

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОНОВЫХ СИГНАЛОВ В СКАНАТОРЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Э. И. Голованевский и С. П. Варшавский

С помощью матричного представления поляризованного света получены уравнения, на основании которых можно рассчитать величины фонового и полезного сигналов, возникающих в ячейке дискретного оптического сканатора. Проведено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.

Наиболее эффективными сканаторами лазерного излучения, которые обеспечивают высокое разрешение в строке кадра при высокой точности отклонения элемента строки, являются электрооптические устройства дискретного отклонения. В этих устройствах луч лазера управляется электронно-вычислительной машиной так, что его положение определяется двоичным кодом позиции луча на экране. Анализ устройства показывает, что наиболее рациональная схема одной ячейки оптического сканатора должна состоять из двух пластин четвертьволнового фазового сдвига и элемента двойного лучепреломления [1].

В системах управления лазерным лучом в качестве второй пластины применяются электрооптические кристаллы, в которых используется эффект Погкельса. При этом наведенные кристаллографические направления кристалла параллельны главным направлениям фазовой пластины.

При падении на эту систему линейно поляризованного света, в котором световой вектор совершает колебания под углом 45° по отношению к кристаллографическим направлениям пластин, в принципе получается также линейно поляризованный свет. Однако вследствие неточного изготовления пластин и неточной их юстировки возникает свет с эллиптической поляризацией, что и приводит к возникновению фонового света в ячейке дискретного отклонения.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию фоновых сигналов, возникающих в ячейке дискретного отклонения.

Рассмотрим подробнее вопрос о величине фонового света. Пусть на систему, состоящую из двух пластин четвертьволнового сдвига (кристаллографические направления которых параллельны осям XU), падает линейно поляризованный свет, световой вектор в котором совершает колебания под углом $-45^\circ \pm \Delta\rho$ по отношению к осям. Вследствие неточного изготовления и юстировки пластин на выходе возникает свет эллиптической поляризации.

Пусть главное сечение элемента двойного лучепреломления, стоящего за фазовыми пластинами, ориентировано по оси X' , составляющей угол 45° с осью X , поэтому в нем будут распространяться два луча с ортогональной поляризацией. В одном луче световой вектор будет совершать колебания в плоскости главного сечения по направлению X' — полезный сигнал, в другом — световой вектор будет совершать колебания в плоскости, перпендикулярной главному сечению (фоновый сигнал), по направлению Y' . Амплитуды световых векторов будут определяться проекцией эллипса на оси $X'Y'$.

При вычислении величины фоновых сигналов будем предполагать, что отклонения от точной юстировки пластин $\Delta \rho$ и толщины пластин $\Delta \delta$ малы: не превышают 10° .

Один из важнейших параметров эллипса $R = \arctg(A_y/A_x)$ сравнительно просто находится с помощью матричного представления поляризованного света (A_x, A_y — амплитуды колебаний светового вектора по осям X и Y). В работе [3] получена матрица для пластин четвертьволнового сдвига, с помощью которой можно найти A_y/A_x .

Перемножая матрицы, описывающие пластины четвертьволнового сдвига с параллельными кристаллографическими направлениями, можно получить матрицу для системы из двух фазовых пластин.

Матрица имеет вид

$$\begin{vmatrix} e^{i\frac{\pi}{2}} + \frac{\sqrt{2}}{4}(i-1)(\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2)e^{i\frac{\pi}{4}} & \sqrt{2}i(e^{i\frac{\pi}{4}}\Delta\rho_2 + e^{-i\frac{\pi}{4}}\Delta\rho_1) \\ \sqrt{2}i(e^{i\frac{\pi}{4}}\Delta\rho_1 + e^{-i\frac{\pi}{4}}\Delta\rho_2) & e^{-i\frac{\pi}{2}} - \frac{\sqrt{2}}{4}(i+1)(\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2)e^{-i\frac{\pi}{4}} \end{vmatrix}, \quad (1)$$

$\Delta\rho_1, \Delta\rho_2$ — погрешность в азимутальном угле, обусловленная неточной установкой первой и второй пластин, $\Delta\delta_1, \Delta\delta_2$ — погрешность в фазовом угле первой и второй пластин, обусловленная отклонением толщины пластин от точного номинала.

