

ПРОСТРАНСТВЕННО-МОДУЛИРОВАННАЯ СПИНОВАЯ СТРУКТУРА И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТА ВИСМУТА BiFeO_3

© А.И.Попов, Г.А.Есина, А.К.Звездин

Институт общей физики Российской академии наук,

101000 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 3 ноября 1995 г.

В окончательной редакции 20 мая 1996 г.)

Изучаются свойства сегнетомагнетика BiFeO_3 . Ранее была установлена связь модуляции магнитной структуры с состоянием поляризации кристалла в изотропном приближении. В данной работе изучается влияние анизотропии на статические свойства BiFeO_3 , исследуются динамические свойства как в однородном антиферромагнитном, так и в модулированном состояниях. Установлено, в частности, что в однородном состоянии наличие инварианта Лифшица в термодинамическом потенциале приводит к появлению анизотропии щели в спектре спиновых волн.

1. В последние годы сегнетомагнетики являются объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Объясняется это широким разнообразием их физических свойств, многие из которых изучены недостаточно полно. В настоящей работе рассматриваются свойства сегнетомагнетика BiFeO_3 .

Существование соединения BiFeO_3 в системе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--Fe}_2\text{O}_3$ было обнаружено в 1957 г. [1]. Позднее при изучении системы $\text{PbTiO}_3\text{--Bi}_2\text{O}_3\text{--Fe}_2\text{O}_3$ был сделан вывод о наличии соединения BiFeO_3 со структурой перовскита [2,3]. При нейтронографическом исследовании данного вещества была обнаружена модулированная структура [4]. В [5,6] обсуждались сегнетоэлектрические свойства BiFeO_3 , была определена температура Кюри $T_C = 1120$ К. В [7] исследовалась доменная структура вещества.

Феррит висмута является примером вещества с длиннопериодической структурой [8] («релятивистская спираль») (рис. 1), механизм возникновения которой был описан Дзялошинским. Вещества такого типа (MnSi и FeGe) были изучены теоретически [9] и экспериментально [10]. Было установлено, что суперструктура возникает вследствие нестационарности упорядоченной фазы по отношению к малым возмущениям типа «спин-решетка» и «спин-спин». Отмечалось, что эта неустойчивость проявляется только в кристаллических структурах, исключающих центр симметрии. Именно такой является симметрия кристалла BiFeO_3 . Однако в отличие от материалов, изученных в работах [9,10], феррит висмута обладает антиферромагнитным типом упорядочения ($T_N = 637$ К).

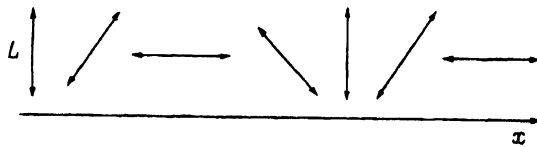


Рис. 1. Пространственно-модулированная структура в BiFeO_3 .

Теоретическая модель описания фазового перехода «упорядоченное-модулированное состояние» подразумевает появление в выражении для свободной энергии специфического слагаемого, линейного по градиенту параметра порядка, — слагаемого типа инварианта Лифшица. Причем большое значение имеет коэффициент перед градиентом параметра порядка (в нашем случае это вектор антиферромагнетизма), знак которого определяет направление закручивания спирали.

Целью данной работы является исследование особенностей спектра элементарных возбуждений, обусловленных релятивистскими взаимодействиями в феррите висмута BiFeO_3 как в случае однородной антиферромагнитной, так и в случае модулированной фазы.

2. Кристаллы BiFeO_3 имеют искаженную структуру перовскита [2]; пространственная группа симметрии ниже температуры Кюри $R3c(C_{3v}^6)$. Антиферромагнитное упорядочение является упорядочением G -типа, т. е. спины ионов железа в противоположных узлах элементарной ячейки противоположно направлены.

Магнитный порядок в общем случае характеризуется векторами ферро- и антиферромагнетизма

$$\mathbf{m} = V_0^{-1} \sum_i \mathbf{M}_i, \quad \mathbf{l} = V_0^{-1} \sum_i (-1)^i \mathbf{M}_i,$$

где \mathbf{M}_i — магнитные моменты шести ионов железа в элементарной ячейке, V_0 — объем элементарной ячейки.

