Физика низких температур, 1997, т. 23, № 3, с. 290–295

О магнитооптических эффектах в сегнетоэлектрике

И. Е. Чупис

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: chupis@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 4 июня 1996 г., после переработки 9 июля 1996 г.

Получено выражение для высокочастотной восприимчивости сегнетоэлектрика в постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0$, параллельном направлению спонтанной поляризации $\mathbf{P}_0$. Рассмотрено отражение света и его прохождение через сегнетоэлектрик при нормальном падении ($\vec{\nu}$ — нормаль к поверхности). Показано, что в отраженном свете должен происходить поворот плоскости поляризации на угол, пропорциональный произведению (P_0H_0). В случае $\mathbf{H}_0 \perp \vec{\nu}$ угол вращения плоскости поляризации прошедшего света периодически зависит от пройденного пути, а его амплитуда пропорциональна (P_0H_0). В геометрии $\mathbf{H}_0 \parallel \vec{\nu}$ для прошедшего света помимо эффекта Фарадея существует более слабый гирационный эффект, пропорциональный (P_0H_0), который не зависит от пути и в отличие от эффекта Фарадея компенсируется при обратном прохождении света. Этот эффект, по-видимому, аналогичен «магнитополяризационной гирации», однако его оценки дают значительно меньшую величину. Указанные магнитооптические эффекты возможны в кристаллах любой симметрии и не только в сегнетоэлектриках, но и в диэлектриках, находящихся в постоянных электрическом и магнитном полях.

Одержано вираз для високочастотної сприйнятливості сегнетоелектрика у постійному магнітному полі $\mathbf{H}_0$, паралельному напряму спонтанної поляризації $\mathbf{P}_0$. Розглянуто відбиття світла та його проходження крізь сегнетоелектрик при нормальному падінні ($\vec{\nu}$ — нормаль до поверхні). Доведено, що у відбитому світлі повинен мати місце поворот площини поляризації на кут, пропорційний добуткові (P_0H_0). У випадку $\mathbf{H}_0 \perp \vec{\nu}$ кут повороту площини поляризації світла, що пройшло, періодично залежить від шляху, а його амплітуда пропорційна (P_0H_0). В геометрії $\mathbf{H}_0 \parallel \vec{\nu}$ для світла, що пройшло, крім ефекту Фарадея існує більш слабкий гіраційний ефект, пропорційний (P_0H_0), що не залежить від шляху та на відміну від ефекту Фарадея компенсується при зворотному проходженні світла. Цей ефект, певне, аналогічен «магнітополяризаційній гірації», але його оцінки дають значно меншу величину. Вказані магнітооптичні ефекти можливі не тільки у сегнетоелектриках, але і в діелектриках, які знаходяться у постійних електричному та магнітному полях.

PACS: 78.20.Ls

Магнитооптика кристаллов — достаточно развитая область физики твердого тела. Невзаимные оптические явления, особенно эффект Фарадея, активно изучались в магнитоупорядоченных средах как в магнитном, так и в электрическом полях (см., например, [1]). В то же время оптические свойства сегнетоэлектрических кристаллов в магнитном поле изучены слабо, и об их существовании нет единого мнения. Так, в серии работ [2] декларировалось обнаружение нового «магнитополяризационного» гироэффекта, заключающегося в повороте плоскости поляризации света, распространяющегося вдоль направления магнитного поля и оптической оси кристалла, на угол φ, пропорциональный произведению первых степеней электрической поляризации $\mathbf{P}_0$ и магнитного поля $\mathbf{H}_0$, $\varphi \sim P_0H_0$. В отличие от эффекта Фарадея двукратное (туда и обратно) прохождение света компенсировало вышеупомянутый «магнитополяризационный» эффект. В работе [3] отмечается противоречивость предлагаемых в [2] трактовок наблюдаемого эффекта и утверждается, что в сегнетоэлектриках возможны лишь эффекты второго порядка.

