

07

## Перестраиваемая четвертьволновая пластинка для определения длины волны света

© Н.Д. Кундикова, А.М. Суворова

Вузовско-академический отдел нелинейной оптики ИЭФ УрО РАН  
и ЮУрГУ, Челябинск  
E-mail: suvorova@physicon.susu.ac.ru

Поступило в Редакцию 25 июня 2008 г.

С целью исследования возможности использования перестраиваемой четвертьволновой пластинки для определения длины волны оптического излучения исследовано распространение когерентного и некогерентного света через перестраиваемую четвертьволновую пластинку, состоящую из двух одинаковых двулучепреломляющих пластин слюды с разными параметрами, получена зависимость угла подстройки между пластинами от длины волны. Для когерентного света продемонстрирована принципиальная возможность определения сдвига длины волны с точностью 0.03 nm в спектральном диапазоне 3 nm.

PACS: 42.25.Bs, 42.25.Hz, 42.25.Ja, 42.25.Lc, 42.79.Pw

Для измерений длины волны, необходимых в многочисленных приложениях [1], в большинстве случаев используют дифракцию света или же Фурье-преобразование на основе сканирующего интерферометра Майкельсона [2,3]. Проблема определения длины волны настолько важна как для фундаментальных, так и для прикладных исследований, что до сих пор разрабатываются новые методы определения длины волны, наиболее пригодные для того или иного случая.

Настоящая статья посвящена исследованию возможности использования перестраиваемой четвертьволновой пластинки для определения длины волны оптического излучения.

Перестраиваемая четвертьволновая пластинка, состоящая из двух двулучепреломляющих кристаллов, развернутых относительно главных осей на некоторый угол, в отличие от обычной пластинки  $\lambda/4$  обладает дополнительной оптической активностью и может перестраиваться по длине волны [4,5].

Рассмотрим распространение света в такой системе, используя формализм матриц Джонса [4,6]. Полагаем, что двулучепреломляющие пластины имеют одинаковый фазовый сдвиг  $\Gamma > 0$ ,  $\Gamma = (2\pi/\lambda)(n_{sl} - n_f)L$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения в вакууме,  $n_{sl}$  и  $n_f$  — показатели преломления для медленной и быстрой осей, а  $L$  — толщина пластинки. Угол  $\alpha_2$  между медленными осями пластин изменяется только поворотом второй пластины, а система координат  $x$ ,  $y$  совпадает с медленной и быстрой собственными осями первой пластины. Состояние поляризации полностью поляризованной монохроматической волны, распространяющейся по оси  $z$ , описывается вектором Джонса или вектором Максвелла [7–10].

Фазосдвигающая пластина описывается матрицей Джонса  $T(\Gamma)$  [8,11]. Матрица Джонса  $W$  для системы, состоящей из двух пластин, имеет вид  $W(\alpha_2\Gamma) = R(-\alpha_2)T(\Gamma)R(\alpha_2)T(\Gamma)$ , где  $R$  — матрица поворота, и может быть представлена в виде  $W(\alpha_2\Gamma) = R(\theta)R(-\varepsilon)T(\Gamma_{eff})R(\varepsilon)$ . Здесь  $\theta$  — угол оптической активности,  $\Gamma_{eff}$  — некоторый эффективный фазовый сдвиг, а  $\varepsilon$  — угол между эффективной осью  $X$  составной пластинки  $\lambda/4$  и осью  $x$  введенной системы координат [5]. Выражение для  $\Gamma_{eff}$  имеет вид [6]:

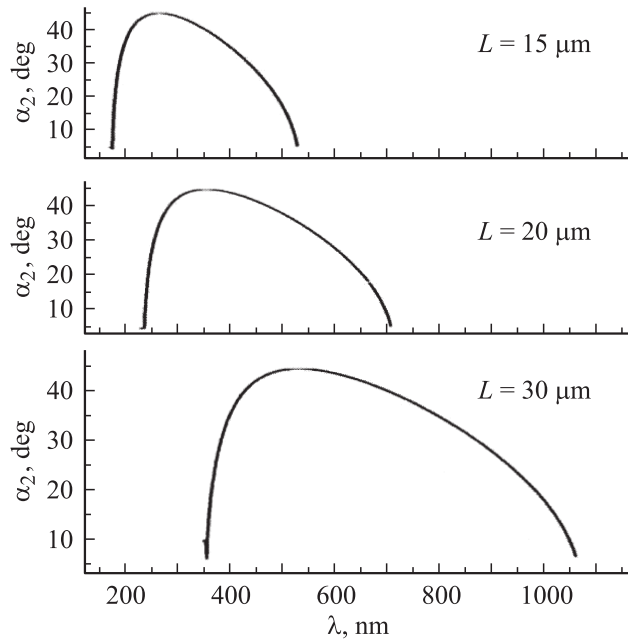
$$\cos \Gamma_{eff} = \cos^2 \Gamma - \cos 2\alpha_2 \sin^2 \Gamma. \quad (1)$$

Если эффективный фазовый сдвиг сохраняется неизменным и равным  $\Gamma_{eff} = \pi/4$ , из выражения (1) можно получить следующую зависимость угла  $\alpha_2$  от длины волны:

$$\alpha_2 = \frac{1}{2} \arccos(\tan^{-2} \Gamma) = \frac{1}{2} \arccos \left( \tan^{-2} \left( \frac{2\pi L}{\lambda} (n_{sl} - n_f) \right) \right). \quad (2)$$

В работе [5] теоретически и экспериментально показано, что в зависимости  $\alpha_2(\lambda)$  существует область длин волн, в которой угол  $\alpha_2$  очень резко зависит от длины волны, а именно, изменение длины волны на 20 nm приводит к изменению угла  $\alpha_2$  на  $40^\circ$ . Существование такой зависимости позволяет создать простой метод определения длины волны с большой точностью.

Для того чтобы определить, от чего зависит положение области наиболее резкой зависимости  $\alpha_2(\lambda)$ , в соответствии с уравнением (2) были проведены расчеты зависимости  $\alpha_2(\lambda)$  для пластин разной толщины. Полученные зависимости для пластин толщиной 15, 20 и



**Рис. 1.** Рассчитанная зависимость угла  $\alpha_2$  от длины волны для перестраиваемой четвертьволновой пластинки, изготовленной из двух одинаковых пластин слюды толщиной 15, 20 и 30  $\mu\text{m}$ .

30  $\mu\text{m}$  представлены на рис. 1, из которого видно, что увеличение толщины одиночной пластины приводит к сдвигу области наиболее резкой зависимости  $\alpha_2(\lambda)$  в область больших длин волн, а точность измерений становится меньше, однако область длин волн, в которой можно проводить измерение длины волны, становится шире. Это дает основание полагать, что рассматриваемую систему можно использовать для измерения длины волны в широком диапазоне длин волн.

Полученные выше результаты справедливы только для случая некогерентного света, т.е. для случая, когда длина когерентности света  $l_c$  меньше толщины пластины  $L$ :  $l_c < L$ . В противоположном случае, когда  $l_c > L$ , необходимо учитывать интерференцию многократных отражений. Следуя статьям [12,13], можно показать, что в результате

интерференции многократных отражений зависимость фазового сдвига  $\Gamma$  одиночной двулучепреломляющей пластинки от длин волны  $\lambda$  становится периодической, а амплитудный коэффициент пропускания  $F \neq 1$  зависит от параметров пластины и длины волны. Таким образом, и фазовый сдвиг  $\Gamma$ , и амплитудный коэффициент пропускания  $F$  двулучепреломляющей пластины зависят от длины волны достаточно сложным образом. Матрица Джонса одиночной пластины, полученная с учетом многократных отражений, становится зависимой от  $F$  и имеет следующий вид [12]:

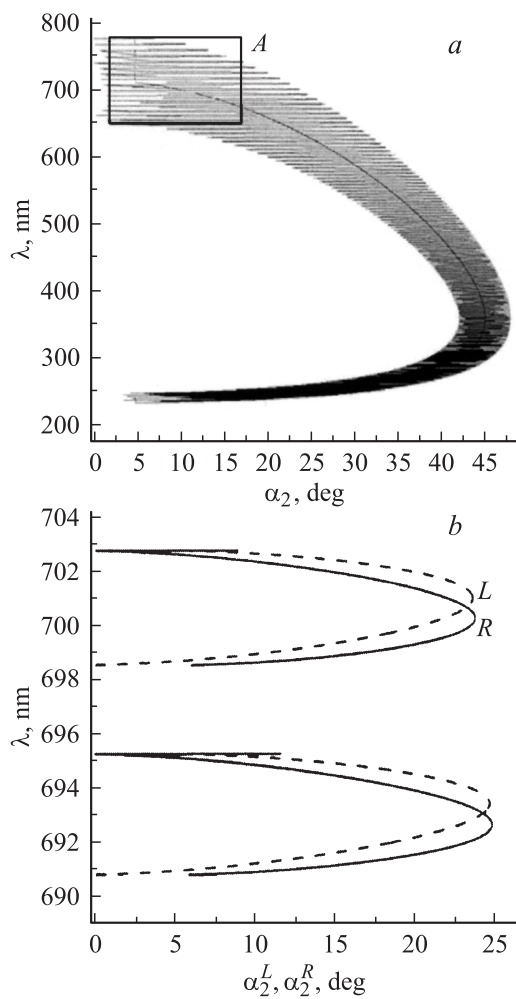
$$T(\Gamma, F) = \begin{bmatrix} \exp(-i\Gamma/2) & 0 \\ 0 & F \exp(i\Gamma/2) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

а матрица Джонса системы, состоящей из двух пластин, также зависит от  $F$

$$W(\alpha_2, \Gamma, F) = R(-\alpha_2)T(\Gamma, F)R(\alpha_2)T(\Gamma, F). \quad (4)$$

Используя результаты работы [14], можно решить матричное уравнение (4) и получить разные зависимости угла  $\alpha_2$  между пластинами от длины волны  $\lambda$  для получения лево- и правоциркулярно поляризованного света.

На рис. 2 показано, как связаны между собой угол, который необходим для получения левой циркулярной поляризации  $\alpha_2^L$ , и длина волны излучения  $\lambda$ . Из рис. 2, *a* следует, что интерференция многократных отражений приводит к неоднозначной связи между углом  $\alpha_2^L$  и длиной волны  $\lambda$ , т.е. одно и то же значение угла  $\alpha_2^L$  соответствует нескольким значениям длины волны. Очевидно, что неоднозначность зависимости  $\alpha_2^L(\lambda)$  не позволяет проводить измерения в широком спектральном диапазоне, однако дает возможность определять длину волны в очень узком спектральном диапазоне, причем с большой точностью. На рис. 2, *b* в большем масштабе выделена часть зависимости, представленной на рис. 2, *a* для лево- и правоциркулярно поляризованного света. Из рис. 2, *b* видно, что изменению угла подстройки на  $25^\circ$  соответствует изменение длины волны примерно на 2 nm. Поскольку угол между пластинками легко измерить с точностью  $\pm 0.5^\circ$ , то можно достигнуть точности измерений длины волны в пределах 0.1–0.5 nm. Расчеты показали, что точность измерений и область, в которой можно проводить измерения длины волны когерентного света, зависят от длины волны излучения и параметров отдельной пластинки.



**Рис. 2.** Зависимость угла перестройки для получения левоциркулярно поляризованного света  $\alpha_2^L$  от длины волны  $\lambda$ , рассчитанная в широком диапазоне длин волн для поляризационной системы, состоящей из двух пластин слюды (а); и зависимость угла перестройки для получения левоциркулярно поляризованного света  $\alpha_2^L$  и правоциркулярно поляризованного света  $\alpha_2^R$  от длины волны  $\lambda$ , рассчитанная для той же системы в узком диапазоне длин волн внутри выделенной на рис. 2, а области А (b).

