

Косинский Ю.И.

## Матрица отражения зеркала для электромагнитной волны с циркулярной поляризацией

### Формула открытия

Теоретически и экспериментально установлено явление смены (в процессе отражения от диэлектрического зеркала) направления вращения вектора электромагнитной волны с циркулярной поляризацией.

Под действием вектора электрического поля в диэлектрической среде возникает дипольный момент, который в свою очередь является источником своего вектора электрического поля, противоположного по знаку к вынуждающему.

Известно, что для нормального падения при отражении от полубесконечной диэлектрической среды или от диэлектрического зеркала вектор электромагнитной волны меняет свое значение на  $\pi$ . При этом  $\exp(i\pi) = -1$ . Поэтому матрицу Джонса для двух компонент декартовых координат линейного вектора для отражения зеркала можно записать в таком виде:

$$\begin{bmatrix} -R & 0 \\ 0 & -R \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где  $R$  – коэффициент отражения зеркала.

Легко предположить, что для циркулярного вектора электромагнитной волны матрица Джонса будет такой же. Так как для двух компонент  $x$  и  $y$  циркулярной волны вектор отстает по фазе при отражении на  $\pi$ . При этом в целом отраженный циркулярный вектор вращается в ту же сторону что и падающий и отстает по фазе на  $\pi$ . Как показал эксперимент (развязка оптическая) с вращающимся циркулярным вектором дело обстоит не так. При отражении от диэлектрического зеркала циркулярный вектор электрического поля электромагнитной волны вращается в противоположную сторону к падающему вектору. При этом матрица Джонса для циркулярной отраженной от зеркала волны запишется так:

$$\begin{bmatrix} -R & 0 \\ 0 & R \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Развязка оптическая.

При исследовании модового состава генерации лазера используется сканирующий интерферометр. Оптические оси резонатора лазера

[3] и интерферометра [4] совпадают (рис.1). При этом от входного зеркала интерферометра отражается луч, который попадает в резонатор лазера и периодически меняет режим работы лазера (так как интерферометр сканирующий). Чтобы этого явления избежать, между лазером и сканирующим интерферометром помещается оптическая развязка, которая пропускает луч в прямом направлении и гасит луч обратного направления. Развязка состоит из анализатора поляризации луча [1] и линейной фазовой пластинки  $\lambda/4$  [2] согласно рис.1.

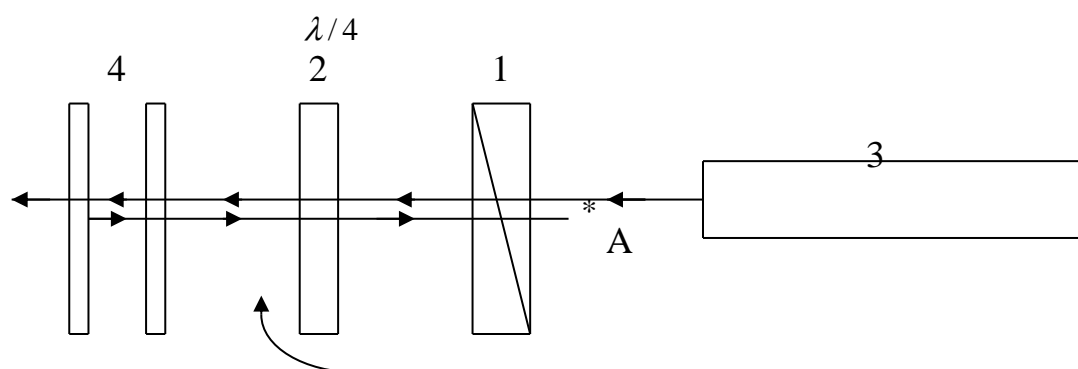


Рис.1

Развязка осуществляет гашение обратного луча следующим образом: лазер генерирует электромагнитную волну линейной поляризации. Поляризация имеет направление  $0^{\circ}$ . Под этим же углом расположен анализатор поляризации, который пропускает излучение лазера полностью. Далее по ходу луча расположена линейная фазовая пластинка  $\lambda/4$  под углом  $45^{\circ}$  к анализатору. На выходе фазовой пластинки луч имеет уже циркулярную поляризацию определенной ориентации и падает на зеркало. При отражении от зеркала луч меняет свою ориентацию циркулярной поляризации на противоположную, то есть вектор вращается в противоположную сторону. Матрица Джонса для отражения зеркала в этом случае запишется соответственно так:

$$\begin{bmatrix} -R & 0 \\ 0 & R \end{bmatrix}. \quad (2)$$

В дальнейшем вектор, отразившись от зеркала, с поляризацией противоположного вращения проходит ту же четвертьволновую пластинку. На выходе этой пластины вектор имеет уже линейную поляризацию, вектор которой повернут на  $90^{\circ}$  к углу расположения анализатора поляризации. Анализатор естественно гасит луч с таким вектором поляризации. Таким образом для вектора круговой поляризации зеркало при отражении не меняет знак вектора на

$\pi$  (как это принято для вектора линейной поляризации) и вращает вектор в ту же сторону, а меняет знак вращения на противоположный.

