

Магнитоэлектрический резонанс фононных и магنونных поляритонов в ферримагнетике

И. Е. Чупис, А. А. Мищенко

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

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2000 г.

Изучено влияние динамического магнитоэлектрического взаимодействия на магنونные (TE) и фононные (TM) поляритоны в ферримагнетике в ИК области спектра. Учтена частотная дисперсия диэлектрической и магнитной проницаемостей. Показано, что спонтанный магнитный момент индуцирует добавочную радиационную моду в спектре TM поляритонов. Предсказана возможность резонансного взаимодействия и взаимного преобразования TM и TE поляритонов в постоянном электрическом поле.

Вивчено вплив динамічної магнітоелектричної взаємодії на магنونні (TE) та фононні (TM) поляритони у ферримагнетикі в ІЧ області спектра. Враховано частотну дисперсію діелектричної і магнітної проникностей. Показано, що спонтанний магнітний момент індукує додаткову радіаційну моду у спектрі TM поляритонів. Передбачено можливість резонансної взаємодії та взаємного перетворення TM і TE поляритонів в постійному електричному полі.

PACS: 71.36.+c, 75.80.+q

Введение

Электромагнитная волна, распространяясь в среде, взаимодействует с ее элементарными возбуждениями и вследствие этого изменяет свои свойства. В результате возникает поляритон — связанная с данным элементарным возбуждением электромагнитная волна. Связанные волны электромагнитного поля и электрической поляризации называют фононными поляритонами, а связанные фотон-спиновые возбуждения — магنونными поляритонами. Взаимодействие электромагнитной волны с элементарными возбуждениями кристалла наиболее значительно вблизи собственных частот этих возбуждений. Поэтому в ИК и оптических областях спектра актуальны фононные поляритоны, а в СВЧ диапазоне — магنونные. Существует обширная литература об объемных и поверхностных магنونных поляритонах (см., например, [1,2]), а также о свойствах и способах исследования поверхностных фононных поляритонов [3]. Ввиду значительного различия спиновых и оптических фононных частот при рассмотрении магنونных поляритонов обычно пренебрегают частотной дисперсией диэлектрической проницаемости,

а при исследовании фононных поляритонов — дисперсией магнитной проницаемости. Между тем известно, что в многоподрешеточных магнетиках кроме низкочастотной спиновой ветви существуют высокочастотные обменные возбуждения, частоты которых близки к электродипольным полосам поглощения фононов. Например, частоты обменных мод гематита расположены в ИК диапазоне спектра [4], и этот случай не является исключением. Увеличению частоты магнитного резонанса может также способствовать сильное магнитное поле. Так, в экспериментально достижимых магнитных полях 10 Тл спиновая частота порядка 10^{12} с^{-1} . Кроме того, как показано в [5], в магнитных соединениях с d -ионами возбуждения орбитального магнитного момента имеют энергии порядка спин-орбитальной энергии, т.е. частоты порядка 10^{13} с^{-1} . Взаимодействие обменных спиновых мод с электромагнитными волнами исследовалось в ряде работ (см., например, [6,7]). В работе [8] учтена частотная дисперсия магнитной и диэлектрической проницаемостей магنونных (TE) поляритонов в случае совпадения их резонансных или антирезонансных частот и пока-

зана возможность аномальной дисперсии одной из ветвей поляритонного спектра.

В настоящей работе на примере ферримагнетика рассмотрены магنونные и фононные (ТМ) поляритоны в ИК области спектра при различных соотношениях между частотами резонанса и антирезонанса диэлектрической и магнитной проницаемостей. Показано, что динамическое магнитоэлектрическое взаимодействие [9] индуцирует гиротропию диэлектрической проницаемости и дополнительную радиационную моду в спектре фононных поляритонов. Предсказана возможность резонансного взаимодействия и преобразования фононных и магنونных поляритонов друг в друга в постоянном электрическом поле.