В настоящей работе феноменологическим методом получено выражение для высокочастотной восприимчивости сегнетоэлектрика, помещенного в постоянное магнитное поле, параллельное спонтанной поляризации. Рассмотрено нормальное падение света на кристалл в случаях, когда $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{P}_0$ либо нормальны к поверхности сегнетоэлектрика, либо лежат в ней. Предсказывается поворот пло-

© И. Е. Чупис, 1997

скости поляризации отраженного света на угол $\varphi \sim P_0 H_0$. В прошедшем свете в случае, когда $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{P}_0$ параллельны поверхности, угол поворота плоскости поляризации зависит от пройденного пути периодически с амплитудой, пропорциональной произведению $(P_0 H_0)$. При направлении $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{P}_0$ по нормали к поверхности сегнетоэлектрика для прошедшего света помимо эффекта Фарадея наблюдается значительно более слабое вращение плоскости поляризации, пропорциональное произведению $(P_0 H_0)$, аналогичное эффекту «магнитополяризационной гирации» [2]. Предсказанные эффекты имеют более общий характер, они возможны не только в сегнетоэлектриках, но и в обычных диэлектриках при одновременном присутствии в них постоянных электрического $\mathbf{E}_0$ и магнитного $\mathbf{H}_0$ полей.

Известно, что в оптической области спектра электрическая поляризуемость создается в основном электронами, поэтому в дальнейшем будем рассматривать лишь электронную плотность дипольного момента $\mathbf{P}(\mathbf{r})$, в которую дают вклад наименее связанные с ядром электроны внешних оболочек. Роль ионного остова в нашей модели сводится к созданию внутреннего электрического поля в результате смещения ионов от центросимметричных положений при сегнетоэлектрическом переходе. Это поле деформирует электронные оболочки и приводит к появлению равновесной электронной части дипольного момента $P_0 \sim E_0$. Электронную часть гамильтониана одноосного сегнетоэлектрика (z — легкая ось) в постоянном внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0$ и переменном электромагнитном поле $\mathbf{e}$, $\mathbf{h}$ запишем в виде

$$\hat{H}_e = \int \left\{ \frac{C_1}{2} \hat{P}_z^2 + \frac{C_2}{2} (\hat{P}_x^2 + \hat{P}_y^2) - \mathbf{E}\hat{\mathbf{P}} + \frac{a_1}{2} \left(\frac{\partial \hat{P}_z}{\partial x_i} \right)^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{a_2}{2} \left[\left(\frac{\partial \hat{P}_x}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{P}_y}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \frac{\vec{\hat{\pi}}^2}{2f} - \lambda \mathbf{P}[\vec{\hat{\pi}}\mathbf{H}] \right\} dV , \tag{1}$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{e} , \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} .$$

Здесь $\vec{\hat{\pi}} = \vec{\hat{\pi}}(\mathbf{r})$ — оператор плотности электронного импульса, $\mathbf{E}_0 \sim \mathbf{P}_l$, где $\mathbf{P}_l$ — дипольный момент ионного остова. Векторы $\mathbf{P}_l$ и $\mathbf{H}_0$ считаем направленными вдоль легкой оси z. Постоянные C_1, C_2, как мы увидим ниже, пропорциональны компонентам обратной электронной статической восприимчивости. Последнее слагаемое в (1) соответствует энергии электронной поляризации в поле, созданном движением электронов под действием магнитного поля. Как известно (см., например, [4]), электрон, движущийся со скоростью $\mathbf{v}$ в магнитном поле $\mathbf{H}$, создает эффективное электрическое поле напряженностью $\mathbf{E} = \frac{1}{c}[\mathbf{vH}]$. Поэтому в нашем случае (уравнение (1)) постоянная взаимодействия $\lambda = v_0 (mc)^{-1}$, где m — эффективная масса электрона; v_0 — объем элементарной ячейки; c — скорость света. Величина постоянной f в (1) имеет порядок $m v_0^{-1}$.

Операторы плотностей $\hat{\mathbf{P}}(\mathbf{r})$ и $\vec{\hat{\pi}}(\mathbf{r})$ удовлетворяют коммутационному соотношению

$$[\hat{P}_i(\mathbf{r}), \hat{\pi}_k(\mathbf{r}')] = iq\Delta_{ik}\, \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') , \tag{2}$$

где $q = e\hbar v_0^{-1}$; e — заряд электрона.

Равновесное значение электронной поляризации P_0 находим из условия минимума энергии, соответствующей оператору (1), $P_0 = C_1^{-1} E_0$.

