

04,05,09

Отрицательный сдвиг Гуса–Хенхена на границе многоподрешеточного антиферродиелектрика

© В.Д. Пойманов¹, В.Г. Шавров²

¹ Донецкий национальный университет, Донецк, Украина

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: Vladislav.Poymanow@yandex.ru

Поступила в Редакцию 30 декабря 2019 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2019 г.

Принята к публикации 10 января 2020 г.

Показано, что взаимодействие электромагнитного излучения с электродипольноактивными спиновыми модами в многоподрешеточном антиферродиелектрике может приводить к аномальному (отрицательному) пространственному сдвигу светового пучка при падении электромагнитной волны на границу раздела с изотропной диэлектрической средой.

Ключевые слова: поверхностные поляритоны, отрицательная рефракция. Сдвиг Гуса–Хэнхена, электродипольноактивный антиферродиелектрик.

DOI: 10.21883/FTT.2020.05.49228.08M

В настоящее время большое количество работ посвящено изучению взаимодействия электромагнитного излучения с собственными колебаниями спиновой подсистемы многоподрешеточного магнетика [1–10]. В этом случае многообразие магнитных и оптических свойств обусловлено, в частности, отсутствием центральносимметричности в такой системе [3]. Например, гематит $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ содержит четыре подрешетки, соответственно чему колебания спиновой подсистемы описываются четырьмя независимыми векторами, представляющими собой линейные комбинации векторов намагниченности отдельных подрешеток [11]. Таким образом, в спектре собственных колебаний гематита имеется четыре ветви, две из которых являются акустическими магнитоактивными модами с характерными частотами в инфракрасной области спектра. Две других являются обменными электродипольноактивными возбуждениями и могут наблюдаться в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [9].

Настоящая работа посвящена изучению взаимодействия электромагнитной волны (ЭМВ) с обменными модами антиферродиелектрика (АФД). Ее целью будет изучение особенностей отражения ТМ-поляризованной волны от структуры, содержащей АФД (среда 1). В частности, рассмотрим эффект, пространственного сдвига пучка ЭМВ относительно точки падения вдоль границы раздела (сдвиг Гуса–Хэнхена, (СГХ)), возникающий при полном внутреннем отражении при падении ЭМВ из диэлектрика (среда 2). Ввиду отсутствия плазмонных ветвей в спектре собственных колебаний среды 2, ее диэлектрическую проницаемость будем считать скалярной величиной, равной ϵ_0 .

В [11] было получено, что гамильтониан вышеуказанного взаимодействия имеет вид

$$w = w_0 + w_E \quad (1)$$

и состоит из чисто магнитной части

$$w_0 = 4M_s \left(\frac{1}{2} (-H_{e1}l_1^2 + H_{e2}l_2^2 + H_{e3}l_3^2 + H_{e0}m^2 + H_{a1}l_{1z}^2 + H_{a2}l_{2z}^2 + H_{a3}l_{3z}^2 + H_{a0}m_z^2) + H_D(m_y l_{1x} - m_x l_{1y}) + H_D^*(l_{2x}l_{3y} - l_{2y}l_{3x}) \right) \quad (2)$$

и описывающей взаимодействие электромагнитной волны со спиновой подсистемой:

$$w_E = \mathbf{E}\mathbf{P} = 4M_s \left(E_x [R_3(l_{1z}l_{3y} - l_{1y}l_{3z}) + R_2(l_{1z}l_{2x} - l_{1x}l_{2z}) + r_3(m_x l_{3z} - m_z l_{3x})] + E_y [R_3(l_{1x}l_{3z} - l_{1z}l_{3x}) + R_2(l_{1z}l_{2y} - l_{1y}l_{2z}) + r_3(m_y l_{3z} - m_z l_{3y})] + E_z [\pi_1 \mathbf{m}l_3 + \pi_2 l_1 l_2 + R_{3z}(l_{1y}l_{3x} - l_{1x}l_{3y}) + r_{2z}(m_x l_{2y} - m_y l_{2x})] \right). \quad (3)$$

Здесь

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_4, \quad \mathbf{l}_1 = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_3 - \mathbf{m}_4, \quad (4)$$

$$\mathbf{l}_2 = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_3 - \mathbf{m}_4, \quad \mathbf{l}_3 = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_4$$

— линейные комбинации намагниченностей подрешеток, H_{ei} — обменные поля, H_{ai} — поля анизотропии,

H_D — поле Дзялошинского. Гамильтониан (1) приводит к резонансной частотной зависимости компонент тензора диэлектрической проницаемости.