Энергия и восприимчивости

В качестве примера рассмотрим одноосный ферримагнетик, равновесные моменты которого \mathbf{M}_{10} и \mathbf{M}_{20} антипараллельны и в отсутствие магнитного поля направлены вдоль легкой оси z , причем $M_{10} > M_{20}$. Энергия системы состоит из магнитной и электродипольной энергий, а также энергии взаимодействия магнитной и фононной подсистем:

$$W = \int \left\{ \Delta(\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2) - \mathbf{h}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) + \frac{C_1}{2} P_z^2 + \frac{C_2}{2} (P_x^2 + P_y^2) - \mathbf{P}(\mathbf{E}_0 + \mathbf{e}) + \frac{\mathbf{P}^2}{2\rho} + \frac{\mathbf{P}}{c\rho} [\mathbf{P} \times \mathbf{V}] \right\} dV. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{M}_{1,2}$, \mathbf{P} — плотности магнитных моментов и импульса; \mathbf{P} — вектор электрической поляризации. Два первых слагаемых в (1) — магнитная энергия в переменном поле \mathbf{h} в обменном приближении; $\Delta > 0$ — обменная постоянная. Электродипольная энергия включает потенциальную энергию в постоянном \mathbf{E}_0 и переменном \mathbf{e} электрических полях и кинетическую энергию $\mathbf{P}^2/2\rho$, где ρ — плотность. В ИК области спектра основной вклад в поляризацию дают ионы. Последнее слагаемое в энергии (1) — динамическое магнитоэлектрическое (МЭ) взаимодействие [9], т.е. взаимодействие электрической поляризации с эффективным электрическим полем \mathbf{E}_{eff} , созданным движением иона с зарядом e со скоростью \mathbf{v} в среде с магнитной индукцией \mathbf{B} , $\mathbf{E}_{\text{eff}} = -1/c[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$, $\mathbf{B} = \mathbf{h} + 4\pi(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)$; c — скорость света. В выражении для энергии (1) не учитываются неоднородные слагаемые, т.е. пространственная дисперсия (считаем $ak \ll 1$, где a — параметр решетки; k — волно-

вой вектор), а также затухание. Постоянное электрическое поле направлено вдоль легкой оси z . Из минимума энергии (1) следует равновесное значение электрической поляризации $P_0 = E_0 C_1^{-1}$.

С помощью лагранжевого формализма из (1) в линейном приближении по малым отклонениям моментов от их равновесных значений легко получить следующие уравнения для циркулярных проекций моментов $a^+ = a_x + ia_y$:

$$\dot{\pi}^+ = \frac{e}{V_0} [-C_2 p^+ + e^+] + igm_0 \pi^+;$$

$$\dot{m}_1^+ = -ig_1 \Delta M_{10} m_2^+ - ig_1 \Delta M_{20} m_1^+ + ig_1 M_{10} h^+ + g_1 (\rho c)^{-1} M_{10} P_0 \pi^+; \quad (2)$$

$$\dot{m}_2^+ = ig_2 \Delta M_{20} m_1^+ + ig_2 \Delta M_{10} m_2^+ - ig_2 M_{20} h^+ - g_2 (\rho c)^{-1} M_{20} P_0 \pi^+;$$

$$\dot{p}^+ = \frac{e}{m} \pi^+ + ig[-4\pi P_0 (m_1^+ + m_2^+) + 4\pi m_0 p^+ - P_0 h^+].$$

Здесь V_0 — объем элементарной ячейки; $m = \rho V_0$; $g = e/mc$ — гиромагнитное отношение для иона; $g_{1,2}$ — гиромагнитные отношения для магнитных подрешеток; $m_0 = M_{10} - M_{20}$ — спонтанная намагниченность. Уравнения для $a^- = a_x - ia_y$ получаются из (2) комплексным сопряжением и заменой ω на $(-\omega)$.

Из уравнений (2) видно, что в отсутствие постоянного электрического поля ($P_0 = 0$) уравнения для магнитной и электрической подсистем не связаны. В этом случае, полагая a^+ пропорциональным $\exp(-i\omega t)$, из (2) находим следующие выражения для отличных от нуля компонент диэлектрической проницаемости ϵ :

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_1 = \frac{(\omega^2 - \Omega_1^2)(\omega^2 - \Omega_2^2)}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)};$$

$$\omega_{1,2} = \omega_t \mp \omega_m, \quad \omega_m = 4\pi g m_0;$$

$$\omega_t^2 = C_2 \bar{\omega}_0^2, \quad \bar{\omega}_0^2 = \frac{e^2}{mV_0}, \quad (3)$$

$$\epsilon_{xy} = i\epsilon' = -\frac{i8\pi\omega\omega_m \bar{\omega}_0^2}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)};$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_2 = \frac{\Omega_e^2 - \omega^2}{\omega_e^2 - \omega^2}, \quad \Omega_e^2 = \omega_e^2 + 4\pi\bar{\omega}_0^2, \quad \omega_e^2 = C_1\bar{\omega}_0^2;$$

$$\Omega_{1,2}^2 = \omega_t^2 + 2\pi\bar{\omega}_0^2 + \omega_m^2 \mp 2\sqrt{\pi^2\bar{\omega}_0^4 + \omega_m^2(\omega_t^2 + 2\pi\bar{\omega}_0^2)}.$$