Исследование магнитных свойств BiFeO_3 будем проводить на основе анализа термодинамического потенциала [11], полученного с использованием свойств группы симметрии парафазы (D_{3d}^6),

$$F = \frac{A_1 l^2}{2} + \frac{A_2 \mathbf{m}^2}{2} + D(\mathbf{m}\mathbf{l})^2 - K_u l_z^2 - K_2 l_z^4 + K_6 \{ (l_x + i l_y)^6 + (l_x - i l_y)^6 \} + F_1 + F_2 + F_3 + F_L. \quad (1)$$

Здесь $F_1 = A(\nabla\mathbf{l})$ — энергия неоднородности, $F_2 = -\mathbf{m}\mathbf{H}$ — энергия Зеемана, $F_3 = D_z(m_x l_y - m_y l_x)$ — антисимметричный обмен Дзялошинского-Мория, $F_L = \alpha p_z (l_x \nabla_x l_z + l_y \nabla_y l_z)$ — магнитоэлектрическое взаимодействие, линейное по градиенту (инвариант Лифшица), A_1, A_2, D — константы однородного обмена, K_u, K_2, K_6 — константы анизотропии до шестого порядка включительно, α — релятивистская постоянная, p_z — z -компонента поляризации кристалла.

Минимизируя F по \mathbf{m} с учетом условий ($\mathbf{m}\mathbf{l} = 0$), $m^2 + l^2 = 1$ методом неопределенных множителей Лагранжа, получим $\mathbf{m} = -\left(\frac{\chi_{\perp}}{2}\right) [\mathbf{H}_{\perp} -$

— $I(\mathbf{H}_t \mathbf{l})$], где $\mathbf{H}_t = \mathbf{H}_2 + \mathbf{H}_3$ — полное поле, действующее на намагниченность Fe-подрешетки. Подставляя это выражение в (1), получим

$$F(\mathbf{l}) = \frac{-\chi \mathbf{H}^2}{2} + A(\nabla \mathbf{l}) + \alpha p_z (l_x \Delta_x l_z + l_y \Delta_y l_z) - K_u l_z^2 - K_2 l_z^4 + K_6 \left\{ (l_x + i l_y)^6 + (l_x - i l_y)^6 \right\}. \quad (1a)$$

В сферической системе координат $l_x = l \sin \theta \cos \varphi$, $l_y = l \sin \theta \sin \varphi$, $l_z = l \cos \theta$, где θ и φ — соответственно полярный и азимутальный углы, причем θ отсчитывается от оси z , получаем

$$F = A [(\nabla \theta)^2 + \sin^2 (\nabla \varphi)^2] - \alpha p_z \sin^2 \theta (\cos \varphi \nabla_x \theta + \sin \varphi \nabla_y \theta) + K'_u \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + 2K_6 \sin^6 \theta \cos 6\varphi, \quad (2)$$

где

$$K'_u = - \left(\frac{\chi_{\perp} H^2}{2} \right) + K_u.$$

3. Возможные магнитные фазы определяются из условия минимума функционала (2). Уравнения Эйлера-Лагранжа для данной задачи имеют вид

$$\begin{cases} -2A\Delta\theta - \alpha p_z \sin^2 \theta (\cos \varphi \nabla_y \varphi - \sin \varphi \nabla_x \varphi) - \sin 2\theta [A(\nabla \varphi)^2 + K'_u - 2K_2 \sin^2 \theta] = 0, \\ -2A[\sin^2 \theta \Delta \varphi + \sin 2\theta (\nabla \theta \nabla \varphi)] - \alpha p_z \sin^2 \theta (\cos \varphi \nabla_y \theta - \sin \varphi \nabla_x \theta) - K_6 \sin^6 \theta \sin 6\varphi = 0. \end{cases} \quad (3)$$

В работе [11] было показано, что в случае $K'_u = K_2 = 0$, $\theta = \theta_0(x, y)$, $\varphi(x, y) = \text{const}$ имеются два решения. Первое соответствует пространственно-модулированной структуре

$$\theta = q_x x + q_y y, \quad \varphi = \text{arctg}(q_y/q_x).$$

Здесь вектор $\mathbf{q}(q_x, q_y, 0)$ относится к звезде волновых векторов, $q = -\alpha p_z / 4A$. Второе решение описывает однородное антиферромагнитное состояние

$$\theta = \text{const}, \quad \varphi = \text{const}.$$

Возможные значения этих констант и условия их реализации рассматриваются далее.