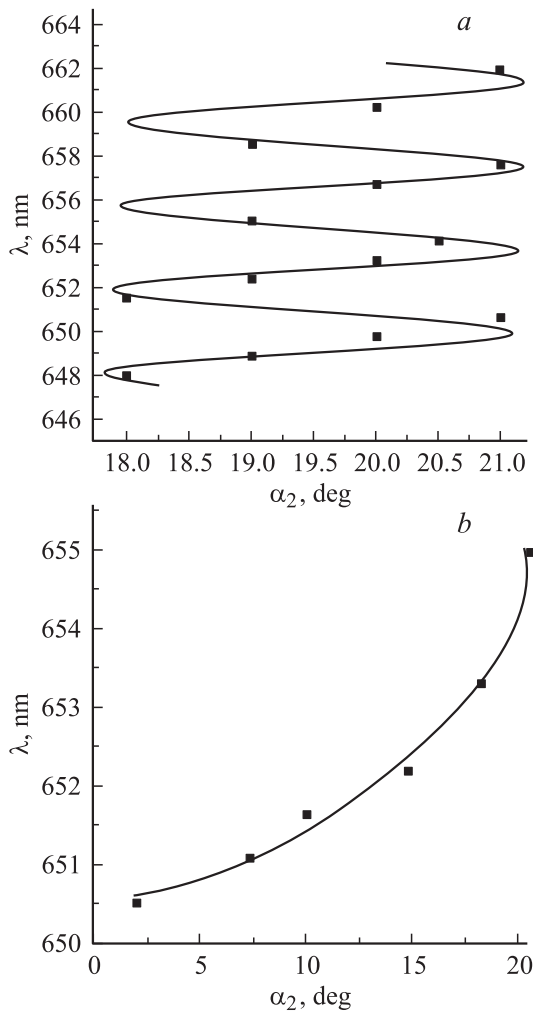
Полученные результаты позволяют полагать, что поляризационная система со свойствами пластинки  $\lambda/4$  может быть использована для определения изменения длины волны когерентного излучения в узком диапазоне длин волн, причем с большой точностью.

Для экспериментального доказательства такой возможности были изготовлены две перестраиваемые четвертьволновые пластинки. Для первой использовались пластины слюды с толщиной  $27 \pm 1 \mu\text{m}$  и фазовым сдвигом  $\Gamma = 67 \pm 3^\circ$  на длине волны  $632.8 \text{ nm}$ , а для второй — пластины слюды с толщиной  $15.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$  и фазовым сдвигом  $\Gamma = 50.5 \pm 0.5^\circ$  на длине волны  $632.8 \text{ nm}$ . Пластины слюды закреплялись в оправках, которые можно было вращать относительно друг друга при помощи микротермического винта. Точность определения угла между пластинами составляла  $0.3^\circ$ .

Для исследования зависимости подстроечного угла от длины волны использовались коммерчески доступные лазерные диоды с длиной волны генерации при комнатной температуре  $657$  и  $653 \text{ nm}$ , установленные на холодильник, температура которого определялась величиной прошедшего через него тока и контролировалась термопарой. Изменения температуры в диапазоне от  $10$  до  $37^\circ\text{C}$  позволяли изменять длину волны излучения лазерных диодов в диапазоне от  $645$  до  $670 \text{ nm}$ . Для выбранной длины волны в указанном диапазоне поляризационная система настраивалась на эффективный фазовый сдвиг  $\Gamma_{\text{eff}} = \pi/2$  и определялся угол между пластинами.