Малые отклонения от равновесных значений $\hat{\mathbf{P}}$, $\vec{\hat{\pi}}$, описывающие линейный отклик системы на электромагнитное поле, удовлетворяют квантовомеханическим уравнениям движения для операторов, которые в линейном приближении имеют вид

$$\begin{aligned}
\dot{\hat{P}}_x &= q\hbar^{-1}[f^{-1}\hat{\pi}_x - \lambda(P_0 h_y - H_0 \hat{P}_y)] , \\
\dot{\hat{P}}_y &= q\hbar^{-1}[f^{-1}\hat{\pi}_y - \lambda(H_0 \hat{P}_x - P_0 h_x)] , \\
\dot{\hat{P}}_z &= q\hbar^{-1} f^{-1} \hat{\pi}_{\hbar} , \\
\dot{\hat{\pi}}_x &= -q\hbar^{-1}(C_2 \hat{P}_x - a_2 \Delta \hat{P}_x - e_x - \lambda H_0 \hat{\pi}_y) , \\
\dot{\hat{\pi}}_y &= -q\hbar^{-1}(C_2 \hat{P}_y - a_2 \Delta \hat{P}_y - e_y + \lambda H_0 \hat{\pi}_x) , \\
\dot{\hat{\pi}}_z &= -q\hbar^{-1}(C_1 \hat{P}_z - a_1 \Delta \hat{P}_z - e_z) .
\end{aligned} \tag{3}$$

Переходя в уравнениях (3) к компонентам Фурье, получаем выражения для высокочастотных электрической χ_{ik}^{e} и магнитоэлектрической χ_{ik}^{em} восприимчивостей, определяемых соотношениями

$$P_i(\mathbf{k}, \omega) = \chi_{ik}^{e}(\mathbf{k}, \omega) e_k(\mathbf{k}, \omega) + \chi_{ik}^{em}(\mathbf{k}, \omega) h_k(\mathbf{k}, \omega) ,$$

где

$$\chi_{xx}^{e} = \chi_{yy}^{e} = \frac{\overline{\omega}_0^2(\omega_0^2 - g_0^2 H_0^2 - \omega^2)}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} ,$$

$$\chi^e_{zz} = \frac{\overline{\omega}_0^2}{\omega_e^2 - \omega^2},$$

$$\chi^e_{xy} = \chi^{*e}_{yx} = -\frac{2i\omega\overline{\omega}_0^2 g_0 H_0}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)},$$

$$g_0 = \lambda q \hbar^{-1} = e(mc)^{-1},$$

$$\chi^{em}_{xx} = \chi^{em}_{yy} = -\frac{g_0^2 P_0 H_0(\omega^2 + \omega_0^2 - g_0^2 H_0^2)}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)},$$

$$\overline{\omega}_0^2 = \frac{q^2}{f\hbar^2} = \frac{e^2}{f v_0^2},$$

$$\chi^{em}_{xy} = \chi^{*me}_{yx} = \frac{i\omega g_0 P_0(\omega_0^2 + g_0^2 H_0^2 - \omega^2)}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)},$$

$$\omega_0^2 = \overline{\omega}_0^2(C_2 + a_2 k^2),$$

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \pm g_0 H_0,$$

$$\omega_e^2 = \overline{\omega}_0^2(C_1 + a_1 k^2). \qquad (4)$$

В выражениях (4) ω_e — частота осцилляций компоненты поляризации P_z вдоль легкой оси. Возбуждения поперечных составляющих электрической поляризации (P_x, P_y) в отсутствие магнитного поля также являются осцилляциями, которые происходят с одной и той же частотой ω_0. Магнитное поле снимает это вырождение (эффект Зеемана), в результате чего в ветвях спектра ω_1 и ω_2 электрический дипольный момент прецессирует вокруг направления магнитного поля в противоположных направлениях, $P_y / P_x = \pm i$. Порядок частоты $\overline{\omega}_0 \sim (e^2/mv_0)^{1/2}$ для значений $v_0 \sim 10^{-22}$ см^3 и $m \sim m_e$ (m_e — масса свободного электрона) составляет величину $\overline{\omega}_0 \sim 10^{15}$ рад·с$^{-1}$. Полагая в χ^e_{xx} и χ^e_{zz} частоту $\omega = 0$ и учитывая малость $g_0 H_0$ по сравнению с ω_0, легко убедиться в том, что постоянные $C_1^{-1} \approx \chi^e_{zz}(0)$, $C_2^{-1} \approx \chi^e_{xx}(0)$.

