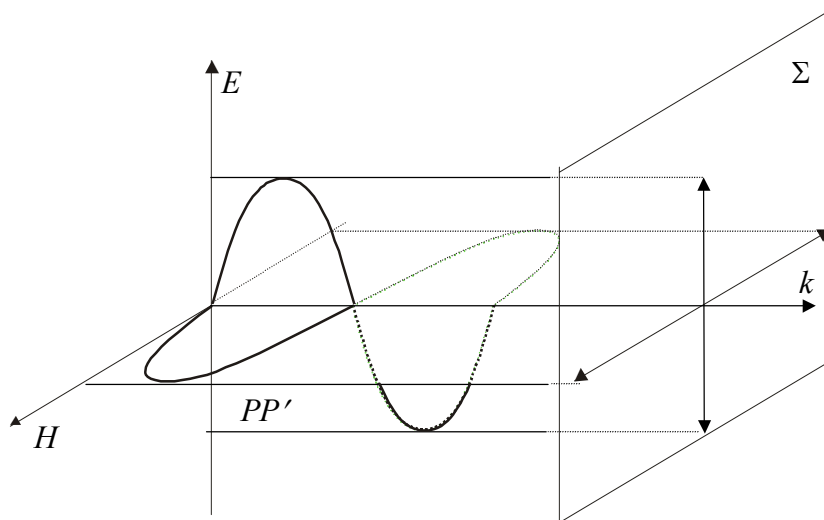


## Работа 7. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель работы: 1. Анализ линейно поляризованного света.  
2. Получение и исследование поляризованного света с различным состоянием поляризации.

### 1. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Как известно, световые волны есть волны электромагнитные. Световые волны поперечны: электрический вектор  $E$ , магнитный вектор  $H$  и волновой вектор  $k$ , указывающий направление распространения волны, ортогональны друг другу и образуют правую тройку.



Р и с. 1

Опыт показывает, что за световое воздействие такой волны отвечает электрическое поле. В связи с этим электрический вектор  $E$  волны называют *световым вектором*, и в дальнейшем будем следить за его поведением.

Если задано направление распространения и направление одного из векторов, например  $E$ , то направление другого ( $H$ ) определяется однозначно. Однако крест векторов  $E$  и  $H$  может быть произвольно ориентирован относительно направления распространения волны. Обычные источники света являются совокупностью огромного числа быстро высвечивающих элементарных излучателей (атомов или молекул), испускающих независимо друг от друга волны с различными направлениями светового вектора. Накладываясь друг на друга, эти волны образуют результирующую волну, в которой направление векторов  $E$  и  $H$  беспорядочно изменяется с течением времени, хотя векторы  $E$ ,  $H$ ,  $k$  и остаются взаимно перпендикулярными в каждый момент

времени. Поэтому такой свет обладает (статистически) осевой симметрией относительно направления распространения. В дальнейшем такой свет будем называть *неполяризованным* или *естественным*.

У поляризованных световых волн, в отличие от неполяризованных, ориентация светового вектора в любой точке пространства с течением времени остается неизменной или меняется по определенному закону. В зависимости от характера этих изменений можно выделить различные состояния поляризации световых волн.

Так, если колебания светового вектора происходят только в одной плоскости, свет называется *плоско (линейно) поляризованным*. Конец вектора  $\mathbf{E}$  (соответственно и  $\mathbf{H}$ ) в плоскости  $\Sigma$ , перпендикулярной направлению распространения волны, описывает за период световых колебаний прямую, длина которой равна удвоенной амплитуде (рис. 1). Плоскость, в которой колеблется световой вектор, будем называть *плоскостью поляризации* ( $PP'$ ).

Наиболее общим типом поляризации является эллиптическая поляризация. В эллиптически поляризованной световой волне конец светового вектора в данной точке пространства описывает с частотой  $\omega$  эллипс, который называют *эллипсом поляризации*. Линейно поляризованный свет можно рассматривать как частный случай эллиптически поляризованного света, когда эллипс вырождается в отрезок прямой линии. Другим частным случаем является *круговая (циркулярная) поляризация*, когда эллипс вырождается в окружность.