В работе рассмотрим две модели:

1. Сверхрешетка, компонентами которой являются АФД и диэлектрик в отсутствие внешнего поля;

2. Однородный АФД во внешнем магнитном поле H_0 приложенном вдоль вектора антиферромагнетизма l_1 .

В обоих случаях полагаем, что АФД в основном состоянии находится в легкоосной фазе ($l_{1z} = 1, l_{1x} = l_{1y} = 0, \mathbf{m} = \mathbf{l}_2 = \mathbf{l}_3 = 0$) и является немагнитным ($\mu = 1$). Таким образом — АФД можно считать правосторонней средой.

Рассмотрим геометрию, в которой плоскостью падения является $xу$, падающая ТМ-волна поляризована вдоль oz , совпадающем с направлением приложения внешнего поля в случае 2. Нормаль к границе раздела направлена вдоль оси x . Тогда тензор диэлектрической проницаемости в общем случае можно записать как:

$$\hat{\epsilon}_a = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon' & 0 \\ -i\epsilon' & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Соответственно этому поле во всем пространстве ищем в виде

$$H_z(x, y) = e^{iky} \begin{pmatrix} e^{ik_0x} + Re^{-ik_0x} \\ Te^{-qx} \end{pmatrix}, \quad \begin{matrix} x > 0 \\ x < 0 \end{matrix}, \quad (6)$$

где буквами R и T обозначены френелевские коэффициенты отражения и прохождения ЭМВ соответственно. Спектр нормальных поляритонов (НП) в каждой среде, следующий из уравнений Максвелла

$$k_0 = \sqrt{\epsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - k^2}, \quad q = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} k^2 - \left(\epsilon_2 - \frac{\epsilon'^2}{\epsilon_1}\right) \frac{\omega^2}{c^2}}. \quad (7)$$

Полагаем, что $k_0^2 > 0, q^2 > 0$, так что имеет место полное внутреннее отражение. При $x = 0$ непрерывными на границе раздела являются H_z и

$$E_y = -\frac{c}{\omega} \left(\frac{i\epsilon_1 \frac{\partial}{\partial x} + \epsilon' \frac{\partial}{\partial y}}{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon'^2} \right) H_z. \quad (8)$$

Записывая систему граничных условий для (6), получим коэффициент отражения в виде

$$R = e^{-i\varphi}, \quad \varphi = 2 \arctg \left(\frac{\epsilon_0(\epsilon_1 q - \epsilon' k)}{k_0(\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon'^2)} \right). \quad (9)$$

Используя (9), можно найти величину СГХ [10]

$$\Delta = \frac{d\varphi}{dk} = \frac{2\epsilon_0^2 \omega^2}{qk_0 \left(k_0^2 + \left(\frac{\epsilon_0(\epsilon_1 q - \epsilon' k)}{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon'^2} \right)^2 \right)} \times \left(k \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) - q \frac{\epsilon'}{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon'^2} \right). \quad (10)$$

Случай 1. В отсутствие внешнего поля ТДП этих слоев имеют вид:

$$\hat{\epsilon}_k = \begin{pmatrix} \epsilon_{xk} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yk} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zk} \end{pmatrix}, \quad k = 1, 2, \quad (11)$$

причем для АФД [11]

$$\epsilon_{xa}(\omega) = \epsilon_{ya}(\omega) = \epsilon_{\perp a}(\omega) = \epsilon_{\perp} \frac{\omega^2 - \omega_{\epsilon}^2}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (12)$$

где ω_0 — частота антиферроэлектрического резонанса. Для диэлектрического слоя

$$(\epsilon_d)_{ik} = \epsilon_0 \delta_{ik}. \quad (13)$$

Ненулевые компоненты усредненного ТДП (5), полученные методом эффективной среды [6,7]:

$$\epsilon_1 = \frac{1}{\frac{\nu_a}{\epsilon_{xa}} + \frac{\nu_d}{\epsilon_{xd}}}, \quad \epsilon_2 = \nu_a \epsilon_{ya} + \nu_d \epsilon_{yd}, \quad (14)$$

