УДК 532.535

УСИЛЕНИЕ ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ УСИЛИВАЮЩЕЙ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАСТИНКОЙ

А.А. ГЕВОРГЯН¹, А.М. СЕДРАКЯН²

¹Ереванский государственный университет

²Ереванский государственный университет архитектуры и строительства

(Поступила в редакцию 29 марта 2006 г.)

Предложен простой и эффективный метод измерения малых вращений плоскости поляризации электромагнитной волны. Обсуждены особенности усиления поворота плоскости поляризации при прохождении света через анизотропный слой из поглощающей и усиливающей среды при условии сохранения линейной поляризации. Рассмотрена реальная схема эллипсометра с усилителем, для которой приведены численные оценки.

1. Введение

Оптическая активность (вращение плоскости поляризации) и циркулярный дихроизм с давних времен используются для исследования гиротропных сред. В частности, этим путем возможно получение информации о внутренней молекулярной структуре среды. В настоящее время этот метод считается одним из основных для исследования химических и биологических объектов. В последние годы в области поляриметрических и спектрополяриметрических измерений был достигнут значительный прогресс, позволяющий повысить точность измерений сверхмалых поворотов плоскости поляризации [1-8] (см. также литературу, цитированную в них). Актуальность развития техники высокочувствительной поляриметрии обусловлена в основном следующими обстоятельствами. Теоретически предсказаны эффекты, экспериментальное подтверждение которых требует измерения очень слабых поворотов плоскости поляризации [2,9-13]. Другим примером может служить волноводное распространение СВЧ излучения в нижних слоях атмосферы, которая является гиротропной ввиду присутствия магнитного поля Земли. Очевидно, что из-за малости этого поля измерение изменений азимута поляризации требует предварительного усиления. С другой стороны, умение измерить очень слабые повороты плоскости высокая поляриметрическая поляризации и чувствительность позволили экспериментально обнаружить новые эффекты [2]. Такие измерения позволили бы также уточнить материальные уравнения для уравнений Максвелла [14-17].

Существуют много методов повышения чувствительности поляриметрических

измерений [1-13,18,19]. В работах [20-24] исследовано прохождение света через конечный слой хиральной среды и показано, что если хиральный эффект (разность отражений или прохождений циркулярно-поляризованных волн) при отражении света от полупространства имеет порядок параметра гиротропии, то в случае слоя конечной толщины многократные отражения приводят к многократному увеличению (в $10^2 \div 10^4$ раз) указанных разностей. В работе [2] описан метод использования дихроичной пластинки в качестве усилителя слабых поворотов плоскости поляризации, при этом усиление достигается за счет уменьшения интенсивности сигнала. В работе [3] предложен способ усиления при отражении света от полупространства изотропной среды. Действительно, легко показать, что азимуты электрического вектора в падающем пучке (φ) и отражениом пучке (Ψ) связаны соотношением

$$tg\psi = \frac{r^s}{r^p}tg\varphi = ktg\varphi$$
(1)

или для малых значений φ и не слишком больших значений k

$$\psi = k\varphi \,, \tag{2}$$

но так как $k \ge 1$, то имеет место усиление угла поворота плоскости поляризации. Однако в этом случае также изменение интенсивности, обусловленное изменением азимута поляризации, уменьшается при увеличении коэффициента усиления. Как показано в [3], выбирая соответствующую (большую) мощность излучения, можно измерять предельно малые повороты плоскости поляризации. Так, при работе с шумящими источниками света и большими мощностями излучения этот способ позволяет значительно подавить избыточные шумы светового потока.

Отметим однако, что при определенных задачах значения величин интенсивности сигнала ограничены пределами линейной оптики, что ограничивает область применения указанных методов. Кроме того, большие интенсивности ухудшают чувствительность поляриметрических измерений. В определенных задачах вообще отсутствует возможность получить сигнал большой интенсивности. Все это делает актуальным поиск новых механизмов усиления слабых поворотов плоскости поляризации.

