

07;12

## **Использование интерференции для измерения поляризационных характеристик двулучепреломляющих световодов в когерентных оптических системах**

© *О.И. Котов, Л.Б. Лиокумович, А.В. Медведев,  
С.И. Марков, А.В. Хлыбов*

С.-Петербургский государственный политехнический университет  
E-mail: kotov@radio.rphf.spbstu.ru

*Поступило в Редакцию 20 января 2004 г.*

Рассмотрена простая методика измерения ориентации осей двулучепреломления и уровня возбуждения поляризационных мод двулучепреломляющих одномодовых волоконных световодов с использованием интерференции мод при их когерентном возбуждении. Введены два безразмерных коэффициента (модуляции и пропускания), зависимость которых от угла поворота анализатора обеспечивает точное измерение указанных параметров. В отличие от известных методов отсутствует необходимость обеспечения особых условий возбуждения на входе световода.

При использовании в оптических системах одномодовых двулучепреломляющих волоконных световодов возникает задача точного контроля поляризационных параметров и углового согласования осей волоконных элементов. Чаще всего используются световоды, обладающие линейным двулучепреломлением. В таких волокнах направления оптических осей соответствуют направлениям двух собственных ортогональных линейно-поляризованных мод.

Относительно простые методы контроля и измерения поляризационных параметров волоконных элементов обычно используют регистрацию интенсивности света, прошедшего выходной поляризатор (анализатор) или вращающийся поляризатор [1–3]. Подобные способы измерений, как правило, требуют определенных условий возбуждения световода поляризованным светом, контроля разности фаз поляризации-

онных мод и т. п. Поскольку такие условия бывают трудновыполнимыми, применение обычных методов оказывается трудоемким, а обеспечиваемая точность невысокой. В [4] представлена высокоточная система углового согласования стыка двулучепреломляющих световодов на основе сложной схемы с внешним интерферометром Майкельсона и низкокогерентным источником света. Отмеченные методы не используют большие измерительные возможности интерференции с когерентным источником.

В данной работе рассматривается простой и высокоточный способ измерения поляризационных характеристик волоконных световодов, основанный на регистрации интерференционного сигнала. Аналогичные по своей физической сути интерференционные явления наблюдаются в кристаллооптике, при освещении анизотропных пластин поляризованным светом и используются в полярископах [5].

Предлагаемый метод предусматривает возбуждение световода когерентным поляризованным (произвольным образом) излучением, прохождение выходного излучения через анализатор к фотодетектору и вспомогательное воздействие (тепловое) на участок волокна. Регистрируется зависимость экстремумов выходного сигнала от угла анализатора.

**Теоретический анализ.** Предполагаем, что на вход линейно-двулучепреломляющего (ДЛП) световода поступает поляризованное когерентное излучение. В общем случае оно поляризовано эллиптически, в результате разложения по двум линейно поляризованным состояниям ( $E_X, E_Y$ ), направленным вдоль осей ДЛП световода  $X$  и  $Y$ , его можно представить вектором Джонса [1,6,7]

$$\mathbf{E}_1 = \begin{pmatrix} \dot{E}_{mX} \\ \dot{E}_{mY} \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\alpha) \cdot e^{j\varphi} \\ \sin(\alpha) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Величина  $E_0$  задает амплитуду волны. Параметры  $\alpha$  и  $\varphi$  отражают соотношение амплитуд и разность фаз компонент  $E_X, E_Y$  и определяют состояние поляризации. Например, разность фаз  $\varphi = 0$  соответствует линейной поляризации, направленной под углом  $\alpha$  относительно оси  $X$ . При  $\alpha = \pi/4, \varphi = \pi/2$  имеет место круговая поляризация.

Это излучение возбуждает волокно, которое при пренебрежении потерями описывается матрицей Джонса:

$$\mathbf{T}_1 = \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\gamma}{2}} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $\gamma$  — разность фаз поляризационных мод, приобретаемая при прохождении волокна.

Отметим, что соотношение мощностей  $P_X$  и  $P_Y$  поляризационных мод, возбужденных в световоде, определяется углом  $\alpha$

$$k = \frac{P_X}{P_Y} = \operatorname{tg}^2(\alpha). \quad (3)$$

Разность фаз мод на выходе световода соответствует сумме  $(\gamma + \varphi)$ .

