

## Лабораторная работа № 2

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

### Цель работы

Цель лабораторной работы заключается в изучении явления поляризации световых волн, в изучении различных способов выявления состояния поляризации света и определения параметров поляризации эллиптически поляризованного светового пучка.

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

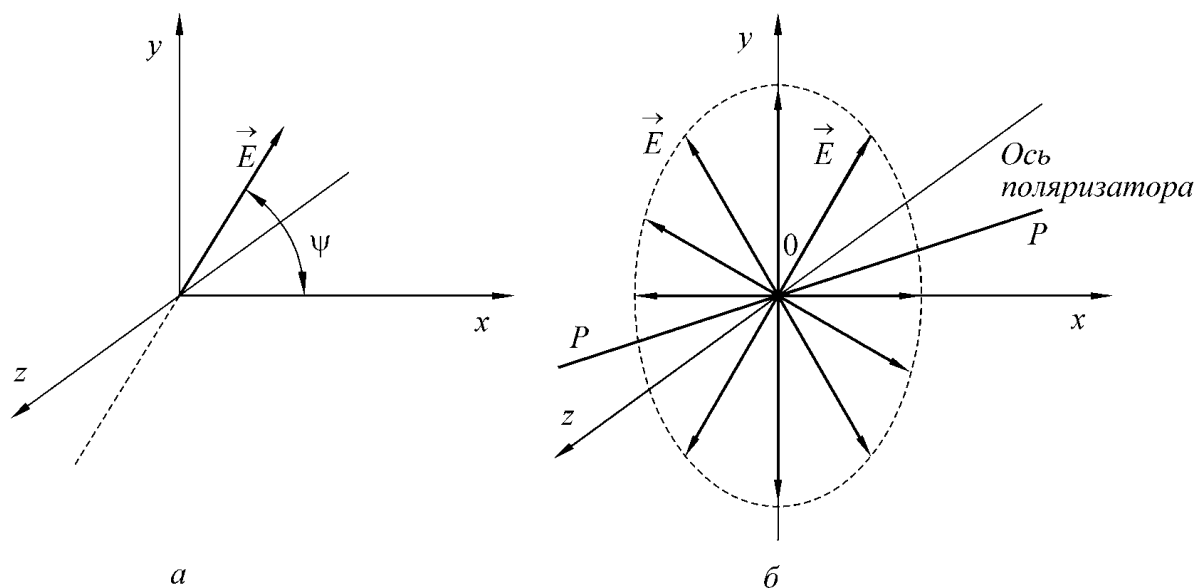
Одной из основных характеристик электромагнитного и, в частности, светового излучения является состояние его поляризации, которое определяется закономерностями в ориентациях вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}$  в плоскости волнового фронта. В зависимости от изменения ориентации вектора  $\vec{E}$  во времени, хаотичного или регулярного, различают естественный, частично поляризованный и поляризованный (линейно, эллиптически и циркулярно) свет. Состояние поляризации определяется элементарными актами излучения электромагнитных волн и может изменяться при взаимодействии излучения со средой. Поэтому анализ состояния поляризации света является одним из действенных оптических методов исследования.

### Линейно поляризованный, естественный и частично поляризованный свет

Как известно, электромагнитные волны, распространяющиеся в свободном пространстве, являются волнами поперечными – векторы напряженности электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей лежат в плоскости, перпендикулярной направлению нормали  $\vec{N}$  к фронту. Совместим направление распространения волны (луч) с осью  $z$  системы координат  $xOz$  (рис.1,  $a$ ). Состояние поляризации световых волн принято определять ориентацией вектора  $\vec{E}$  в плоскости волнового фронта. Если в некоторой точке  $O$ , через которую проходит электромагнитная монохроматическая

волна, направление колебаний вектора  $\vec{E}$  остается неизменным во времени, то волна называется линейно поляризованной. Линейно поляризованное излучение характеризуется азимутом колебаний – углом  $\psi = \text{const}$ , который образуется направлением колебаний вектора  $\vec{E}$  и, например, осью  $x$ . Положительное направление  $\psi$  отсчитывается против направления вращения часовой стрелки, если смотреть навстречу лучу.

Если линейно поляризованная волна распространяется в однородной изотропной среде, то плоскость колебаний  $zO\vec{E}$  (рис.1, а) сохраняет свою ориентацию вдоль луча. Плоскость колебаний может поворачиваться при распространении волны в так называемой оптически активной среде<sup>1</sup>.



**Рис.1. Колебания электрического поля в линейно поляризованной волне (а) и в волне естественного света (б)**

Примером линейно поляризованной волны является монохроматическая электромагнитная волна, излучаемая в данном направлении колеблющемся диполем и рассматриваемая на расстояниях, намного больших размеров диполя. Колебания вектора  $\vec{E}$  происходят в плоскости, проходящей через ось диполя и направление распространения волны.

Обычные источники света, в соответствии с представлениями волновой оптики, можно рассматривать как совокупность большого числа хаотически расположенных и независимо излучающих в течение достаточно короткого времени ( $\sim 10^{-8} c$ ) элементарных диполей. Излучение источника в данном направлении соответственно представляет собой совокупность линейно поляризованных быстро сменяющихся некогерентных волн, в которой все направления вектора  $\vec{E}$  равновероятны, а сами вектора равны по модулю. Такое излучение называют естественным светом. Естественный свет принято условно изображать в виде звездочки – векторов электрического поля в плоскости волнового фронта (рис.1, б).

Из естественного света можно выделить линейно поляризованный свет, используя специальные оптические устройства, называемые линейными

<sup>1</sup> В оптике активными также называют среды, в которых происходит усиление света – увеличение его интенсивности, в отличие от обычных сред, в которых интенсивность уменьшается по закону Бугера. Такие среды используются в лазерах – усилителях и генераторах оптического излучения.

поляризаторами, или просто поляризаторами. Действие поляризаторов заключается в том, что они выделяют излучение, соответствующее только одной из ортогональных компонент вектора  $\vec{E}$ , направление которой совпадает с направлением пропускания (или осью) поляризатора. Излучение, соответствующее другой компоненте, в зависимости от конкретного типа поляризатора либо поглощается им, либо отклоняется в сторону. В предлагаемой лабораторной работе в качестве поляризирующих устройств используются так называемые поляроиды [1, с.386], действие которых основано на явлении дихроизма – зависимости коэффициента поглощения от ориентации плоскости колебаний вектора  $\vec{E}$ .

Пусть линейно поляризованная волна, полученная, например, в результате прохождения света через поляризатор, вновь падает на поляризирующее свет устройство. В этом случае второй поляризатор называется анализатором. Интенсивность света, пропущенного анализатором, определяется законом Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \beta, \quad (1)$$

где  $I_0$  - интенсивность падающего на анализатор линейно-поляризованного излучения,  $\beta$  - угол между направлением колебаний в падающей волне и направлением оси анализатора. Взаимное расположение поляризатора и анализатора, при котором  $\beta = \frac{\pi}{2}$  ( $I = 0$ ), называется скрещенным.

Закон Малюса был открыт экспериментально в 1808 г. и отражает тот факт, что анализатор пропускает колебания, являющиеся проекцией вектора  $\vec{E}$  на его ось пропускания.

Линейно поляризованный и естественный свет можно различить экспериментально, установив на пути луча анализатор. Для линейно поляризованного излучения выполняется закон Малюса и при вращении анализатора можно найти положение, при котором  $I = 0$ . В случае естественного света интенсивность излучения, пропущенного анализатором при его вращении, остается постоянной  $I = I_0/2 = \text{const}$ .