В работах [25-29] рассмотрено усиление изменения азимута поляризации при прохождении света через анизотропную или гиротропную пластинку. В этих случаях интенсивность прошедшего через усилитель света практически мало уменьшается, но появляется эллиптичность (причем, большая) поляризации, которая увеличивает шумы в измерениях, а также ухудшается разрешающая способность устройства, измеряющего азимут. В работах [30-32] предложен высокочувствительный универсальный поляриметр (ВЧУП), который в последнее время нашел широкое применение и который позволяет одновременно измерять параметр оптической активности и двупреломление. В ВЧУП улучшение разрешающей способности достигается за счет максимального упрощения поляриметра, максимально уменьшая число элементов в поляриметре. В работе [33] предложен модифицированный ВЧУП, позволяющий одновременно измерять также круговой дихроизм.

В работе [34] предложен простой и эффективный метод, а именно, использование усиливающей изотропной среды в качестве усилителя поворота плоскости поляризации. В данной работе предлагается использование усиливающей анизотропной среды в качестве усилителя поворота плоскости поляризации при условии сохранения линейной поляризации.

2. Прохождение света через слой анизотропной усиливающей среды

Рассмотрим нормальное падение света на пластинку анизотропного одноосного кристалла с комплексными коэффициентами преломления $n_{x,y} = n'_{x,y} + in''_{x,y}$. Пусть среда занимает область $0 \le z \le d$, плоскость раздела совпадает с плоскостью *xy*, оптическая ось параллельна оси *x* и пластинка с обеих сторон граничит с вакуумом. Рассмотрим случай $\mu = 1$. Электрическое поле падающей волны составляет угол φ по отношению к плоскости поляризации, т.е. его *x*- и *y*компоненты имеют вид

$$E_{0x} = E_0 \sin \varphi \,, \tag{3a}$$

$$E_{0y} = E_0 \cos \varphi \,. \tag{36}$$

Точное аналитическое решение этой граничной задачи хорошо известно [1]. Поляризационные характеристики отраженного и прошедшего полей определяются поляризационными функциями

$$\chi^{r,t} = \frac{E_{r,t}^y}{E_{r,t}^x} = k^{r,t} \operatorname{tg} \varphi , \qquad (4)$$

где $k^{r} = r^{y} / r^{x}$, $k^{t} = t^{y} / t^{x}$. В этом случае для $k^{r,t}$ имеем:

$$k^{r} = \frac{r^{y}(1 - \exp(2i\beta_{y}))(1 - r^{y^{2}}\exp(2i\beta_{y}))}{r^{x}(1 - \exp(2i\beta_{x}))(1 - r^{x^{2}}\exp(2i\beta_{x}))},$$
(5)

$$k^{t} = \frac{(1 - r^{y^{2}})(1 - r^{y^{2}} \exp(2i\beta_{y}))\exp(i\beta_{y})}{(1 - r^{x^{2}})(1 - r^{x^{2}} \exp(2i\beta_{x}))\exp(i\beta_{x})},$$
(6)

где $r^{x,y} = (1 - n_{x,y})/(1 + n_{x,y}), \beta_{x,y} = 2\pi n_{x,y} d / \lambda.$

Тогда азимуты $\psi^{r,t}$ (углы, задающие ориентации больших осей эллипсов поляризации и отсчитываемые от плоскости поляризации) и эллиптичности $e^{r,t}$ (задающие отношение полуосей эллипсов поляризации) определяются соотношениями

$$\psi^{r,t} = 0.5 \operatorname{arctg}\left(\frac{2\operatorname{Re}(\chi^{r,t})}{1-|\chi^{r,t}|^2}\right) = 0.5 \operatorname{arctg}\left(\frac{2\operatorname{Re}(k^{r,t})\operatorname{tg}\varphi}{1-|k^{r,t}|^2\operatorname{tg}^2\varphi}\right),\tag{7}$$

$$e^{r,t} = \operatorname{tg}\left(0.5 \operatorname{arcsin}\left(\frac{2\operatorname{Im}(\chi^{r,t})}{1+|\chi^{r,t}|^2}\right)\right) = \operatorname{tg}\left(0.5 \operatorname{arcsin}\left(\frac{2\operatorname{Im}(k^{r,t}\operatorname{tg}\varphi)}{1+|k^{r,t}|^2\operatorname{tg}^2\varphi}\right)\right).$$
(8)