Полученные выражения (4) для высокочастотной магнитоэлектрической (МЭ) восприимчивости, разумеется, отличаются частотной и параметрической зависимостями от полученных ранее выражений для МЭ восприимчивости магнитоупорядоченных сред. Это различие обусловлено не только разными задачами (сегнетоэлектрик в магнитном поле, магнетик во внешнем электрическом поле), но и тем, что в настоящей работе МЭ взаимодействие имеет не статическую, а динамическую природу. Эта МЭ энергия (последнее слагаемое в (1)) является скаляром, т.е. не зависит от симметрии кристалла. Как видно из выражений (4), постоянное магнитное поле индуцирует в сегнетоэлектрике компоненты МЭ восприимчивости $\chi^{em}_{xx} = \chi^{em}_{yy} \sim P_0 H_0$, $\chi^{em}_{xy} \sim iP_0$, а также недиагональную компоненту диэлектрической восприимчивости $\chi^e_{xy} \sim iH_0$.

Известно, что в общем случае электрическая (d) и магнитная (b) индукции связаны с электрическим (e) и магнитным (h) полями соотношениями

$$d_i = \varepsilon_{ik} e_k + \alpha_{ik} h_k, \quad b_i = \mu_{ik} h_k + \alpha^*_{ki} e_k.$$

В рассматриваемом нами случае $\mathbf{P}_0 \| \mathbf{H}_0 \| z$ эти соотношения таковы:

$$\begin{aligned} d_x &= \varepsilon_1 e_x - i\varepsilon' e_y - \gamma_2 h_x - i\gamma_1 h_y, \\ b_x &= h_x - \gamma_2 e_x - i\gamma_1 e_y, \\ d_y &= i\varepsilon' e_x + \varepsilon_1 e_y + i\gamma_1 h_x - \gamma_2 h_y, \\ b_y &= h_y + i\gamma_1 e_x - \gamma_2 e_y, \\ d_z &= \varepsilon_2 e_z, \\ b_z &= h_z, \end{aligned} \qquad (5)$$

где

$$\varepsilon_1 = 1 + 4\pi\chi^e_{xx}, \quad \varepsilon_2 = 1 + 4\pi\chi^e_{zz}, \quad \varepsilon' = 4\pi i\chi^e_{xy},$$

$$\gamma_1 = 4\pi i\chi^{em}_{xy}, \quad \gamma_2 = -4\pi\chi^{em}_{xx}.$$

Далее рассмотрим свойства, которые приобретает свет при падении из вакуума на полубесконечную среду с индукцией, записанной в виде (5).

Из уравнения Максвелла с помощью (5) получаем следующее дисперсионное уравнение для волн в среде:

$$\begin{aligned} n^2[\varepsilon_1(n_x^2 + n_y^2) + \varepsilon_2 n_z^2] - 2\gamma_1^2 n_x^2 n_y^2 - 2\varepsilon_2(\varepsilon_1 - \gamma_1^2)n_z^2 - \\ - (n_x^2 + n_y^2)[(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\varepsilon_1 - \gamma_1^2) + \varepsilon_1\gamma_2^2 - \\ - (\varepsilon' - \gamma_1\gamma_2)^2] + \varepsilon_2[(\varepsilon_1 - \gamma_1^2)^2 - \varepsilon'^2] = 0. \end{aligned} \qquad (6)$$

Здесь $\mathbf{n} = (c/\omega)\mathbf{k}$. Уравнение (6) является частным случаем более общего дисперсионного уравнения для МЭ сред [5].

Рассмотрим нормальное падение света на поверхность сегнетоэлектрика ($\mathbf{k} \| \vec{\nu}$, $\vec{\nu}$ — нормаль к поверхности) в различных случаях.

