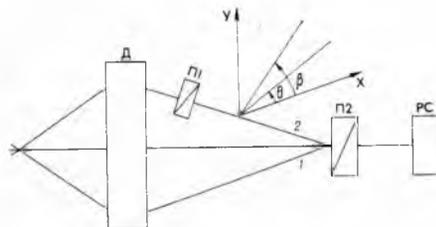


ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ВРАЩЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЕКТОРА ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

В существующих эллипсометрах направление вращения электрического вектора, а следовательно, и знак эллиптичности определяются двумя методами.

В одном из них используется пластинка $\lambda/4$ и анализатор [1]. Присутствие двух анизотропных элементов серьезно ограничивает быстродействие эллипсометров. Второй метод основывается на применении вычислительной техники, что не всегда оправдано по экономическим соображениям [2].

В настоящей работе рассматривается разработанный нами [3] новый метод определения направления вращения электрического вектора, в основе которого лежит интерференция линейно и эллиптически поляризованного света. Практическое использование этого метода позволяет существенно ускорить процесс измерения знака эллиптичности в интерференционных эллипсометрах [4, 5].



Принципиальная схема интерференционного способа определения знака эллиптичности

Интерференционный метод определения направления вращения электрического вектора реализуется следующим образом. Исследуемое излучение делителем Д (см. рисунок) разделяется на предметный и опорный пучки, последний линейно поляризуется поляризатором П1 и перекрывается с предметным пучком, образуя интерференционную картину. При вращении анализатора П2 происходит поворот плоскости поляризации обоих пучков и интерференционные полосы смещаются в ту или иную сторону в зависимости от знака эллиптичности. Смещение полос фиксируется регистрирующей системой РС.

Для анализа состояния поляризации света будем пользоваться методом Джонса [6, 7], согласно которому можно получить количественную оценку величины смещения интерференционных полос.

Векторы Джонса электрических полей предметного (1) и опорного (2) пучков равных амплитуд E можно представить в виде:

$$E_{\text{п}} = E \begin{bmatrix} \cos \Theta \cos \varepsilon - i \sin \Theta \sin \varepsilon \\ \sin \Theta \cos \varepsilon + i \cos \Theta \sin \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$E_0 = E \begin{bmatrix} \cos \Theta_0 \\ \sin \Theta_0 \end{bmatrix} e^{i\Delta}, \quad (2)$$

причем Θ и ε — азимут и угол эллиптичности эллиптически поляризованного предметного пучка; Θ_0 — азимут линейно поляризованного опорного пучка, а параметр

$$\Delta = (\bar{K}_{\text{п}} - \bar{K}_0) \cdot \bar{r} \quad (3)$$

описывает структуру интерференционной картины. Здесь $\bar{K}_{\text{п}}$ и \bar{K}_0 — волновые векторы предметного и опорного пучков. В области перекрытия обоих пучков образуется интерференционная картина, которая рассматривается через анализатор, повернутый на угол β относительно горизонтальной оси Ox , принятой за начало отсчетов азимутных углов:

$$I = I_0 + I_{\text{п}} + 2\sqrt{I_0 I_{\text{п}}} \cos(\Delta - \varphi). \quad (4)$$

Здесь I_0 и I_{Π} — интенсивности опорного и предметного пучков, прошедших через анализатор, причем

$$I_0 = E^2 \cos^2(\Theta - \beta), \quad (5)$$

$$I_{\Pi} = E^2 [\sin^2 \varepsilon \sin^2(\Theta - \beta) + \cos^2 \varepsilon \cos^2(\Theta - \beta)], \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \varepsilon \sin(\Theta - \beta)}{\cos \varepsilon \cos(\Theta - \beta)} = e \operatorname{tg}(\Theta - \beta). \quad (7)$$

Таким образом, при интерференции линейно поляризованного опорного и эллиптически поляризованного предметного пучков условие максимумов интерференционной картины имеет вид:

$$\Delta = 2\pi n + \operatorname{arctg}[e \operatorname{tg}(\Theta - \beta)], \quad n = 0; \pm 1; \pm 2; \dots \quad (8)$$

или для номеров интерференционных полос

$$N = n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg}[e \operatorname{tg}(\Theta - \beta)]. \quad (9)$$

При повороте анализатора на угол $\Delta\beta$ произойдет смещение полос на величину ΔN :

$$\Delta N = \frac{\partial N}{\partial \beta} \Delta\beta = -\frac{e}{2\pi} \frac{\Delta\beta}{\cos^2(\Theta - \beta) + e^2 \sin^2(\Theta - \beta)}. \quad (10)$$

Из последнего выражения следует, что направление смещения интерференционных полос (на что указывает знак ΔN) полностью определяется направлением вращения электрического вектора предметной волны (знак e) при вращении анализатора в выбранном направлении (знак β постоянен). Например, если исследуемый пучок имеет левую поляризацию $e > 0$, а вращение анализатора осуществляется против хода часовой стрелки $\Delta\beta > 0$, должен наблюдаться сдвиг интерференционных полос в сторону уменьшения разности фаз, так как в этом случае $\Delta N < 0$. Если же исследуемый пучок имеет правую поляризацию, произойдет смещение полос в противоположную сторону.