Результаты экспериментального исследования зависимости угла подстройки  $\alpha_2$  от длины волны излучения, прошедшего через перестраиваемую четвертьволновую пластинку, представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что в случае первой поляризационной системы угол подстройки изменяется на  $3^\circ$  при изменении длины волны на  $2 \text{ nm}$ . Такая система позволяет проводить исследования с точностью  $0.2 \text{ nm}$ , однако возможность определения длины волны существенно ограничивается тем фактом, что в исследуемой области длин волн  $653\text{--}657 \text{ nm}$  одному и тому же значению угла подстройки соответствуют разные длины волн. Результаты, представленные на рис. 3, *b*, показывают, что изменение угла подстройки на  $25^\circ$  соответствует изменению длины волны на  $3 \text{ nm}$ , и в этом случае можно достигнуть точности  $0.03 \text{ nm}$ .

Сравнение результатов расчета, представленных на рис. 2, и экспериментальных результатов, представленных на рис. 3, показывает качественное соответствие между теоретическими и эксперименталь-



**Рис. 3.** Экспериментально определенные зависимости между углом подстройки перестраиваемой поляризационной системы, настроенной на эффективный фазовый сдвиг  $\pi/2$ , и длиной волны прошедшего через нее когерентного излучения. Поляризационные системы изготовлены из пластин слюды толщиной  $27 \pm 1 \mu\text{m}$  (a) и  $15 \pm 1 \mu\text{m}$  (b). Сплошная линия — аппроксимация экспериментальных результатов.

ными результатами и демонстрирует возможность выбора требуемого диапазона измерений с требуемой точностью за счет выбора параметров отдельных фазовых пластин. Таким образом, продемонстрирована принципиальная возможность использования перестраиваемой четвертьволновой пластинки для определения изменения длины волны с большой точностью. Разработанный метод можно использовать в датчиках Брега, для работы которых требуется определение именно изменения длины волны излучения в узком спектральном диапазоне с высокой точностью.

В результате проведенных исследований показана возможность использования перестраиваемой пластинки  $\lambda/4$ , которая состоит из двух двулучепреломляющих пластин практически произвольной толщины, для определения длины волны некогерентного излучения и определения сдвига длины волны когерентного излучения. Желаемая область измерений и требуемая точность измерений могут быть обеспечены выбором соответствующих параметров двулучепреломляющих пластин.

## Список литературы

- [1] *David J.F., Cooper P., Smith W.E.* // Josa B. 2004. V. 21. P. 908.
- [2] *Davis M.A., Kersey A.D.* // J. Lightwave Technol. 1995. V. 13. P. 1289.
- [3] *Gerben B., Toralf S., Dandliker R.* // Appl. Opt. 2002. V. 41. P. 1400.
- [4] *Goltser I.V., Darshat M. Ya., Kundikova N.D., Zel'dovich B.Ya.* // Opt. Commun. 1993. V. 97. P. 291.
- [5] *Гольцер И.В., Даршат М.Я., Зельдович Б.Я., Кундикова Н.Д., Рогачева Л.Ф.* // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. С. 201.
- [6] *Darshat M.Ya., Goltser I.V., Kundikova N.D., Zel'dovic B.Ya.* // Appl. Opt. 1995. V. 34. P. 3658.
- [7] *Hurvitz H., Jones R.C.* // J. Opt. Soc. 1941. V. 31. P. 493.
- [8] *Jones R.C.* // J. Opt. Soc. 1941. V. 31. P. 488.
- [9] *Azzam R.M.A., Bashara N.M.* Ellipsometry and Polarized Light. North-Holland, Amsterdam, 1977.
- [10] *Gerard A., Burch J.M.* Introduction to Matrix Methods in Optic. Wiley, New York, 1975.
- [11] *Yariv A., Yeh P.* Optical Waves in Crystal. Wiley, New York, 1988.
- [12] *Holmes D.A.* // J. Opt. Soc. Am. 1964. V. 54. N 9. P. 1115.
- [13] *Clarke D.* // J.Opt. A: Pure Appl. Opt. 2004. V. 6. P. 1036.
- [14] *Бибикова Э.А., Кундикова Н.Д., Рогачева Л.Ф.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2006. Т. 9. С. 1285.