Промежуточное состояние между линейно поляризованным и естественным светом называют случаем частично поляризованного света. В частично поляризованном излучении можно выделить некоторое преимущественное направление, которому соответствует максимальное значение интенсивности  $I_{\max}$ , прошедшего через анализатор света. Минимальное значение интенсивности  $I_{\min}$  соответствует перпендикулярному направлению колебаний. При вращении анализатора интенсивность прошедшего излучения плавно изменяется в пределах

$$I_{\min} \leq I \leq I_{\max}.$$

В качестве меры поляризации принято использовать величину

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2)$$

называемую степенью поляризации.

Предельный случай  $P = 0$  ( $I_{\max} = I_{\min}$ ) соответствует естественному свету, а другой предельный случай  $P = 1$  ( $I_{\min} = 0$ ) - линейно поляризованному свету.

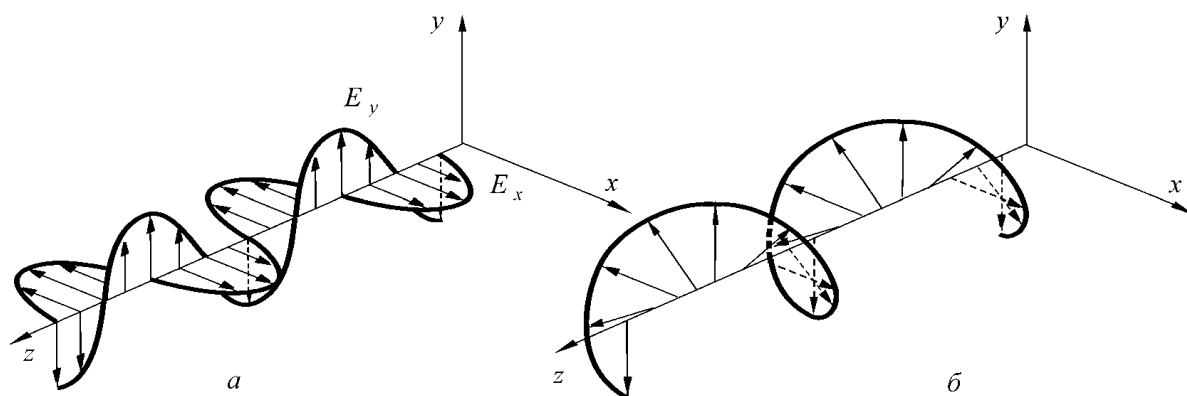
## Эллиптическая поляризация

Пусть две монохроматические линейно поляризованные волны

$$E_x = A \cos \left[ \omega t - \left( \frac{2\pi}{\lambda} z + \varphi_x \right) \right], \quad (3a)$$

$$E_y = B \cos \left[ \omega t - \left( \frac{2\pi}{\lambda} z + \varphi_y \right) \right], \quad (3б)$$

в которых колебания вектора  $\vec{E}$  параллельны осям  $X$  и  $Y$ , соответственно, и распространяются совместно в направлении  $z$  (рис.2, а). Относительное смещение волновых фронтов характеризуется величиной разности начальных фаз колебаний  $\delta = \varphi_y - \varphi_x$ . Так как величины  $\varphi_x$  и  $\varphi_y$  определяют фазу волны с точностью до  $2\pi$ , то и их разность  $\delta$  также может быть задана с точностью до  $2\pi$ . Удобно считать, что  $\delta$  изменяется в следующих пределах:  $0 \leq |\delta| \leq 2\pi$ .



**Рис.2. Суперпозиция двух когерентных линейно поляризованных волн с ортогональными направлениями колебаний**

При  $\delta = 0$  и  $\delta = 2\pi$  оба колебания совпадают по фазе, при  $|\delta| = \pi$  колебания находятся в противофазе.

Как это видно из любого уравнения волны (3), одно и то же значение поля  $\vec{E}$  в данный момент времени для меньших значений  $\varphi$  возникает при больших значениях  $z$ . Следовательно, если, например,  $\delta > 0$  ( $0 \leq \delta \leq 2\pi$ ), т.е.  $\varphi_y > \varphi_x$ , то волна  $E_x$  опережает по фазе волну  $E_y$  вдоль оси  $z$  на величину  $\delta$ . Этот результат следует также из того, что в любой фиксированной точке (например  $z = 0$ ) одно и то же значение фазы колебаний возникает в волне  $E_x$  при меньших значениях  $t$ , чем в волне  $E_y$ , т.е. колебания  $E_x$  опережают колебания  $E_y$ .

Если  $\varphi_y > \varphi_x$ , то волна  $E_y$  опережает по фазе волну  $E_x$  на величину  $\delta$ .

Результирующий вектор  $\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$  в каждой точке волны лежит в плоскости, перпендикулярной лучу. Совокупность векторов  $\vec{E}$  при  $\delta \neq 0, \pi$  и  $2\pi$  образует винтовую поверхность, перемещающуюся вдоль  $z$  со скоростью  $v = \frac{\lambda}{2\pi} \omega$  (рис.2, б). В

каждой фиксированной точке  $z$  волны вектор  $E_x$  вращается, изменяя при этом, в общем случае, свою длину. Уравнение кривой, описываемой концом вектора  $\vec{E}$  в плоскости  $z = \text{const}$ , найдем, исключив из (3) время  $t$  (см. например, [1, с. 391, 2, с. 50]) и полагая  $E_x = x$ ,  $E_y = y$ :

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - \frac{2xy}{AB} \cos \delta = \sin^2 \delta . \quad (4)$$

Выражение (4) является уравнением эллипса. Форма и ориентация эллипса в системе координат  $xOy$  определяется параметрами колебаний:  $A$ ,  $B$  и  $\delta$ .

Описанный случай представляет собой так называемую эллиптически поляризованную волну. Если вращение вектора  $\vec{E}$  происходит по кругу (полуоси эллипса равны), то поляризация называется круговой или циркулярной. Для этого необходимо, чтобы  $\delta = \pi/2$  и  $A = B$ . Линейную поляризацию также можно рассматривать как предельный случай эллиптической, когда одна из осей эллипса равна нулю. В этом случае  $\delta = 0$ ,  $\delta = \pi$  или  $\delta = 2\pi$  при произвольных значениях амплитуд волн  $A$  и  $B$ .

В оптике эллиптически поляризованные волны получают путем преобразования линейно поляризованной волны<sup>1</sup>. Такое преобразование реализуется в следующих случаях:

- 1) при полном внутреннем отражении,
- 2) при отражении от поглощающих сред,
- 3) при отражении от тонких пленок и слоистых сред,
- 4) при двойном лучепреломлении.

Если линейно поляризованная волна падает на поглощающую среду, то эллиптическая поляризация в отраженном свете появляется вследствие того, что между компонентами вектора  $\vec{E}$  в плоскости падения и перпендикулярно ей при отражении возникает сдвиг по фазе; кроме того, коэффициенты отражения для обеих компонент различны. Изменение состояния поляризации при отражении зависит как от объемных оптических свойств сред, так и от оптических свойств и структуры поверхностей раздела. Следовательно, эти свойства можно изучать, исследуя эллиптическую поляризацию отраженного света. Соответствующий метод исследования получил название эллипсометрии.