Оценим влияние анизотропии на магнитные свойства BiFeO_3 . Ограничимся учетом анизотропии второго порядка (слагаемое $K'_u \sin^2 \theta$ в (2)). Первое уравнение системы (3) при условии $\varphi(x, y) = \text{const}$ примет вид

$$\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) - \frac{K'_u}{2} \sin 2\theta = 0. \quad (4)$$

Представим θ в виде $\theta = \theta_0 + \delta\theta$, где $\theta_0 = q_x x + q_y y$, $\delta\theta = b \sin(2q_x x + 2q_y y)$ ($b = \text{const}$). Подставляя θ в (4), получаем $b = K'_u / (2Aq^2)$. Таким

образом, учет анизотропии второго порядка приводит к тому, что угол θ становится модулированным. При этом значение полной энергии системы равно

$$E = Aq^2 - \frac{\alpha p_z q}{2} + K'_u.$$

Таким образом, в данном приближении учет анизотропии не приводит к изменению волнового числа спирали $q = \alpha p_z / (4A)$, что находится в соответствии с экспериментальными данными [11]. С учетом вышесказанного из условия минимума энергии в однородном антиферромагнитном и модулированном состояниях можно определить пороговое значение обобщенной константы анизотропии $K'_u = -\alpha^2 p_z^2 / 8A$, при достижении которого происходит разрушение спирали.

4. Анализ динамических свойств системы, обусловленных колебаниями вектора \mathbf{l} , будем проводить, используя плотность функции Лагранжа

$$L = \frac{1}{2} \frac{M_0^2}{A\gamma^2} (\dot{\mathbf{l}})^2 - F(\mathbf{l}).$$

В этом выражении $F(\mathbf{l})$ определяется формулой (1а). В сферической системе координат получаем

$$L = \frac{1}{2} \frac{M_0^2}{A\gamma^2} \left(\left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \sin^2 \varphi \right) + \alpha p_z \sin^2 \theta (\cos \varphi \nabla_x \theta + \sin \varphi \nabla_y \theta) - A[(\nabla \theta)^2 + \sin^2 \theta (\nabla \varphi)^2] - K'_u \sin^2 \theta - K_2 \sin^4 \theta. \quad (5)$$

При этом уравнения Эйлера-Лагранжа

$$\begin{cases} \frac{\delta L}{\delta \theta} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = 0, \\ \frac{\delta L}{\delta \varphi} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = 0 \end{cases}$$

принимают вид

$$\begin{cases} 2A\Delta\theta - \frac{2M_0^2}{A\gamma^2} \frac{d^2\theta}{dt^2} - \sin 2\theta [K'_u + 2K_2 \sin^2 \theta] - \\ - \alpha p_z \sin^2 \theta (\cos \varphi \nabla_y \varphi - \sin \varphi \nabla_x \varphi) = 0, \\ 2A \sin^2 \theta \Delta \varphi - \frac{M_0^2}{A\gamma} \frac{d^2\varphi}{dt^2} \sin^2 \varphi + \alpha p_z \sin^2 \theta (\cos \varphi \nabla_y \theta - \sin \varphi \nabla_x \theta) = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Рассмотрим малые колебания магнитного момента около положения равновесия

$$\theta(x, y, t) = \theta_0(x, y) + \delta\theta(x, y, t),$$

$$\varphi(x, y, t) = \varphi_0(x, y) + \delta\varphi(x, y, t),$$

где $\delta\theta \ll \theta_0$, $\delta\varphi \ll \varphi_0$ — малые отклонения от θ_0 и φ_0 . В линейном по $\delta\theta$ и $\delta\varphi$ приближении система (6) имеет вид

