

# Электромагноны в сегнетомагнетике $TbMnO_3$ после поляризационного флопа

И.Е. Чупис

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: chupis@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 27 апреля 2017 г., после переработки 19 июня 2017 г.,  
опубликована онлайн 26 февраля 2018 г.

Дан феноменологический анализ электромагнонного спектра, возможного вследствие механизма Дзялошинского–Мория (ДМ) в  $TbMnO_3$  после поляризационного флопа. Рассмотрены направления возбуждающего переменного электрического поля вдоль и поперек спонтанной поляризации  $P_x$ . Показано, что при ориентации электрического поля вдоль спонтанной поляризации низкочастотные электромагноны имеют две хорошо определенные частоты, зависящие от температуры. При направлении электрического поля перпендикулярно электрической поляризации ДМ механизм не приводит к возбуждению низкочастотных электромагнонов терагерцевого диапазона. Полученные результаты согласуются с имеющимися измерениями рамановского спектра.

Проведено феноменологічний аналіз електромагнонного спектра, можливого внаслідок механізму Дзялошинського–Морія (ДМ) у  $TbMnO_3$  після поляризаційного флопу. Розглянуто напрямки збуджуючого змінного електричного поля вздовж та поперек спонтанної електричної поляризації  $P_x$ . Доведено, що при напрямку електричного поля вздовж спонтанної поляризації низькочастотні електромагнони мають дві добре визначені частоти, що залежать від температури. При напрямку електричного поля поперек електричної поляризації ДМ механізм не дає збуджень низькочастотних електромагнонів терагерцевого діапазону. Отримані результати узгоджуються з даними раманівського спектру.

PACS: 78.20.Ls Магнитооптические явления;  
77.80.-e Сегнетоэлектричество и антисегнетоэлектричество;  
75.50.Ee Антиферромагнетизм.

Ключевые слова: электромагнон, сегнетомагнетик, магнитоэлектрические эффекты, поляризационный флоп.

## 1. Введение

Манганит тербия принадлежит к так называемым мультиферроикам: соединениям, в которых одновременно упорядочены две или более подсистем кристалла [1]. В  $TbMnO_3$  при низких температурах одновременно существуют упорядочения электрических и магнитных диполей, т.е. кристалл является сегнетомагнетиком.

Сегнетомагнетики были предсказаны и открыты в шестидесятых годах прошлого столетия [2,3]. Взаимодействие упорядоченных электрической и магнитной подсистем, называемое магнитоэлектрическим (МЭ), приводит к возможностям управления магнитными (электрическими) свойствами кристалла электрическим

(магнитным) полем и к ряду новых МЭ эффектов [4]. В сегнетомагнетиках ожидается наибольшая величина МЭ взаимодействия между подсистемами, которая зависит от электрической и магнитной восприимчивостей [4]. Эти восприимчивости максимальны вблизи температур сегнетоэлектрического  $T_e$  и магнитного  $T_m$  фазовых переходов. Долгое время изучались сегнетомагнетики, у которых сегнетоэлектрический фазовый переход был собственным, т.е. температуры  $T_e$  и  $T_m$  были не близки (обычно  $T_e > T_m$ ), поэтому МЭ эффекты были малыми. Распределение спинов и электрических диполей в одном домене предполагалось однородным. При собственном сегнетоэлектрическом переходе возникновение поляризации, как известно, приводит к по-

тере центра инверсии. Поэтому вызвало недоумение наблюдение электрической поляризации в centrosymmetric антиферромагнетике Sr<sub>2</sub>FeO<sub>4</sub>, имеющем винтовую спиновую структуру [5]. Объяснение этого эффекта было предложено в обзоре [4], где появление электрического дипольного момента, т.е. первой степени поляризации в МЭ энергии, объясняется неоднородным распределением спинов в centrosymmetric кристалле.

