

ВЛИЯНИЕ СВЕТОВОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ МАГНИТНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

© А. Ф. Кабыченков

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 3 августа 1995 г.
В окончательной редакции 20 марта 1996 г.)

Исследовано влияние света на электрическую поляризацию магнитного диэлектрика.

Электрическое поле благодаря магнитоэлектрическому взаимодействию изменяет ориентацию вектора магнитного момента \mathbf{M} и, следовательно, влияет на магнитооптические эффекты в прозрачных кристаллах [1]. По отношению к такому электромагнитооптическому эффекту существует обратный оптомагнитоэлектрический эффект. Последний заключается в следующем. Световая волна изменяет величину и направление \mathbf{M} [2,3]. В постоянном электрическом поле \mathbf{E} светиндуцированная переориентация \mathbf{M} вызывает вследствие указанного взаимодействия изменение внутреннего электрического поля. В настоящей работе рассматривается поляризация прозрачного магнетика под действием поля световой волны.

Энергия магнетика можно представить в виде суммы магнитной, электрической, магнитоэлектрической и энергии магнетика в световом поле $W = W_M + W_E + W_{ME} + W_L$. В параэлектрической фазе $W_E = -\varepsilon_{ij} E_i E_j / 8\pi$, где ε — статическая диэлектрическая проницаемость. В центросимметричных кристаллах

$$W_{ME} = -\left(r_{ijkm} M_k M_m + r'_{ijkm} M_k H_m + r''_{ijkm} H_k H_m\right) E_i E_j,$$

где r , r' , r'' — магнитоэлектрические тензоры, \mathbf{H} — магнитное поле. На оптических частотах световая волна взаимодействует с намагниченностью в основном через электрическую компоненту светового поля. Следовательно, для монохроматической волны

$$W_L = -\left[ie_{ijn}(\alpha_{nk} M_k + \alpha'_{nk} H_k) + \beta_{ijkm} M_k M_m + \beta'_{ijkm} M_k H_m + \beta''_{ijkm} H_k H_m + \gamma_{ijkm} E_k E_m\right] U_{ij},$$

где ϵ — единичный автосимметричный тензор, α , β и γ — тензоры магнитного кругового, линейных магнитного и электрического дупреломления на частоте света, $U_{ij} = e_{oi}^* e_{oj} / 16\pi$, e_0 — комплексная амплитуда электрического поля световой волны. Электрическая индукция $D_i = E_i + 4\pi P_i = -4\pi \partial W / \partial E_i$.

Рассмотрим кубические магнетики класса $m3m$, например ферритгранаты типа $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$. Пусть \mathbf{E} и \mathbf{H} направлены по оси z параллельно ребру куба $[001]$. Световая волна циркулярно поляризована и распространяется вдоль постоянных полей. В области температур $T \ll T_c$ (T_c — точка Кюри), где поле однородного обмена значительно больше \mathbf{H} , в W_{ME} и W_L существенны только содержащие \mathbf{M} составляющие. Тогда при малой оптической длине, когда обратное влияние \mathbf{M} на свет можно не учитывать, стационарные состояния будут определяться соотношениями

- 1) $m_{z1}^2 = 1$,
- 2) $4K_1 m_{z2}^3 - 2(K_1 - K_\Sigma) m_{z2} + H_\Sigma M_0 = 0$, $m_{x2,y2}^2 = 0$, $m_{y2,x2}^2 = 1 - m_{z2}^2$,
- 3) $3K_1 m_{z3}^3 - (K_1 - 2K_\Sigma) m_{z3} + H_\Sigma M_0 = 0$, $m_{x3}^2 = m_{y3}^2 = (1 - m_{z3}^2)/2$. (1)

