УДК 538.61

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА С МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННОЙ ПЛАСТИНКОЙ

Б. В. Бокуть и *С. С. Гиргель*

Получены в явном виде поляризационные характеристики при нормальном отражении и прохождении частично поляризованного света через плоскопараллельную пластинку из прозрачного магнитоупорядоченного кристалла. Показано, что при классическом эффекте Фарадея поворот эллипса поляризации для прошедшего и отраженного от пластинки света одинаков, не зависит от степени поляризации и эллиптичности поляризованной составляющей падающего на пластинку света и равен половине разности фаз, приобретаемой собственными волнами в пластинке.

Многие задачи современной оптики требуют знания основных закономерностей преобразования поляризационных и других характеристик световых пучков при прохождении их через различные оптические системы. Обычно для описания характеристик частично поляризованного света используются параметры Стокса [1], а оптические системы описываются различного рода матрицами Мюллера. Федоровым был предложен [2] ковариантный метод описания частично поляризованного света с помощью введенного им тензора пучка, аналогичного известной матрице когерентности [3]. Этот метод описания не зависит от выбора системы координат, является более простым и в то же время более общим по сравнению с методом параметров Стокса.

В работе [4] тензор был применен для ковариантного описания взаимодействия света с непоглощающей плоскопараллельной пластинкой, однако полученные результаты применимы и к магнитоупорядоченным кристаллам. Правда, поскольку поляризационные характеристики падающего на платинку светового пучка не задавались в явном виде, то этот вопрос требует более детального изучения.

Мы применим несколько модифицированный подход и найдем в явном виде степень поляризации, направления главных осей эллипса поляризации и эллиптичность для поляризованной части прошедшего через пластинку света.

Пусть на плоскопараллельную пластинку, вырезанную из прозрачного магнитоупорядоченного кристалла, описываемого эрмитовым тензором диэлектрической проницаемости, нормально падает квазимонохроматический пучок частично поляризованного света. Его можно описать тензором пучка [4, 5] $\Phi = \Phi_p + \Phi_n$, где Φ_p, Φ_n — тензоры, описывающие поляризованную и неполяризованную части пучка соответственно.

Возьмем Φ_p в форме $\Phi_p = J_p \rho$, где $\rho = \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^*$, $\rho_c = 1$, $\mathbf{H}$ — нормированный вектор напряженности магнитного поля поляризованной части пучка, $\Phi_n = J_n/2$, J_n — интенсивность неполяризованной части света. Индекс c при ρ означает след тензора.

Тензор пучка света, прошедшего через пластинку, согласно [6], равен

$$\Phi_d = \alpha \Phi \alpha^+ = \alpha \Phi_p \alpha^+ + \alpha \Phi_n \alpha^+, \tag{1}$$

где тензор α преобразования светового пучка пластинкой равен

$$\alpha = D_+ \rho_+ + D_- \rho_-, \quad \rho_\pm = \mathbf{h}_\pm \cdot \mathbf{h}_\pm^*, \quad (\rho_\mp)_c = 1, \quad \rho_\pm \rho_\mp = 0; \tag{2}$$

$\mathbf{h}_\pm$ — нормированные векторы напряженности магнитного поля, $D_\pm$ — амплитудные коэффициенты прохождения изонормальных собственных волн, возбуждающихся в кристалле.

Член $\Phi_1 = \alpha\Phi_p\alpha^+$ описывает полностью поляризованный свет, а член $\Phi_2 = \alpha\Phi_n\alpha^+$ — частично. Так как Φ_1 и часть Φ_2, описывающая частично поляризованную составляющую пучка, в результате снова дадут тензор, описывающий частично поляризованный свет, то можно сразу сделать вывод о том, что при прохождении света через пластинку происходит интерференция поляризованной и неполяризованной частей световой волны, падающей на кристалл.

Сначала найдем всю интенсивность J_d прошедшего света

$$J_d = (\Phi_d)_c = J_p\,[\,|D_+|^2(\rho\rho_+)_c + |D_-|^2(\rho\rho_-)_c] + J_n(|D_+|^2 + |D_-|^2)/2. \tag{3}$$

Здесь $[\,|D_+|^2(\rho\rho_+)_c + |D_-|^2(\rho\rho_-)_c]$ — энергетический коэффициент прохождения поляризованного, а $J_n(|D_+|^2 + |D_-|^2)/2$ — неполяризованного излучения.