С выхода анизотропного волокна излучение поступает на линейный поляризатор (анализатор), ориентированный под некоторым углом  $\Phi$ . Матрица анализатора имеет вид

$$\mathbf{T}_2 = \begin{pmatrix} \cos^2(\Phi) & \cos(\Phi) \cdot \sin(\Phi) \\ \cos(\Phi) \cdot \sin(\Phi) & \sin^2(\Phi) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Выражение для интенсивности излучения на выходе световода можно получить обычной процедурой формализма Джонса, перемножая матрицы  $\mathbf{T}_2$ ,  $\mathbf{T}_1$  на вектор  $\mathbf{E}_1$  и определив квадрат модуля полученного вектора:

$$I = E_0^2 \cdot \{ \cos^2(\Phi) \cdot \sin^2(2\Phi) + \cos^2(\alpha) \cdot \cos^4(\Phi) + \sin^2(\alpha) \cdot \sin^4(\Phi) + 0.5 \cdot \sin(2\alpha) \cdot \sin(2\Phi) \cdot \cos(\gamma + \varphi) \}. \quad (5)$$

Из полученного выражения видно, что внешние воздействия на световод (температура, давление, механические возмущения), изменяя  $\gamma$ , будут изменять регистрируемую интенсивность  $I$ . Интенсивность может меняться от минимального значения  $I_{\min}$  при  $\cos(\gamma + \varphi) = -1$  до максимального значения  $I_{\max}$  при  $\cos(\gamma + \varphi) = 1$ . Угол  $\Phi$  в выражении (5) отсчитывается от направления оси  $X$  волокна.

Введем в рассмотрение два коэффициента, не зависящие от интенсивности источника света и разности фаз  $\gamma$ , которую трудно контролировать и стабилизировать. Первый — коэффициент пропускания  $K$ ,

задаваемый выражением

$$K = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2 \cdot I_{av}} = \sin^2(\Phi) \cdot \cos^2(\Phi) + \cos^2(\alpha) \cos^4(\Phi) + \sin^2(\alpha) \cdot \sin^4(\Phi), \quad (6)$$

где  $I_{av} = \langle (I_{\max} + I_{\min}) \rangle$  — среднее значение суммы по всем значениям угла  $\Phi$ .

Второй коэффициент  $M$  имеет смысл глубины модуляции интенсивности света вспомогательным воздействием

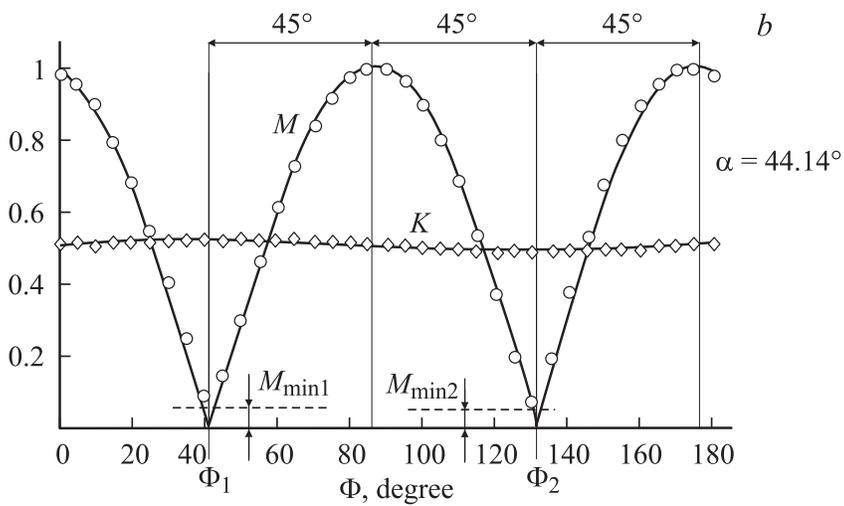
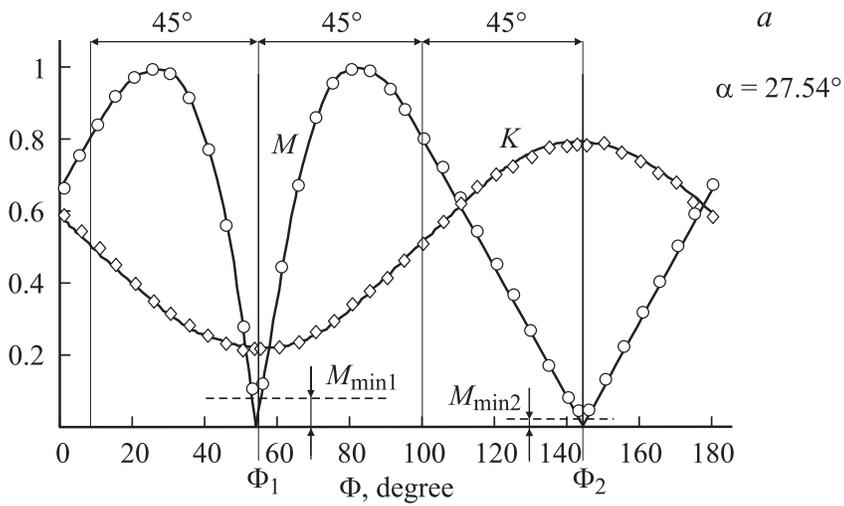
$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \left| \frac{\sin(2\alpha) \cdot \sin(2\Phi)}{2(\cos^2(\Phi) \cdot \sin^2(\Phi) + \cos^2(\alpha) \cdot \cos^4(\Phi) + \sin^2(\alpha) \sin^4(\Phi))} \right|. \quad (7)$$