Свет, поляризованный по кругу или эллипсу, может иметь либо *правую*, либо *левую* поляризацию. Если наблюдатель смотрит навстречу световому пучку, то при правой поляризации вектор напряженности  $\mathbf{E}$  вращается в направлении часовой стрелки, а при левой – против.

Как известно из механики, сложение двух взаимно перпендикулярных колебаний одной и той же частоты приводит к движению по эллипсу. Из этого следует, что свет любой поляризации всегда можно представить как наложение двух волн одинаковой частоты и линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях. Поэтому можно сказать, что световые волны обладают двумя независимыми состояниями поляризации.

Свет, у которого изменения направления светового вектора в пространстве упорядочены лишь частично, называется *частично поляризованным*. Его можно рассматривать как смесь естественного и поляризованного света.

Большинство источников (лампы накаливания, ртутные лампы и т. д.) дают естественный свет. Чтобы получить свет с нужным состоя-

нием поляризации, применяют различные поляризационные приборы, изготовленные чаще всего из оптически анизотропных сред.

## 2. АНИЗОТРОПНЫЕ СРЕДЫ. ДВОЙНОЕ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ

*Анизотропия* (от греч. *anisos* – неравный и *tropos* – направление) – зависимость свойств тела от направления. *Оптическая анизотропия* – это различие оптических свойств среды, связанное с зависимостью скорости световых волн от направления распространения и от поляризации.

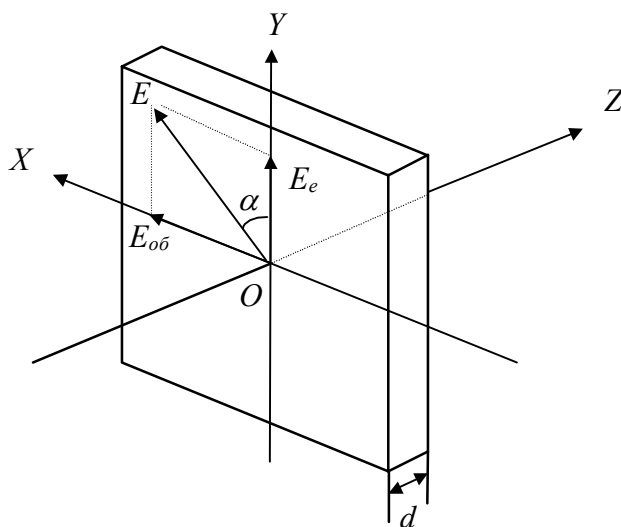
Анизотропными чаще всего бывают кристаллы. Оптическая анизотропия кристаллов обусловлена неодинаковостью по различным направлениям поля сил, связывающих атомы решетки. Оптическая анизотропия веществ, которые проявляют ее в любом агрегатном состоянии, связана с асимметрией строения отдельных молекул таких веществ и обусловленным ею различием во взаимодействии этих молекул с излучением различных поляризаций.

Оптическая анизотропия проявляется в двойном лучепреломлении, дихроизме, вращении плоскости поляризации и т. д.

*Двойное лучепреломление* – раздвоение светового луча при прохождении через анизотропную среду, обусловленное зависимостью показателя преломления (а следовательно, и скорости волны) от ее поляризации и ориентации волнового вектора относительно кристаллографических осей, т. е. от направления распространения. При падении световой волны на поверхность пластинки, изготовленной из анизотропной среды, в последней возникают две преломленные волны, имеющие разную поляризацию и идущие в разных направлениях с различными скоростями. Отношение амплитуд этих волн зависит от поляризации падающей волны и от ориентации пластинки. У анизотропных веществ имеются одно или два направления, вдоль которых свет с любым направлением светового вектора распространяется с одной и той же скоростью. Эти направления называются *оптическими осями*. Для кристаллов с одной оптической осью (одноосных кристаллов) плоскость, проходящая через оптическую ось и световой луч, называется *главной плоскостью* (плоскостью главного сечения). В таких кристаллах скорость одной из волн не зависит от направления ее распространения. Эта волна называется *обыкновенной*, плоскость колебаний ее вектора  $\mathbf{E}$  перпендикулярна главной плоскости. У волны, которая называется *необыкновенной*, световой вектор лежит в главной плоскости, и ее скорость зависит от направления рас-

пространения. Примером двупреломляющих одноосных кристаллов может служить кварц, исландский шпат.

