

Параметрический магнитоэлектрический эффект в переменном магнитном поле

© М.И. Куркин, В.В. Меньшенин, Н.Б. Бакулина

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: kurkin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 4 сентября 2006 г.)

Предсказывается эффект электрической поляризации в условиях параметрической неустойчивости колебаний намагниченности в продольном высокочастотном магнитном поле (параметрический магнитоэлектрический эффект). Сформулированы требования к веществам, обеспечивающие наилучшие условия для наблюдения этого эффекта. Указан пример такого вещества — легкоплоскостной антиферромагнетик Cr_2TeO_6 .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-02-16087) и Президиума РАН.

PACS: 75.50.Ee, 76.50.+g, 75.80.+q

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект, теоретически предсказанный Ландау и Лифшицем [1] в 1956 г., был обнаружен экспериментально Астровым в 1960 г. в антиферромагнитном ромбоэдрическом кристалле оксида хрома [2]. Наблюдалось намагничивание \mathbf{M} образца постоянным электрическим полем \mathbf{E} и его электрическая поляризация \mathbf{P} в постоянном магнитном поле \mathbf{H} :

$$\mathbf{M} = \alpha_M \mathbf{E}, \quad \mathbf{P} = \alpha_P \mathbf{H}. \quad (1)$$

Оба эффекта обусловлены МЭ-взаимодействием Φ_{ME} , которое обычно записывается через инвариантные (относительно операций симметрии кристалла) комбинации компонент вектора \mathbf{M} , \mathbf{P} и вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} [3]

$$\Phi_{ME} = -\lambda^{\alpha\beta\gamma} M^\alpha L^\beta P^\gamma. \quad (2)$$

Появление а магнитном поле намагниченности

$$M^\alpha = \chi^{\alpha\delta} H^\delta \quad (3)$$

создает за счет МЭ-взаимодействия (Φ_{ME}) эффективное электрическое поле

$$E_{\text{eff}}^\gamma = -\frac{\delta\Phi_{ME}}{\delta P^\gamma} = \lambda^{\alpha\beta\gamma} \chi^{\alpha\delta} L^\beta H^\delta, \quad (4)$$

с которым связана поляризация

$$P^\xi = \kappa^{\xi\gamma} E_{\text{eff}}^\gamma = \kappa^{\xi\gamma} \lambda^{\alpha\beta\gamma} \chi^{\alpha\delta} L^\beta H^\delta. \quad (5)$$

В постоянном поле H^δ поляризация P^ξ не зависит от времени t , что соответствует статическому МЭ-эффекту. В переменном магнитном поле

$$H_\omega^\delta(t) = H_\omega^\delta \sin \omega_0 t \quad (6)$$

поляризация P^ξ становится зависящей от t (динамический МЭ-эффект)

$$P_\omega^\xi(t) = P_\omega^\xi \sin \omega_0 t. \quad (7)$$

Поскольку поляризуемость $\kappa^{\xi\gamma}(\omega)$ и восприимчивость $\chi^{\alpha\delta}(\omega)$ в (5) имеют резонансные особенности вблизи

собственных частот колебаний \mathbf{M} и \mathbf{P} , на этих частотах следует ожидать резонансного усиления амплитуды P_ω^ξ (7). Существование таких резонансов является одной из характерных особенностей динамических МЭ-эффектов, которые теоретически изучались в [4].

Соотношение (3) в случае переменного магнитного поля $\mathbf{H}(t)$ описывает вынужденные колебания $\mathbf{M}(t)$ при $\mathbf{H}(t) \perp \mathbf{H}_0$ (\mathbf{H}_0 — постоянное магнитное поле). Такая геометрия полей $\mathbf{H}(t)$ и \mathbf{H}_0 соответствует обычному антиферромагнитному резонансу (АФМР) [5]. Существует другой способ возбуждения колебаний $\mathbf{M}(t)$, связанный с параметрическим АФМР [6,7], который возбуждается продольным полем $\mathbf{H}(t) \parallel \mathbf{H}_0$ и обусловлен эллиптичностью прецессии \mathbf{M} вокруг поля \mathbf{H}_0 . Такая эллиптичность максимальна в легкоплоскостных антиферромагнетиках, когда поля $\mathbf{H}(t)$ и \mathbf{H}_0 ориентированы в базисной плоскости. В этом случае амплитуды колебаний \mathbf{M} в базисной плоскости и в перпендикулярном направлении (вдоль трудной оси) отличаются наиболее сильно [8].