где ν_a и ν_d — относительные толщины антиферроэлектрического и диэлектрического слоев соответственно. Подставляя сюда (12) и (13), находим

$$\epsilon_1 = \epsilon_1^{(0)} \frac{\omega^2 - \omega_{\epsilon}^2}{\omega^2 - \omega_1^2}, \quad \epsilon_2 = \epsilon_2^{(0)} \frac{\omega^2 - \omega_2^2}{\omega^2 - \omega_0^2}. \quad (15)$$

где

$$\epsilon_1^{(0)} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp}}{\nu_d \epsilon_{\perp} + \nu_a \epsilon_0}, \quad \epsilon_2^{(0)} = \nu_a \epsilon_{\perp} + \nu_d \epsilon_0, \quad (16)$$

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 + \frac{\nu_d \epsilon_{\perp}}{\nu_d \epsilon_{\perp} + \nu_a \epsilon_0} \omega_a^2, \quad \omega_2^2 = \omega_0^2 + \frac{\nu_a \epsilon_{\perp}}{\nu_a \epsilon_{\perp} + \nu_d \epsilon_0} \omega_a^2.$$

Обратим внимание на то, что при $\nu_a > \nu_d$ выполняется соотношение $\omega_2 > \omega_1$ и наоборот. Выражения (7) и (10) для спектра нормальных поляритонов и СГХ в сверхрешетке дают соответственно

$$q = \sqrt{\epsilon_2 \left(\frac{k^2}{\epsilon_1} - \frac{\omega^2}{c^2} \right)},$$

$$\Delta = \frac{2\epsilon_0^2 \epsilon_2^2 \omega^2 k}{qk_0((\epsilon_2 k_0)^2 + (\epsilon_0 q)^2)} \left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_0} \right). \quad (17)$$

Зависимость СГХ в этом случае на $k\omega$ — диаграмме изображена на рис. 1.

Случай 2. Однородный АФД является изотропным в плоскости падения, поэтому ТДП при наличии внешнего поля запишется в виде [9]:

$$\hat{\epsilon}_a = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp a} & i\epsilon'_a & 0 \\ -i\epsilon'_a & \epsilon_{\perp a} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel a} \end{pmatrix}, \quad (18)$$