В предлагаемой лабораторной работе для изучения эллиптической поляризации используется явление двойного лучепреломления. Как известно из кристаллооптики (см. [1, с. 392]), линейно поляризованная волна, падающая нормально на пластину, вырезанную из одноосного кристалла, оптическая ось которого параллельна освещаемой поверхности, порождает две волны, распространяющиеся совместно в первоначальном направлении. Если совместить направление распространения волн с направлением  $z$ , а оптическую ось кристалла с направлением  $x$  (или  $y$ ) системы координат  $xOz$ , то вышедшие из пластинки волны (рис.3), будут описываться уравнениями (3). Направления  $x$  и  $y$  называют главными направлениями кристаллической пластинки. Сдвиг по фазе возникает за счет различия в скорости распространения ортогонально поляризованных волн в кристалле и определяется формулой

<sup>1</sup> В теории излучения доказывается, что эллиптически поляризованные волны могут зарождаться непосредственно в элементарных актах излучения. Соответственно и естественный свет можно рассматривать как совокупность некогерентных эллиптически поляризованных волн. Такое представление согласуется с приведенным выше представлением естественного света как совокупности линейно поляризованных волн, так как каждая эллиптически поляризованная волна может быть разложена на две линейно поляризованные волны.

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_y - n_x)d; \quad (5)$$

где  $d$  - толщина пластинки,  $n_x$  и  $n_y$  - показатели преломления, соответствующие колебаниям  $E_x$  и  $E_y$ ,  $\lambda$  - длина волны в вакууме. Если при этом  $n_y > n_x$ , то направление  $y$  называют направлением наименьшей скорости, или «медленным» направлением. Соответственно, направление  $x$  называют направлением наибольшей скорости, или «быстрым» направлением.

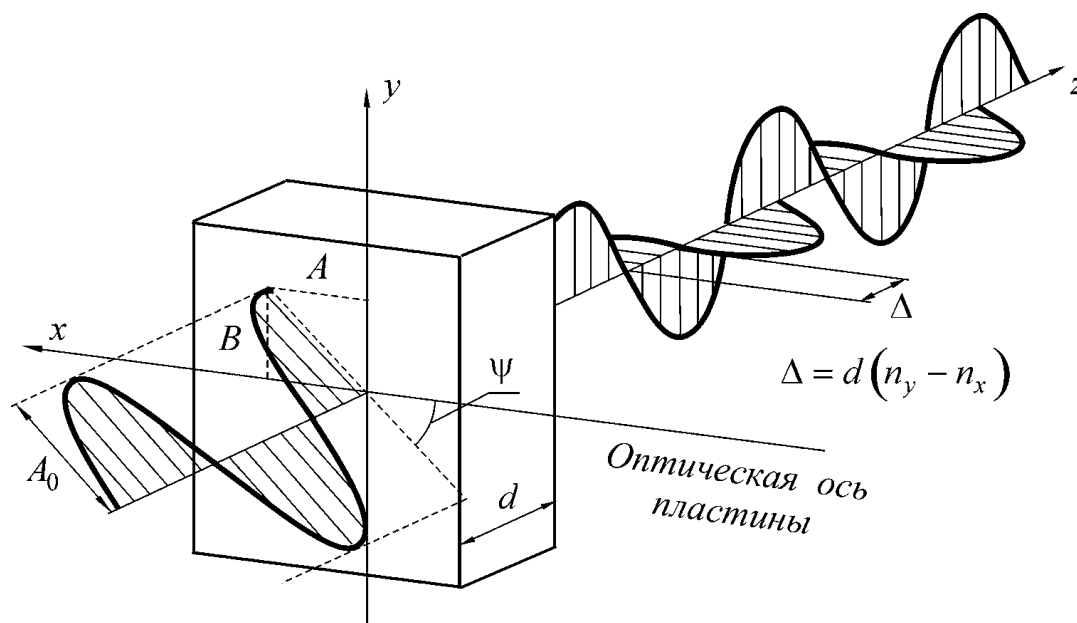
Амплитуды волн (3) равны проекциям амплитуды падающей на кристалл волны  $A_0$  на главные направления  $x$  и  $y$  (рис.3)

$$A = A_0 \cos\psi, \quad B = A_0 \sin\psi, \quad (6)$$

где  $\psi$  - азимут колебаний в падающей волне. Отношение амплитуд непосредственно определяется азимутом колебаний в падающей волне:

$$\frac{B}{A} = \operatorname{tg}\psi. \quad (7)$$

Это обстоятельство существенно упрощает экспериментальные исследования зависимости параметров эллипса поляризации от отношения амплитуд исходных колебаний.



**Рис.3. Прохождение линейно поляризованной волны через кристаллическую пластину**

Величина  $\Delta = (n_y - n_x)d$  называется оптической разностью хода. Если кристаллическая пластинка вносит в ход лучей разность хода  $\Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{4}$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), создавая, соответственно, сдвиг фазы  $\delta = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \dots$ , то такая пластинка называется четвертьволновой пластинкой, или пластинкой  $\frac{\lambda}{4}$ .

В предлагаемой лабораторной работе для получения эллиптической поляризации используется двойное лучепреломление в пластинах кристаллической слюды.

### Основные параметры эллиптически поляризованного света

Основными параметрами эллиптически поляризованного света являются ориентация эллипса в системе координат  $xOy$ , форма эллипса и направление вращения вектора  $\vec{E}$ . Количественно первые два параметра характеризуются углом  $\alpha$ , образуемым большой осью эллипса с осью  $y$  (рис.4) и отношением полуосей эллипса  $b/a$ .

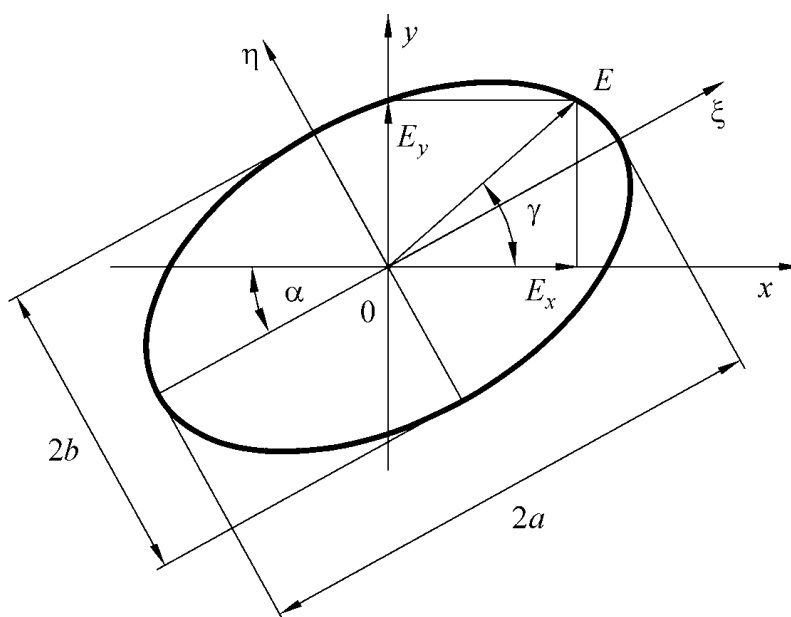


Рис.4. Параметры эллипса поляризации

Аналитическую зависимость угла  $\alpha$  и отношения  $b/a$  от сдвига фаз  $\delta$  и отношения амплитуд  $B/A$  исходных колебаний (3а), (3б) можно найти, рассматривая формулы перехода от системы координат  $xOy$  к системе координат  $\zeta O\eta$ , совпадающей с осями эллипса [2, с. 52]. Однако качественно эту зависимость можно установить, используя только уравнение эллипса (4).

Рассмотрим вначале зависимость параметров эллипса поляризации от сдвига фаз  $\delta$ . Заметим, что уравнение (4) остается неизменным при замене  $\delta$  на  $-\delta$ . Это означает, что форма траектории перемещения конца вектора  $\vec{E}$  не зависит от знака сдвига фаз. Как будет показано ниже, знак  $\delta$  влияет на направление вращения вектора  $\vec{E}$ . Поэтому при исследовании формы и ориентации эллипса можно ограничиться значениями  $\delta > 0$ .