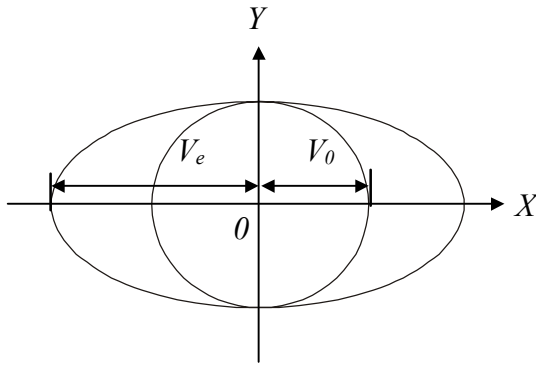
Рассмотрим нормальное падение (вдоль оси  $OZ$ ) поляризованного света на поверхность пластинки, вырезанной параллельно оптической оси (оптической осью пусть служит ось  $OY$ ). Плоскостью главного сечения, следовательно, является плоскость  $YOZ$ . Падающий на пластинку свет представим как совокупность двух волн, поляризованных вдоль оптической оси и перпендикулярно к ней (рис. 2). Первая из них в пластинке будет необыкновенной волной ( $E_e$ ), вторая – обыкновенной ( $E_{об}$ ).



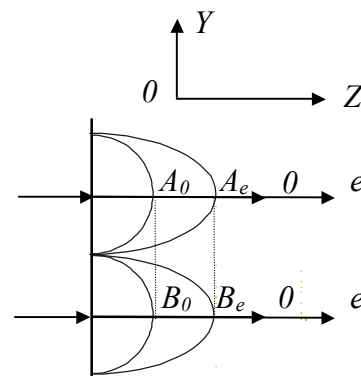
Р и с. 2

Направление распространения волн в пластинке можно найти по принципу Гюйгенса, в котором постулируется, что каждая точка анизотропной среды, до которой доходит световое возбуждение, может рассматриваться как центр двух вторичных волн: обыкновенной и необыкновенной. Так как скорость  $v_0$  обыкновенной волны одинакова во всех направлениях, то ей соответствует сферическая волновая поверхность. Скорость  $v_e$  необыкновенной волны зависит от направления ее распространения. Волновая поверхность необыкновенной волны имеет вид эллипсоида вращения, который в направлении оптической оси (оси вращения) должен касаться сферической волновой поверхности обыкновенной волны. В направлении, перпендикулярном оптической оси, обе поверхности расходятся сильнее всего. На рис. 3 представлено сечение волновых поверхностей плоскостью  $XOY$ . Такой же вид будет иметь сечение и в плоскости  $YOZ$ . Для определения положения волнового фронта распространяющейся волны в последующие моменты времени следует построить огибающую соответствующих волно-

вых поверхностей. На рис. 4  $A_0B_0$  представляет собой фронт обыкновенной волны,  $A_eB_e$  – фронт необыкновенной волны. Прямые, проведенные из центра возбуждения вторичных волн в точки касания волновых поверхностей и фронтов, укажут направления распространения обыкновенного ( $o$ ) и необыкновенного ( $e$ ) лучей.



Р и с. 3



Р и с. 4

Как видно из рис. 4, при нормальном падении плоской волны на поверхность пластинки, вырезанной параллельно оптической оси, точки касания для обеих волн лежат на одной прямой, поэтому в пластинке обе волны распространяются в одном направлении, но с различными скоростями. В нашем примере необыкновенная волна движется быстрее обыкновенной ( $v_e > v_o$ ). Такие кристаллы называются *отрицательными*.