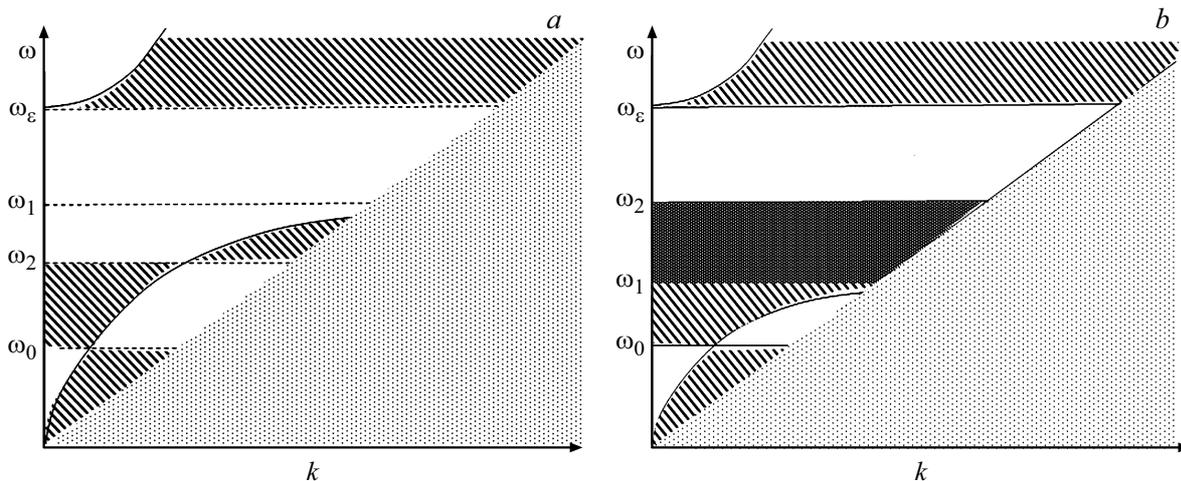


Рис. 1. Сдвиг Гуса–Хеншена для случая сверхрешетки при $\nu_a < \nu_d$ (рис. 1, *a*) и при $\nu_a > \nu_d$ (рис. 1, *b*). Область ниже наклонной прямой $\omega = \frac{k}{\sqrt{\epsilon_0}}$ соответствует поверхностной волне в диэлектрике, косой штриховки — положительному СГХ, темная область — отрицательному. Незаштрихованная область соответствует объемным волнам в АФД. Области разделены кривой $q = 0$.

где

$$\begin{aligned} \epsilon_{\perp a}(\omega) &= \epsilon_{\perp} \frac{(\omega^2 - \tilde{\omega}_+^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_-^2)}{(\omega^2 - \omega_{0+}^2)(\omega^2 - \omega_{0-}^2)}, \\ \epsilon'_a(\omega) &= \epsilon_{\perp} \frac{2\omega\omega_H\omega_a^2}{(\omega^2 - \omega_{0+}^2)(\omega^2 - \omega_{0-}^2)}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\omega_{0\pm} = \omega_0 \pm \omega_H,$$

$$\tilde{\omega}_{\pm}^2 = \omega_0^2 + \frac{\omega_a^2}{2} + \omega_H^2 \pm \sqrt{4\omega_H^2 \left(\omega_0^2 + \frac{\omega_a^2}{2} \right) + \left(\frac{\omega_a^2}{2} \right)^2}. \quad (20)$$

Предполагается, что внешнее поле не превышает поля спин-флоп перехода. Представим спектр нормальных поляритонов и СГХ в виде

$$q = \sqrt{k^2 - \tilde{\epsilon} \frac{\omega^2}{c^2}},$$

$$\Delta = \frac{2\epsilon_0^2\omega^2\tilde{\epsilon}^2}{qk_0((\tilde{\epsilon}k_0)^2 + (\epsilon_0\epsilon_{\perp a}(q - \delta k))^2)} \left(k \left(\frac{1}{\tilde{\epsilon}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) - q \frac{\delta}{\tilde{\epsilon}} \right), \quad (21)$$

где $\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\perp a}(1 - \delta^2)$, $\delta = \frac{\epsilon'_a}{\epsilon_{\perp a}}$.

Используя (19) и (20), представим последние выражения в виде

$$\begin{aligned} \tilde{\epsilon} &= \epsilon_{\perp a} \frac{(\omega^2 - \omega_{\epsilon+}^2)(\omega^2 - \omega_{\epsilon-}^2)}{(\omega^2 - \tilde{\omega}_+^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_-^2)}, \\ \delta &= \frac{2\omega\omega_H\omega_a^2}{(\omega^2 - \tilde{\omega}_+^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_-^2)}, \end{aligned} \quad (22)$$

где $\omega_{\epsilon\pm} = \omega_{\epsilon} \pm \omega_H$.

Таким образом, знак СГХ в (21) определяется величиной $k \left(\frac{1}{\tilde{\epsilon}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) - q \frac{\delta}{\tilde{\epsilon}}$.

При $\tilde{\epsilon} > 0$ условие полного внутреннего отражения дает $\tilde{\epsilon} < \epsilon_0$. Поэтому слагаемое $1/\epsilon_0$ во всяком случае не влияет на знак выражения $k(1/\tilde{\epsilon} - 1/\epsilon_0)$. Полагаем, что $\epsilon_0 \gg \tilde{\epsilon}$, что фактически несправедливо только вблизи полюсов $\tilde{\epsilon}$. В остальных случаях СГХ можно представить в более простом виде

$$\Delta = \frac{2\omega}{c\sqrt{\epsilon_0}(q - \delta k)^2} \left\{ \tilde{\epsilon} \left(\frac{k}{q} - \delta \right) \right\}. \quad (23)$$

Как следует из (23), наличие внешнего поля сдвигает величину СГХ в сторону отрицательных значений. Сле-