Этот коэффициент, в отличие от  $K$ , учитывает результат интерференции поляризационных мод при прохождении анализатора.

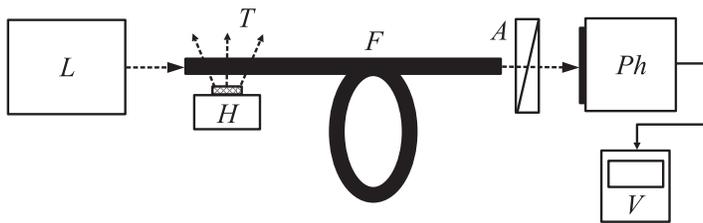
На рис. 1,  $a$  и  $b$  сплошной линией показаны примеры вычисленных по формулам (6) и (7) зависимостей  $K(\Phi)$  и  $M(\Phi)$  (по оси  $\Phi$  внесены фиксированные сдвиги для учета сдвига шкалы анализатора в описанных ниже экспериментах).

Зависимость  $M(\Phi)$  отражает информацию о поляризационных параметрах волоконного элемента и его возбуждении. Минимумы зависимости (7), в которых  $M(\Phi) = 0$ , показывают углы  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , соответствующие направлению осей ДЛП на выходе световода по угловой шкале анализатора. Форма зависимости  $M(\Phi)$  в общем случае асимметрична и связана с отношением мощностей поляризационных мод  $k$  и углом  $\alpha$ . При отклонении величины  $\alpha$  от значения  $\pi/4$  максимумы  $M(\Phi)$  смещаются от среднего положения между  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  к положению оси, соответствующей моде с меньшей мощностью. Зависимость  $K(\Phi)$ , вообще говоря, также позволяет оценить указанные параметры. Направления осей световода соответствуют положению экстремумов  $K_{\max}$  и  $K_{\min}$ , а  $k$  — отношению значений экстремумов.

Выражения (6) и (7) не учитывают явления связи мод, приводящего к преобразованию части мощности одной поляризационной моды в



**Рис. 1.** Графики зависимостей  $K(\Phi)$  и  $M(\Phi)$ .



**Рис. 2.** Схема экспериментальной установки:  $L$  — лазер,  $H$  — нагреватель,  $F$  — световод,  $A$  — анализатор,  $Ph$  — фотодетектор,  $V$  — измеритель.