Пусть плоскость поляризации падающего на пластинку поляризованного света составляет угол  $\alpha$  с плоскостью главного сечения пластинки (плоскость  $YOZ$ , рис. 2). Амплитуды  $A_0$  и  $A_e$  колебаний обыкновенной и необыкновенной волн будут равны, соответственно:

$$\begin{aligned} A_e &= E_0 \cdot \cos \alpha, \\ A_0 &= E_0 \cdot \sin \alpha, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E_0$  – амплитуда колебаний в падающей волне.

Тогда компоненты вектора  $\mathbf{E}$  для падающего света можно записать в виде

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \sin \alpha \cos \omega t = A_0 \cos \omega t, \\ E_y &= E_0 \cos \alpha \cos \omega t = A_e \cos \omega t. \end{aligned} \quad (2)$$

Разность фаз между колебаниями в момент падения на пластинку равна нулю, если падающий свет имеет линейную поляризацию.

Поскольку скорости обеих волн различны, изменения фаз для них при прохождении через пластинку будут неодинаковы. Пренебрегая

потерями на отражение, можно записать компоненты вектора для света, выходящего из пластинки, в виде

$$E_x = A_0 \cos(\omega t + \delta'), \quad (3)$$

$$E_y = A_e \cos(\omega t + \delta'') = A_e \cos(\omega t + \delta' + \delta), \quad (4)$$

где  $\delta' = \omega \frac{d}{v_0} = \frac{\omega d n_0}{c} = k d n_0$ ,  $\delta'' = k d n_e$ .

Следовательно, вносимая пластинкой разность фаз  $\delta$  и разность хода  $\Delta$  запишется следующим образом:

$$\delta = \delta'' - \delta' = k d (n_e - n_0), \quad (5)$$

$$\Delta = d (n_e - n_0).$$

После выхода из пластинки обыкновенный и необыкновенный лучи, складываясь, дают в общем случае свет эллиптической поляризации. Ориентация осей эллипса и соотношение между ними будут зависеть от поляризации падающего на пластинку света, толщины и ориентации пластинки.

Действительно, исследуем напряженность электрического поля суммарного колебания в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волн, т. е. при фиксированном значении  $z$ . С течением времени конец вектора  $\mathbf{E}$  ( $\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j}$ ) описывает в плоскости  $XOY$  некоторую замкнутую кривую. Найдем уравнение этой кривой, исключив время  $t$ .

Перепишем (4) в виде:

$$E_y = A_e \cos(\omega t - k d n_0) \cos \delta - A_e \sin(\omega t - k d n_0) \sin \delta.$$

Исключим из этого равенства  $\cos(\omega t - k d n_0)$  и  $\sin(\omega t - k d n_0)$  с помощью формулы (3), тогда

$$E_y = A_e (E_y / A_0) \cos \delta - A_e \sin \delta \sqrt{1 - \frac{E_x^2}{A_0^2}}. \quad (6)$$

Перенесем первое слагаемое правой части (6) на левую сторону, возведем обе части в квадрат, раскроем квадрат и после перегруппировки членов приводим уравнение к виду

$$\frac{E_x^2}{A_0^2} - 2 \frac{E_x E_y}{A_0 A_e} \cos \delta + \frac{E_y^2}{A_e^2} = \sin^2 \delta. \quad (7)$$

Это есть уравнение эллипса, форма и ориентация которого относительно осей зависит от значений  $\alpha$  и  $\delta$  (значение  $\alpha$  определяет соотношение между  $A_0$  и  $A_e$ ). Следовательно, при прохождении линейно поляризованного света через кристаллическую пластинку получаем

световую волну, конец вектора  $E$  которой описывает за период эллипс в плоскости  $XOY$  при фиксированном значении  $z$ . Такой свет называется *эллиптически поляризованным*.

### 3. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛАСТИНКИ

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Толщина пластинки такова, что разность хода двух волн составляет четверть волны

$$\Delta = d(n_e - n_o) = \pm \lambda/4.$$

Такая пластинка называется пластинкой в четверть длины волны (пластинка " $\lambda/4$ "). Согласно (5), на выходе из пластинки разность фаз равна  $\delta = \pm \pi/2$  (с точностью до  $2\pi$ ), а выходящий из нее свет поляризован эллиптически. Уравнение (7) принимает вид

$$\frac{E_x^2}{A_o^2} + \frac{E_y^2}{A_e^2} = 1. \quad (8)$$

Это выражение есть уравнение эллипса с центром в начале координат и осями, направленными вдоль главных направлений кристалла. Главными направлениями являются направление оптической оси и направление, перпендикулярное ей.