Оценим максимальную величину изменения номера интерференционной полосы при повороте анализатора на угол β . В целях упрощения положим, что азимуты Θ и Θ_0 совпадают, а эллиптичность $e \cong 1$. Знак приближения обусловлен тем обстоятельством, что при точном равенстве азимут круговой поляризации становится неопределенным. Будем отсчитывать смещение интерференционных полос ΔN от их положения, когда $\Theta_0 = \beta$, т. е. опорный пучок полностью пропускается анализатором.

При таких предположениях имеем:

$$\frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg}[e \operatorname{tg}(\Theta_0 - \beta)] \cong \frac{\Theta_0 - \beta}{2\pi} \quad (11)$$

и при вращении анализатора в положительном направлении от положения $\Theta_0 - \beta \cong +\pi/2$ до положения $\Theta_0 - \beta \cong -\pi/2$ на эксперименте наблюдается непрерывное смещение полос на половину интерференционной полосы в соответствии с выражением (10), так как при этом номера полос изменяются от $N \cong n + 1/4$ до $N \cong n - 1/4$. В случае, когда анализатор полностью гасит опорный пучок $|\Theta_0 - \beta| = \pi/2$, наблюдается скачок интерференционных полос на половину полосы в сторону, противоположную непрерывному смещению интерференционных полос, в результате чего воспроизводится исходная интерференционная картина [8], что хорошо коррелирует со свойствами кусочно-непрерывной функции арктангенса, входящей в выражение (9).

Следует подчеркнуть, что смещение интерференционных полос, определяемое выражением (10), происходит при вращении анализатора, расположенного в области локализации интерференционной картины. Следовательно, его вращение не вносит никаких фазовых изменений в интерферирующие пучки, а сдвиг тем не менее наблюдается. Для выяснения природы этого эффекта рассмотрим его с несколько иной стороны, когда эллиптически поляризованный свет записывается в виде:

$$E_n = \begin{bmatrix} E_x e^{i\delta_x} \\ E_y e^{i\delta_y} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Такая запись предлагает введение системы координат (X, Y, Z) , связанной с оптической осью анизотропного объекта, для которого линейные X и Y поляризации являются собственными поляризациями, например, необыкновенный (X) и обыкновенный (Y) лучи в анизотропных кристаллах с оптической осью, направленной вдоль декартовой оси OX . Обозначим амплитуду предметного пучка через

$$\mathcal{E} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \quad (13)$$

и будем полагать ее равной амплитуде опорного пучка, а также введем новые обозначения

$$\mathcal{E}_x = \frac{E_x}{\mathcal{E}}, \quad \mathcal{E}_y = \frac{E_y}{\mathcal{E}}. \quad (14)$$

В принятых обозначениях интерференционное поле за анализатором будет описываться следующим выражением:

$$I = \mathcal{E}^2 [\cos^2(\Theta_0 - \beta) + \mathcal{E}_x^2 \cos^2 \beta + \mathcal{E}_y^2 \sin^2 \beta + \\ + \mathcal{E}_x \mathcal{E}_y \sin 2\beta \cos(\delta_y - \delta_x) + 2\mathcal{E}_x \cos \beta \cos(\Theta_0 - \beta) \cos(\Delta - \delta_x) + \\ + 2\mathcal{E}_y \sin \beta \cos(\Theta_0 - \beta) \cos(\Delta - \delta_y)]. \quad (15)$$

Прежде чем проводить анализ полученного выражения, покажем тождественность (15) и (4). Сравнивая выражения (12) и (1), с учетом (14), получаем

$$\mathcal{E}_x \cos \delta_x = \cos \Theta \cos \varepsilon, \quad \mathcal{E}_x \sin \delta_x = -\sin \Theta \sin \varepsilon, \quad (16)$$

$$\mathcal{E}_y \cos \delta_y = \sin \Theta \cos \varepsilon, \quad \mathcal{E}_y \sin \delta_y = \cos \Theta \sin \varepsilon$$

и при их подстановке в выражение (15) получаем распределение интенсивности, задаваемое равенствами (4) — (7).

Приведем анализ выражения (15). Первое слагаемое описывает интенсивность опорного пучка, прошедшего через анализатор. Следующие три слагаемых описывают интенсивность предметного пучка, вышедшего из анизотропного объекта и прошедшего через анализатор. Последнее из трех слагаемых является интерференционным слагаемым, описывающим изохромы ($\delta_y - \delta_x = \text{const}$).