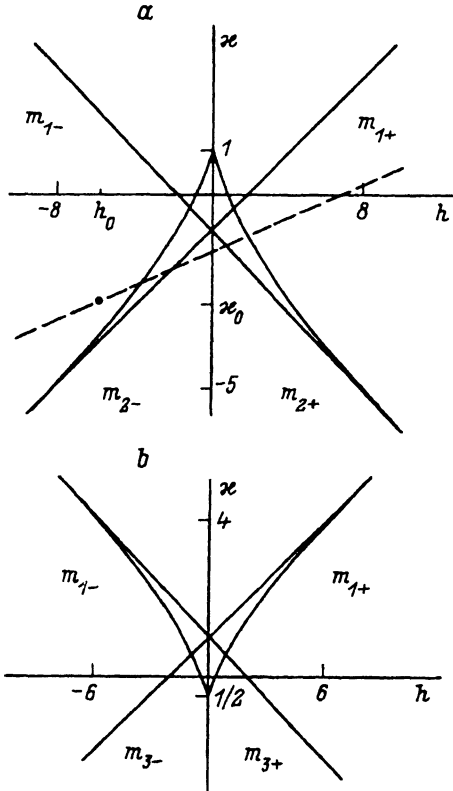
Здесь $\mathbf{m} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$ — единичный вектор в направлении \mathbf{M} , $|\mathbf{M}| = M_0$ — намагниченность насыщения, K_1 — константа кристаллографической кубической анизотропии, $K_\Sigma = K_E + K_L$ — константа наведенной одноосной анизотропии, $K_E = RE_z^2$ и $K_L = BU_0$ — электрополевая и светоиндуцированная составляющие, $R = (r_{33} - r_{31})M_0^2$, $B = (\beta_{11} - \beta_{12})M_0^2$, $U_0 = |e_{0x}|^2/8\pi$ — плотность энергии светового поля, $e_x = ie_y$, $H_\Sigma = H + G$ — эффективное магнитное поле, $G = 2\alpha_{11}U_0$ — светоиндуцированная составляющая.

Поляризация магнетика в рассматриваемом случае имеет следующие компоненты:

$$P_z = \chi_{zz} E_z = (\chi_0 + 2Rm_z^2 + \gamma U_0) E_z, \quad P_x = P_y = 0, \quad (2)$$

где $\chi_0 = (\epsilon_{zz} - 1)/4\pi$ — статическая восприимчивость парамагнитной фазы в отсутствие света, $\gamma = \gamma_{33}$. Величина $R \approx 3 \cdot 10^{-5}$ [1], $\gamma \sim 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{erg}$. Следовательно, связанная с намагниченностью светоиндуцированная составляющая восприимчивости $\chi_{zz}^{lm} \sim 10^{-5}$, когда изменение $m \sim 1$. Соответственно в поле $E \sim 10^4$ SGSE величина $P^{lm} \sim 0.1$ SGSE. Последняя вполне доступна для экспериментального наблюдения.

Фазовые диаграммы магнетика в световом поле и постоянных электрическом и магнитном полях построены на основе теории катастроф [4]. Они представлены на рисунке, a, b в координатах $\kappa = K_\Sigma/|K_1|$, $h = H_\Sigma M_0/|K_1|$ соответственно для $K_1 > 0$ и $K_1 < 0$. Из (1) видно, что в фазе 1) намагниченность направлена по оси z , вдоль которой приложены постоянные внешние поля. В фазах 2) и 3) вектор \mathbf{M} ориентирован под углом к оси z и лежит соответственно в плоскостях типа (100) и (110). Состояние 2) устойчиво при $K_1 > 0$, а состояние 3) — при $K_1 < 0$. Все фазы вырождены по направлению $\mathbf{m}_{zn\pm} \equiv \mathbf{m}_{n\pm} \parallel \pm \mathbf{z}$, $n = 1, 2, 3$. Линии потери устойчивости состояний



Фазовые диаграммы кубического магнетика в поле циркулярно поляризованной световой волны и в постоянных электрическом и магнитном полях.

a — $K_1 > 0$, b — $K_1 < 0$.