Коэффициенты усиления $f^{r,t}$ по азимуту – это производные $\psi^{r,t}$ по φ . Из (8) для $f^{r,t}$ получаем

$$f^{r,t} = \frac{d\psi^{r,t}}{d\varphi} = -\frac{\operatorname{Re}(k^{r,t})\left(1 + |k^{r,t}|^2 \operatorname{tg}^2 \varphi\right)}{\cos^2 \varphi \left[\left(1 - |k^{r,t}|^2 \operatorname{tg}^2 \varphi\right)^2 + 4\left(\operatorname{Re}(k^{r,t})\right)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi \right]} .$$
(9)

Другой важной характеристикой усилителя азимута поляризации является его разрешающая способность *R*. Согласно [25], для разрешающей способности имеем

$$R = \left| \frac{d\psi}{d\varphi} \frac{\delta\varphi}{\delta\psi} \right| = \sqrt{\frac{1 - e^2}{1 + e^2}} \frac{1 + e_0^2}{1 - e_0^2} \left(\frac{d\psi}{d\varphi} \right)^2 \frac{I}{I_0} \quad . \tag{10}$$

Легко показать, что если выполняются условия

$$\frac{2\pi d \operatorname{Re}(n_x)}{\lambda} = \pm (2m_1 + 1)\frac{\pi}{2} , \qquad \frac{2\pi d \operatorname{Re}(n_y)}{\lambda} = \pm (2m_2 + 1)\frac{\pi}{2} , \qquad (11)$$

где *m* и *m*₂ – целые числа, то имеет место усиление поворота плоскости поляризации с сохранением линейной поляризации сигнала (см. также [27]). Однако, как и в случае дихроичной пластинки, в этом случае также улучшения разрешающей способности не происходит [27]. Этого можно добиться, если среду обогатить активными (резонансными) атомами, что будет показано ниже.

Сначала предположим, что слой анизотропной среды является поглощающей. В этом случае $n''_{x,y}$ будут положительными величинами. На рис.1а, в представлены зависимости усиления поворота плоскости поляризации f^t и разрешающей способности R^t от азимута φ и от длины волны λ . Как видно из рисунка и как показывают численные результаты, коэффициент усиления вблизи азимута $\varphi = \pi/2$ (а на длине волны, удовлетворяющей условиям (11), эллиптичность поляризации именно на азимуте $\varphi = \pi/2$ равняется нулю) получается большим. Однако, как и следовало ожидать, таким образом не удается улучшить разрешающую способность устройства, измеряющего азимут (рис.1b). Действительно, на рис.2a,b,c представлены зависимости f^t , e^t и R^t от азимута φ , показывающие, что хотя на азимуте максимального усиления эллиптичность равняется нулю, на этом азимуте разрешающая способность устройства намного меньше единицы.

Теперь будем предполагать, что слой анизотропной среды является усиливающим. В этом случае $n''_{x,y}$ являются отрицательными величинами. На рис.1с, d представлены зависимости усиления поворота плоскости поляризации f^t и разрешающей способности R^t от азимута φ и от длины волны λ . Как видно из рисунка и как показывают численные результаты, в этом случае также коэффициент усиления f^t вблизи азимута $\varphi = \pi/2$ получается большим. Однако, в этом случае также удается получить улучшение разрешающей способности устройства,

измеряющего азимут. Действительно, на рис. 2а,b,с представлены зависимости f^t , e^t и R^t от азимута φ , показывающие, что на азимуте максимального усиления отсутствует эллиптичность поляризации, а разрешающая способность значительно больше единицы ($R^t > 5$ при данных параметрах).



Рис.1. Зависимость усиления поворота плоскости поляризации f^t (a,c) и разрешающей способности R^t от азимута φ и от длины волны λ в случае, когда слой анизотропной среды является поглощающим (a,b) и усиливающим (c,d). Параметры таковы: $n'_x = 1,5$; $n'_y = 3$, $\lambda = 0.6 \ \mu\text{m}$; $d = 200 \ (\text{m}; n_0 = 1; n''_{x,y} = 0.001 \ (a,b); n''_{x,y} = -0.001 \ (c,d).$

В заключение этого параграфа отметим, что этот метод может обеспечить улучшение разрешающей способности при произвольной поляризационной геометрии поляриметра, причем не налагается никаких ограничений на величину интенсивности сигнала.