Умножая эту матрицу на нормированный вектор Джонса $\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 \\ -1 \end{vmatrix}$, соответствующий линейно поляризованному свету под углом $\alpha' = -45^\circ$ относительно осей $X'Y'$, получаем

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} -\frac{\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2}{2} + \Delta\rho_2 - \Delta\rho_1 + i(1 - \Delta\rho_2 - \Delta\rho_1) \\ \frac{\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2}{2} + \Delta\rho_2 - \Delta\rho_1 + i(1 + \Delta\rho_2 + \Delta\rho_1) \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Сумма квадратов действительной и мнимой частей определяет квадрат амплитуды светового вектора. Ограничиваясь малыми первого порядка малости, получаем

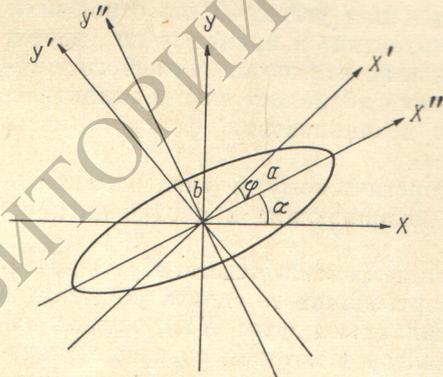


Рис. 1. Ориентация светового эллипса.

$$\left. \begin{aligned} A_y^2 &= (1 + 2\Delta\rho_1 + 2\Delta\rho_2) \frac{1}{2}, \\ A_x^2 &= (1 - 2\Delta\rho_1 - 2\Delta\rho_2) \frac{1}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

и соответственно

$$\frac{A_y^2}{A_x^2} = \frac{1 + 2\Delta\rho_1 + 2\Delta\rho_2}{1 - 2\Delta\rho_1 - 2\Delta\rho_2}. \quad (4)$$

Учитывая, что разность фаз между компонентами A_x и A_y равна $\gamma = \pi + (\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2)$ и $\text{tg } 2\alpha = \frac{\sin \gamma}{1 - \cos \gamma}$ [2], можно найти азимутальный угол эллипса α . Удобнее рассмотреть ориентацию эллипса относительно осей $X''Y''$, вводя в рассмотрение угол $\varphi = 45^\circ - \alpha$ (рис. 1). Тогда можно получить

$$\text{tg } \alpha = \text{tg } R = \sqrt{\frac{1 + 2(\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2)}{1 - 2(\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2)}}, \quad \frac{1 + 2(\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2)}{1 - 2(\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2)} = \frac{1 - 2\varphi}{1 + 2\varphi}. \quad (5)$$

Из последнего выражения имеем

$$\varphi = |\Delta\rho_1 + \Delta\rho_2|. \quad (6)$$

При выводе предполагалось, что $\Delta \delta$ и $\Delta \rho$ настолько малы, что $\sin \Delta \rho = \Delta \rho$, $\cos \Delta \rho = 1$, и величинами второго порядка малости можно пренебречь.

Принимая во внимание, что $\sin 2R \approx 1$, имеем, что

$$\sin 2(b/a) = |\sin \gamma| = \sin (\Delta \delta_1 + \Delta \delta_2), \quad (7)$$

где b/a — отношение полуосей эллипса. В соответствии с уравнением (7) получаем, что эллиптичность определяется соотношением

$$b/a = (\Delta \delta_1 + \Delta \delta_2)/2. \quad (8)$$

Итак, по уравнениям (6), (8) можно получить полную информацию о параметрах эллипса.

Перейдем теперь непосредственно к вычислению величины фонового и полезного сигналов. Как уже отмечалось, величина фонового и полезного сигналов определяется квадратом проекции эллипса на координатные оси X' , Y' .

Совместные решения уравнений эллипса в координатах X'' , Y'' , ориентированных по осям эллипса, осей X' и Y' в координатах X'' , Y'' , касательной к эллипсу наряду с условием ортогональности касательной к оси X' дают возможность определить величину проекций эллипса на ось X' и Y' .