$m_{1\pm}$ задаются уравнениями $\kappa_{1\pm} = -1 \mp h/2$ при $K_1 > 0$ и $\kappa_{1\pm} = 1 \mp h/2$ при $K_1 < 0$, а состояний 2) и 3) — уравнениями $\kappa_{2\pm} = 1 - (3/2)h_{\mp}^{2/3}$ ($-8 < h_- < 0$, $0 < h_+ < 8$) и $\kappa_{3\pm} = -(1/2) + (3/4)(6h_{\mp}^2)^{1/3}$ ($-6 < h_- < 0$, $0 < h_+ < 6$). Поскольку κ и h одновременно зависят от U_0 , то с ростом интенсивности света состояние магнетика перемещается по линии $\kappa = [K_E - H(B/2\alpha_{11})]|K_1|^{-1} + (B/2\alpha_{11}M_0)h$. В отсутствие излучения ($U_0 = 0$) состояние магнетика определяется точкой $(\kappa_0, h_0) = (K_E|K_1|^{-1}, HM_0|K_1|^{-1})$. Если $\mathbf{E} = \mathbf{H} = 0$, то $(\kappa_0, h_0) = (0, 0)$. В этой точке $m_{22}^2 = 1/2$ и $m_{23}^2 = 1/3$, и, следовательно, вектор \mathbf{m} ориентирован по осям типа $[110]$ и $[111]$ соответственно в фазах 2) и 3) [5]. Под действием света точка, определяющая состояние магнетика, перемещается по указанной линии вверх или вниз соответственно при $\dot{B} > 0$ или $\dot{B} < 0$.

Рассмотрим для примера изменение состояния магнетика с $K_1 < 0$ по линии $\kappa = 0$. В этом случае при больших h вектор \mathbf{m} будет ориентирован по полю. С уменьшением h на линии κ_{1+} магнетик переходит в фазу m_{3+} . При $h = 0$ вектор $\mathbf{m} \parallel [111]$. В области $h < 0$ проекция намагниченности уменьшается, оставаясь положительной. На линии потери устойчивости κ_{3+} вектор \mathbf{m} скачком переходит в фазу m_{3-} (ориента-

ционный фазовый переход первого рода (ОФП). Далее на линии κ_1 — намагниченность ориентируется вновь по полю, магнетик переходит в состояние m_{1-} . Между линиями потери устойчивости κ_{3+} и κ_{3-} расположена область гистерезиса. Точка $\kappa = -1/2$, $h = 0$ — критическая точка. В случае $K_1 > 0$ изменение состояния магнетика от m_{1-} к m_{1+} и обратно по указанной на рисунке, а линии происходит через два ОФП с гистерезисом и расположенную между ними угловую фазу [5,6].

В фазах $m_{1\pm}$ свет не изменяет M и, следовательно, не влияет на электрическую поляризацию. Наиболее сильное влияние света будет вблизи линий потери устойчивости. В области гистерезиса световой импульс может переводить магнетик в новое состояние, которое сохраняется после прекращения светополевого воздействия. В висмутсодержащих феррит-гранатах величина светоиндуцированного магнитного поля G достигает нескольких эрстед при мегаваттной плотности мощности излучения ($U_0 \sim 10^3 \text{ erg/cm}^3$). На указанную величину смещаются линии потери устойчивости, что может привести к значительной переориентации M и, следовательно, к заметному изменению поляризации. В сегнетомагнетиках светоиндуцированная поляризация возникает и в отсутствие внешнего электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-16082а).

Список литературы

- [1] Б.Б. Кричевцов, Р.В. Писарев, А.Г. Селицкий. ЖЭТФ 101, 3, 1056 (1992).
- [2] А.Ф. Кабыченков. ЖЭТФ 100, 4, 1219 (1991).
- [3] А.Ф. Кабыченков. XIV Школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Тез. докл. М. (1994). Т. 3. 52 с.
- [4] Р. Джилмор. Теория катастроф для ученых и инженеров. Мир. М. (1983).
- [5] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитан. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках. М. (1979). 357 с.
- [6] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М. (1992). С. 242.