Сейчас будем вычислять интенсивность поляризованной части прошедшего излучения J'_p. Согласно [2],

$$(J'_p)^2 = 2(\Phi_d^2)_c - (\Phi_d)_c^2. \tag{4}$$

Подставляя в (4) α, Φ_d и вычисляя с учетом (2), (3), получаем

$$(J'_p)^2 = J_p^2\,[\,|D_+|^2(\rho\rho_+)_c + |D_-|^2(\rho\rho_-)_c]^2 + J_n^2(|D_+|^2 - |D_-|^2)/4 + \\ + J_pJ_n(|D_+|^2 - |D_-|^2)\,[\,|D_+|^2(\rho\rho_+)_c - |D_-|^2(\rho\rho_-)_c], \tag{5}$$

откуда следует, что даже полностью неполяризованный свет интенсивности J_n пластинкой преобразуется в частично поляризованный с интенсивностью поляризованной части $J_n(|D_+|^2 - |D_-|^2)/2$. Если же падающий на кристалл свет частично поляризован, то дополнительно появляется перекрестный член с множителем J_pJ_n. Интенсивность J'_p будет слабо отличаться от J_p вследствие малого множителя $(|D_+|^2 - |D_-|^2)$ при J_pJ_n и, как увидим далее, может быть как больше, так и меньше J_p.

Введем сейчас степень поляризации для падающего света $p = J_p/(J_p + J_n)$ и для прошедшего $p' = J'_p/J_d$. Тогда после преобразований с учетом (2) получаем

$$p' = \left[1 - \frac{(1 - r^2)(1 - p^2)}{[rp(\rho(\rho_+ - \rho_-))_c + 1]^2}\right]^{1/2}, \tag{6}$$

где

$$r = (1 - k^2)/(1 + k^2), \quad k = |D_-/D_+|. \tag{7}$$

Выражения (6), (7) дают зависимость степени поляризации прошедшего излучения от степени поляризации падающего. Здесь параметр r характеризует срез кристалла, а $(\rho\rho_\pm)_c$ — соотношения между поляризационными характеристиками падающего и прошедшего излучения и поляризационными тензорами собственных волн в кристалле. Характерны некоторые предельные случаи.

1. Полностью деполяризованный свет, проходя через пластинку, частично поляризуется. Его степень поляризации равна $p' = r$ и обычно мала.

2. Если $p = 1$, то и $p' = 1$. При $\rho = \rho_\pm$ $p' = |p \pm r| / |1 \pm pr|$. Если поляризация поляризованной части падающего излучения совпадает с поляризацией одной из возбуждаемых волн в кристалле, то при $p = r$ для одной волны $p' = 2p/(1 + p)$, а для другой — $p' = 0$. Такми образом, для любой кристаллической пластинки всегда можно подобрать поляризационные характеристики падающего на нее излучения так, чтобы прошедшее излучение стало полностью деполяризованным. Можно показать, что изложенный вариант такого опыта является единственно возможным.

3. При $(\rho\rho_+)_c = (\rho\rho_-)_c = 0.5$ $p' = \sqrt{p^2(1-r^2)+r^2}$. Анализ формул (7), (6) показывает, что степень поляризации прошедшего света может быть как больше, так и меньше степени поляризации падающего. При достаточно большом p степень поляризации прошедшего света p' всегда возрастает с увеличением p. Чем выше коэффициент прохождения в зависимости от поляризации падающего света p, тем выше степень поляризации p' для одного и того же p. При минимальном коэффициенте прохождения с возрастанием p величина p' сначала падает от r при $p=0$ до нуля при $p=r$, а затем снова начинает возрастать до $p'=1$.

Графики функции $p'(p)$ для $\rho=\rho_+$ и $\rho=\rho_-$ симметричны относительно биссектрисы $p'=p$.

В принципе полученное условие полной деполяризации прошедшего через пластинку света может быть использовано для создания нового типа деполяризатора.