Если пластинка расположена так, что  $\alpha = \pi/4$ , то амплитуды колебаний в обыкновенной и необыкновенной волнах одинаковы ( $A_o = A_e$ ) и на выходе из пластинки свет поляризован по кругу.

В случае *правой круговой поляризации*  $\sin \delta > 0$ , так что  $\delta = \frac{\pi}{2} + 2m\pi$ , где ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) и формулы (4) и (5) примут вид:

$$E_x = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(\omega t - kdn_0),$$

$$E_y = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(\omega t - kdn_0 + \frac{\pi}{2}) = -\frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin(\omega t - kdn_0).$$

Для *левой поляризации*  $\sin \delta < 0$ , так что  $\delta = -\frac{\pi}{2} + 2m\pi$ , где ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ).

Соответственно

$$E_x = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(\omega t - kdn_0),$$

$$E_y = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin(\omega t - kdn_0).$$

С помощью пластинки " $\lambda/4$ " можно выполнить и обратную операцию: превратить эллиптически поляризованный свет в линейно поляризованный. Если оптическая ось пластинки совпадает с одной из осей эллипса поляризации, то в момент падения света на пластинку между компонентами уже имеется начальная разность фаз  $\pi/2$ . После пластинки разность фаз (с точностью до величины  $2\pi$ ) становится равной  $0$  или  $\pi$ . Поэтому обыкновенные и необыкновенные волны, складываясь, дают линейно поляризованный свет.

Пластинка " $\lambda/4$ " способна перевести в линейно поляризованный свет и свет круговой поляризации, при этом положение пластинки безразлично.

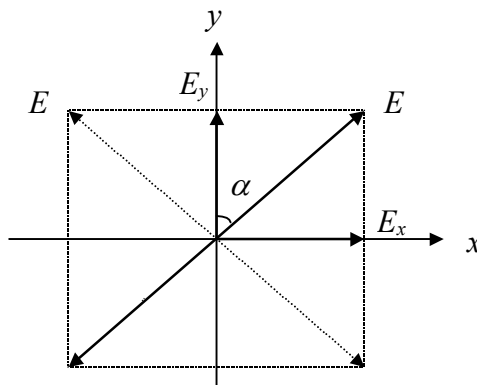
2. Для пластинки в целую длину волны  $\lambda$  разность хода равна

$$\Delta = d(n_e - n_o) = m\lambda. \quad (9)$$

Выходящий из пластинки в этом случае свет остается поляризованным линейно, причем плоскость колебаний не изменяет своего направления при любой ориентации пластинки. Формула (7) принимает вид

$$E_y = E_x(A_e/A_o). \quad (10)$$

Это есть уравнение прямой. Прямая лежит в (1–3) квадрантах (рис. 5).



Р и с. 5

Значит на выходе из пластинки " $\lambda$ " имеется поляризованная волна с той же плоскостью колебаний вектора  $E$ , что и на входе.

3. В случае пластинки " $\lambda/2$ " разность хода и разность фаз запишутся соответственно:

$$\Delta = d(n_e - n_o) = \pm \lambda/2,$$

$$\delta = (2\pi/\lambda) \cdot \Delta = \pm \pi,$$

и уравнение эллипса (7) вырождается в прямую:



$$E_y = -E_x (A_e / A_0). \quad (11)$$

Выходящий из пластинки свет при этом остается линейно поляризованным, но плоскость колебаний поворачивается против часовой стрелки на угол  $2\alpha$  относительно направления оптической оси (оси  $OY$ ) (см. рис. 5 – пунктирная линия).

Если вместо вещественного представления используется комплексное, т. е. вместо косинусов в (3) и (4) написаны экспоненциальные функции, то  $\frac{E_y}{E_x} = \frac{A_e}{A_0} e^{i\delta}$ , и из значения этого отношения сразу

же можно определить характер поляризации.