Особый интерес представляет пятое и шестое слагаемые выражения (15). Они описывают две интерференционные картины, которые можно назвать X и Y картинами в соответствии с интерференцией собственных X и Y поляризованных потоков, формирующих предметный пучок, с опорным линейно поляризованным пучком света. Эти картины можно наблюдать по отдельности друг от друга [8]. Так, если $\beta = 0$, т. е. анализатор параллелен оси X анизотропного объекта, мы имеем дело с X интерференционной картиной, а при $\beta = \pi/2$ — с Y картиной. При других положениях анализатора, за исключением случаев $\Theta_0 - \beta = \pm\pi/2$, будет наблюдаться интерференционная картина, являющаяся суперпозицией трех упомянутых картин. Если же $\Theta_0 - \beta = \pm\pi/2$, анализатор гасит опорный пучок и интерференционные полосы не будут видны, если, конечно, разность фаз $\delta_y - \delta_x = \text{const}$ в пределах поля зрения.

Таким образом, вращение анализатора приводит к смене X и Y интерференционных картин, что воспринимается как смещение интерференционных полос.

Преимуществами предлагаемого метода определения направления вращения электрического вектора эллиптически поляризованного света являются сравнительная простота конструкции и процесса измерений, возможность исключения из нее диспергирующих поляризационных элементов типа фазовых пластинок $\lambda/4$.

Список литературы

1. Ландсберг Г. С. Оптика. М., 1976. С. 926.
2. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981. С. 584.

3. Боровков Г. И., Колчин В. В., Комяк А. И. А. с. 1057786 СССР // БИ. 1983. № 44. С. 153.
4. Дмитриев А. Л. // Опт. и спектр. 1972. Т. 32. № 1. С. 191.
5. Дмитриев А. Л., Трофимов В. А. // ПТЭ. 1973. № 6. С. 151.
6. Шерклифф У. Поляризованный свет. М., 1965. С. 264.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970. С. 856.
8. Абдулин А. З., Боровков Г. И., Комяк А. И., Муравский А. А. // Тез. докл. V конференц. соц. стран по жидким кристаллам. Одесса, 1983. Т. 1. Ч. 2. С. 145.

Поступила в редакцию 31.03.86.

УДК 621.375.826+621.383.8+535.37

И. М. ГУЛИС, К. А. САЕЧНИКОВ, В. А. ЦВИРКО

ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ПО ДЛИНЕ ВОЛНЫ СВЕРХКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ВЫСОКОЙ ЧАСТОТОЙ ПОВТОРЕНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ С МАЛОЙ БАЗОЙ

Для проведения исследований в области спектроскопии высокого временного разрешения требуются перестраиваемые по частоте источники коротких световых импульсов. В большинстве случаев перестраиваемые пикосекундные импульсы получают в лазерах на красителях (ЛК) с синхронной накачкой. Однако системы, в которых используются ЛК с синхронной накачкой, дороги, сложны по конструкции, а при реализации режима синхронной накачки предъявляются высокие требования к стабильности длин резонаторов, мощности накачки, частоты модуляции.

Значительно проще по конструкции лазеры на красителях с коротким (5—300 мкм) резонатором (ЛКР). Впервые возможность получения генерации импульсов малой длительности в лазерах с короткой базой обоснована в работе [1]. В [2] описан режим генерации с привлечением скоростных уравнений. В ряде работ приведены конструкции ЛКР и их рабочие характеристики [3—11]. Как правило, для накачки ЛКР используют вторую и третью гармоники импульсных лазеров на неодимовом стекле с пассивной синхронизацией мод [3, 4, 6—9], азотные лазеры [5, 10] и лазеры на рубине [11]. В этом случае достаточно сложно получить импульсы с частотой следования выше десятков герц, в то же время для многих задач необходимы источники с высокой (килогерцы) частотой следования.

В настоящей работе описывается система, состоящая из коротко-резонаторного лазера, а также усилителя на красителе, накачиваемых цугами пикосекундных импульсов от твердотельного лазера на АИГ: Nd^{3+} с непрерывной накачкой и пассивной синхронизацией мод. Резонатор лазера накачки длиной 225 см образован плоским выходным ($T=10\%$) и вогнутым глухим ($R=250$ см) зеркалами. Глухое зеркало и клиновидная подложка образуют кювету, в которой циркулирует раствор красителя 3274у в изобутаноле. Излучение второй гармоники генерируется внerezонаторно в кристалле LiIO_3 . Рабочие характеристики источника накачки: частота следования цугов импульсов 5—7 кГц, длительность цуга по полувывсоте 0,25 нс, интервал между импульсами в цуге 15 нс, длительность одиночного импульса 35 ± 5 пс, средняя мощность излучения с $\lambda=532$ нм 500 мВт.

ЛКР на красителе представляет собой интерферометр Фабри — Перо, образованный двумя плоскими зеркалами с диэлектрическими покрытиями, расстояние между которыми могло варьироваться в пределах 5—100 мкм. Объем между зеркалами заполнен раствором прокачиваемого через него красителя (родамин 6Ж в метаноле). Конструктивно лазер выполнен аналогично описанному в работах [7, 11]. Зеркало, через которое осуществляется накачка, вклеено в неподвижную металлическую оправу, а другое, также вклеенное в оправу, устанавливается параллельно