При  $F$  выражение (4) переходит в уравнение прямой:

$$y = \frac{B}{A} x. \quad (8)$$

В этом предельном случае результирующая волна линейно поляризована (рис.5, а).

При  $\delta = \frac{\pi}{2}$  из (4) имеем:

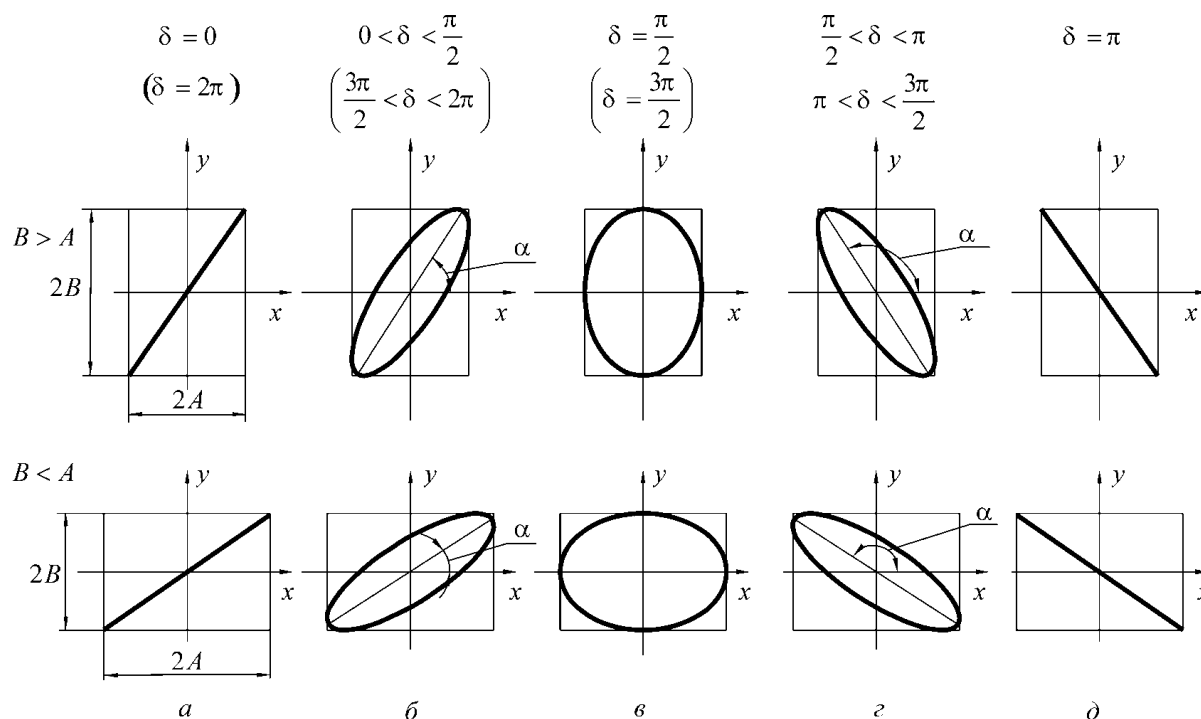
$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1. \quad (9)$$

Оси эллипса поляризации совпадают с направлением исходных колебаний (3), а величины полуосей равны их амплитудам (рис.5, в). (Заметим, что этот же результат получается при  $\delta = \frac{3\pi}{2}$ ).

При  $\delta = \pi$  уравнение (4) дает

$$y = -\frac{B}{A}x. \quad (10)$$

Волна вновь оказывается линейно поляризованной, но в отличие от случая  $\delta = 0$  направление колебаний проходит через вторую четверть системы координат  $xOy$  (рис.5, д).



**Рис.5. Изменение состояния поляризации результирующей волны при изменении разности фаз  $\delta$  между исходными ортогонально поляризованными волнами**

Пусть разность фаз  $\delta$  плавно возрастает от значений  $\delta = 0$  до значений  $\delta = \pi$ . В этом случае, очевидно, эллипс поляризации будет непрерывно изменять свою форму и ориентацию в системе координат  $xOy$ , переходя от состоянию (8) к состоянию (9) и далее к состоянию (10) (рис.5, а-д). При этом, как видно из рис.5, направление поворота большой оси эллипса оказывается противоположным для случаев  $\frac{B}{A} > 1$  и  $\frac{B}{A} < 1$  (при  $\delta = \frac{\pi}{2}$  в первом случае большая ось совпадает с направлением  $y$ , во втором – с



направлением  $x$ ). Заметим, что при  $0 < \delta < \pi/2$  большая ось эллипса всегда проходит через нечетные квадранты системы координат  $xu$ , а при  $\pi/2 < \delta < \pi$  - через четные. Так как величины  $x$  и  $y$  не превышают, соответственно, значений  $A$  и  $B$ , то эллипс поляризации всегда вписан в прямоугольник со сторонами  $2A$  и  $2B$ .

Исключение из выявленной закономерности представляет промежуточный случай равенства амплитуд исходных колебаний  $A = B$ . Из соображений симметрии видно (и это можно показать аналитически), что при  $B/A = 1$  оси поляризации не поворачиваются и всегда составляют угол  $45^\circ$  с осями  $x$  и  $y$ . При изменении сдвига фаз  $\delta$  изменяется только форма эллипса. В частности, при  $\delta = \pi/2$  уравнение (4) переходит в уравнение окружности

$$x^2 + y^2 = A^2. \quad (11)$$

Таким образом, круговая поляризация возникает как частный случай эллиптической, если амплитуды исходных колебаний равны, а сдвиг фаз между ними составляет  $90^\circ$ . Выполняющему работу следует самостоятельно построить серию рисунков, аналогичных рис.5, для случая  $A = B$ .

Мы рассмотрели изменение формы и ориентации эллипса при изменении  $\delta$  в интервале  $0 \leq \delta \leq \pi$ . При дальнейшем изменении  $\delta$  в интервале  $\pi \leq \delta \leq 2\pi$  форма и ориентация эллипса изменяется в обратном порядке (рис.5,  $\delta-a$ ).

Действительно, при  $\delta = 3\pi/2$  справедливо (9) и при  $\delta = 2\pi$  вновь выполняется уравнение (8). Таким образом, каждый эллипс поляризации может соответствовать как сдвигу фаз  $\delta$ , так и сдвигу фаз  $2\pi - \delta$ . Различие, как будет показано ниже, состоит в направлении вращения вектора  $\vec{E}$ .