Таким образом, для наблюдения параметрического МЭ-эффекта нужны вещества, симметрия которых, во-первых, допускает существование взаимодействия Φ_{ME} (2) и, во-вторых, обеспечивает возбуждение параметрического АФМР с нужной ориентацией вектора $\mathbf{M}(t)$. К таким веществам относится легкоплоскостной трирутил Cr_2TeO_6 . Его кристаллическая структура соответствует группе симметрии D_{4h}^{14} с элементарной ячейкой в форме параллелепипеда с выделенной винтовой осью четвертого порядка $4_2 \parallel z$ (рис. 1). Магнитные атомы занимают четырехкратную позицию 4_e , поэтому магнитные структуры трирутилов описываются четырьмя магнитными подрешетками с намагниченностями (\mathbf{M}_j , $j \in [1, 2, 3, 4]$). Вместо этих векторов удобнее использовать их линейные комбинации, которые переходят сами в себя при операциях симметрии [3],

$$\mathbf{L}_a = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4, \quad \mathbf{L}_b = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4,$$

$$\mathbf{L}_c = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4, \quad \mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4. \quad (8)$$

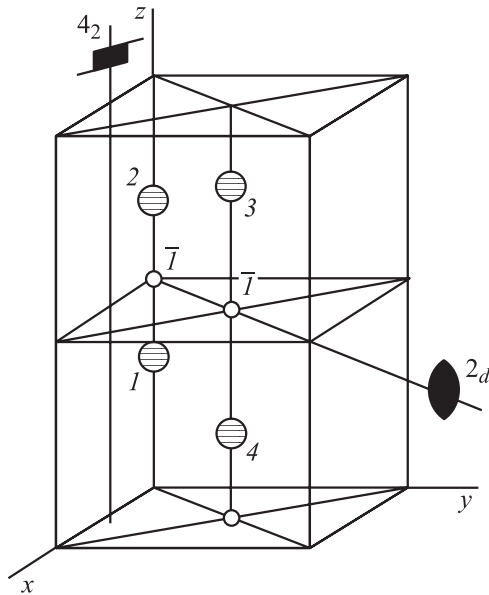


Рис. 1. Изображение элементарной ячейки кристалла со структурой трирутила [2]. Указаны положения генераторов группы $\bar{1}$, 4_2 и 2_d . Заштрихованные кружки — ионы Cr^{3+} (ионизация $4e$).

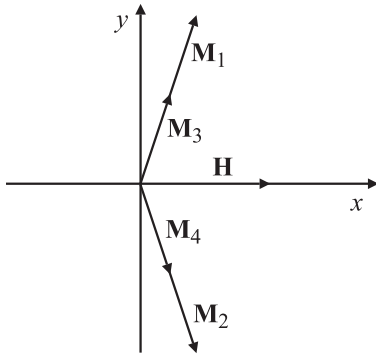


Рис. 2. Ориентация внешнего магнитного поля \mathbf{H} относительно намагниченностей подрешеток.

Полный список их инвариантных комбинаций с вектором электрической поляризации P выписан в [9]. Из этого списка для рассматриваемой задачи важна только одна инвариантная комбинация

$$\Phi_{ME} = -\lambda(L_b^y P^y + L_b^x P^x) M^z. \quad (9)$$

Она определяет параметрический МЭ-эффект в легкоплоскостном антиферромагнитном состоянии, которое описывается компонентой вектора L_b^y при ориентации магнитного поля $\mathbf{H}_0 \parallel x$ (рис. 2). Компонента M^z соответствует поперечной составляющей компоненты вектора \mathbf{M} в условиях параметрической неустойчивости, обусловленной переменной составляющей поля $\mathbf{H}(t) \parallel \mathbf{H}_0 \parallel x$ на удвоенной частоте АФМР ω_0 (поле продольной накачки)

$$\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1 \sin 2\omega_0 t. \quad (10)$$