Отметим также, что эти устройства можно использовать также для стабилизации азимута поляризации. Действительно, так как при изменении азимута φ в интервале от 0 до π азимут Ψ также изменяется от 0 до π , то это означает, что если имеется интервал, где $d\Psi/d\varphi >> 1$, то непременно должен существовать также интервал изменения φ , где $d\Psi/d\varphi << 1$.



Рис.2. Зависимости f^t (a,d), e^t (b,e) и R^t (c,f) от азимута φ . Остальные параметры те же, что и на рис.1.

3. Поляриметр с усилителем

Теперь рассмотрим реальный поляриметр с усилителем поворота плоскости поляризации (рис.3). При этом для сравнения будем рассматривать тот же поляриметр без усилителя. Прохождение света через поляриметр будем рассматривать при помощи формализма Джонса. Согласно этому формализму, вектор-столбец выходящего пучка выражается через вектор-столбец входящего пучка и матрицы Джонса элементов поляриметра посредством уравнений

$$E_{out} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-x} & 0 \\ 0 & e^{-y} \end{bmatrix}^{\text{Polarizer } (0^0)} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$$
(12)

в первом случае и

$$E_{out} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$$
(13)

во втором случае. Здесь $x = -i2\pi d(n_x + in_x)/\lambda$, $y = -i2\pi d(n_y + in_y)/\lambda$, α – угол вращения плоскости поляризации исследуемого вещества. Для интенсивности выходящего сигнала для первого и второго случаев соответственно получаем

$$I \propto E_{out}^2 = \sin^2 \alpha \exp\left(-\frac{4\pi dn_x^{"}}{\lambda}\right), \qquad (14)$$

$$I \propto E_{out}^2 = \sin^2 \alpha \,. \tag{15}$$



Рис.3. Схема эллипсометра с усилителем поворота плоскости поляризации. *L* - источник света, *P* – поляризатор, *E* – образец, *A* – усиливающая среда, *An* – анализатор, *D* – детектор.

Наши вычисления, в частности, показывают, что при параметрах $\alpha = 10^{-7}$ рад, $d = 500 \ \mu\text{m}$, $= 0.6 \ \mu\text{m}$ m, $n''_x = -0.001$ для относительного изменения интенсивности ($\Delta I/I$) получаем $\Delta I/I = 10^{-14}$ при отсутствии усилителя вращения плоскости поляризации и $\Delta I/I = 3.53 \cdot 10^{-10}$ при наличии усилителя. Такое изменение интенсивности без усилителя происходило бы при $\alpha \cong 1.88 \cdot 10^{-5}$ рад. Таким образом, при данных параметрах имеем увеличение изменения интенсивности на четыре порядка, что может стать важным при измерении слабых поворотов плоскости поляризации. Естественно, при соответствующем подборе параметров усилителя можно получить и более хорошие результаты.

4. Заключение

Предложен простой и эффективный метод измерения малых вращений плоскости поляризации электромагнитной волны. Исследованы особенности усиления поворота плоскости поляризации при прохождении света через анизотропный слой поглощающей и усиливающей среды при условии сохранения линейной поляризации. Рассмотрена реальная схема эллипсометра с усилителем и приведены соответствующие численные расчеты угла поворота плоскости поляризации.

В заключение отметим, что описанный в данной работе чувствительный метод регистрации изменений состояния поляризации света может быть применен также для регистрации слабых изменений параметров сред под влиянием различных воздействий.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р.Аззам, Н.Башара. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., Мир, 1981.
- 2. В.С.Запасский. ЖПС, 37, 181 (1982).
- 3. К.К.Свиташев, Г.Хасанов. Опт. и спектр., 54, 538 (1982).
- 4. E.Collett. Polarized Light. N.Y., Dekker, 1993.
- H.G.Tompkins, W.A.McGahan. Spectroscopic Ellipsometry and Reflectometry: A User's Guide. N.Y., Wiley, 1999.