другую [2,8]. Этот фактор может иметь большое значение и описывается коэффициентом экстинкции  $\eta$

$$\eta = \frac{P_X}{P_{(X \rightarrow Y)}} = \frac{P_Y}{P_{(Y \rightarrow X)}}, \quad (8)$$

где  $P_{(X \rightarrow Y)}$  и  $P_{(Y \rightarrow X)}$  — мощности, перешедшие из моды  $X$  в моду  $Y$  и наоборот. Анализ, учитывающий наличие связи мод, показывает, что наиболее заметно она проявляется в том, что минимумы зависимости (7)  $M_{\min 1}$  и  $M_{\min 2}$  будут отличны от 0.

Более подробный анализ и сравнение свойств зависимостей  $K(\Phi)$  и  $M(\Phi)$ , в том числе возможность определения коэффициента экстинкции  $\eta$  из зависимости  $M(\Phi)$ , будут рассмотрены в отдельной работе.

**Экспериментальные результаты.** В экспериментах применялась установка (рис. 2), позволяющая измерять зависимости  $K(\Phi)$  и  $M(\Phi)$ . От источника света на вход световода подавалось полностью поляризованное излучение с произвольным, но фиксированным состоянием поляризации. В ряде экспериментов использовался линейно поляризованный источник для возможности эффективно регулировать соотношение мощностей поляризационных мод волокна. Участок в начале световода длиной 5–10 см подвергался вспомогательному тепловому воздействию (нагреванию на 10–15°C). Режим нагрева обеспечивал изменение разности фаз поляризационных мод более чем на  $\pi$  для наблюдения  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$ . Анализатор, закрепленный в поворотном устройстве, устанавливался под определенным углом в диапазоне  $[0, \pi]$ .

При фиксированном угле анализатора воздействие вызывало колебания интенсивности на входе фотодетектора в диапазоне между  $I_{\min}$  и  $I_{\max}$ . Посредством вольтметра регистрировались максимальное ( $U_{\max}$ ) и минимальное ( $U_{\min}$ ) значения напряжений на выходе фотодетектора для данного угла  $\Phi$ . Затем вычислялись коэффициенты  $M$  и  $K$  по формулам:

$$M = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} + U_{\min}}, \quad K = \frac{U_{\max} + U_{\min}}{2U_{av}},$$

соответствующим выражениям (6) и (7). Величина  $U_{av}$  определялась как среднее значение суммы ( $U_{\max} + U_{\min}$ ) по всем углам  $\Phi$ .

На рис. 1, *a* и *b* кругами и ромбами показаны результаты экспериментального измерения  $M(\Phi)$  и  $K(\Phi)$  для двух ДПП световодов длиной  $l \approx 1.5$  м при разных условиях возбуждения. Параметры расчетных зависимостей (значение  $\alpha$  и сдвиг по оси  $\Phi$ ), приведенных на этих рисунках, получены в результате аппроксимации экспериментальных значений функцией (7) с минимальным среднеквадратическим отклонением. Как видно из графиков, экспериментальные зависимости хорошо согласуются с расчетными.

**Заключение.** Отметим основные особенности рассмотренного подхода к измерениям поляризационных характеристик двулучепреломляющих волоконных элементов, использующего интерференционный сигнал:

1. Измерения предусматривают режим работы с когерентным оптическим источником.
2. Отсутствует необходимость точного возбуждения одной из поляризационных мод на входе световода.
3. Угловое положение осей световода определяется по резко меняющимся участкам регистрируемой зависимости  $M(\Phi)$ , что повышает точность нахождения оптических осей.

## Список литературы

- [1] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
- [2] Sezerman O., Best G. Accurate alignment preserves polarization. Laser Focus World, 1997; <http://www.ozoptics.com>.
- [3] Sidney L.A. Carrara // Proc. SPIE. 1990. V. 1267. P. 24–28.

- [4] *Kazumasa Takada, Kazunori Chida, Juichi Noda // Appl. Opt.* 1987. V. 26 (15). P. 2979–2987.
- [5] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с. (Гл. 14).
- [6] *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
- [7] *Молчанов В.Я., Скряцкий Г.В.* // Квантовая электроника. 1971. № 4. С. 3–26.
- [8] *Rashleigh S.C., Burns W.K., Moeller R.P. // Opt. Lett.* (January 1982). V. 7 (1). P. 40–42.