Частота возбуждений P_z равна ω_e ; ω_t — частота возбуждений P_x и P_y . Наличие спонтанной намагниченности снимает вырождение в спектре возбуждений P_x, P_y . Эти возбуждения имеют теперь характер левой и правой круговых прецессий вокруг \mathbf{m}_0 с частотами ω_1 и ω_2 . Из (3) видно, что спонтанная намагниченность индуцирует электрическую гиротропию $\varepsilon' \neq 0$, которая, однако, очень мала, $\varepsilon'/\varepsilon_1 \approx 4\pi\omega_m/\omega_t$. Выражения для отличных от нуля компонент тензора магнитной проницаемости в ИК области спектра имеют вид

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu = \frac{\Omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2};$$

$$i\mu' = \mu_{xy} = \frac{i\omega_f(\Omega^2 - \omega^2)}{\omega(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad \mu_{zz} = 1;$$

$$\Omega^2 = 4\pi\Delta g_1 g_2 \omega_0 \omega_f^{-1} (M_{10} - M_{20})^2; \quad (4)$$

$$\omega_f = 4\pi (g_1 M_{10} - g_2 M_{20});$$

$$\Omega_0^2 = \omega_0^2 + 4\pi\Delta (g_1 - g_2)^2 M_{10} M_{20};$$

$$\omega_0 = \Delta (g_2 M_{10} - g_1 M_{20}).$$

В выражениях (4) считаем $\Delta \gg 1$, $g_2 M_{10} > g_1 M_{20}$, $g_1 M_{10} > g_2 M_{20}$.

В рассматриваемом нами случае отсутствия постоянного магнитного поля и неучета магнитной анизотропии активационная частота нижней ветви магнитного спектра равна нулю. Полюсу магнитной проницаемости соответствует частота обменных возбуждений ω_0 , лежащая в ИК диапазоне, где μ мало отличается от 1, а магнитная гиротропия мала. Действительно, из (4) следует, что $|\mu'/\mu|$ порядка ω_f/ω_0 , т.е. порядка $4\pi/\Delta$. Гиромангнитное отношение для иона значительно меньше такового для электрона ($g \ll g_{1,2}$), поэтому $\omega_m \ll \omega_f \ll \omega_0$. Значения частот электрической поляризации $\omega_{1,2}$ мало отличаются от $\omega_t \sim \omega_0$.

Постоянное электрическое поле E_0 связывает возбуждения электрической поляризации и маг-

нитных моментов (см. (2)). Оно индуцирует отличные от нуля компоненты магнитоэлектрической восприимчивости $X_{xx}^{em} = X_{yy}^{em}$, X_{xy}^{em} , выражения для которых в пренебрежении малыми поправками порядка $(gE_0/\omega_0)^2$ и $(\omega_m/\omega_0)^2$ имеют вид

$$X_{xx}^{em} = \frac{\partial P_x}{\partial h_x} \approx \frac{gP_0 \omega_f (\Omega^2 - \omega^2)}{(\omega^2 - \omega_0^2)(\omega^2 - \omega_t^2)}; \quad (5)$$

$$X_{xy}^{em} = \frac{\partial P_x}{\partial h_y} \approx -\frac{igP_0 \omega}{\omega_t^2 - \omega^2} \left[1 - \frac{4\pi\Delta M_{10} M_{20} (g_1 - g_2)^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right].$$

Для частот, не очень близких к ω_0 , $|X_{xx}^{em}/X_{xy}^{em}| \approx (\omega_f/\omega_0) \ll 1$.

Магнитные (ТЕ) и фоновые (ТМ) поляритоны

Поляритонные возбуждения в ферритмагнетике получаем решением уравнений Максвелла для волн, распространяющихся вдоль оси x , используя выражения для проницаемостей (3), (4). В отсутствие постоянного электрического поля ($X^{em} = 0$) ТЕ и ТМ поляритоны независимы.