Соответствующие расчеты приводят к следующим выражениям:

$$A_{x'} = \frac{\sqrt{a^2 + \operatorname{tg}^2 \varphi b^2}}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}, \quad (9)$$

соответственно величина полезного сигнала с учетом малости угла φ и $b \ll a$ будет выражаться формулой

$$J_{\pi} = A_{x'}^2 = \frac{a^2}{1 + 2\varphi^2}. \quad (10)$$

Из формулы (10) видно, что при $\varphi = 0$ $J = a^2$, и при увеличении угла φ величина полезного сигнала будет уменьшаться.

Аналогичным образом решая задачу для фонового света, можно получить выражение для величины фонового сигнала

$$J_{\phi} = A_{y'}^2 = \frac{a^2 \varphi^2 + b^2}{1 + 2\varphi^2}. \quad (11)$$

Как и следовало ожидать, величина фонового сигнала будет увеличиваться при увеличении угла φ .

Из формул (6), (8), (10) и (11) получаем отношение фонового сигнала к полезному

$$\frac{J_{\phi}}{J_{\pi}} = \frac{4(\Delta \rho_1 + \Delta \rho_2)^2 + (\Delta \delta_1 + \Delta \delta_2)^2}{4}. \quad (12)$$

Из последней формулы вытекает ряд важных следствий.

1. Если первая пластина установлена с погрешностью $\Delta \rho_1$, то фоновый свет можно уменьшить установкой второй пластины на угол $(-\Delta \rho_2)$, причем фон будет наименьший, если $|\Delta \rho_1| = |\Delta \rho_2|$.

2. Фоновый свет можно свести к минимальному путем подбора пластин, у которых $\Delta \delta_1 = -\Delta \delta_2$.

3. Фоновый свет, возникающий вследствие неточности изготовления пластин, невозможно скомпенсировать неточностью установки пластин.

4. Требования к точной юстировке пластин значительно выше, чем к точности изготовления. Действительно, если $\Delta \rho_1 + \Delta \rho_2 = \Delta \delta_1 + \Delta \delta_2$, то фоновый сигнал, обусловленный отклонением от номинала $\Delta \delta$, будет в четыре раза меньше фонового сигнала, обусловленного ориентацией.

Поскольку полученные соотношения выведены при определенных допущениях о малости $\Delta \rho$ и $\Delta \delta$, то были поставлены работы по экспериментальной проверке формул.

Луч света от лазера проходил через поляризатор и далее через две фазовые пластины, которые могли свободно вращаться в плоскости, перпендикулярной лазерному лучу. Через анализатор свет попадал на селеновый фотоэлемент. Фототок регистрировался чувствительным гальванометром. При измерении зависимости фонового света при очень малых углах $\Delta\rho$ использовалась двухплечевая компенсационная схема, описанная в работе [3], позволившая устранить флуктуации интенсив-

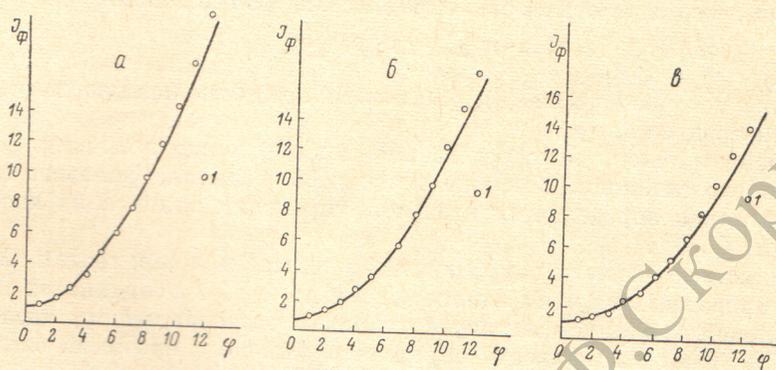


Рис. 2. Зависимость фонового сигнала от угла φ при разных фазовых углах.