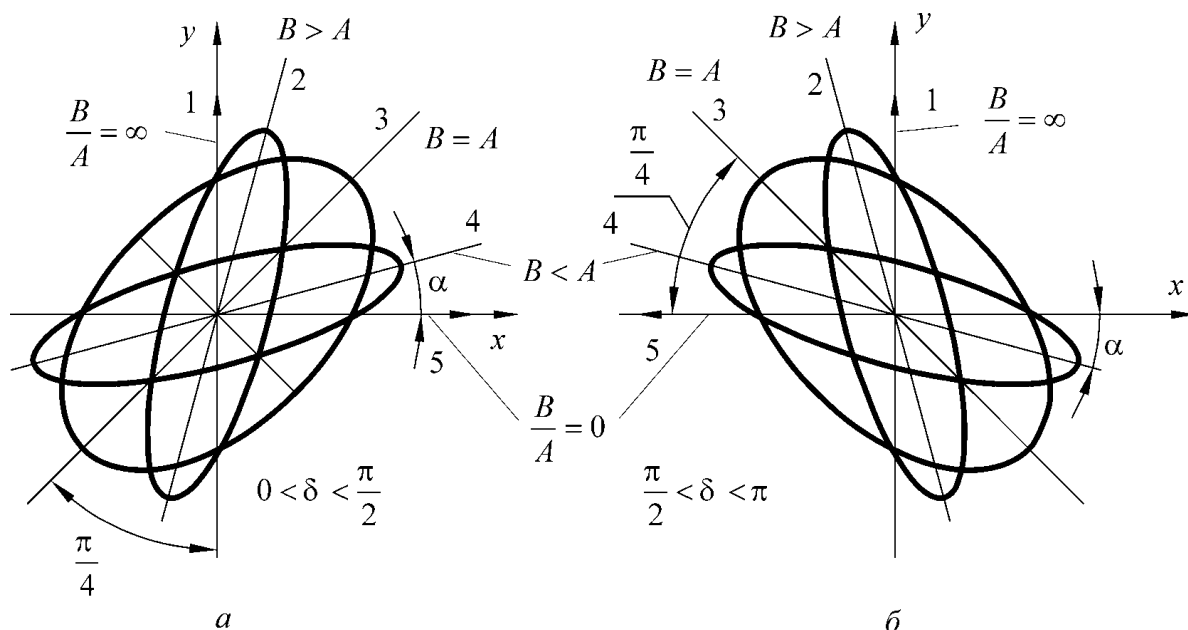
Предположим далее, что разность фаз колебаний  $\delta$  остается неизменной, а плавно изменяется отношение амплитуд  $\lambda/4$ . В этом случае, как раз подлежащем экспериментальному исследованию в предлагаемой лабораторной работе, форма и ориентация эллипса будет также изменяться. Качественную картину этого изменения можно установить, используя приведенные выше результаты.

Рассмотрим сначала предельные случаи  $B/A = 0$  ( $B = 0$ ) и  $B/A = \infty$  ( $A = 0$ ). В первом случае излучение является линейно поляризованным, и направление колебаний совпадает с направлением оси  $x$  ( $B = 0$ ) (положение 5 на рис.6). Во втором случае излучение также линейно поляризовано, но направление колебаний совпадает с осью  $y$  ( $A = 0$ ) (положение 1 на рис.6). Напомним, что линейно поляризованное излучение можно рассматривать как предельный случай эллиптически поляризованного, когда малая полуось эллипса равна нулю, а большая полуось совпадает с направлением колебаний.

В промежуточном случае при  $B/A = 1$ , как уже указывалось, оси эллипса поляризации составляют  $45^\circ$  с осями системы  $xu$  (положение 3 на рис.6). Следовательно, плавное изменение отношения  $B/A$  в пределах  $0 \leq B/A \leq \infty$  будет сопровождаться поворотом большой оси эллипса. Направление поворота зависит от величины сдвига фаз (см. рис.5). При  $0 < \delta < \pi/2$  угол наклона большой оси эллипса  $\alpha$  изменяется в пределах  $0 < \alpha < \pi/2$  (положения 1, 2, 3, 4 на рис.6,  $a$ ), при  $\pi/2 < \delta < \pi$  в пределах  $x \rightarrow 0 \rightarrow y$  (положения 2, 3 и 4 на рис.6,  $b$ ).

Исключение из установленной закономерности представляет случай  $\delta = \pi/2$  (например, когда эллиптическая поляризация создается пластинкой « $\lambda/4$ »). Здесь (формула (9)) оси эллипса всегда совпадают с координатными осями  $x$  и  $y$ , а

отношение  $B/A$  определяет только форму эллипса (отношение полуосей как раз равно  $B/A$ ). В настоящей лабораторной работе это утверждение можно проверить экспериментально. Практически изменение отношения  $B/A$  осуществляется изменением азимута колебаний  $\psi$  в падающей на двупреломляющую пластинку линейно поляризованной волне (см. формулу (7) и рис.3).



**Рис.6. Изменение формы и ориентации эллипса поляризации результирующей волны при изменении отношения амплитуд исходных ортогонально поляризованных волн**

Рассмотрим далее направление вращения вектора  $\vec{E}$  в эллиптически поляризованной волне. Пусть  $\gamma = \gamma(t)$  угол, который образует вектор  $\vec{E}$  с положительным направлением оси  $x$  (рис.4), причем  $\gamma = \arctg \frac{E_y}{E_x}$ . Зависимость

направления вращения вектора  $\vec{E}$  от параметров исходных колебаний удобно определить, исследуя знак угловой скорости  $\Omega = d\gamma/dt$ . Если  $\Omega > 0$ , т.е. угол  $\gamma$  возрастает, то вектор  $\vec{E}$  вращается против часовой стрелки (наблюдение ведется со стороны положительного направления оси  $z$ , рис.1, навстречу лучу света). Это соответствует так называемой левой поляризации. При  $\Omega < 0$  вектор  $\vec{E}$  вращается по часовой стрелке. Такая поляризация называется правой.

Подставляя значения  $E_x$  и  $E_y$  из (3), найдем:

$$\gamma(t) = \arctg \frac{B \cos \left[ \omega t - \left( \frac{2\pi}{\lambda} z + \varphi_x + \delta \right) \right]}{A \cos \left[ \omega t - \left( \frac{2\pi}{\lambda} z + \varphi_x \right) \right]}. \quad (12)$$

Дифференцируя  $\gamma(t)$  по времени, получим

$$\Omega = \frac{B}{A} \omega \frac{\sin \delta}{\left[1 + \operatorname{tg}^2 \gamma\right] \cos^2 \left[ \omega t - \left( \frac{2\pi}{\lambda} z + \varphi_x \right) \right]}. \quad (13)$$

Таким образом, знак  $\Omega$  определяется только знаком  $\sin \delta$ . Если колебания вдоль оси  $x$  опережают колебания вдоль оси  $y$  ( $\delta > 0$ ), то при  $0 < \delta < \pi$  возникает левая поляризация, а при  $\pi < \delta < 2\pi$  - правая. Если колебания вдоль оси  $y$  опережают колебания вдоль оси  $x$  ( $\delta < 0$ ), то наоборот, при  $0 > \delta > -\pi$  поляризация будет правой, а при  $-2\pi < \delta < -\pi$  - левой.

### Определение параметров эллиптически поляризованного света

При экспериментальном определении угла наклона  $\alpha$  и отношении полуосей эллипса  $\frac{b}{a}$  можно воспользоваться методом вращающегося анализатора. Пусть эллиптически поляризованный свет падает на анализатор, направление пропускания которого составляет угол  $\beta$  с направлением оси  $y$ . Для упрощения последующих рассуждений примем во внимание, что эллипс (4) можно рассматривать не только как результат совместного распространения поляризованных волн (3), но также как результат совместного распространения некоторых виртуальных линейно поляризованных волн

$$E_{\eta} = b \cos \left[ \omega t - \left( \frac{2\pi}{\lambda} z + \delta_{\eta} \right) \right], \quad (14a)$$

$$E_{\zeta} = a \cos \left[ \omega t - \left( \frac{2\pi}{\lambda} z - \delta_{\zeta} \right) \right], \quad (14б)$$

колебания в которых параллельны полуосям эллипса  $\eta$  и  $\zeta$  (рис.7) и сдвинуты по фазе на величину  $\delta' = \delta_{\eta} - \delta_{\zeta} = \pm \frac{\pi}{2}$ . Возможность такого представления следует из выше

приведенного анализа. Как было показано, при  $\delta' = \pm \frac{\pi}{2}$  оси эллипса (4) совпадают с направлением исходных колебаний  $E_x$  и  $E_y$  (см. формулу (9)). При левой поляризации следует положить  $\delta' = \frac{\pi}{2}$  (колебания вдоль оси  $\zeta$  опережают колебания вдоль оси  $\eta$ ).