1. Векторы $\mathbf{P}_0$, $\mathbf{H}_0$ и волновой вектор падающей волны направлены по нормали к поверхности, вдоль оптической оси z. В рассматриваемом случае распространения света вдоль оптической оси дву-

преломление, как известно, возникает лишь в магнитном поле. Пусть падающая волна линейно поляризована, ее электрическое поле направлено вдоль оси x и имеет амплитуду A_0. Из (6) имеем

$$n_{1,2}^2 = \varepsilon_1 - \gamma_1^2 \mp \varepsilon' \ . \qquad (7)$$

В отраженной волне отличны от нуля компоненты электрического поля $e_x = A\exp(-ic^{-1}\omega z)$, $e_y = B\exp(-ic^{-1}\omega z)$. Учитывая малость γ_i и ε', в линейном приближении по P_0, H_0 получаем

$$A = -A_0\frac{(n_0-1)}{(n_0+1)}\left[1-\frac{2i\gamma_1}{n_0^2-1}\right], \quad n_0 = \sqrt{\varepsilon_1}\ , \qquad (8)$$

$$B = -\frac{iA_0}{(n_0+1)^2}\left\{\frac{\varepsilon'}{n_0}+2i\left[\gamma_2+\frac{\gamma_1\varepsilon'}{n_0(n_0+1)}\right]\right\}.$$

Возникновение эллиптичности света при отражении в присутствии магнитного поля известно [6]. Кроме того, из (8) следует поворот плоскости поляризации отраженного света на угол $\bar{\varphi}$ относительно плоскости падения:

$$\bar{\varphi} \approx -\frac{2[\gamma_1\varepsilon' + \gamma_2(n_0^2-1)]}{(n_0^2-1)^2} = -\frac{2g_0^2H_0P_0(3\omega^2+\omega_0^2)}{\omega_0^2(\omega^2-\omega_0^2)}. \qquad (9)$$

При повторном отражении света угол поворота удваивается и т.д. Заметим, что для полученного эффекта (как и для всех рассматриваемых ниже) одноосность не имеет принципиального значения, формула вида (9) сохраняется и для кристалла любой симметрии.

В работе [5] предсказан поворот плоскости поляризации отраженного света для сред, симметрия которых допускает линейный МЭ эффект (МЭ среды). Угол поворота плоскости поляризации пропорционален постоянной МЭ взаимодействия, которая отлична от нуля только в кристаллах определенной симметрии. Кроме того, в [5] отраженный свет сохранял линейную поляризацию. При нашем рассмотрении нет ограничений на симметрию кристалла, МЭ свойства создаются постоянным магнитным полем и спонтанной поляризацией P_0, а отраженный свет приобретает эллиптичность.

Для волны, прошедшей в сегнетоэлектрике путь L, имеем

$$\frac{e_y}{e_x} = \operatorname{tg}\varphi = \frac{(n_0+1-i\gamma_1)\operatorname{tg}\varphi_0 + \gamma_2 - i\Delta/2}{n_0+1-i\gamma_1 + i(\Delta/2+i\gamma_2)\operatorname{tg}\varphi_0}\ , \qquad (10)$$

$$\varphi_0 = -\frac{\Delta\omega L}{2c}\ , \ \Delta = \varepsilon'/n_0\ .$$

Из (10) следует, что угол поворота плоскости поляризации света после прохождения пути L равен

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_{PH} = -\frac{\Delta\omega L}{2c} + \frac{2\gamma_2(n_0+1)+\Delta\gamma_1}{2(n_0+1)^2}\ . \qquad (11)$$

Здесь первое слагаемое значительно больше второго (φ_{PH} — угол МЭ гирации прошедшего света) и пропорционально отношению L/λ_0, где λ_0 — длина волны света. Оно пропорционально первой степени напряженности магнитного поля ($\Delta \sim H_0$) и описывает известный магнитооптический эффект Фарадея. Второе слагаемое пропорционально произведению (P_0H_0) и не зависит от пройденного светом пути. Последнее обстоятельство означает, что поворот плоскости поляризации прошедшего света на угол φ_{PH}, так же как и вращение плоскости поляризации при отражении на угол $\bar{\varphi}$ (9), происходит вблизи поверхности кристалла.