В заключение кратко остановимся на вычислении поляризации поляризованной части прошедшего излучения. Из (1) имеем

$$\Phi'_p = \Phi_d - J'_n/2 = J_p \alpha\rho\alpha^+ + J_n \alpha\alpha^+/2 - J'_n/2, \tag{8}$$

но, с другой стороны, по определению,

$$\Phi'_p = J'_p \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{H}^*_d, \tag{9}$$

поэтому, умножая уравнение (8) справа на произвольный вектор $\mathbf{f} \perp \mathbf{n}$, получаем

$$\mathbf{H}_d \sim \Phi'_p \mathbf{f}. \tag{10}$$

Далее необходимо знать конкретный вид векторов $\mathbf{H}$ и $\mathbf{f}$. Возьмем, например, $\mathbf{f} = \mathbf{h}_+$, тогда после преобразований получаем следующее выражение для вектора напряженности магнитного поля поляризованной части, прошедшего через пластину света,

$$\mathbf{H} \sim (\mathbf{h}_+ + \lambda\mathbf{h}_-), \quad \lambda = c\lambda_0, \quad \lambda_0 = D_-\mathbf{H}\mathbf{h}^*_-/D_+\mathbf{H}\mathbf{h}^*_+, \tag{11}$$

$$c = \frac{4p(\rho\rho_+)_c}{4p(\rho\rho_+)_c + 2(1-p) - (1-p')[p(\rho(\rho_+ - \rho_-))_c(1-k^2) + 1 + k^2}. \tag{11$'$}$$

Сейчас поставленную задачу можно свести к уже решенной нами [7], если сделать замену $k \to ck$ и воспользоваться готовыми выражениями работы [7] для вычисления параметров поляризации полностью поляризованного света, прошедшего пластинку.

Ряд простых случаев, таких как $p=0$, $p=1$, $\rho=\rho_\pm$, мы уже рассмотрели выше, поэтому остановимся только на случае, когда имеем классический эффект Фарадея на чисто круговых собственных волнах в кристалле для частично поляризованного света. При этом

$$c = \left(\sqrt{(1-k^2)^2 + 4k^2p^2} - (1-k^2)\right)/2k^2p \tag{12}$$

и эллиптичность прошедшего света равна

$$\gamma'' = \frac{1 - ck|\nu|}{1 + ck|\nu|}, \quad \nu = \frac{1-\gamma_0}{1+\gamma_0} \tag{13}$$

(γ_0 — эллиптичность падающего на пластинку света), а поворот эллипса поляризации равен по-прежнему $\psi = \Delta/2$ ($D_-/D_+ = ke^{i\Delta}$).

Укажем, что, как и ранее [7], все полученные выше результаты остаются в силе также и для отраженного от пластинки света при замене амплитудных коэффициентов пропускания собственных волн кристалла $D_\pm$ на соответствующие коэффициенты отражения $R_\pm$. При этом сдвиг фаз Δ не меняется, что позволяет сформулировать следующий интересный результат.

При распространении частично эллиптически поляризованного света вдоль оптической оси прозрачного магнитоупорядоченного кристалла, т. е. при классическом эффекте Фарадея, поворот эллипса поляризации

как для прошедшего, так и для отраженного света одинаков, не зависит от степени поляризации и эллиптичности поляризованной составляющей падающего на пластинку света и равен половине разности фаз, приобретаемой собственными волнами в кристаллической пластинке.

Литература

[1] Г. В. Розенберг. Усп. физ. наук, *16*, 77, 1955.
[2] Ф. И. Федоров. Ж. прикл. спектр., *2*, 525, 1965.
[3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957.
[4] Л. М. Барковский, Ф. И. Федоров. Опт. и спектр., *36*, 1140, 1974.
[5] Ф. И. Федоров. Теория гиротропии. «Наука и техника», Минск, 1976.
[6] Л. М. Барковский. Опт. и спектр., *34*, 1193, 1973.
[7] Б. В. Бокуть, С. С. Гиргель. Опт. и спектр., *49*, 920, 1980.

Поступило в Редакцию 19 февраля 1979 г.
В окончательной редакции 13 марта 1980 г.