Следует отметить, что развязка действующая, то есть действительно убирает обратную связь между сканирующим интерферометром и лазером. Рассмотрим это явление теоретически. Запишем цепь матриц Джонса из точки А всех элементов вдоль распространения луча.

$$\begin{array}{c} \times \left[ \begin{array}{cc} -R & 0 \\ 0 & R \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc} e^{i\pi/2} & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{array} \right] \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} \\ \leftarrow \mathbf{D} \quad \leftarrow \mathbf{B} \quad \leftarrow \mathbf{F} \\ \left[ \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc} e^{i\pi/2} & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{array} \right] \times \\ \leftarrow \mathbf{F} \quad \leftarrow \mathbf{C} \\ e^{i\pi/2} = i \end{array} \quad (3)$$

Для угла  $45^\circ$  имеем:

$$\begin{aligned} B &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & i \\ -1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+i & i-1 \\ i-1 & 1+i \end{bmatrix}, \\ C &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & -i \\ 1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+i & 1-i \\ 1-i & 1+i \end{bmatrix}, \\ D \times B &= \frac{R}{2} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1+i & i-1 \\ i-1 & 1+i \end{bmatrix} = \frac{R}{2} \begin{bmatrix} -(1+i) & 1-i \\ i-1 & 1+i \end{bmatrix}, \\ C \times D \times B &= \frac{R}{4} \begin{bmatrix} 1+i & 1-i \\ 1-i & 1+i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -(1+i) & 1-i \\ i-1 & 1+i \end{bmatrix} = \frac{R}{4} \begin{bmatrix} 0 & 4 \\ -4 & 0 \end{bmatrix} = R \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}, \\ F \times C \times D \times B \times F \times \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} &= \end{aligned}$$

$$= R \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = R \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = R \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} = 0. \quad !(4)$$

В результате прохода луча через развязку (в положительном направлении и обратно) был получен нулевой вектор (4) (обратная связь отсутствует). Если в цепь (3) подставим обычную для отражения матрицу Джонса

$$D = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

будет получен такой вектор:

$$-iR \begin{bmatrix} E_1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

То есть обратная связь должна присутствовать.

Результаты исследований можно изобразить графически:

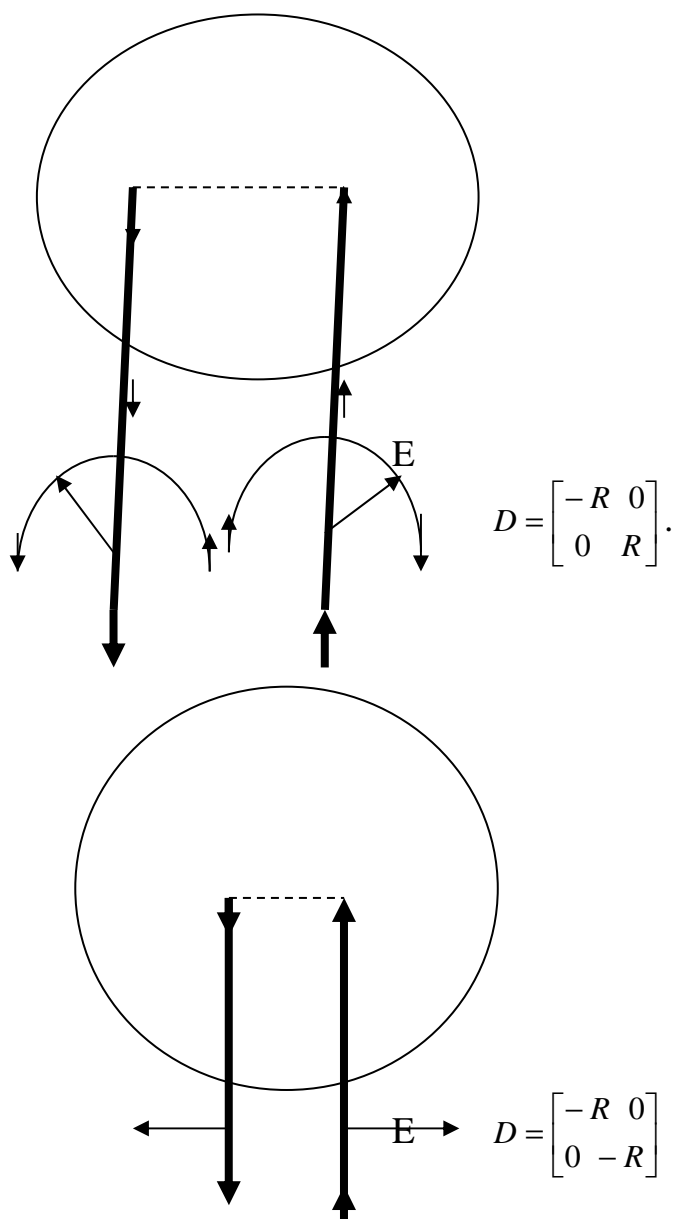


Рис.2

Эксперимент производился следующим образом. За основу брался линейный одночастотный лазер, генерируемый на длине волны  $3.39 \text{ мк}$ . Резонатор лазера образован двумя диэлектрическими зеркалами, напыленными на длину волны  $3.39 \text{ мк}$ . Внутри резонатора расположена активная среда, состоящая из гелий-неоновой трубки с перпендикулярными торцевыми окошками к генерируемому лучу. Это дает возможность лазеру генерировать электромагнитную волну с вектором произвольной поляризации. Одно зеркало наклеено на мембрану электрического динамика. При подаче переменного напряжения на динамик длина резонатора соответственно изменяется, что дает возможность лазеру

прочерчивать на осциллографе несколько зон генерации. По обе стороны от активной среды внутри резонатора есть место, куда можно вставлять слюдяные четвертьволновые пластинки  $\lambda/4$  на длину волны  $3.39 \text{ мк}$ . Одна из пластинок может поворачиваться относительно другой на произвольный угол в плоскости перпендикулярно генерируемому лучу. С выхода одного из зеркал генерируемый луч лазера подается на фотоприемник, а затем на осциллограф. Между лазером и фотоприемником можно ставить анализатор поляризации излучения лазера на длину волны  $3.39 \text{ мк}$ . Блок схема установки показана на рис.1.

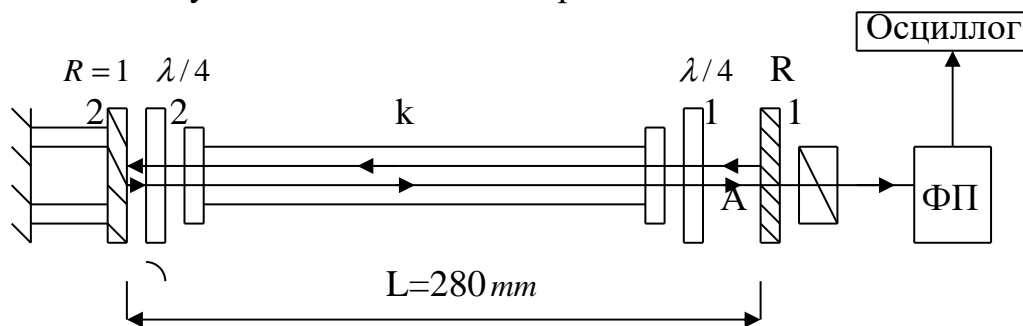


Рис.3

Каждый элемент лазерной установки имеет свою матрицу Джонса. Из точки А вдоль распространения луча запишем цепь матриц Джонса. Замкнем контур луча, придя в ту же точку А с выходом на фотоприемник.

$$\begin{matrix}
 \left[ \begin{array}{cc} -1 & 0 \\ 0 & P \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} \varrho^{i\pi/2} & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} k & 0 \\ 0 & k \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} \varrho^{i\pi/2} & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} -R & 0 \\ 0 & -R \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{c} E_1 \\ E_2 \end{array} \right] & (6) \\
 \leftarrow D \rightarrow & \leftarrow B \rightarrow & & \leftarrow F \rightarrow & & & & & \\
 \left[ \begin{array}{cc} \tau & 0 \\ 0 & \tau \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} \varrho^{i\pi/2} & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} k & 0 \\ 0 & k \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} \varrho^{i\pi/2} & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{cc} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{array} \right] & & & \\
 \leftarrow G \rightarrow & & \leftarrow C \rightarrow & & & & & & \\
 & & \varrho^{i\pi/2} = i & & & & & & 
 \end{matrix}$$

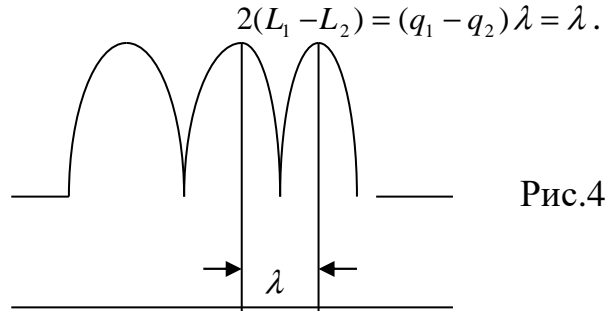
Где  $P$  - параметр матрицы Джонса зеркала в зависимости от состояния поляризации падающей волны.