Электрическое поле магнитных поляритонов, распространяющихся вдоль оси x , направлено поперечно (ТЕ волна), и компоненты полей e_z , h_x , h_y отличны от нуля. Закон дисперсии описывается уравнением

$$k^2 = \frac{(\Omega_e^2 - \omega^2)(\omega^2 - \bar{\omega}_1^2)(\omega^2 - \bar{\omega}_2^2)}{c^2(\omega_e^2 - \omega^2)(\omega^2 - \Omega_0^2)}, \quad (6)$$

где

$$\bar{\omega}_{1,2} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\omega_0 - \omega_f)^2 + 16\pi g_1 g_2 \Delta (M_{10} - M_{20})^2} \mp (\omega_0 - \omega_f) \right].$$

Нулевому значению волнового вектора соответствуют частоты Ω_e и $\bar{\omega}_2 > \Omega_0$, причем $\bar{\omega}_2 - \Omega_0 \sim \omega_f$. Вблизи частот Ω_0 и ω_e волновой вектор стремится к бесконечности.

Спектр ТЕ поляритонов состоит из трех мод. На рис. 1,а приведен спектр ТЕ поляритонов для случая, когда $\bar{\omega}_2 < \omega_e$ или когда частота фонового антирезонанса Ω_e больше частоты магнитного антирезонанса Ω_0 . При $\Omega_e < \Omega_0$ на рис. 1,а следует сделать замену $\Omega_0 \rightarrow \omega_e$, $\bar{\omega}_2 \rightarrow \Omega_e$, $\omega_e \rightarrow \Omega_0$, $\Omega_e \rightarrow \bar{\omega}_2$. Если же частоты Ω_0 , $\bar{\omega}_2$ близки

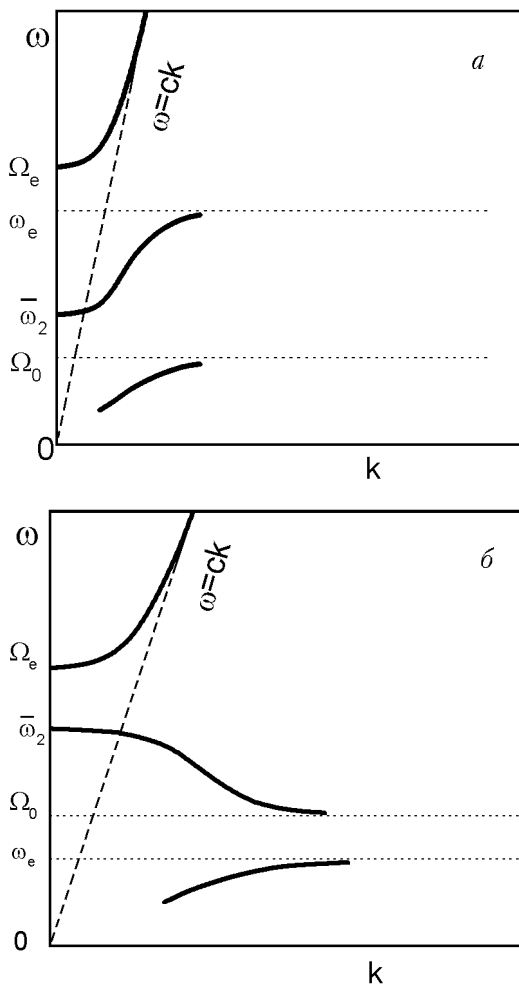


Рис. 1. Дисперсионные ветви ТЕ поляритов в ИК области спектра. Для ТМ поляритов нижняя ветвь начинается от значения $\omega = 0$ при $k = 0$.

к антирезонансной фоновой частоте Ω_e ($\omega_e < \Omega_0 < \Omega_e < \bar{\omega}_2$) или к резонансной фоновой частоте ω_e ($\Omega_0 < \omega_e < \bar{\omega}_2 < \Omega_e$), или же лежат между частотами резонанса ω_e или антирезонанса Ω_e фононов, то средняя ветвь имеет аномальную дисперсию (рис. 1,б). Но эта дисперсия очень слабая, поскольку частотный интервал существования средней ветви очень мал, $(\bar{\omega}_2 - \Omega_0) \sim \omega_f$. Существование аномальной дисперсии в спектре ТЕ поляритонов при совпадении частот резонанса (антирезонанса) диэлектрической и магнитной проницаемостей предсказано в работе [8].

