Письма в ЖТФ, том 21, вып. 23 12 декабря 1995 г.

01;07

ЗАКОНОМЕРНОСТЬ ВЕЙГЕРТ-ЭФФЕКТА ПРИ ЧАСТИЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИНДУЦИРУЮЩЕГО СВЕТА

Ш.Д.Какичашвили, Б.Н.Килосанидзе

Эффекты возникновения анизотропии и гиротропии в светочувствительных средах под воздействием линейно и циркулярно поляризованного света (фотоанизотропия и фотогиротропия) впервые обнаружены Ф. Вейгертом, а также Г. Зохером и К. Копером [1,2]. Закономерность связи наведенной таким путем анизотропии и гиротропии с поляризационными характеристиками индуцирующего света была получена в работах [3,4]. В этих работах для описания векторного фотоотклика среды введены функции изотропной $\hat{s}$, анизотропной $\hat{u}_L$ и гиротропной $\hat{u}_G$ реакций и показано, что под влиянием актиничного света эллиптической поляризации первоначально изотропная и негиротропная среда становится подобной гиротропному кристаллу.

В предлагаемой работе аналогичная закономерность Вейгерт-эффекта выводится для частичной поляризации индуцирующего света.

В общем случае частично эллиптически поляризованное излучение, как это следует из определения степени поляризации, содержит две полностью некогерентные между собой компоненты ортогональных поляризаций с равными эксцентриситетами, ортогональными ориентациями больших осей и взаимно обратными направлениями вращения. Модифицированный вектор Джонса подобного излучения можно представить в виде [5,6]:

$$\mathbf{E} = E_{AX} \exp i(\omega t + \varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_{BY} \exp i \left(\omega t + \Psi \mp \frac{\pi}{2}\right) \begin{pmatrix} \pm i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где $\varepsilon = \frac{E_{AY}}{E_{AX}} = \frac{E_{BX}}{E_{BY}}$ $(0 \leqslant \varepsilon \leqslant 1)$, а знак $\oplus$ введен для обозначения некогерентного суммирования амплитуд и соответствующие правила оперирования с ним определены в [6]; $\mathbf{E}_A \exp i\varphi$ — комплексная векторная амплитуда компоненты одного базиса, а $\mathbf{E}_B \exp i\Psi$ — комплексная векторная амплитуда компоненты другого, ортогонального и некогерентного ему.

Для полностью поляризованного света, распространяющегося вдоль оси Z, ранее была получена закономерность Вейгерт-эффекта для изотропной и негиротропной в исходном состоянии среды в виде системы уравнений, в которой фигурируют комплексные коэффициенты эллиптического двупреломления для всех трех сечений светочувствительной среды ($X = 0$, $Y = 0$, $Z = 0$) [3].

С учетом специфики взаимодействия частично поляризованного излучения со средой в модифицированной закономерности Вейгерт-эффекта комплексный коэффициент эллиптического двупреломления представим как результат аддитивного сложения соответствующих комплексных коэффициентов, наведенных раздельно двумя независимыми, взаимно некогерентными компонентами частично поляризованного индуцирующего излучения:

$$
\begin{gathered}
(\hat{n}_1^2)_{X=0} = \hat{n}_0^2 + \hat{s}(I_1 + I_2)_A + \hat{s}(I_1 + I_2)_B - \hat{u}_L(I_1 - I_2)_A - \hat{u}_L(I_1 - I_2)_B, \\
(\hat{n}_2^2)_{X=0} = \hat{n}_0^2 + \hat{s}(I_1 + I_2)_A + \hat{s}(I_1 + I_2)_B - \hat{u}_L(I_1 + I_2)_A - \hat{u}_L(I_1 + I_2)_B, \\
X = 0 \\
(\sin 2\theta_A)_{X=0} = 0, \;\; (\sin 2\theta_B)_{X=0} = \left[\sin 2\left(\theta_A + \frac{\pi}{2}\right)\right]_{X=0}, \\
(\cos 2\theta_A)_{X=0} = 1, \;\; (\cos 2\theta_B)_{X=0} = \left[\cos 2\left(\theta_A + \frac{\pi}{2}\right)\right]_{X=0}; \\
(\hat{n}_1^2)_{Y=0} = \hat{n}_0^2 + \hat{s}(I_1 + I_2)_A + \hat{s}(I_1 + I_2)_B + \hat{u}_L(I_1 - I_2)_A + \hat{u}_L(I_1 - I_2)_B, \\
(\hat{n}_2^2)_{Y=0} = \hat{n}_0^2 + \hat{s}(I_1 + I_2)_A + \hat{s}(I_1 + I_2)_B - \hat{u}_L(I_1 + I_2)_A - \hat{u}_L(I_1 + I_2)_B, \\
Y = 0 \\
(\sin 2\theta_A)_{Y=0} = 0, \;\; (\sin 2\theta_B)_{Y=0} = \left[\sin 2\left(\theta_A + \frac{\pi}{2}\right)\right]_{Y=0}, \\
(\cos 2\theta_A)_{Y=0} = 1, \;\; (\cos 2\theta_B)_{Y=0} = \left[\cos 2\left(\theta_A + \frac{\pi}{2}\right)\right]_{Y=0}; \\
(\hat{n}_1^2)_{Z=0} = \hat{n}_0^2 + \hat{s}(I_1 + I_2)_A + \hat{s}(I_1 + I_2)_B + \\
+ \sqrt{[\hat{u}_L(I_1 - I_2)_A]^2 + [\hat{u}_G(2\sqrt{I_1 I_2}\sin\delta)_A]^2} + \\
+ \sqrt{[\hat{u}_L(I_1 - I_2)_B]^2 + [\hat{u}_G(2\sqrt{I_1 I_2}\sin\delta)_B]^2}; \\
(\hat{n}_2^2)_{Z=0} = \hat{n}_0^2 + \hat{s}(I_1 + I_2)_A + \hat{s}(I_1 + I_2)_B - \\
- \sqrt{[\hat{u}_L(I_1 - I_2)_A]^2 + [\hat{u}_G(2\sqrt{I_1 I_2}\sin\delta)_A]^2} - \\
- \sqrt{[\hat{u}_L(I_1 - I_2)_B]^2 + [\hat{u}_G(2\sqrt{I_1 I_2}\sin\delta)_B]^2};
\end{gathered}
\tag{2}
$$