В дальнейшем была обнаружена электрическая поляризация в орторомбическом centrosymmetric сегнетомагнетике TbMnO<sub>3</sub>, имеющем несоразмерную спиновую структуру [6]. И хотя величина электрической поляризации была очень мала (на два-три порядка меньше, чем у классического сегнетоэлектрика BaTiO<sub>3</sub>), величина магнетоемкости, т.е. изменение диэлектрической постоянной в магнитном поле, была гигантской, порядка 10%. Причина такой величины МЭ эффекта заключалась в совпадении температур электрического и магнитного переходов:  $T_e = T_m$ , где электрическая и магнитная восприимчивости одновременно велики. Этот сегнетоэлектрический переход был несобственным: электрическая поляризация индуцировалась возникшей циклоидной спиновой структурой [7]. Обнаружены значительные МЭ эффекты и в других орторомбических манганитах [8]. Появление электрической поляризации в спиральных манганитах объясняется механизмом Дзялошинского–Мория (DM) [9], учитывающим косвенное обменное взаимодействие спинов ионов марганца через ионы кислорода. Изменение спиновой конфигурации сопровождается незначительным изменением расстояния Mn–O. Возникающая слабая поляризация не сопровождается структурным фазовым переходом, и кристалл не теряет центр инверсии. Обнаружение значительных МЭ эффектов вызвало настоящий ренессанс в изучении МЭ явлений [10]. Рассмотрены [11–13] различные аспекты МЭ эффектов и их возможных применений в современной электронике.

Ранее был предсказан новый тип гибридных элементарных возбуждений, существующих только в сегнетомагнитном состоянии — сегнетомагнов [14] (теперь их называют электромагны), чувствительных как к электрическому, так и к магнитному полям. Первые электромагны наблюдались в сегнетомагнетике GdMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> [15]. Несколько позже электромагны наблюдались в манганите тербия TbMnO<sub>3</sub> в переменном электрическом поле, перпендикулярном направлению спонтанной поляризации [16]. Предполагалось [17], что ориентация переменного электрического поля перпендикулярно направлению спонтанной поляризации наиболее благоприятна для обнаружения электромагнов в системах, где электрическая поляризация индуцируется спиновой спиралью, т.е. DM механизмом. Однако дальнейшие исследования показали, что хорошо определенные электромагны возникают и при направлении переменного электрического поля вдоль спонтан-

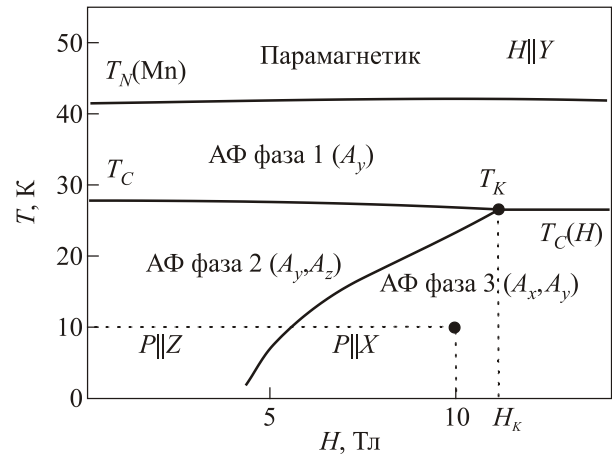


Рис. 1. Схематическая магнитная фазовая диаграмма TbMnO<sub>3</sub> в магнитном поле вдоль оси Y. ( $T_k$ ,  $H_k$ ) — трикритическая точка, (10 К, 10 Тл) — точка в эксперименте [22].

ной электрической поляризации [18,19]. С этими результатами согласуется и феноменологический анализ диэлектрических постоянных TbMnO<sub>3</sub> в модулированной антиферромагнитной (АФ) фазе 2 на рис. 1, когда спины марганца лежат в плоскости YZ (**A** — вектор антиферромагнетизма), а электрическая поляризация  $P = P_z$  [20]. Постоянное магнитное поле  $H$  вдоль направления модуляции спинов  $Y$  порядка нескольких тесла переориентирует спиновую циклоиду в плоскость XY, а поляризацию  $P_z \rightarrow P_x$  (поляризационный флоп) [6]. Условия, благоприятные для наблюдения электромагнов после поляризационного флопа в АФ фазе 3, еще недостаточно определены и порой противоречивы.

Электромагны, предсказанные DM моделью [17], в терагерцевом диапазоне после поляризационного флопа наблюдались в переменном электрическом поле,  $\mathbf{e} \parallel Z$ , перпендикулярном спонтанной поляризации  $\mathbf{P} \parallel X$  [21]. Рамановские же измерения свидетельствуют о хорошо определенном максимуме после поляризационного флопа при направлении электрического поля вдоль электрической поляризации  $\mathbf{e} \parallel X \parallel \mathbf{P}$ . Но в случае направления электрического поля  $\mathbf{e} \parallel Z$ , т.е. перпендикулярно спонтанной поляризации, при увеличении магнитного поля и переходе в модулированную АФ фазу 3 максимум поглощения не наблюдался [22].