Отметим, что средняя ветвь спектра ТЕ поляритонов является радиационной, поскольку она пересекает световую прямую $\omega = ck$, т.е. может резонансно взаимодействовать с электромагнитной волной.

В фоновой поляритонной волне (ТМ волна) отличны от нуля компоненты полей e_x , e_y , h_z , а спектральное уравнение для нее имеет вид

$$k^2 = \frac{\omega^2(\omega^2 - \bar{\omega}_1^2)(\omega^2 - \bar{\omega}_2^2)}{c^2(\omega^2 - \Omega_1^2)(\omega^2 - \Omega_2^2)}, \quad (7)$$

$$\bar{\omega}_{1,2} = \Omega_t \mp \omega_m; \quad \Omega_t^2 = \omega_t^2 + 4\pi\bar{\omega}_0^2.$$

Спектр ТМ поляритонов подобен спектру ТЕ поляритонов, представленному на рис. 1,а, однако следует сделать переобозначение частот: $\Omega_0 \rightarrow \Omega_1$, $\bar{\omega}_2 \rightarrow \bar{\omega}_1$, $\omega_e \rightarrow \Omega_2$, $\Omega_e \rightarrow \bar{\omega}_2$. Частоты $\bar{\omega}_1$, $\bar{\omega}_2$ и Ω_2 близки друг к другу, так как $(\bar{\omega}_2 - \Omega_2) \sim (\Omega_2 - \bar{\omega}_1) \sim \omega_m$. В отсутствие намагниченности $\bar{\omega}_2 = \bar{\omega}_1 = \Omega_2$ и спектр содержит только две моды. Таким образом, МЭ взаимодействие добавляет новую моду. Она слабодисперсионна, лежит вблизи дна верхней зоны и является радиационной, поскольку пересекает световую прямую $\omega = ck$.

Резонансное взаимодействие ТЕ и ТМ поляритонов в электрическом поле

Появление в спектре поляритонов новой (средней) радиационной ветви приводит к возможности пересечения ТЕ и ТМ мод, т.е. возможен МЭ резонанс. Чаще всего обменная магنونная частота меньше оптической фоновой частоты ω_e , которая, в свою очередь, в одноосном кристалле меньше частоты возбуждений поперечных компонент электрической поляризации ω_t , т.е. $\Omega_0 < \omega_e < \omega_1$. В этой ситуации возможен кроссовер нижней ($\omega < \Omega_1$) ТМ моды со средней ТЕ модой (см. рис. 1,а). В отсутствие постоянного электрического поля ТЕ и ТМ моды не взаимодействуют (пунктирные кривые на рис. 2). В постоянном электрическом поле между магنونными и фоновыми поляритонами

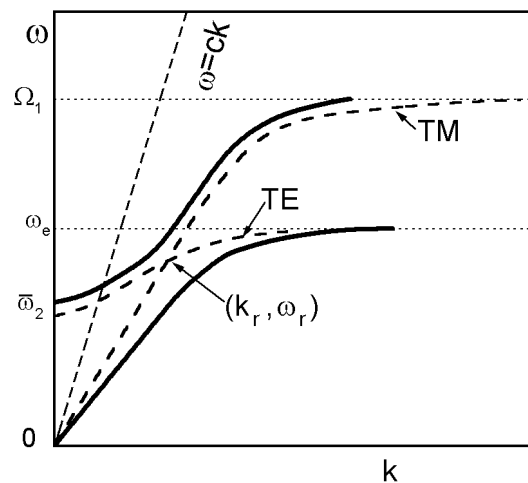


Рис. 2. Резонансное взаимодействие ТЕ и ТМ поляритонов в электрическом поле.

существует МЭ взаимодействие, описываемое МЭ восприимчивостями (5). Электрическая и магнитная индукции определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} d_i &= \varepsilon_{ik} e_k + 4\pi X_{ik}^{em} h_k, \\ b_i &= \mu_{ik} h_k + 4\pi X_{ik}^{me} e_k, \end{aligned}$$

где $X_{ik}^{em} = \partial P_i / \partial h_k$; $X_{ik}^{me} = \partial m_i / \partial e_k$, причем в отсутствие затухания $X_{ik}^{em} = (X_{ki}^{me})^*$. Для частот, не близких к ω_0 , можно ограничиться учетом лишь недиагональной компоненты МЭ восприимчивости, полагая

$$\gamma = -4\pi i X_{xy}^{em} = \frac{4\pi g P_0 \omega}{\omega^2 - \omega_t^2}. \quad (8)$$