В такой геометрии параметрическая неустойчивость возникает только у одной из магнитных ветвей спектра, которая описывается колебаниями компонент L_b^x и M^z . Для простоты мы ограничились их однородными колебаниями (с волновым вектором $q = 0$). Для описания этих колебаний мы использовали уравнения Ландау–Лифшица для намагниченностей подрешеток \mathbf{M}_j ($j \in [1, 2, 3, 4]$)

$$\frac{d}{dt} M_j = \gamma [M_j, H_j] + R, \quad (11)$$

где R — релаксационное слагаемое [5,8], γ — гиромагнитное отношение.

$$H_j = -\frac{\partial \Phi_M}{\partial M_j} \quad (12)$$

эффективные магнитные поля, действующие на векторы \mathbf{M}_j , которые определяются магнитной частью термодинамического потенциала Φ_M

$$\begin{aligned} \Phi_M = & \frac{H_E}{4M_0} (M_1 + M_3)(M_2 + M_4) \\ & + \frac{H_A}{4M_0} ((M_1^z + M_2^z)^2 + (M_3^z + M_4^z)^2) \\ & - (M_1^x + M_2^x + M_3^x + M_4^x)H, \end{aligned} \quad (13)$$

где H_E — обменное поле, определяющее температуру Нееля (T_N), H_A — поле одноосной магнитной анизотропии с выделенной осью $c_4 \parallel z$, H — внешнее магнитное поле ($\mathbf{H} \parallel x$), M_0 — намагниченность одной подрешетки. В (13) выписана только часть Φ_M , определяющая динамику векторов \mathbf{L}_b и \mathbf{M} . Фактически эта часть соответствует двухподрешеточному приближению, в котором в качестве магнитных решеток выбираются векторы

$$\mathbf{m}_1 = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_3, \quad \mathbf{m}_2 = \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_4.$$

В этом приближении из уравнений (11) получается следующая система уравнений для малых колебаний компонент L_b^x и M^z :

$$\frac{d}{dt} L_b^x = (\omega_E + \omega_A) M^z - \Gamma L_b^x, \quad \frac{d}{dt} M^z = -\frac{\omega_H^2}{\omega_E} L_b^x - \Gamma M^z. \quad (14)$$

При записи (14) использованы следующие обозначения:

$$\omega_E = \gamma H_E, \quad \omega_A = \gamma H_A, \quad \omega_H = \omega_0 + \omega_1 \sin 2\omega_0 t, \quad (15)$$

$$\omega_0 = \gamma H_0, \quad \omega_1 = \gamma H_1,$$

Γ — частоты релаксации компонент L_b^x и M^z , которые для простоты считаются одинаковыми.

При этом условии стандартная подстановка [5]

$$L_b^x(t) = M_0(t) e^{-\Gamma t} \cos \omega_0 t,$$

$$M^z(t) = -\frac{\omega_0}{\omega_E} M_0(t) e^{-\Gamma t} \sin \omega_0 t \quad (16)$$

без учета быстро осциллирующих слагаемых с $\sin 3\omega_0 t$ приводит к следующему уравнению для амплитуды $M_0(t)$:

$$\frac{d}{dt} M_0(t) = \omega_1 M_0(t). \quad (17)$$

Решение (17)

$$M_0(t) = M_0(0)e^{\omega_1 t} \quad (18)$$

позволяет записать формулу (16) для $M^z(t)$ в виде

$$M^z(t) = -\frac{\omega_0}{\omega_E} M_0(0)e^{(\omega_1 - \Gamma)t} \sin \omega_0 t. \quad (19)$$