Если же свет распространяется в противоположном направлении, а выбранная система координат и направления $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{P}_0$ остаются неизменными, то φ_{PH} изменяет знак, в то время как угол фарадеевского вращения φ_0 знака не меняет. В результате вклад φ_{PH} в поворот плоскости поляризации компенсируется при двукратном (туда и обратно) прохождении кристалла. Второе слагаемое в (11), по-видимому, имеет отношение к «магнитополяризационной гирации» [2]. Способ ее измерения в [2] заключался в определении разницы между углом поворота плоскости поляризации при однократном прохождении и половиной угла поворота при двукратном прохождении света.

2. Векторы $\mathbf{P}_0$ и $\mathbf{H}_0$ лежат в плоскости границы, $\mathbf{k} \| \vec{\nu} \| y$. В этой геометрии из (6) получаем

$$n_1^2 = \varepsilon_1 - \gamma_1^2 - \varepsilon'^2 n_0^{-2}\ , \quad n_2^2 = \varepsilon_2(1-\gamma_1^2\varepsilon_1^{-1})\ . \qquad (12)$$

В отсутствие магнитного поля и спонтанной поляризации в первой волне (с коэффициентом преломления n_1) отлична от нуля лишь компонента электрического поля e_x, а во второй (с коэффициентом n_2) — e_z. Спонтанная поляризация индуцирует во второй волне продольную компоненту электрического поля, создавая слабую эллиптичность, $e_y = -i\gamma_1\varepsilon_1^{-1}n_2e_z$.

При $H_0 \neq 0$, $P_0 \neq 0$ в обеих волнах присутствуют все три компоненты электрического поля. В случае

падения линейно поляризованной волны с $\mathbf{e} \parallel x$ отраженный свет приобретает слабую эллиптичность ($e_y \sim iH_0P_0^2$), а его плоскость поляризации поворачивается на угол $\overline{\varphi} \approx e_z / e_x$:

$$\overline{\varphi} = \frac{2n_2(\gamma_1\varepsilon' + \gamma_2\varepsilon_1)}{\varepsilon_1(n_2 + n_1)(n_2 + 1)(n_1 - 1)} . \qquad (13)$$

Этот угол поворота, так же как и $\overline{\varphi}$ (9) в случае 1, пропорционален произведению (P_0H_0).

Прошедший свет также приобретает слабую эллиптичность. Угол поворота плоскости поляризации прошедшего света φ периодически зависит от пройденного пути. На расстояниях $L >> \lambda_0$ имеем

$$\varphi = A_L \cos k_1 L ,$$
$$A_L = V\sqrt{1 + \xi^2 + 2\xi \cos(k_1 - k_2)L} , \qquad (14)$$
$$V = \frac{n_1(\gamma_1\varepsilon' + \gamma_2\varepsilon_1)}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\varepsilon_1} , \quad \xi = -\frac{\varepsilon_2 + n_1}{n_1(n_2 + 1)} .$$

Амплитуда A_L модулирована по L и мала, $A_L \sim P_0H_0$.

При распространении света в противоположном направлении величина A_L изменяет знак, т.е. при двукратном прохождении (туда и назад) поворота плоскости поляризации в прошедшем свете не будет.

Таким образом, в случаях 1 и 2 должен наблюдаться поворот плоскости поляризации отраженного света на угол, пропорциональный произведению первых степеней величин магнитного поля и электрической поляризации. При многократном отражении величина угла поворота соответственно умножается.

В прошедшем свете в случае 1 поворот плоскости поляризации определяется эффектом Фарадея (первое слагаемое в (11)) и МЭ эффектом (второе слагаемое в (11)), а в случае 2 эффект Фарадея отсутствует и гирация периодически зависит от пройденного пути с амплитудой, пропорциональной произведению P_0H_0 (14). Магнитооптические эффекты (9), (14) и второе слагаемое в (11) пропорциональны как магнитному полю, так и спонтанной поляризации P_0, т.е. являются магнитоэлектрическими. Ясно, что эти же эффекты будут наблюдаться не только в сегнетоэлектрике, но и в диэлектрике, помещенном во внешнее электрическое поле $\mathbf{E}_0$. В последнем случае эти эффекты пропорциональны произведению (E_0H_0). Отметим также отсутствие каких-либо условий на симметрию кристалла для проявления указанных МЭ эффектов. Оценим порядок величин этих эффектов.