- 6. S.L.Blakeney, S.E.Day, J.N.Stewart. Opt. Comm., 214, 1 (2002).
- 7. Xu Kun, Yitang Dai. Opt. Commun., 215, 309 (2003).
- 8. Yu-Lung Lo, Yu.Tsung-Chih. Opt. Commum., 259, 40 (2006).
- 9. В.А.Алексеев, Б.Я.Зельдович, И.И.Собельман. УФН. 118, 385 (1976).
- 10. И.Б.Хриплович. Несохранение четности в атомных явлениях. М., Наука, 1981.
- 11. С.С.Петров. ЖТФ, **71**, ¹3, 81 (2001).
- 12. Г.Б.Малыкин, Ю.И.Неймарк. ЖТФ, **68**, ¹11, 128 (1998).
- 13. C.Wieman, T.W.Hansch. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
- 14. W.S.Weiglhofer, A.Lakhtakia. J. Opt. Soc. Am., A, 13, 385 (1996).
- 15. A.R.Bungay, Yu.P.Svirko, N.I.Zheludev. Phys. Rev., B, 47, 11730 (1993).
- 16. A.P.Vinogradov, A.V.Aivazyan. Phys. Rev. E, 60, 987 (1999).
- 17. A.P.Vinogradov. Usp. Fiz. Nauk, 172, 363 (2002).
- 18. A.Lakhtakia. J. Opt. Soc. Am., A, 19, 807 (2002).
- 19. G.Litfin, C.R.Pollock, R.F.Curl, F.K.Tittel. J. Chem. Phys., 72, 6602 (1980).
- 20. S.Bassiri, C.H.Papas, N.Engheta. JOSA A, 4, 1450 (1988).
- 21. M.Schmidt, K.Eidner. Optik., 80, 43 (1990).
- 22. I.J.Lalov, A.I.Miteva. Mod. Opt., 38, 395 (1990).
- 23. M.P.Silverman, J.Badoz. JOSA A, 11, 1894 (1994).
- 24. А.Ф.Константинова, Б.В.Набатов. Кристаллография, 40, 219 (1995).
- 25. М.А.Ганапетян, А.А.Геворгян и др. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 22, 101 (1987).
- 26. **А.А.Геворгян**. ФНТ, **13**, 668 (1987).
- 27. Г.А.Варданян, А.А.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 31, 267 (1996).
- 28. В.Х.Гарибян, А.А.Геворгян и др. Изв. НАН Армении, Физика, 32, 20 (1997).
- 29. А.А.Геворгян. Опт. и спектр., 91, 830 (2001).
- 30. J.Kobayashi, Y.Uesu. J. Appl. Crystallogr., 16, 204 (1983).
- 31. J.Kobayashi, H.Kumomi, K.Saito. J. Appl. Crystallogr., 19, 377 (1986).
- 32. J.Kobayashi, T.Asahi, S.Takahashi, A.M.Glazer. J. Appl. Crystallogr., 21, 479 (1988).
- 33. J.Kobayashi, T.Asahi, M.Sakurai, M.Takahashi, K.Okubo. Phys. Rev., A53, 11784 (1996).
- 34. A.H.Gevorgyan, A.A. Grigoryan, et al. Optik (2006). (in press).

ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ ՈՒԺԵՂԱՅՈՒՄԸ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ՈՒԺԵՂԱՅՆՈՂ ԹԻԹԵՂՈՒՄ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ա.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Առաջարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի բևեռացման հարթության փոքր պտույտի չափման պարզ և արդյունավետ մի եղանակ։ Քնարկված են բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացման առանձնահատկությունները, երբ լույսը անցնում է կլանող և ուժեղացնող անիզոտրոպ միջավայրի շերտով, ընդ որում պահպանելով գծային բևեռացումը։ Առաջարկված է ուժեղացուցիչով էլիպսոմետրի սխեմա, բերված են թվային հաշվարկներ։

AMPLIFICATION OF THE POLARIZATION PLANE ROTATION BY AN ANISOTROPIC AMPLIFYING PLATE

A.H. GEVORGYAN, A.M. SEDRAKYAN

A simple and effective method to measure weak rotations of electromagnetic wave polarization planes in various media is proposed. The features of the polarization plane rotation amplification for the light reflection and transmisson through the absorbing and amplifying anisotropic layers are considered. The scheme of ellipsometer with a polarization plane rotation amplifier is proposed.