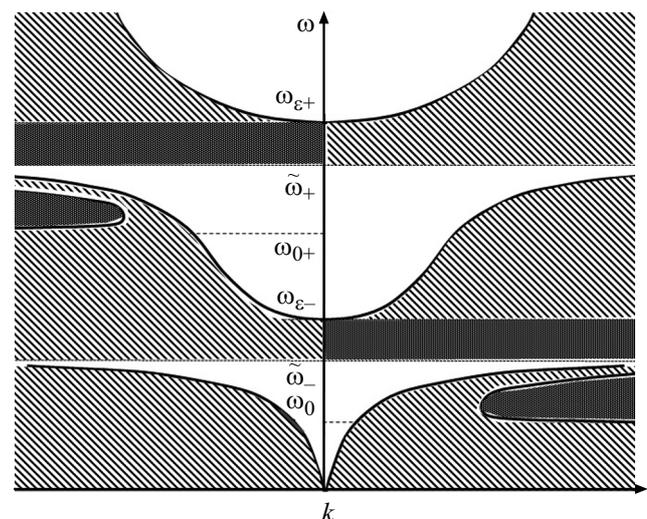


Рис. 2. Сдвиг Гуса–Хеншена для случая для однородного антиферродиелектрика во внешнем магнитном поле. Темная область соответствует отрицательному СГХ, область косой штриховки — положительному. Незаштрихованная область соответствует объемным волнам в АФД. Области разделены кривой $q = 0$.

дует обратить внимание на упорядочение характерных частот

$$\omega_{0-} < \tilde{\omega}_{-} < \omega_{\varepsilon-} < \omega_{0+} < \tilde{\omega}_{+} < \omega_{\varepsilon+} \quad (24)$$

при выполнении условия $\omega_H < \frac{\omega_{\varepsilon-} - \omega_0}{2}$ (в противном случае изменится соотношение между $\omega_{\varepsilon-}$ и ω_{0+}). Характерные области для этого случая изображены на рис. 2.

Очевидно, внешнее поле также приводит к формированию областей с отрицательным СГХ. Кроме того, в этом случае направления падающей волны k и $-k$ становятся неэквивалентными, т.е. в спектре наблюдается невзаимность.

Таким образом — в работе рассмотрен эффект пространственного сдвига пучка электромагнитных волн при падении на многоподрешеточный антиферродиелектрик (Сдвиг Гуса–Хэншена). Найдены области положительного и отрицательного СГХ для случаев двухкомпонентной сверхрешетки, в состав которой входит АФД, и однородного АФД во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль вектора антиферромагнетизма. Показано, что для формирования области отрицательного СГХ в случае сверхрешетки необходимо, чтобы толщина антиферроэлектрического слоя была больше толщины диэлектрического. В случае однородного антиферродиелектрика указанные области формируются приложением внешнего магнитного поля, меньшего поля спинфлоп перехода. Обнаружена невзаимность спектра по отношению к направлению распространения прямой и обратной волны. Показано существование аномальных областей отрицательного СГХ.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания при частичном финансировании РФФИ, грант 18-07-01320.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.П. Пятаков, А.К. Звездин. УФН **182**, 6, 593, (2012).
- [2] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001). 560 с.
- [3] Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В. Тарасенко. ЖЭТФ **133**, 5, 1051 (2008).
- [4] А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, Т.Н. Тарасенко. ФТТ **2**, 267 (2007).
- [5] А.С. Савченко, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров. ПЖЭТФ **2**, 7, 380 (2015).
- [6] R.H. Tarkhanyan, D.G. Niarchos. JMMM **312**, 6 (2007).
- [7] R.H. Tarkhanyan, D.G. Niarchos, M. Kafesaki. JMMM **322**, 603 (2010).

- [8] Е.А. Туров, В.В. Николаев. УФН **175**, 5, 457 (2005).
- [9] В.Н. Криворучко, Т.Е. Примак. ФТТ **33**, 11, 3205 (1991).
- [10] R. Macedo, R.L. Stamps, T. Dumelov. Opt. Soc. Am. **22**, 23, 28467 (2014).
- [11] V. N. Krivoruchko, D.A. Yablonskii. Sov. Phys. JETP **67**, 9, 1886 (1988).

Редактор Т.Н. Василевская