В настоящей работе проведен феноменологический анализ электромагонных возбуждений в TbMnO<sub>3</sub> после поляризационного флопа при направлениях переменного электрического поля как вдоль, так и перпендикулярно направлению спонтанной электрической поляризации  $P_x$ . Рассматривается область температур, где после поляризационного флопа упорядочены только спины марганца, т.е. модулированная АФ фаза 3 на рис. 1, где  $T_k > T > T' \approx 7$  К (температура упорядочения спинов тербия).

## 2. Функционал Гинзбурга–Ландау. Уравнения Лагранжа

Для описания взаимодействия кристалла с электромагнитной волной следует, помимо уравнений Максвелла, учесть элементарные возбуждения исследуемого кристалла. Используем функцию Лагранжа  $L = E_k - F$  в переменных моментах  $\mathbf{P}$ ,  $\mathbf{A}$  — АФ вектор в двухподрешеточной модели,  $\mathbf{M}$  — вектор намагниченности,  $F$  — функционал Гинзбурга–Ландау. Кинетическую энергию представим в виде [23]

$$E_k = V^{-1} \int \{(\mu \dot{\mathbf{A}}^2 + \lambda \dot{\mathbf{P}}^2)\} d\mathbf{r}. \quad (1)$$

Здесь  $V$  — объем кристалла, а постоянные  $\mu$  и  $\lambda$  имеют размерность, обратную квадрату соответствующей частоты. Функционал Гинзбурга–Ландау в рассматриваемом случае имеет следующий вид:

$$F = V^{-1} \int d\mathbf{r} \left\{ a\mathbf{A}^2 + wA_z^2 + w'A_x^2 + r\mathbf{A}^4 + r_1A_x^4 + \lambda_1A_x^2A_y^2 + \lambda_2A_y^2A_z^2 + \gamma(\partial_y\mathbf{A})^2 + \alpha(\partial_y^2\mathbf{A})^2 + B\mathbf{M}^2 + D(\mathbf{A}\mathbf{M})^2 - \mathbf{M}\mathbf{H} + b\mathbf{P}^2 - \mathbf{P}\mathbf{e} + v_0P_x(A_x\partial_yA_y - A_y\partial_yA_x) + \tilde{v}P_z(A_z\partial_yA_y - A_y\partial_yA_z) \right\}, \quad (2)$$

В выражении (2)  $a$ ,  $r$  — коэффициенты однородного обмена;  $\gamma < 0$ ,  $\alpha > 0$  — постоянные неоднородного обменного взаимодействия;  $w$ ,  $w'$ ,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  — коэффициенты в энергии магнитной анизотропии, причем  $w' > w > 0$ . Учет магнитной анизотропии четвертого порядка с коэффициентами  $\lambda_{1,2} < 0$ ,  $\lambda_2 > \lambda_1$  в орторомбическом манганите тербия является необходимым для построения экспериментально наблюдаемой фазовой диаграммы (рис. 1) [24]. Постоянная  $a = \xi(T - T_0)$ , где  $T_0$  — температура перехода в соразмерное АФ состояние. МЭ неоднородная энергия в (2) является феноменологическим выражением  $DM$  взаимодействия [25,26]. Эта энергия линейна по электрической поляризации и генерирует  $P_x$  и  $P_z$ .

В рассматриваемой АФ фазе 3 после поляризационного флота равновесная электрическая поляризация направлена вдоль оси  $X$ ,  $P_x = P_0$ , а модулированный АФ вектор лежит в плоскости  $XY$ . В однопериодическом приближении полагаем  $A_{x0} = \alpha_x \sin ky$ ,  $A_{y0} = \alpha_y \cos ky$ , где  $k$  — волновой вектор несоразмерной спиновой структуры. Постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}$  считаем направленным вдоль оси  $Y$ . Подставляя выражения для АФ вектора в (2) и минимизируя получающееся выражение по моментам  $M$ ,  $P_0$ ,  $\alpha_x$ ,  $\alpha_y$  и волновому вектору  $k$ , получаем выражения [24]:

$$P_0 = v_0 k \alpha_x \alpha_y (2b)^{-1}, \quad \alpha_x^2 = (u_1 \bar{A}_2 - vA_1)(vv_1 - u_1^2)^{-1}, \\ \alpha_y^2 = (u_1 A_1 - v_1 \bar{A}_2)(vv_1 - u_1^2)^{-1} \\ A_2 = a - a_c = \xi(T - T_N) < 0, \quad T_N = T_0 + a_c, \quad a_c = \alpha k^4, \\ k^2 = -\gamma / 2\alpha, \quad A_1 = A_1 + w', \quad (3)$$

$$\bar{A}_2 = A_2 + y, \quad y = DM^2, \quad M \approx H / 2B, \quad \bar{A}_2 < 0, \quad 2v = 3r, \\ v > 0, \quad 2v_1 = 3(r + r_1), \quad v_1 > 0, \\ 2u_1 = r + \lambda_1 / 2, \quad vv_1 > u_1^2, \quad (u_1 \bar{A}_2 - vA_1) > 0, \\ (u_1 A_1 - v_1 \bar{A}_2) > 0, \quad \xi > 0, \quad u_{1,2} < 0, \quad u_2 > u_1.$$

Флуктуации  $u_\alpha$  АФ вектора  $A_x = A_{x0} + a_x$ ,  $A_y = A_{y0} + a_y$  и электрической поляризации  $P = P_0 + p$  описываются уравнениями Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{u}_\alpha} = \frac{\partial L}{\partial u_\alpha} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial L}{\partial (\partial u_\alpha / \partial x_i)} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \left( \frac{\partial L}{\partial (\partial^2 u_\alpha / \partial x_i^2)} \right) - \frac{\delta \Delta}{\delta u_\alpha}, \quad (4)$$

где диссипативная функция  $\Delta = \eta \dot{\mathbf{A}}^2$  описывает затухание АФ возбуждений. Вклад в диссипативную функцию электродипольных возбуждений не учитываем, так как нас будут интересовать преимущественно электромагнотны относительно низкочастотного терагерцевого диапазона.

## 3. Переменное электрическое поле вдоль спонтанной поляризации, $\mathbf{e} \parallel \mathbf{X} \parallel \mathbf{P}$

Электромагнитная волна, электрическое поле которой направлено вдоль направления спонтанной поляризации  $\mathbf{e} = e_x = e_0 \exp[i(qy - \omega t)]$ , распространяясь вдоль направления модуляции  $Y$ , возбуждает электрическую поляризацию  $p_x$ , индукцию  $d_x = e_x + 4\pi p_x$  и компоненты АФ вектора  $a_x, a_y$  согласно уравнениям Максвелла и Лагранжа. Решения этих уравнений в приближении первой гармоники с учетом малости волнового вектора электромагнитной волны  $q$  по сравнению с вектором модуляции,  $q \ll k$ , ищем в виде

$$a_x = \exp[i(qy - \omega t)](a_1 e^{iky} + a_{-1} e^{-iky}), \\ a_y = \exp[i(qy - \omega t)](a_2 e^{iky} + a_{-2} e^{-iky}), \quad (5) \\ p_x = p_0 \exp[i(qy - \omega t)], \quad p_0 = e_0 [(cq / \omega)^2 - 1] / 4\pi,$$

где  $cq / \omega = \sqrt{\epsilon_{xx}} = n + i\tilde{\kappa}$ . В (5)  $n$  — коэффициент преломления,  $\tilde{\kappa}$  — коэффициент поглощения.

Легко показать, что электрическая поляризация  $p_x$  взаимодействует только с теми возбуждениями АФ вектора, у которых  $a_{-1} \neq a_1, a_{-2} \neq -a_2$ . Из уравнений Максвелла и Лагранжа с помощью (1)–(5) получаем следующее выражение для диэлектрической постоянной  $\epsilon_{xx}$ :

$$\epsilon_{xx} = \frac{v_0^2 k^2 \tilde{R}_1 + 2\lambda(\Omega_e^2 - \omega^2) \tilde{R}_2}{v_0^2 k^2 \tilde{R}_1 + 2\lambda(\omega_e^2 - \omega^2) \tilde{R}_2}, \quad \Omega_e^2 = \omega_e^2 + 2\pi / \lambda, \\ \omega_e^2 = b / \lambda, \quad (6) \\ \tilde{R}_1 = \alpha_y^2 (\mu\omega^2 - 2v\alpha_y^2 + i\eta\omega) + \alpha_x^2 (\mu\omega^2 - 2v_1\alpha_x^2 + i\eta\omega) - \\ - 2\alpha_x \alpha_y (v_0 k P_0 - 2u_1 \alpha_x \alpha_y), \\ \tilde{R}_2 = (\mu\omega^2 - 2v\alpha_y^2 + i\eta\omega)(\mu\omega^2 - 2v_1\alpha_x^2 + i\eta\omega) - \\ - (v_0 k P_0 - 2u_1 \alpha_x \alpha_y)^2.$$