Слюдяная пластинка  $\lambda/4$  под номером 1 стоит неподвижно под углом  $\alpha = 0^\circ$ . Слюдяная пластинка  $\lambda/4$  под номером 2 может поворачиваться в перпендикулярной плоскости к лучу на углы  $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ . Эксперимент проводился в такой последовательности.

1. При отсутствии пластин лазер вычерчивает на осциллографе три зоны генерации (каждая из трех мод последовательно входит в зону генерации лазера). Условие положительной обратной связи для луча

лазера следующее:  $\frac{2L}{\lambda} = q$ ,  $2L = q\lambda$ ,  $2L_1 = q_1\lambda$ ,  $2L_2 = q_2\lambda$ ,

$$2(L_1 - L_2) = (q_1 - q_2)\lambda = \lambda. \quad (7)$$



То есть перемещающееся зеркало изменяет длину контура прохождения луча между зеркалами на  $\lambda$ .

2. Внутри резонатора вставляется неподвижная пластинка № 1 под углом  $\alpha = 0^\circ$ . Внутри резонатора всюду распространяется волна линейной поляризации. При этом имеем (P=-1) следующую цепь матриц Джонса:

$$D = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$G \times D \times F \times \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} \tau & 0 \\ 0 & \tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -R & 0 \\ 0 & -R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = \tau k^2 R \begin{bmatrix} e^{i\pi} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

То есть луч, чтобы замкнуть контур резонатора, проходит пластину дважды. При этом на экране осциллографа соответственно имеем:

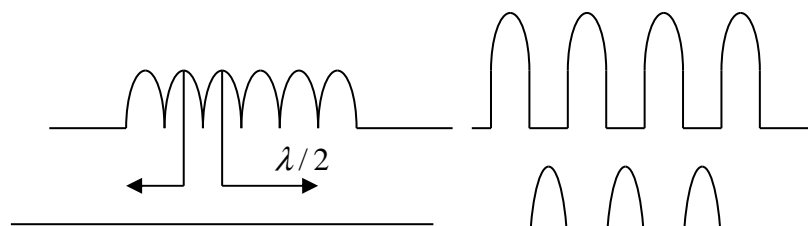


Рис.5

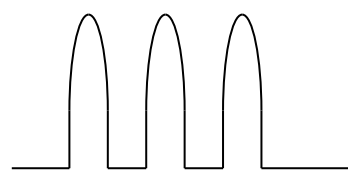


Рис.6

Осциллограмма на рис.5 показана при отсутствии анализатора поляризации. Осциллограммы на рис.6 показаны при наличии поляризатора для двух ортогональных состояний угла поворота. То есть на выходе лазера всегда наблюдаются линейные поляризации вектора электромагнитной волны. Это объясняется тем, что собственными векторами поляризации пластинки  $\lambda/4$  являются линейные ортогональные состояния поляризации. Причем

оптический путь в пластинке для двух состояний вектора поляризации различен. Он отличается на четверть длины волны  $\lambda/4$ . Но так как для условия генерации луч проходит пластинку дважды, оптический путь в резонаторе для луча двух ортогональных состояний поляризации отличается  $\lambda/2$ . При этом собственные моды для двух состояний поляризации различны по частоте (мода расщепляется).

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad \nu = q \frac{c}{2L}, \quad \nu_1 = q \frac{c}{2L}, \quad \nu_2 = q \frac{c}{2L + \lambda/2}. \quad (9)$$

Для собственных мод резонатора имеем такой график.