Уравнения Максвелла связывают все компоненты электрического и магнитного полей в ферромагнетике:

$$\begin{aligned} \mu h_x + i\mu' h_y + i\gamma e_y &= 0; \\ -i\mu' h_x + \mu h_y - i\gamma e_x + \nu e_z &= 0; \\ i\gamma h_y + \varepsilon_1 e_x + i\varepsilon' e_y &= 0; \\ i\gamma h_x + \nu h_z + i\varepsilon' e_x - \varepsilon_1 e_y &= 0; \\ h_z = \nu e_y, \nu h_y = -\varepsilon_2 e_z, \nu = ck/\omega. \end{aligned} \quad (9)$$

В постоянном электрическом поле ($\gamma \neq 0$) ТЕ и ТМ волны связаны посредством МЭ взаимодействия. Вдали от резонансной МЭ частоты ω_r примесь «сторонних» полей в фоновой (магнитной) ветви мала, она пропорциональна величине параметра γ , характеризующего МЭ взаимодействие. Так, величина продольного электрического поля e_x , возникающего в «квазиТЕ» волне, равна

$$e_x \cong \frac{i\gamma \varepsilon_2 [\varepsilon'(\mu' \varepsilon_1 + \mu \varepsilon') + \mu]}{\varepsilon_1 \mu \nu [\varepsilon_1 (\varepsilon_1 - \nu^2) - \varepsilon'^2]} e_z. \quad (10)$$

А величина продольного магнитного поля в «квазиТМ» волне дается выражением

$$h_x \cong -\frac{i\gamma [\mu' \varepsilon_2 (\varepsilon_1 - \nu^2) + \varepsilon' (\varepsilon_2 \mu - \nu^2)]}{\varepsilon' \nu [\varepsilon_2 (\mu^2 - \mu'^2) - \mu \nu^2]} h_z. \quad (11)$$

Величина «примесных» полей возрастает по мере приближения к точке кроссовера (k_r, ω_r) невзаимодействующих ветвей, где

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 \varepsilon_2 (\mu^2 - \mu'^2) &= \mu (\varepsilon_1^2 - \varepsilon'^2), \\ k_r^2 &= \frac{\omega_r^2 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon'^2)}{c^2 \varepsilon_1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Вблизи точки магнитоэлектрического резонанса (k_r, ω_r) все компоненты полей одного порядка и происходит резонансное взаимное преобразование ТЕ и ТМ волн (рис. 2).

Таким образом, в ферромагнитном кристалле в постоянном электрическом поле в ИК области спектра возможен магнитоэлектрический резонанс, сопровождающийся преобразованием магнитных и фононных поляритонов друг в друга. Аналогичный МЭ резонанс в постоянном электрическом поле в ИК области спектра возможен и в других многоподрешеточных магнетиках.

1. М. И. Каганов, Н. Б. Пустыльник, Т. И. Шалаева, *УФН* **167**, 191 (1997).
2. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
3. *Поверхностные поляритоны*, под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Милса, Наука, Москва (1985).
4. E. I. Sumuelsen and G. Shirane, *Phys. Status Solidi* **42**, 241 (1970).
5. И. Е. Чупис, *ФТТ* **36**, 1910 (1994).
6. В. В. Еременко, А. И. Звягин, Ю. Г. Пашкевич и др. *Препринт АН УССР. Ин-т теор. физики; НИТФ-86-34Р*, Киев, (1986).
7. Ю. Г. Пашкевич, В. Л. Соболев, С. А. Федоров, *ФНТ* **12**, 411 (1986).
8. М. И. Kaganov and T. I. Shalaeva, *Phys. Status Solidi* **B162**, 469 (1990).
9. И. Е. Чупис, *ФНТ* **23**, 290 (1997).

Magnetolectric resonance of phonon and magnon polaritons in a ferrimagnet

I. E. Chupis and A. A. Mischenko

The influence of dynamic magnetolectric interaction on magnon (TE) and phonon (TM) polaritons in a ferrimagnet in the IR spectral region is studied. The frequency dispersions of dielectric and magnetic permeabilities are taken into account. The spontaneous magnetization is shown to induce an additional radiant mode in the spectrum of TM polaritons. It is predicted that in a constant electric field a resonant interaction between TM and TE polaritons and their transformation into each other may occur.