$$\left\{ \begin{aligned} & 2A\Delta(\theta_0 + \delta\theta) - \frac{M_0}{A\gamma^2} \frac{d^2(\theta_0 + \delta\theta)}{dt^2} - (\sin 2\theta_0 + 2\delta\theta \cos 2\theta_0) + \\ & + [A(\nabla(\varphi_0 + \delta\varphi))^2 + K'_u + 2K_2(\sin^2 \theta_0 + \delta\theta \sin 2\theta_0)] - \\ & - \alpha p_z (\sin^2 \theta_0 + \delta\theta \sin 2\theta_0) \times (\cos \varphi_0 - \delta\varphi \sin \varphi_0) \frac{\partial(\varphi_0 + \delta\varphi)}{\partial y} - \\ & - (\sin \varphi_0 + \delta\varphi \cos \varphi_0) \frac{\partial(\varphi_0 + \delta\varphi)}{\partial x} = 0, \\ & 2A[(\sin^2 \theta_0 + \delta\theta \sin 2\theta_0)\Delta(\varphi_0 + \delta\varphi) + (\sin 2\theta_0 + 2\delta\theta \cos 2\theta_0) \times \\ & \times \nabla(\theta_0 + \delta\theta)\nabla(\varphi_0 + \delta\varphi)] - \frac{M_0^2}{A\gamma^2} \left(\frac{d(\varphi_0 + \delta\varphi)}{dt} \right)^2 \times \\ & \times \left(\frac{\sin 2\varphi_0}{2} + \delta\varphi \cos 2\varphi_0 \right) + \frac{d^2(\varphi_0 + \delta\varphi)}{dt^2} (\sin^2 \varphi_0 + \delta\varphi \sin 2\varphi_0) + \\ & + \alpha p_z (\sin^2 \theta_0 + \delta\theta \sin 2\theta_0) \times (\cos \varphi_0 - \delta\varphi \sin \varphi_0) \frac{\partial(\theta_0 + \delta\theta)}{\partial y} - \\ & - (\sin \varphi_0 + \delta\varphi \cos \varphi_0) \frac{\partial(\theta_0 + \delta\theta)}{\partial x} = 0. \end{aligned} \right. \quad (7)$$

Ниже мы рассмотрим элементарные возбуждения как для однородной, так и для модулированной структур.

5. Возможны два частных случая, соответствующие возможному минимуму свободной энергии системы.

1) $\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = 0$ (реализуется при $K'_u + 2K_2 \leq 0$, $K_6 \leq 0$). Система (7) принимает вид

$$\left\{ \begin{aligned} & 2A\Delta\delta\theta - \frac{M_0}{A\gamma^2} \frac{d^2(\delta\theta)}{dt^2} + 2\delta\theta[A(\nabla\delta\varphi)^2 + K'_u + 2K_2] - \\ & - \alpha p_z \frac{\partial(\delta\varphi)}{\partial y} - \delta\varphi \frac{\partial(\delta\varphi)}{\partial x} = 0, \\ & 2A[\Delta(\delta\varphi) - 2\delta\theta\nabla(\delta\theta)\nabla(\delta\varphi)] - \frac{M_0^2}{A\gamma^2} \left(\frac{d(\delta\varphi)}{dt} \right) \delta\varphi + \\ & + \alpha p_z \left(\frac{\partial(\delta\theta)}{\partial y} - \delta\varphi \frac{\partial(\delta\theta)}{\partial x} \right) = 0. \end{aligned} \right. \quad (8)$$

Представим малые отклонения вектора намагниченности от положения равновесия в виде

$$\delta\theta = \theta \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}),$$

$$\delta\varphi = \varphi \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}),$$

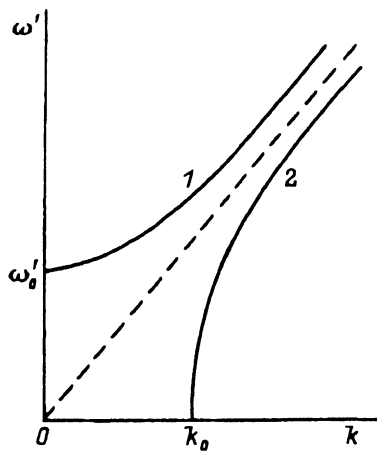


Рис. 2. Спектр элементарных возбуждений в однородной фазе ($\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = 0$) вблизи перехода $K'_u = -\alpha^2 p_z^2 / (8A)$.

$\omega'_0 = k_0 = \alpha p_z / (\sqrt{8}A)$. k_y : 1 — k , 2 — 0.

что при подстановке в (8) дает систему линейных относительно θ и φ уравнений

$$\begin{cases} -2Ak^2\theta + \frac{M_0^2}{A\gamma^2}\omega^2\theta + 2\theta(K'_u + 2K_2) - i\alpha p_z k_y \varphi = 0, \\ i\alpha p_z k_y \theta - 2Ak^2\varphi = 0. \end{cases}$$

Нетривиальное решение системы определяется из условия равенства нулю ее детерминанта:

$$\omega' = \sqrt{\frac{-(K'_u + K_2) - \alpha^2 p_z^2 k_y^2 / (4Ak^2)}{A} + k^2}, \quad (9)$$

где $\omega' = \omega M_0 / \sqrt{2}A\gamma$.