В комплексном выражении (6) для  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$  его действительная часть  $\varepsilon_1 = n^2$ , а мнимая часть  $\text{Im} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_2 = 2\tilde{\kappa}l$  связана с коэффициентом поглощения  $\tilde{\kappa}$ . Частота  $\omega_e$  есть частота возбуждений электрической поляризации, которая обычно значительно больше частот АФ спиновых возбуждений  $\omega_s$ .

Частотам электромагнотны без учета затухания соответствуют полюса диэлектрической постоянной  $\varepsilon_{xx}(\omega)$  в (6). В рассматриваемой области волновых векторов  $q \ll k$  эти частоты близки к частотам активации и определяются типом спиновой структуры с вектором модуляции  $k$ . Из (6) с учетом условия  $\omega_e \gg \omega_s$  получаем три частоты электромагнотны

$$\begin{aligned} \mu\omega_{1,2}^2 &= v_1\alpha_x^2 + v\alpha_y^2 - v_0^2k^2(\alpha_x^2 + \alpha_y^2) / 4b \mp \\ &\mp \left\{ (v_1\alpha_x^2 - v\alpha_y^2)^2 + 4u_1^2\alpha_x^2\alpha_y^2 + \right. \\ &+ v_0^2k^2[(\alpha_x^2 - \alpha_y^2)(v_1\alpha_x^2 - v\alpha_y^2) - 8u_1\alpha_x^2\alpha_y^2] / 2b \left. \right\}^{1/2}, \\ \omega_3^2 &= \omega_e^2 + v_0^2k^2(\alpha_x^2 + \alpha_y^2) / 2b\mu. \end{aligned} \quad (7)$$

В выражениях (7) учитывались слагаемые не выше второго порядка по МЭ взаимодействию с коэффициентом  $v_0$  в (2). Высокочастотная третья электромагнотная частота в (8) описывает в основном электродипольные возбуждения ИК диапазона с частотой  $\omega_e$ . МЭ добавка к ней с коэффициентом  $v_0$  связана с незначительным увеличением расстояния между ионами Mn–O при изменении спинового состояния, которое не приводит к фоновым аномалиям, что подтверждает электронное происхождение сегнетоэлектричества в манганите тербия [27,28].

Низкочастотные электромагнотны терагерцевого диапазона, т.е. частоты  $\omega_1, \omega_2$  в выражении (7), в отсутствие затухания и МЭ взаимодействия являются чисто спиновыми:

$$\mu\omega_{s1,2}^2 = v_1\alpha_x^2 + v\alpha_y^2 \mp \sqrt{(v_1\alpha_x^2 - v\alpha_y^2)^2 + 4u_1^2\alpha_x^2\alpha_y^2}. \quad (8)$$

Относительный вклад  $x, y$  компонент АФ вектора в частоты (8) определяется отношением величин  $\alpha_x / \alpha_y$ . Рассматриваемая АФ фаза 3 после поляризационного флота наблюдается в области магнитных полей  $H > H_k(T)$  и температур  $T' < T < T_c(H)$ , где  $T_c(H)$  — температура фазового перехода второго рода из параэлектрической несоразмерной АФ фазы 1 в состояние 3 с  $P = P_x$ . В поле  $H_k(T)$  происходит фазовый переход первого рода между несоразмерными АФ фазами 2 и 3, который сопровождается скачками коэффициентов преломления и поглощения вблизи поля  $H_k(T)$  [18,21,29].

Нижняя спиновая АФ частота  $\omega_{s1}$  в (8) уменьшается с уменьшением  $\alpha_x$ , т.е. АФ компоненты  $A_x$ , при приближении к границе  $T_c(H)$  между состояниями 3 и 1. На этой границе спиновая циклоида становится синусоидальной ( $A_x = \alpha_x = 0$ ), отсутствует электрическая поляризация и, как следует из формулы (8), нижняя спиновая частота  $\omega_{s1} = 0$ . Вблизи линии фазового перехода в параэлектрическую фазу  $T_c(H)$ , где  $\alpha_x \ll \alpha_y$ , спиновые частоты  $\omega_{s1}^2 \approx 2(vv_1 - u_1^2)\alpha_x^2/\mu v$ ,  $\omega_{s2}^2 \approx 2v\alpha_y^2/\mu$ .