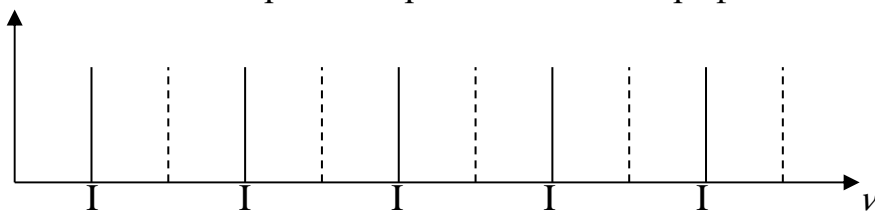


Рис.7

При сканировании длины резонатора моды ортогональных поляризаций входят в зону генерации поочередно (за счет конкуренции они не могут генерировать одновременно). Это наблюдается на осциллограмме рисунка №5. С помощью анализатора поляризации можно выделить то одну расщепленную моду, то другую (при повороте анализатора на  $90^\circ$ ). Что и наблюдается на осциллограммах рисунка № 6.

3. Внутри резонатора вставляются две фазовые пластинки  $\lambda/4$ . Пластинка №1 под углом  $0^\circ$ . Пластинка №2 располагается под углом  $45^\circ$  по отношению к углу первой пластинки. На осциллографе наблюдаются осциллограммы рис.5 и рис.6 при отсутствии и при наличии анализатора соответственно. На выходе лазера присутствует волна линейной поляризации. Поэтому между глухим зеркалом и пластинкой №2 образуется волна циркулярной поляризации, которая падает на зеркало и отражается от него. Для циркулярной волны ( $P=1$ ) матрица Джонса имеет вид соответственно:

$$D = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

И цепь матриц Джонса для элементов лазера вдоль распространения луча запишется следующим образом:

$$B = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & i \\ -1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} i+1 & i-1 \\ i-1 & i+1 \end{bmatrix},$$

$$C = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & -i \\ 1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} i+1 & 1-i \\ 1-i & i+1 \end{bmatrix},$$

$$\begin{aligned}
D \times B &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i+1 & i-1 \\ i-1 & i+1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -(i+1) & -(i-1) \\ i-1 & i+1 \end{bmatrix}, \\
C \times D \times B &= \frac{1}{4} \begin{bmatrix} i+1 & 1-i \\ 1-i & i+1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -(i+1) & -(i-1) \\ i-1 & i+1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}, \\
G \times C \times D \times B \times F \times \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} &= \\
= \begin{bmatrix} \tau & 0 \\ 0 & \tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -R & 0 \\ 0 & -R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} i\tau k & 0 \\ 0 & \tau k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -ikR & 0 \\ 0 & -kR \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = \\
= \begin{bmatrix} ik\tau & 0 \\ 0 & k\tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & -kR \\ ikR & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 0 & -ik^2\tau R \\ ik^2\tau R & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = ik^2\tau R \begin{bmatrix} \varrho^{i\pi} E_2 \\ E_1 \end{bmatrix}. \quad (10) \\
k^2 R &= 1, \quad \tau k^2 R = \tau. \quad (11)
\end{aligned}$$

Как видно из формул (8) и (10), в обоих случаях компоненты векторов отстоят друг от друга по фазе на  $\pi$ .

4. Располагаем пластинку №2 под углом  $90^\circ$  к первой. Внутри лазера на всем протяжении распространяются волны линейной поляризации. На зеркало №2 падает волна линейной поляризации. Поэтому параметр  $P = -1$  матрицы Джонса зеркала. При этом имеем:

$$\begin{aligned}
D &= \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \\
B &= \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & i \\ -1 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix}, \\
C &= \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & -i \\ 1 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix}, \\
C \times D \times B &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \\
G \times C \times D \times B \times F \times \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} &= \\
= \begin{bmatrix} \tau & 0 \\ 0 & \tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -R & 0 \\ 0 & -R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} &= -\tau k^2 R \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix}. \quad (12)
\end{aligned}$$

На экране осциллографа имеем осциллограмму рис.4. Компоненты вектора (12) не отличаются друг от друга по фазе. Оптический путь через обе пластины одинаков.

5. В резонатор лазера вставляются две фазовые пластинки под углом  $0^\circ$  по отношению друг к другу. . Внутри лазера на всем протяжении распространяются волны линейной поляризации. На зеркало №2 падает волна линейной поляризации. Поэтому параметр  $P = -1$  матрицы Джонса зеркала. При этом имеем:

$$D = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix},$$



$$G \times C \times D \times B \times F \times \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} \tau & 0 \\ 0 & \tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k & 0 \\ 0 & k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -R & 0 \\ 0 & -R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = \tau k^2 R \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

На экране осциллографа имеем осциллограмму рис.2. Компоненты вектора (13) не отличаются друг от друга по фазе. Оптический путь через обе пластины равен  $2\pi$ .

Таким образом экспериментально было показано, что формула матрицы Джонса для отражения зеркала может принимать два значения ( (1) и (2) ), в зависимости от состояния поляризации вектора падающей электромагнитной волны.