Интересной особенностью спектра (9) является то, что магнитоэлектрическое взаимодействие приводит к анизотропии щели в спектре спиновых волн (рис. 2).

2) $\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = \pi/6$ (реализуется при $K'_u + K_2 \leq 0$, $K_6 \geq 0$). Продолжая аналогичные расчеты и пренебрегая малой величиной K_2 , получаем систему

$$\begin{cases} -2Ak^2\theta + \frac{M_0^2}{A\gamma^2}\omega^2\theta + 2K'_u\theta - i\alpha p_z \left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y - \frac{1}{2}k_x \right) \varphi = 0, \\ i\alpha p_z \left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y - \frac{1}{2}k_x \right) \theta + \left(-2Ak^2 + \frac{1}{4} \frac{M_0}{A\gamma^2} \omega^2 \right) \varphi = 0. \end{cases}$$

Из условия равенства детерминанта системы нулю получаем решение

$$\omega'^2 = \frac{1}{2} \left\{ 5k^2 - \frac{K'_u}{A} \pm \sqrt{\left(K'_u/A + 3k^2 \right)^2 + \frac{\alpha^2 p_z^2 \left(\left(\sqrt{3}/2 \right) k_y - \left(1/2 \right) k_x \right)^2}{2}} \right\}.$$

Можно отметить две особенности полученного закона дисперсии спиновых волн в однородной антиферромагнитной фазе. Во-первых, имеются две ветви в спектре, соответствующие знакам + и -, одна из которых является «мягкой модой». Во-вторых, анизотропия спектра сохраняется, но ее зависимость имеет отличный от (9) вид.

6. Рассмотрим динамические свойства BiFeO_3 в случае модулированной структуры в изотропном приближении. Для этого в системе (7) представим θ и φ в виде $\theta = \theta_0 + \delta\theta$ и $\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi$, где $\theta_0 = q_x x + q_y y$; $\varphi_0 = \text{arctg}(q_y/q_x)$. В линейном по $\delta\theta$ и $\delta\varphi$ приближении из (7) получим систему уравнений

$$\begin{cases} 2A\Delta(\delta\theta) - \frac{2M_0^2}{A\gamma^2} \frac{d^2(\delta\theta)}{dt^2} - \alpha p_z \sin^2 \theta_0 \left\{ \cos \varphi_0 \frac{\partial \theta}{\partial y} - \sin \varphi_0 \frac{\partial(\delta\varphi)}{\partial x} \right\} = 0, \\ -2A \left[\sin^2 \theta_0 \Delta(\delta\varphi) + \sin 2\theta_0 ((iq_x + iq_y) \nabla \delta\varphi) \right] + \frac{M_0^2}{A\gamma^2} \frac{d^2(\delta\varphi)}{dt^2} \sin^2 \varphi_0 - \\ - \alpha p_z \sin^2 \theta_0 \left\{ \cos \varphi_0 \frac{\partial(\delta\theta)}{\partial y} - \sin \varphi_0 \frac{\partial(\delta\theta)}{\partial x} - \delta\varphi (q_x \cos \varphi_0 + q_y \sin \varphi_0) \right\} = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Пусть $\delta\theta = \delta\theta(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$, $\delta\varphi = \delta\varphi(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$. Далее будем работать в системе координат, где $\varphi_0 = 0$ и вектор \mathbf{q} направлен по оси x . Введем новую переменную $(\delta\varphi)' = (\delta\varphi) \sin \theta_0$. Тогда система (10) примет вид

$$\begin{cases} 2A\Delta(\delta\theta) + \frac{M_0^2}{A\gamma^2} \omega^2 (\delta\theta) - \alpha p_z \sin \theta_0 \frac{\partial(\delta\varphi)'}{\partial y} = 0, \\ \Delta(\delta\varphi)' - q^2 (\delta\varphi)' + 2q \sin \theta_0 \frac{\partial(\delta\theta)}{\partial y} = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Уравнения (11) содержат периодический потенциал с волновым вектором $\mathbf{q} = (q, 0, 0)$. Известно [12], что в этом случае спектр будет обладать рядом особенностей, а именно при волновых векторах \mathbf{k} , кратных вектору структуры \mathbf{q} , должны появляться разрывы. Чтобы определить конфигурацию запрещенных зон, представим собственные функции системы в блоховском виде

$$\begin{cases} \delta\theta = \exp(ikr) \sum_n C_n \exp(inqr), \\ (\delta\varphi)' = \exp(ikr) \sum_n C'_n \exp(inqr). \end{cases}$$