Из (19) видно, что амплитуда колебаний $M^z(t)$ экспоненциально растет со временем (явление параметрического резонанса), если амплитуда накачки $\omega_1 = \gamma H_1$ превышает пороговое значение ω_{1th} :

$$\omega_1 > \omega_{1th} = \Gamma. \quad (20)$$

Такой экспоненциальный рост амплитуды колебаний $M^z(t)$ имеет место только при достаточно малых t , пока мало влияние нелинейных процессов. Со временем величина этой амплитуды выйдет на насыщение, так что при достаточно больших t для $M^z(t)$ (19) должно получиться выражение

$$M^z(t) = M_0^z(\Delta\omega_1) \sin \omega_0 t, \quad (21)$$

где $M_0^z(\Delta\omega_1)$ — установившееся значение амплитуды колебаний $M^z(t)$, которое, как известно [5,8], является возрастающей функцией превышения над порогом

$$\Delta\omega_1 = \omega_1 - \omega_{1th}. \quad (22)$$

Поскольку повышение ω_1 ограничено возможностями экспериментальной аппаратуры, то увеличения $\Delta\omega_1$ стараются достичь выбором вещества с низким порогом возбуждения ω_{1th} . Среди антиферромагнетиков наиболее низкие значения ω_{1th} имеют легкоплоскостные антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом ($MnCO_3$, $FeVO_3$). Однако слабый ферромагнетизм не совместим с МЭ-эффектом [10], поэтому для наблюдения параметрического МЭ-эффекта придется ограничиться веществами с более высокими значениями ω_{1th} . Полученная выше формула (20) описывает ω_{1th} не только для Cr_2TeO_6 , но и для легкоплоскостного антиферромагнетика без слабого ферромагнетизма $CsMnF_3$. Поскольку параметрический АФМР в $CsMnF_3$ наблюдался экспериментально [11], по величине ω_{1th} анализируемое соединение Cr_2TeO_6 можно считать вполне приемлемым объектом для исследования параметрических эффектов.

Для оценки величины электрической поляризации $P(t)$, связанной с $M^z(t)$ (21), нужно подставить (21) в (9) и воспользоваться формулами (4) и (5). В результате получается выражение

$$P(t) = 4\lambda\kappa^{yy}(\omega_0)M_0M_0^z(\Delta\omega_1) \sin \omega_0 t. \quad (23)$$

Здесь учтено, что $L_b^y = 4M_0$, M_0 — намагниченности одной подрешетки (см. (8)). Как следует из (23), благодаря резонансной особенности электрической поляризуемости $\kappa^{yy}(\omega)$ вблизи одной из собственных частот

колебаний $P(t)$ ($\omega \approx \omega_p$) наибольшего значения амплитуда $P(t)$ достигает при $\omega_0 \approx \omega_p$. Как правило, частоты $\omega_p \gg \omega_0$. Исключением из этого правила является окрестность сегнетоэлектрического перехода, который сопровождается смягчением одной из частот ω_p . В этом случае становится реальным условие $\omega_0 \approx \omega_p$ и связанное с ним резонансное усиление параметрического МЭ-эффекта. В Cr_2TeO_6 сегнетоэлектрический эффект не наблюдается. Однако остается возможность для поиска обсуждаемого эффекта среди легкоплоскостных антиферромагнетиков, испытывающих сегнетоэлектрический переход ниже температуры Нееля.

Авторы благодарят Р.И. Зайнуллину за ценные замечания при обсуждении результатов этой работы.

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. 1-е изд. Гостехиздат, М. (1957). 532 с.
- [2] Д.Н. Астров. ЖЭТФ **38**, 984 (1960).
- [3] 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.
- [4] Е.А. Туров, В.В. Николаев. УФН **175**, 457 (2005).
- [5] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994).
- [6] Л.А. Прозорова, А.С. Боровик-Романов. Письма в ЖЭТФ **10**, 316 (1969).
- [7] M.H. Seavery. J. Appl. Phys. **46**, 1597 (1969).
- [8] V.S. L'vov, L.A. Prozorova. Spin waves above the threshold of parametric excitations. Spin waves and Magnetic Excitation 1. V. 1 / Eds A.S. Borovik-Romanov, S.K. Sinha. Elsevier Science Publisher B.V. (1988). P. 233.
- [9] И.Ф. Мирсаев, Е.А. Туров. ЖЭТФ **124**, 338 (2003).
- [10] Е.А. Туров. УФН **164**, 325 (1994).
- [11] Б.Я. Котюжанский, Л.А. Прозорова. ЖЭТФ **65**, 2470 (1973).