а — $\Delta\delta_1=2^\circ$, $\Delta\delta_2=3^\circ36'$; б — $\Delta\delta_1=2^\circ$, $\Delta\delta_2=4^\circ10'$; в — $\Delta\delta_1=3^\circ24'$, $\Delta\delta_2=3^\circ36'$.
1 — экспериментальные точки.

ности лазерного луча. При измерениях использовалась пара пластин с различными значениями $\Delta\delta_1$ и $\Delta\delta_2$. Точность измерения не превышает 2%. Некоторые экспериментальные и теоретические результаты представлены на рис. 2—4. Теоретические данные рассчитывались на основании вышеприведенных формул с использованием экспериментально определенных значений $\Delta\delta_1$ и $\Delta\delta_2$. На рис. 2 показана зависимость фонового сигнала от угла $\varphi=(\Delta\rho_1+\Delta\rho_2)$ в относительных единицах. Интенсивность при $\varphi=0$ полагалась равной единице. Из приведенных данных следует, что

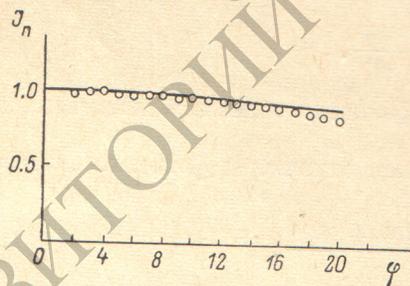


Рис. 3. Зависимость полезного сигнала от угла φ .

$\Delta\delta_1+\Delta\delta_2=6^\circ10'$.

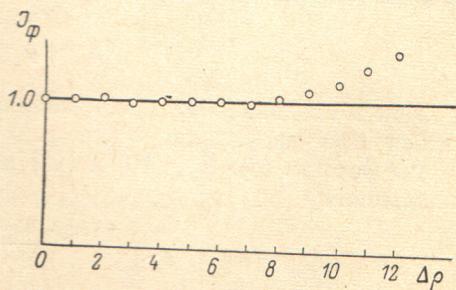


Рис. 4. Фоновый сигнал при одновременном повороте фазовых пластин.

$\Delta\delta_1=2^\circ$, $\Delta\delta_2=4^\circ10'$.

величина фонового сигнала быстро увеличивается с увеличением угла φ . Экспериментальные и теоретические результаты хорошо согласуются между собой вплоть до $\varphi=8^\circ$, далее наблюдается некоторое расхождение между опытом и теорией, что является вполне естественным, учитывая приближенный характер выведенных соотношений.

На рис. 3 показана зависимость полезного сигнала от угла φ . Величина полезного сигнала практически не изменяется при малых углах φ , что находится в полном согласии с формулой (10).

Нами были проделаны также эксперименты по компенсации фона. С изменением $\Delta\rho_1$ одновременно изменялся на такую же величину $\Delta\rho_2$, причем $\Delta\rho_1=-\Delta\rho_2$. В этом случае в соответствии с формулой (12) отноше-

ние фонового сигнала к полезному будет определяться только $\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2$ независимо от величины $\Delta\rho$. В эксперименте непосредственно определялся фоновый сигнал. Результаты приведены на рис. 4. Действительно, при всех φ до $\varphi=8^\circ$ фоновый сигнал остается постоянным. Начиная с $\varphi=8^\circ$ фоновый сигнал несколько увеличивается. Это расхождение между опытом и теорией также объясняется приближенным характером соотношений.

Таким образом, в настоящем исследовании с помощью матричного представления поляризованного света получены простые соотношения, которые позволяют рассчитать величину фонового сигнала в ячейке дискретного оптического сканатора. Экспериментальная проверка показала, что полученные соотношения справедливы до угла поворота пластин около 8° .

Литература

- [1] Э. И. Голованевский, С. А. Коновалова, А. А. Кононов. Опт. и спектр., 26, 289, 1969.
- [2] У. Шерклифф. Поляризованный свет. Изд. «Мир», М., 1965.
- [3] Э. И. Голованевский, С. П. Варшавский, Г. В. Полякевич. Опт.-механич. промышл., 7, 1975.

Поступило в Редакцию 25 апреля 1975 г.