Система уравнений (11) сводится к конечно-разностному уравнению для величины C_n

$$\left[\omega'^2 - (nq + k_x)^2 - k^2 + q^2 k^2 \left(\frac{1}{q^2 + ((n-1)q + k_x)^2} + \frac{1}{q^2 + ((n+1)q + k_x)^2} \right) \right] \times \\ \times C_n - \left(\frac{q^2 k^2}{q^2 + ((n-1)q + k_x)^2} \right) C_{n-2} - \left(\frac{q^2 k^2}{q^2 + ((n+1)q + k_x)^2} \right) C_{n+2} = 0. \quad (12)$$

Здесь и далее $\omega' = \omega M_0 / \sqrt{2} A \gamma$.

Для определения разрывов в спектре спиновых волн применим двухволновое приближение зонной теории. Заметим, что для компоненты волнового вектора $k = lq/2$ ($l = 1, 2, 3 \dots$) значения $(nq + k_x)^2 + k_y^2$ при $n = 0$ и $-l$ совпадают. Поэтому в уравнении (11) оставляем амплитуды с индексами 0 и $-l$ как самые большие. Первая щель в спектре появляется при $n = 0, -2$ и импульсах, удовлетворяющих условию $k_x \approx q$. При $|\delta|/q \ll 1$, где $\delta = k_x - q$, значения частот находятся из приближенного уравнения

$$\det \begin{vmatrix} \omega'^2 - (q + \delta)^2 - k^2 + (6/5)k_y^2 & -k_y \\ -k_y^2 & \omega'^2 - (q - \delta)^2 - k^2 - (6/5)k_y^2 \end{vmatrix} = 0.$$

Отсюда закон дисперсии имеет вид

$$\omega' \approx q + \frac{\delta^2}{2q} + \frac{k^2}{2q} - \frac{3}{5} \frac{k_y^2}{q} \pm \left(\frac{k_y^4}{4q^2} + \delta^2 \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что величина первой щели равна $\Delta_1 = k_y/2q$. Вторая щель реализуется при $n = 0, -4$ и $k_x \approx 2q$. Легко получить выражение для величины m -й щели, возникающей вблизи $k_x = mq$,

$$\Delta_m = \left(\frac{k_y^{2m}}{q^{2m-2}} \right) \frac{1}{m} \frac{1}{4^{m-1} \prod_{r=1}^{m-1} r(m-r) \prod_{p=0}^{m-1} [1 + (m-1-2p)^2]},$$

где m — номер щели.

Остается рассмотреть участок дисперсионной кривой вблизи $k = 0$. Система уравнений (11) приобретает вид

$$\begin{aligned} \Omega_n \Psi_n + \Omega_{n-1} \Psi_{n-1} + \Omega_{n+1} \Psi_{n+1} &= 0, \\ \Omega_n &= \begin{pmatrix} \omega'^2 - (nq + k)^2 & 0 \\ 0 & -q^2 - (nq + k)^2 \end{pmatrix}, \\ \Omega_{n-1} &= \begin{pmatrix} 0 & -qk_y \\ qk_y & 0 \end{pmatrix}, \quad \Omega_{n+1} = \begin{pmatrix} 0 & qk_y \\ -qk_y & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

где $\Psi_n = \begin{pmatrix} C_n \\ C'_n \end{pmatrix}$. В этом случае спектр находится из условия $\det \Omega_0 = 0$, которое дает $\omega' = k$.

7. Интересно обсудить вопрос о знаке константы α в магнитоэлектрическом взаимодействии F_L (см. (1)). В зависимости от знака этой величины циклоидальная структура в феррите висмута должна быть закрученной по часовой стрелке или против (другими словами, имеет место киральность структуры).

Киральность циклоиды может быть обнаружена в экспериментах по рассеянию нейтронов или фотонов в данном материале. Такая возможность вытекает из структуры флуктуационного вклада в термодинамический потенциал.