В выражении (9) гиромагнитное отношение $g_0 = e/mc = 1{,}7 \cdot 10^7$ ед. СГСЕ. Полагая $\omega \sim \overline{\omega}_0 \sim \omega_0 \sim 10^{15}$ рад$\cdot$ с$^{-1}$, вдали от резонанса получаем $\overline{\varphi} \sim 10^{-15}P_0H_0$ (H_0 — напряженность магнитного поля в гауссах). Для сегнетоэлектриков, у которых $P_0 \sim 10^4$ ед. СГСЕ (например, у исследованного в [2] одноосного кристалла $Pb_5Ge_3O_{11}$), значение угла поворота плоскости поляризации света при отражении (9) $\overline{\varphi} \sim 10^{-11}H_0$ рад. Такой же порядок имеют угол поворота φ_{PH} (11) и A_L (14). В полях $H_0 \sim 10^4$ Гс угол поворота порядка 10^{-7} рад. В то же время первое слагаемое в (11) (эффект Фарадея) имеет порядок $\varphi_0 \sim 10^{-7}H_0(L/\lambda_0)$, т.е. в $10^4(L/\lambda_0)$ раз больше МЭ вклада. Значения же «магнитополяризационной гирации» в [2] порядка процента от гирации Фарадея. Таким образом, проведенные нами оценки дают значительно меньшую величину эффекта, чем приведенная в [2].

Разумеется, близость частоты падающего света ω к электронной частоте ω_0 дает возможность резонансного усиления рассмотренных магнитооптических эффектов. Частотная зависимость угла МЭ гирации прошедшего света φ_{PH}, получаемая из формул (4), (5), (10) и (11), довольно громоздка. Вблизи резонансов, когда ω близка к ω_i ($\omega < \omega_1$), частотная зависимость МЭ гирации такая же, как и гирации Фарадея, $\varphi_{PH} \sim [(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)]^{1/2}$.

Для разрешения оставшихся противоречий представляются целесообразными измерения поворота плоскости поляризации в отраженном свете или в геометрии случая 2, в котором эффект Фарадея отсутствует и, таким образом, не мешает проявлению более слабых МЭ эффектов.

Выражаю признательность А. Б. Безносову и Н. Ф. Харченко за интерес к работе и полезные дискуссии.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS, грант INTAS-94-935.

1. Р. В. Писарев, *ЖЭТФ* **58**, 1421 (1970); Б. Б. Кричевцев, В. В. Павлов, Р. В. Писарев, *ЖЭТФ* **94**, 284 (1988).
2. О. Г. Влох, *УФЖ* **26**, 1623 (1981); О. Г. Влох, И. С. Желудев, В. А. Сергатюк, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **48**, 1711 (1984); О. Г. Влох, В. А. Сергатюк, *ДАН СССР* **291**, 832 (1986).
3. R. V. Pisarev, *Ferroelectrics* **162**, 191 (1994).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1960).
5. В. Н. Любимов, *Кристаллография* **13**, № 6, 1008 (1968).
6. Л. Д. Ландау, И. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1957).

On magnetooptic effects in ferroelectrics

I. E. Chupis

An expression has been obtained for high-frequency susceptibility of a ferroelectric in the magnetic field $\mathbf{H}_0$ parallel to the spontaneous polarization $\mathbf{P}_0$. The light reflection and transmission through a ferroelectric are treated for the case of normal incidence ($\vec{r}$ is the normal to a surface). It is shown that in the reflected light the plane of polarization must rotate at an angle proportional to the product (P_0H_0). In the case $\mathbf{H}_0 \perp \vec{r}$ the rotation angle of the polarization plane of transmitted light depends periodically on the path travelled, and its amplitude is proportional to (P_0H_0). In the geometry $\mathbf{H}_0 \parallel \vec{r}$ for the transmitted light in addition to the Faraday effect there exists a weaker gyration effect proportional to (P_0H_0) which does not depend on the path and, in contrast to the Faraday effect, is compensated at the back light transmission. This effect is analogous to a «magnetopolarization» gyration. Our estimates however give a significantly lower value. The magnetooptic effects are possible in crystal of any symmetry not only in ferroelectric but also in a dielectric in constant electric and magnetic fields.