При правой поляризации  $\delta' = -\frac{\pi}{2}$  (колебания вдоль оси  $\eta$  опережают колебания вдоль оси  $\zeta$ ).

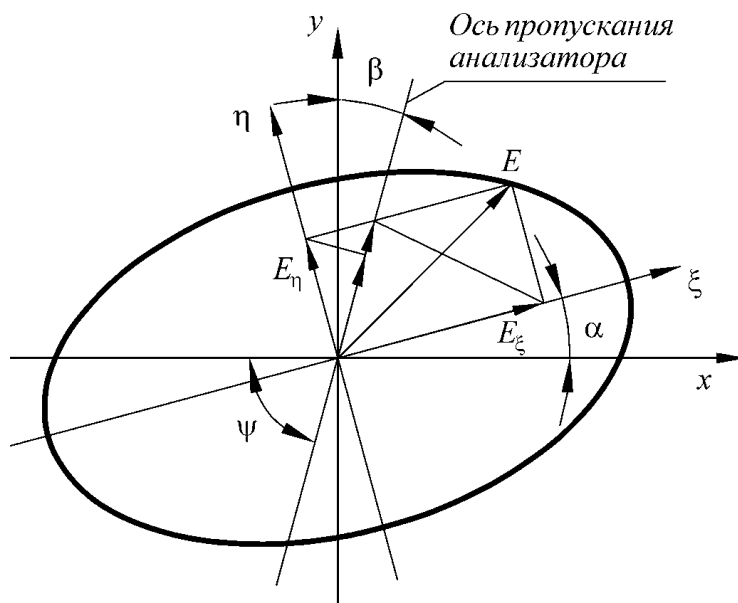
Пропущенное анализатором излучение можно рассматривать как сумму проекций колебаний  $E_{\eta}$  и  $E_{\zeta}$  на направление его оси пропускания (рис.7):

$$E = E_{\zeta} \cos(\beta - \alpha) + E_{\eta} \cos(90^{\circ} - \beta + \alpha). \quad (15)$$

Интенсивность излучения после анализатора  $I(\beta)$  пропорциональна квадрату амплитуды суммарного поля (15). Эту величину легко определить, пользуясь графическим методом сложения колебаний. Так как сдвиг фазы между колебаниями  $E_{\eta}$

и  $E_\zeta$  равен  $\pm \frac{\pi}{2}$ , то интенсивность суммарного колебания пропорциональна сумме квадратов амплитуд складываемых колебаний. Принимая во внимание (14) и (15), найдем

$$I(\beta) = k \left[ b^2 \sin^2(\beta - \alpha) + a^2 \cos^2(\beta - \alpha) \right]. \quad (16)$$



**Рис.7. К определению параметров эллипса поляризации**

Используя тригонометрические формулы, преобразуем полученное выражение к виду

$$I(\beta) = k \frac{b^2 + a^2}{2} \left[ 1 + \frac{b^2 - a^2}{b^2 - a^2} \cos 2(\beta - \alpha) \right]. \quad (17)$$

Как видно из (17), при вращении анализатора относительно направления луча (т.е. при изменении угла  $E_x$ ) интенсивность прошедшего излучения изменяется по периодическому закону. В точках экстремума интенсивность непосредственно определяет радиус-вектор точек эллипса. При  $\beta = \alpha \pm m\pi$ ,  $m = 1, 2, \dots$  (ось анализатора совпадает с большой осью эллипса)  $I_{\max} = ka^2$ . При  $\beta = \alpha \pm \frac{2m+1}{2}\pi$  (ось анализатора совпадает с малой осью эллипса)  $I_{\min} = kb^2$ . Таким образом, фиксируя углы поворота анализатора  $\beta$ , соответствующие экстремальным значениям интенсивности, можно одновременно определить как угол  $\alpha$ , так и величину

$$\frac{b}{a} \sqrt{\frac{J_{\min}}{J_{\max}}}. \quad (18)$$

Заметим, что в случае линейной поляризации ( $a = 0$  или  $\sim 10^{-8}c$ ) уравнение (17) выражает закон Малюса (1). В случае круговой поляризации ( $a = b$ ) уравнение (17) дает  $I = ka$ , т.е. при вращении анализатора интенсивность остается постоянной.

## Компенсация сдвига фаз

Как указывалось ранее, интенсивность излучения при вращении анализатора, освещаемого частично поляризованным светом, изменяется по периодическому закону. Так же по периодическому закону изменяется интенсивность при освещении анализатора эллиптически поляризованным светом. Отсюда следует, что, используя только анализатор, нельзя экспериментально отличить эллиптическую поляризацию от частичной. В равной степени при помощи только одного анализатора нельзя отличить циркулярно поляризованный свет от естественного: в обоих случаях интенсивность света остается постоянной.

Для выявления эллиптической (циркулярной) поляризации можно использовать так называемые компенсаторы – оптические устройства, которые вносят дополнительный сдвиг фазы в исследуемое эллиптически поляризованное излучение, преобразуя его в линейно поляризованное. Линейно поляризованное излучение выявляется при помощи анализатора.

В настоящей лабораторной работе в качестве компенсатора используется пластинка  $\lambda/4$ . Для того чтобы описать действие такого компенсатора, представим по-прежнему эллиптическую поляризацию (4) как результат совместного распространения волн  $E_\eta$  и  $E_\xi$  (14), колебания в которых параллельны осям эллипса. Примем для конкретности, что сдвиг фазы между ними  $\delta' = +\pi/2$ , т.е. колебания вдоль оси  $\xi$  опережают колебания вдоль оси  $\eta$ . Установим на пути эллиптически поляризованного света пластинку таким образом, чтобы направление наибольшей скорости было бы параллельно оси  $\xi$ . В этом случае сдвиги фаз суммируются и после пластинки  $\lambda/4$  полный сдвиг фаз между волнами  $E_\eta$  и  $E_\xi$  будет равен  $\pi$ .

Если пластинку  $\lambda/4$  повернуть относительно направления луча на  $90^\circ$ , то с направлением  $\xi$  совпадает направление наименьшей скорости. Начальный сдвиг фазы между  $E_\eta$  и  $E_\xi$  компенсируется пластинкой  $\lambda/4$ , и полный сдвиг фазы будет равен нулю.

В обоих случаях возникает линейная поляризация, причем наклон плоскости колебаний в системе координат  $\eta\xi$  соответственно равен  $-b/a$  и  $b/a$  (см. формулы (8) и (9)). Появление линейной поляризации после пластинки  $\lambda/4$ , установленной одним из указанных выше способов, свидетельствует об эллиптической поляризации излучения.

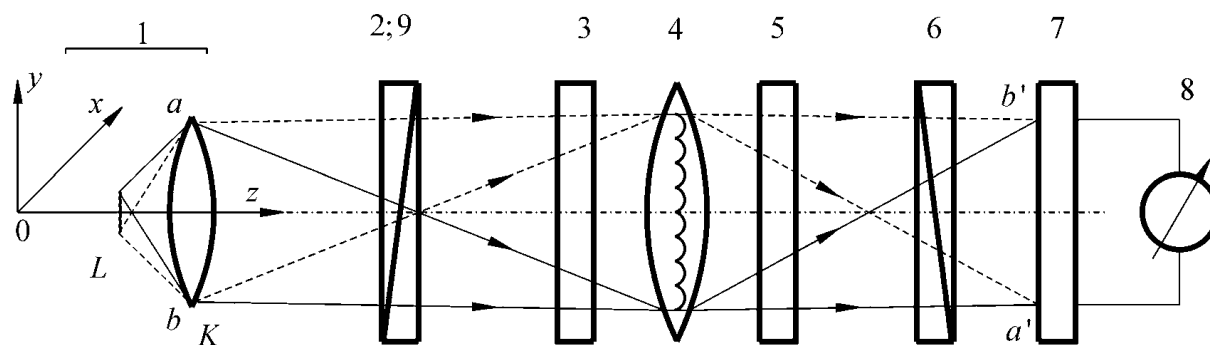
Применение пластинки  $\lambda/4$  в качестве компенсатора позволяет также осуществить количественные измерения разности хода. При равенстве амплитуд исходных колебаний ( $A = B$ ) азимут линейно поляризованного излучения после пластинки  $\lambda/4$  в системе координат  $\eta\xi$  равен  $\delta/2$ .

