполнена при поддержке Американского физического общества (фонд Дж.Сороса).

Список литературы

[1] Смоленский Г.А., Чупис И.Е. // УФН. 1982. Т. 137. № 3. С. 415–448.
[2] Иванов С.А., Курлов В.Н., Пономарев Б.К., Редькин Б.С. // Изв. АН. Сер. физ. 1992. Т. 56. № 10. С. 146–150.
[3] Чупис И.Е. Проблемы физической кинетики и физики твердого тела. Киев: Наукова думка, 1990. С. 486.

Физико-технический институт
низких температур АН Украины
Харьков

Поступило в Редакцию
25 октября 1993 г.