Мнимая часть диэлектрической постоянной  $\varepsilon_2$ , характеризующая поглощение электромагнотны переменным электрическим полем  $e_x$ , пропорциональна второй степени МЭ взаимодействия  $v_0$  и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_2 &= \frac{\pi\Gamma\omega v_0^2k^2(\alpha_x^2 + \alpha_y^2)[(\omega^2 - \bar{\omega}^2)(2\omega^2 - \omega_{s1}^2 - \omega_{s2}^2) - (\omega^2 - \omega_{s1}^2)(\omega^2 - \omega_{s2}^2)]}{b^2\mu\{(\omega^2 - \omega_{s1}^2)^2(\omega^2 - \omega_{s2}^2)^2 + \Gamma^2\omega^2[(\omega^2 - \omega_{s1}^2)^2 + (\omega^2 - \omega_{s2}^2)^2]\}}, \\ \bar{\omega}^2 &= 2(v_1\alpha_x^4 + v\alpha_y^4 - 2u_1\alpha_x^2\alpha_y^2) / \mu(\alpha_x^2 + \alpha_y^2), \\ \Gamma &= \eta / \mu, \quad \omega_{s1} < \bar{\omega} < \omega_{s2}. \end{aligned} \quad (9)$$

На нижней АФ частоте  $\omega = \omega_{s1}$  из (9) получаем выражение

$$\varepsilon_2(\omega_{s1}) = \frac{\pi v_0^2k^2(\alpha_x^2 + \alpha_y^2)(\bar{\omega}^2 - \omega_{s1}^2)}{b^2\eta\omega_{s1}(\omega_{s2}^2 - \omega_{s1}^2)}. \quad (10)$$

Для поглощения на частоте  $\omega = \omega_{s2}$  в выражении (10) следует заменить индексы  $1 \leftrightarrow 2$ . Переменное электрическое поле  $e \parallel P_x$  резонансно возбуждает X, Y компоненты АФ вектора вблизи двух АФ спиновых частот  $\omega_{s1}, \omega_{s2}$ . Этим частотам соответствуют пики  $e_1$  и  $e_2$  в

рамановском эксперименте [22]. Вблизи линии фазовых переходов второго рода в параэлектрическую фазу  $T_c(H)$  (рис. 1) в магнитном поле  $H \geq H_k \cong 11$  Тл частота  $\omega_{s1}$  стремится к нулю, а частота  $\omega_{s2} \rightarrow \bar{\omega}$ . Соответственно этому величина поглощения  $A_x$  на нижней частоте  $\omega_{s1}$  (10) должна аномально расти, а возбуждения  $A_y$  с частотой  $\omega = \omega_{s2}$  становятся чисто спиновыми и проходят в АФ фазу 1 без поглощения. Такое поведение электромагнотного спектра вблизи линии перехода второго рода в параэлектрическую фазу аналогично

рассмотренному ранее случаю перехода между фазами 1 и 2 [20].

#### 4. Переменное электрическое поле перпендикулярно спонтанной поляризации, $\mathbf{e} \parallel \mathbf{Z}$

Если электрическое поле в электромагнитной волне направлено перпендикулярно спонтанной поляризации,  $\mathbf{e} = e_z$ , а волновой вектор волны  $\mathbf{q} \parallel Y$ , то, проведя расчеты, аналогичные предыдущим, для мнимой части диэлектрической постоянной  $\varepsilon_{zz}$  получаем выражение

$$\varepsilon_2 = \frac{\pi \omega \Gamma v_0^2 k^2 \alpha_y^2}{\lambda^2 \mu \{ (\omega^2 - \omega_1^2)^2 (\omega^2 - \omega_2^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2 (\omega^2 - \omega_e^2)^2 \}} \quad (11)$$

$$\omega_{1,2}^2 = 2^{-1} [\omega_a^2 + \omega_e^2 \mp \sqrt{(\omega_e^2 - \omega_a^2)^2 + 4R}],$$

$$\omega_a^2 = \mu^{-1} (A_3 + v \alpha_x^2 + u_2 \alpha_y^2),$$

$$R = v_0^2 k^2 \alpha_y^2 / \lambda \mu,$$

где  $\omega_{1,2}$  — частоты электромагнонов. Верхняя частота  $\omega_2 \approx \omega_e \gg \omega_1$  лежит в ИК или оптическом диапазоне спектра. Нас далее интересует нижняя частота  $\omega_1$  АФ возбуждений, лежащая в терагерцевом диапазоне спектра, которая в случае слабого МЭ взаимодействия имеет вид  $\omega_1^2 \approx \omega_a^2 - R \omega_e^{-2}$ , если  $\omega_a^2 > 0$ .