Пластинка  $\lambda/4$  вместе с анализатором, используемым для определения азимута линейно поляризованного излучения, называется компенсатором Сенармона.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

### *Схема экспериментальной установки*

Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования состояния поляризации света приведена на рис.8. Осветительное устройство 1 состоит из лампы накаливания  $L$  и конденсора  $K$ , создающего направленный поток лучей. В качестве поляризатора 2 и анализатора 6 в установке используются поляроиды.



**Рис.8. Оптическая схема экспериментальной установки для исследования состояния поляризации света**

Направление осей поляроидов (направление пропускания) указаны точками, нанесенными на их оправках. Двойкопреломляющая пластина, создающая эллиптическую поляризацию, устанавливается в держателе 3; пластина  $\lambda/4$ , используемая в качестве компенсатора – в держателе 5. Поляризатор, анализатор и обе пластины могут поворачиваться относительно оптической оси  $z$  всей системы. Углы поворота фиксируются при помощи лимбов. При исследовании частичной поляризации на место поляризатора 2 устанавливается в держателе 9 пластина, создающая частичную поляризацию прошедшего пучка. В установке предусмотрена возможность использования в качестве источника освещения вместо осветительного устройства 1 гелий-неонового лазера. Так как излучение лазера является линейно поляризованным, то и данном случае отпадает необходимость в поляроиде 2.

Пучок лучей, проходящих через систему, направляется линзой 4 на фото катод селенового фотоэлемента 7. Фототок регистрируется микроамперметром 8. При используемых в работе световых потоках между интенсивностью падающего на фотоэлемент излучения и фототоком сохраняется линейная зависимость. Поэтому фототок рассматривается как мера интенсивности излучения и в дальнейшем обозначается той же буквой  $I$ .

Кривая спектральной чувствительности селенового фотоэлемента имеет острый максимум при  $\lambda = 550 \text{ нм}$  и быстро спадает к краям видимого спектра. В связи с этим отпадает необходимость в светофильтре для выделения узкой спектральной области из сплошного спектра лампы накаливания. При измерениях можно считать, что в установке используется излучение, длина волны которого равна  $550 \text{ нм}$ .

Для повышения точности фотоэлектрических измерений желательно обеспечить максимальную и в то же время равномерную освещенность светочувствительной поверхности фотоэлемента. Это условие хорошо выполняется при указанном на рис.7 взаимном расположении элементов схемы. Конденсор  $K$  изображает нить накала лампы в плоскость линзы 4 таким образом, чтобы изображение целиком вписывалось в площадь, ограниченную оправой линзы. В свою очередь линза 4 создает изображение оправы конденсора на светочувствительной поверхности фотоэлемента. При таком расположении на светочувствительную поверхность попадают все лучи, прошедшие через конденсор. Так как через поверхность конденсора проходят лучи от всех точек источника, то поверхность конденсора можно рассматривать как равномерно светящийся «вторичный источник». Его изображение, создаваемое линзой 4, будет также освещено равномерно.

При выполнении всех указанных ниже заданий работы взаимное расположение источника света  $L$ , конденсора  $K$ , линзы 4 и фотоэлемента 7 остается неизменным. Остальные элементы схемы вводятся в ход лучей в зависимости от поставленной задачи и центрируются в держателях таким образом, чтобы не диафрагмировать пучок

лучей, проходящих через систему. Центровку всех элементов целесообразно осуществить до начала измерений.

### ***Определение состояния поляризации излучения***

#### Выявление линейной поляризации.

Задача заключается в экспериментальном выявлении линейной поляризации излучения и проверке закона Малюса. Для ее решения необходимо:

1. Ввести в ход лучей поляризатор 2 и анализатор 6 (рис.8), включить источник света. При выполнении задания ось поляризатора может быть ориентирована произвольно;
2. Совместить направление осей поляризатора и анализатора. При этом возникающее после поляризатора линейно поляризованное излучение целиком проходит через анализатор и имеет наибольшую интенсивность. При дальнейших измерениях угол  $\beta$  между осями поляризатора и анализатора отсчитывается по лимбу анализатора от этого начального положения;
3. Регулируя накал источника света, добиться максимального отклонения стрелки микроамперметра. Поворачивая анализатор, определить значение фототока  $I$  при различных значениях  $0 \leq \beta \leq 2\pi$ . По полученным данным построить график зависимости  $I(\beta)$ . Для проверки закона Малюса

построить график  $\frac{I}{I_{\max}} = f(\beta)$  при  $0 \leq \beta \leq 2\pi$ . Выполнение закона Малюса свидетельствует о линейной поляризации излучения.

#### Выявление эллиптической поляризации.

Задача заключается в экспериментальном определении параметров эллипса поляризации и последующем преобразовании эллиптически поляризованного света в линейно поляризованный. Определение параметров эллипса поляризации осуществляется методом вращающегося анализатора. Для того чтобы упростить отсчет углов при практическом применении приведенных в теории формул, целесообразно предварительно связать с экспериментальной установкой систему координат, использованную при их выводе (рис.7). Практически это можно сделать следующим образом. Совместим ось  $z$  с осью оптической системы, направив ее от источника к приемнику. Введем в ход лучей анализатор 6 (рис.8). Установив ось анализатора приблизительно вертикально, будем считать, что она совпадает с направлением  $y$ . Направим ось  $y$  вверх и отметим соответствующее направление по лимбу анализатора. Введем далее в ход лучей поляризатор 2 и, включив источник, установим поляризатор в скрещенное положение – ось поляризатора совпадает с направлением  $x$ . Положительное направление оси  $x$  выберем таким образом, чтобы для наблюдателя, находящегося со стороны положительного направления оси  $z$ , поворот от оси  $x$  к оси  $y$  происходил против часовой стрелки. Соответствующее деление лимба поляризатора примем в дальнейшем за начало отсчета углов  $\psi$  в формулах (6) и (7) (рис.1).

Повернем ось анализатора 6 на  $90^\circ$  от отмеченного по лимбу деления в сторону положительного направления оси  $x$ . При этом интенсивность прошедшего излучения должна быть максимальна. Найденное таким образом деление лимба анализатора в дальнейшем примем за начало отсчета углов  $\alpha$  и  $\beta$  в формулах (15) и (17) (см. рис.7). Для дальнейших измерений установим анализатор в прежнее положение так, чтобы его ось была параллельна оси  $y$ .

Для компенсации сдвига фаз удобно заранее определить главные направления пластины  $\lambda/4$ . Для этого следует установить пластину между скрещенными поляризатором и анализатором, поворачивая ее до тех пор, пока фототок не будет вновь равен нулю. Последнее будет означать, что главные направления пластинки совпадают с направлениями осей поляризатора и анализатора, т.е. с направлениями координатных осей  $x$  и  $y$ . Действительно, при  $\psi = 0$  (рис.3) излучение после пластинки остается линейно поляризованным и не пропускается анализатором. Найденное положение фиксируется по лимбу пластинки.