$$Z = 0$$

$$(\sin 2\theta_A)_{Z=0} = \frac{(2\sqrt{I_1 I_2}\sin\delta)_A}{\sqrt{(I_1 - I_2)_A^2 + (2\sqrt{I_1 I_2}\sin\delta)_A^2}},$$

$$(\sin 2\theta_B)_{Z=0} = \left[\sin 2\left(\theta_A + \frac{\pi}{2}\right)\right]_{Z=0},$$

$$(\cos 2\theta_A)_{Z=0} = \frac{(I_1 - I_2)_A}{\sqrt{(I_1 - I_2)_A^2 + (2\sqrt{I_1 I_2}\sin\delta)_A^2}},$$

$$(\cos 2\theta_B)_{Z=0} = \left[\cos 2\left(\theta_A + \frac{\pi}{2}\right)\right]_{Z=0}.$$

Здесь $\hat{n}_1$ и $\hat{n}_2$ — два ортогональных комплексных коэффициента эллиптического двупреломления среды; $\hat{n}_0$ — комплексный коэффициент преломления среды в исходном, необлученном состоянии; θ_A и θ_B — углы ориентации большой оси для двух ортогональных компонент A и B частично эллиптически поляризованного света, отсчитываемые против часовой стрелки, относительно оси Y для сечения $X = 0$ и относительно оси X для сечений $Y = 0$ и $Z = 0$; $(I_1 + I_2)_A$ и $(I_1 + I_2)_B$ — первый параметр Стокса, $(I_1 - I_2)_A$ и $(I_1 - I_2)_B$ — второй параметр Стокса, $(2\sqrt{I_1 I_2}\sin\delta)_A$ и $(2\sqrt{I_1 I_2}\sin\delta)_B$ — четвертый параметр Стокса соответственно для A и B компонент актиничного частично эллиптически поляризованного излучения, $\delta = \pm\frac{\pi}{2}$ — соответственно со знаком "+" для правого, а со знаком "–" для левого вращения эллипса поляризации.

Как известно, индуцированная светом анизотропия и гиротропия среды могут быть описаны соответствующими матрицами Джонса [7,3]. На основе закономерности (2) результирующая матрица Джонса поляризационно-светочувствительной среды строится из матриц Джонса, соответствующих двум структурам взаимно ортогональной анизотропии и гиротропии, индуцированных двумя некогерентными, взаимно ортогонально-поляризованными компонентами частично поляризованного индуцирующего излучения. При этом используют следующие простые правила:

$$1^0 M = M_A M_B;$$

$$2^0 M = \prod_{i=1}^{n}\prod_{j=1}^{n} M_{Ai} M_{Bj}; \quad M_A = \prod_{i=1}^{n} M_{Ai}, \quad M_B = \prod_{i=1}^{n} M_{Bi}; \quad (3)$$

$$3^0 M(\theta) = S(-\theta) M S(\theta),$$

где

$$S(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}, \qquad S(-\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \text{ —}$$

прямая и обратная матрицы поворота.

Резюмируя, отметим, что проведенная в этой работе модификация закономерности Вейгерт-эффекта для частично эллиптически поляризованного света дает возможность решать практически важные задачи в эллипсометрии, оптической обработке информации, в поляризационной и когерентной оптике, в том числе в голографии [8,9,3].

Осуществление исследования, описанного в этой публикации, стало возможным отчасти благодаря гранту № LC 3000 Международного научного фонда.

Список литературы

[1] *Weigert F.* // Verhandl. Dtschen Physik. Ges. 1919. Bd 21. S. 479–483.
[2] *Zocher H., Coper K.* // Z. Phys. Chem. 1928. Bd 132. S. 313–319.
[3] *Какичашвили Ш.Д.* Поляризационная голография. Л., 1989. 142 с.
[4] *Какичашвили Ш.Д.* // Опт. и спектр. 1982. Т. 52. В. 2. С. 317–322.
[5] *Jones R.C.* // JOSA. 1941. V. 31. P. 488–493.
[6] *Какичашвили Ш.Д.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 2. С. 26–34.
[7] *Hurwitz H.Jr., Jones R.C.* // JOSA. 1941. V. 31. P. 493–499.
[8] *Gabor D.* // Nature. 1948. V. 161. P. 777–778.
[9] *Денисюк Ю.Н.* // ДАН СССР. 1962. Т. 144. № 6. С. 1275–1278.

Институт кибернетики
АН Республики Грузия
Тбилиси

Поступило в Редакцию
14 сентября 1995 г.