Проверим знак  $\omega_a^2$  (11) в АФ фазе 3 на рис. 1 в точке  $T = 10$  К,  $H = 10$  Тл, соответствующей рамановскому эксперименту [22]). Положим  $\omega_a^2 = f \cdot \text{const}$ , где const — некоторая положительная величина. Используя соотношения (3) и введя обозначения  $\varepsilon = v_1 / v$ ,  $\varepsilon_1 = u_1 / v$ ,  $\varepsilon_2 = u_2 / v$ , получаем функцию  $f$  в виде

$$f = \xi(T - T_N)(\varepsilon - \varepsilon_1^2 + \varepsilon_1 - 1 + \varepsilon_1 \varepsilon_2 - \varepsilon \varepsilon_2) + w(\varepsilon - \varepsilon_1^2) + w'(\varepsilon_1 \varepsilon_2 - 1) + y(\varepsilon_1 - \varepsilon \varepsilon_2). \quad (12)$$

Подставляя в (12) значения параметров, полученных при построении магнитной фазовой диаграммы в поле  $H_y$  в работе [24], получаем следующее значение функции  $f$  при температуре  $T = 10$  К с точностью до положительной постоянной

$$f \sim (y - 4,5w). \quad (13)$$

Здесь величина  $y$  пропорциональна квадрату магнитного поля,  $y = DM^2$  (см. (3)). Линия фазового перехода первого рода между состояниями 2 и 3 описывается выражением для  $y_{23}(T, H)$  в работе [24]. В трикритической точке  $T_k \cong 27$  К,  $H_k \cong 11$  Тл на рис. 1 значение  $y_k \cong 0,14 w$ . Поскольку эксперимент [22] проводился в магнитном поле  $H = 10$  Тл  $< H_k$ , то соответствующее этому полю значение  $y \leq y_k \cong 0,14 w$  и знаки функции  $f$  в формуле (13) и  $\omega_a^2$  отрицательны. Они будут положительными для  $y > 4,5w$ , если  $H^2 > H_k^2(4,5/0,14)$ , т.е.  $H > 62$  Тл. Однако наибольшая величина магнитного поля на эксперименте не превышает 15 Тл. Следова-

тельно, проведенное рассмотрение показывает невозможность существования терагерцевых электромагнонов вследствие ДМ механизма в АФ фазе 3 при ориентации переменного электрического поля  $\mathbf{e}$  вдоль оси  $Z$ , т.е. перпендикулярно электрической поляризации. Этот результат не согласуется с выводами работы [21], но подтверждается измерениями рамановского спектра после поляризационного флопа [22].

#### 5. Выводы

Проведен феноменологический анализ электромагнонного спектра, возможного вследствие механизма Дзялошинского–Мория в TbMnO<sub>3</sub> после поляризационного флопа в переменных электрических полях вдоль и поперек спонтанной поляризации  $P_x$ . При направлении  $\mathbf{e} \parallel \mathbf{P}_x$  ожидается кроме высокочастотного электромагнонного возбуждения преимущественно фононной природы существование двух хорошо определенных пиков поглощения электромагнонов терагерцевого диапазона. Показано, что переменное электрическое поле, перпендикулярное направлению спонтанной поляризации, вопреки ожиданиям [17,21], не возбуждает электромагноны в терагерцевом диапазоне спектра. Эти выводы подтверждаются рамановскими измерениями [22].