Представим флуктуационную часть антиферромагнитного параметра порядка $\delta L(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ в виде

$$\delta L = \frac{1}{\sqrt{2}}(L_k e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + L_k^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}),$$

где L_k^* есть величина, комплексно-сопряженная L_k .

Подставляя это значение в выражение для свободной энергии однородной фазы, получим

$$\delta F = [Ak^2 + K'_u - i\alpha p_z k]L^+(-q)L^-(q) + [Ak^2 + K_u + \alpha p_z]L^-(q)L^+(q), \quad (14)$$

где $L^{\pm}(q) = L_{\alpha}(q) \pm iL_{\beta}(-q)$, $\alpha \parallel \mathbf{x}$, $\beta \parallel \mathbf{z}$, $\mathbf{k} = (k_x, 0, 0)$.

Согласно теории необратимых процессов, коэффициенты при $L^+(q)L^-(q)$ и $L^-(q)L^+(q)$ в (14) определяют обратные величины обобщенных восприимчивостей $(\chi^{+-}(q))^{-1}$ и $(\chi^{-+}(q))^{-1}$. В кристаллах с центром инверсии компоненты $\chi^{+-}(q)$ и $\chi^{-+}(q)$ равны друг другу, но не равны, вообще говоря, в системах без центра инверсии. Эти величины в свою очередь могут быть связаны с соответствующими корреляционными функциями $\langle L^+(\mathbf{q})L^-(\mathbf{q}) \rangle$ и $\langle L^-(\mathbf{q})L^+(\mathbf{q}) \rangle$ и дифференциальными сечениями рассеяния медленных нейтронов, что позволяет в принципе определить знак параметра α , а следовательно, и киральность циклоидальной структуры.

Проведенные теоретические исследования выявили ряд особенностей спектров спиновых волн как в однородном антиферромагнитном (наличие двух ветвей и анизотропной щели), так и в модулированном состояниях. Показана связь знака модуля волнового вектора $q = \alpha p_z / 8A$ (а следовательно, и знака поляризации кристалла) с видом спектра в случае спиральной структуры. Поэтому предполагается возможным использовать экспериментальные методы исследования (например, неупругое рассеяние нейтронов, спектры поглощения в субмиллиметровом и дальнем ИК-диапазонах длин волн) для определения параметров магнитоэлектрического взаимодействия, в частности знака величины α , т. е. киральности структуры.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 95-02-060501.

Список литературы

- [1] P. Royen, K. Swars. *Angew Chem.* **69**, 24, 779 (1957).
- [2] Ю.Н. Веневцев, Г.С. Жданов, С.П. Соловьев, Е.В. Безус, В.В. Иванова, С.А. Федулов, А.Г. Канышев. *Кристаллограф.* **5**, 4, 620 (1960).
- [3] Ю.Е. Рогинская, Ю.Я. Томашпольский, Ю.Н. Веневцев, В.Н. Петров, Г.С. Жданов. *ЖЭТФ* **23**, 1, 47 (1966).
- [4] P. Fisher, M. Polonska, I. Sosnovska, M. Szymanski. *J. Phys. C: Sol. State Phys.* **13**, 10, 1931 (1980).
- [5] Г.А. Смоленский, В.А. Исупов, А.И. Аграновская, Н.Н. Крайник, *ФТТ* **2**, 11, 2982 (1960).
- [6] C. Tabares-Munos, J.-P. Rivera, A. Bezings, A. Monnier and H. Schmid. *Jap. J. Appl. Phys.* **24**, 12, 1051 (1985).
- [7] Г.А. Смоленский, В.А. Боков, А.И. Мидек. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **28**, 4, 614 (1964).

- [8] Sosnovska I., T. Peterlin-Neumaier, E. Stuchele. *J. Phys. C* **15**, 23, 4835 (1982).
- [9] Per Bak, M. Høgh Jensen. *J. Phys. C* **13**, L881 (1980).
- [10] G. Shirane, R. Cowley, C. Maikrzak, J.B. Sokoloff, B. Pagonis, C.H. Perry, Y. Ishikawa. *Phys. Rev. B* **28**, 11, 6251 (1983).
- [11] Ю.Ф. Попов, А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева, В.А. Мурашев, Д.Н. Раков. *Письма в ЖЭТФ* **57**, 1, 65 (1993).
- [12] Ю.А. Изюмов. *Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах*. М.: Энергоатомиздат, 200 (1987).