После проведения подготовительных операций можно приступить к выполнению основной задачи. Для этого необходимо:

1. Установить поляризатор и анализатор в скрещенное положение и ввести в ход лучей непосредственно после поляризатора двояко преломляющую пластинку 3. Поворачивая пластинку, установить ее главные направления параллельно осям  $x$  и  $y$ .
2. Повернуть ось поляризатора на угол  $\psi = 30^\circ$ . При этом излучение после двояко преломляющей пластинки приобретет эллиптическую поляризацию.
3. Поворачивая анализатор, провести измерения интенсивности  $I(\beta)$  (формула (17) при  $0 \leq \beta \leq 2\pi$ , обращая внимание на точность измерений вблизи экстремальных значений. Найденную зависимость изобразить графически. Определить угол наклона большой оси эллипса поляризации  $\alpha$  и при помощи (18) найти отношение его осей. Изобразить эллипс поляризации графически в системе координат  $xOy$ .
4. Установить дополнительно перед анализатором пластинку  $\lambda/4$ , ориентируя ее главные направления параллельно осям эллипса. Вращая анализатор, вновь провести измерения  $I(\beta)$ . Найденную зависимость изобразить графически. Используя результаты измерений, показать, что компенсатор преобразовал эллиптически поляризованное излучение в линейно поляризованное.

#### Анализ частично поляризованного излучения<sup>1</sup>

Задача состоит в сопоставлении эллиптически и частично поляризованного излучения. Исследование целесообразно проводить в следующем порядке:

1. Установить в ход лучей вместо поляризатора 2 пластинку 9, создающую частичную поляризацию и анализатор 6 (рис.8). Вращая анализатор, найти зависимость  $I(\beta)$  при  $0 \leq \beta \leq 2\pi$ . Результаты измерений изобразить графически и определить направления оси анализатора  $\beta_{экстр}$ , при которых интенсивность имеет экстремальные значения. Обратить внимание на то, что зависимость  $I(\beta)$  качественно совпадает с зависимостью, полученной при исследовании эллиптической поляризации.
2. Установить перед анализатором пластинку  $\lambda/4$ , совместив ее главные направления с найденными направлениями  $\beta_{экстр}$ . Вращая анализатор, вновь измерить зависимость  $I(\beta)$ . Результаты измерений изобразить графически. Показать, что в отличие от эллиптической поляризации, излучение после компенсатора не преобразовалось в линейно поляризованное.

---

<sup>1</sup> Исследование проводить только в случае использования в качестве источника освещения лампы накаливания.



3. Используя формулу (2), вычислить степень поляризации частично поляризованного света.
4. Применив изложенный выше метод анализа частично поляризованного излучения, показать, что излучение самого источника представляет собой естественный свет.

#### Исследование эллиптической поляризации

Задача состоит в экспериментальном исследовании зависимости параметров эллипса поляризации (наклон большой оси  $\alpha$  и отношения полуосей  $b/a$ ) от отношения амплитуд исходных колебаний  $B/A$ . В качестве объекта исследования предлагается использовать пластинку  $\lambda/4$ , ранее примененную в качестве компенсатора.

Исследование целесообразно проводить в следующем порядке.

1. Установить между скрещенными поляризатором и анализатором пластинку  $\lambda/4$  таким образом, чтобы ее главные направления были параллельны координатным осям  $x$  и  $y$ .
2. Изменяя поляризатором угол  $\psi$  в пределах  $0 \leq \psi \leq 360^\circ$  через каждые  $15^\circ$  и используя метод вращающегося анализатора (формулы (17) и (18)), определить для каждого случая величины  $\alpha$  и  $b/a$ . При этом можно ограничиться измерением экстремальных значений интенсивности пропущенного анализатором света, не прибегая к определению всей кривой  $I(\beta)$ .
3. Используя формулы (9) и (7), сопоставить результаты измерений с теорией. Изобразить полученные эллипсы поляризации в системе координат  $xOy$ .

#### Исследование эллиптической поляризации с использованием излучения гелий-неонового лазера

**ВНИМАНИЕ!** Избегайте прямого попадания в глаз луча лазера. Не пытайтесь отводить луч лазера зеркалом или другими зеркально отражающими предметами.

Исследование целесообразно проводить в следующем порядке.

1. Освободить стол с установкой от посторонних предметов.
2. Вначале убедиться, что блок питания лазера выключен (тумблер на зеленой точке), и подсоединить блок питания к сети.
3. Снять со скамьи все элементы, кроме фотоприемника, и включить лазер (тумблер на красной точке). Убедиться, что луч лазера попадает в фотоприемник. При этом амперметр должен показать наличие фототока.
4. Установить на скамью между лазером и фотоприемником поляроид и, вращая его вокруг оптической оси системы, измерить зависимость  $I(\alpha)$  интенсивности света от угла поворота. Заметить, при каком положении  $\alpha_0$  поляроида  $I(\alpha_0) = 0$ , то есть плоскость пропускания поляроида скрещена с плоскостью колебаний в луче лазера. Это положение принять за начало отсчета угла  $\alpha$ . Построить график  $I(\alpha)$  и объяснить его.
5. Поместить между лазером и поляроидом четвертьволновую пластинку. Вращая пластинку, найти направления, при которых линейно поляризованный свет лазера после прохождения через пластинку остается линейно поляризованным.

6. Повернув пластинку на угол  $\psi = 15^\circ$  и оставив ее в этом положении, снять зависимость  $I(\alpha)$  фототока от угла поворота  $\alpha$  поляроида. Построить график  $I(\alpha)$  в полярных координатах, найти ориентацию эллипса поляризации и эллиптичность. Меняя угол поворота  $\psi$  пластинки, через каждые  $15^\circ$  в пределах  $0 < \psi < 2\pi$  найти такие положения анализатора  $\alpha_a$  и  $\alpha_b$ , при которых интенсивность пропущенного им света максимальна и, соответственно, минимальна:  $I(\alpha_a) = I_{\max}$ ,  $I(\alpha_b) = I_{\min}$ . Сопоставить полученные результаты с теорией по формулам описания.
7. Убедиться в том, что исследуемая пластинка действительно четвертьволновая, для чего найти такую ориентацию пластинки, при которой пропущенный ею свет поляризован по кругу ( $a = b$ ).
8. Установить поляроид в скрещенное состояние по отношению к колебаниям в пучке лазера. Установить между лазером и поляроидом две четвертьволновые пластинки. Вращением только этих пластинок добиться максимальной интенсивности пропущенного света после поляроида. Вращая поляроид, убедиться, что в этом случае свет линейно поляризован. Объяснить, почему это произошло.

### Контрольные вопросы и задания

1. Дайте определение линейно поляризованного, естественного и частично поляризованного света. Каким образом можно выделить линейно поляризованный свет из естественного?
2. Дайте определение эллиптически поляризованного света. Как возникает и какими параметрами характеризуется эллиптически поляризованный свет?
3. Как изменяется эллипс поляризации:
  - а) при изменении сдвига фаз исходных колебаний  $\delta$ ;
  - б) при изменении отношения амплитуд исходных колебаний  $B/A$ .
4. Чем определяется направление вращения вектора  $\vec{E}$  в эллиптически поляризованной волне?
5. Какие характеристики эллипса поляризации можно определить методом вращающегося анализатора?
6. Объясните, как действует пластинка  $\lambda/4$  в качестве компенсатора сдвига фаз.
7. Опишите схему экспериментальной установки и назначение отдельных ее элементов.

### Литература

1. Ландсберг Г.С. Оптика.- М.: Наука, 1976
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.- М.: Наука, 1970.