1. K. Aizu, *Phys. Rev. B* **2**, 754 (1970).
2. G.A. Smolenskii and V.A. Ioffe, *Cjvvnications de Colloque International de Magnetism de Grenoble (France)*, 2–6 *Jullet, Communication* **1** (1958).
3. G.A. Smolenskii, V.A. Isupov, N.N. Krainik, and A.I. Agranovskaia, *Izv. Acad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **25**, 1333 (1961).
4. G.A. Smolenskii and I.E. Chupis, *Sov. Phys. Usp.* **25**, 475 (1982).
5. R.E. Newnham, J.J. Kramer, W.A. Schulze, and L.E. Cross, *J. Appl. Phys.* **49**, 6088 (1978).
6. T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, R. Ishizaka, T. Arima, and Y. Tokura, *Nature* **426**, 55 (2003).
7. M. Kenzelmann, A.B. Harris, S. Jonas, C. Broholm, J. Schefer, S.B. Kim, C.L. Zhang, S.-W. Cheong, O.P. Vajk, and J.W. Lynn, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 087206 (2005).
8. T. Kimura, G. Lawes, T. Goto, Y. Tokura, and A.A.P. Ramirez, *Phys. Rev. B* **71**, 224425 (2005).
9. H. Katsura, N. Nagaosa, and A.V. Balatsky, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 057205 (2005).
10. M. Fiebig, *J. Phys. D* **38**, R123 (2005).
11. Y. Tokura, *Science* **312**, 1481 (2006).
12. И.Е. Чупис, *ФНТ* **37**, 157 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 126 (2011)].
13. A.P. Pyatakov and A.K. Zvezdin, *Phys. Usp.* **55**, 557 (2012).
14. V.G. Baryakhtar and I.E. Chupis, *Sov. Phys. Solid State* **11**, 2628 (1970).
15. E.I. Golovenchits and V.A. Sanina, *JETP Lett.* **78**, 88 (2003).
16. A. Pimenov, A.A. Mukhin, V.Yu. Ivanov, V.D. Travkin, A.M. Balbashov, and A. Loidl, *Nature Phys.* **2**, 97 (2006).

17. H. Katsura, A.V. Balatsky, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 027203 (2007).
18. R. Valdes Aguilar, R. Valdes Aguilar, A.B. Sushkov, C.L. Zhang, Y.I. Choi, S.-W. Cheong, and H. D. Drew, *Phys. Rev. B* **76**, 060404 (R) (2007).
19. A. Pimenov, A. Loidl, A.A. Mukhin, V.D. Travkin, V.Yu. Ivanov, and A.M. Balbashov, *Phys. Rev. B* **77**, 014438 (2008).
20. И.Е. Чупис, *ФНТ* **33**, 933 (2007), *Low Temp. Phys.* **33**, 715 (2007).
21. A.M. Shuvaev, V.D. Travkin, V.Yu. Ivanov, A.A. Mukhin, and A. Pimenov, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 097202 (2010).
22. P. Rovillain, J. Liu, M. Cazayous, Y. Gallais, M-A. Measson, H. Sakata, and A. Sacuto, *Phys. Rev. B* **86**, 014437 (2012).
23. Yu.A. Izumov, *Neutron diffraction on the long-periodic structures*, Energoatomizdat, Moscow (1987).
24. I.E. Chupis and H.E. Kovtun, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 182901 (2013).
25. M. Mostovoy, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067601 (2006).
26. A.B. Harris, *Phys. Rev. B* **76**, 054447 (2007).
27. P. Rovillain, M. Cazayous, Y. Gallais, M-A. Measson, A. Sacuto, H. Sakata, and M. Mochizuki, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 027202 (2011).
28. A. Pimenov, A.M. Shuvaev, A.A. Mukhin, and A. Loidl, *J. Phys. Condens. Matter* **20**, 434209 (2008).
29. A. Pimenov, A. Shuvaev, A. Loidl, F. Schrette, A.A. Mukhin, V.D. Travkin, V.Yu. Ivanov, and A.M. Balbashov, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 107203 (2009).

## Electromagnons in a ferromagnet $\text{TbMnO}_3$ after a polarization flop

I.E. Chupis

The electromagnon spectrum in  $\text{TbMnO}_3$  after the polarization-flop, arising from the Dzyaloshinskii–Moriya interaction, has been phenomenologically analyzed. The directions of alternating electric field along and across the spontaneous electric polarization were considered. It is shown that when the direction of the electric field is along the electric polarization ( $a$ -axis) low-frequency electromagnons have two possible frequencies which are depended on the temperature. When the orientation of the electric field is along the  $c$ -axis, the calculations do not show the excitation of low-frequency electromagnons that is qualitatively consistent with the results of Raman spectrum measurements.

PACS: 78.20.Ls Magneto-optical effects;  
 77.80.-e Ferroelectricity and antiferroelectricity;  
 75.50.Ee Antiferromagnetics.

Keywords: electromagnon, ferroelectric, magnetoelectric effects, polarization flop.