*Линейная поляризация* световой волны ( $\delta = m \cdot \pi$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ )

$$\frac{E_y}{E_x} = (-1)^m \frac{A_e}{A_0}.$$

*Правая круговая поляризация*  $A_e = A_0 = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0$ ,  $\delta = \frac{\pi}{2}$ ,

$$\frac{E_y}{E_x} = e^{(i\frac{\pi}{2})} = i.$$

*Левая круговая поляризация*  $A_e = A_0$ ,  $\delta = -\frac{\pi}{2}$ ,  $\frac{E_y}{E_x} = e^{-(i\frac{\pi}{2})} = -i$ .

#### 4. ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗАТОР. ЗАКОН МАЛЮСА

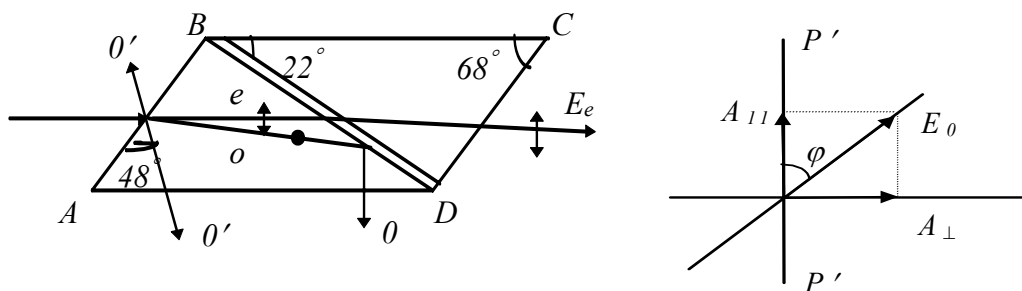
Поляризаторы представляют собой устройства для получения поляризованного света. К наиболее распространенным типам линейных поляризаторов относятся различные поляризационные призмы (Николя, Глана, Фуко и т. д.) и поляроидные пленки. Действие этих приборов основано на том, что они пропускают световые колебания лишь в определенной плоскости, которую называют *плоскостью пропускания поляризатора* ( $PP'$ ). В поляризационных призмах это достигается за счет пространственного разделения обыкновенного и необыкновенного лучей, в поляроидах – за счет дихроизма, т. е. неодинакового поглощения обыкновенного и необыкновенного лучей.

В качестве примера рассмотрим призму Николя (николь) (рис. 6). Она состоит из природного кристалла исландского шпата в виде ромбоэдра (одноосный отрицательный кристалл), разрезанного на две равные части вдоль диагональной плоскости. Эти части склеены ка-

надским бальзамом. Длина ромба в три раза больше его ширины, а углы при  $A$  и  $C$  его главного сечения равны  $71^\circ$ . Торцевые грани  $AB$  и  $CD$  сполпированы так, чтобы уменьшить этот угол до  $68^\circ$ . Направление оптической оси  $O'O'$  образует с входной гранью угол  $48^\circ$ .

Луч света, распространяющийся параллельно длинной стороне, разделяется в призме на два луча, *обыкновенный* ( $o$ ) и *необыкновенный* ( $e$ ). Направления колебаний вектора  $E$  указаны на лучах: стрелками – колебания в плоскости рисунка и точками – колебания, перпендикулярные плоскости рисунка. Для обыкновенного луча канадский бальзам является менее плотной средой, для второго – более плотной (для кристалла исландского шпата  $n_e = 1,49$ ;  $n_o = 1,66$ ; для канадского бальзама  $n = 1,53$ ). Можно показать, что на границе с канадским бальзамом для обыкновенного луча выполняются условия полного внутреннего отражения. Этот луч полностью отражается в направлении зачерненной грани  $AD$ , где он и поглощается. Необыкновенный луч проходит через призму, практически не испытывая бокового смещения, и выходит из нее линейно поляризованным, причем его вектор  $E$  расположен в плоскости главного сечения (в плоскости пропускания поляризатора). Таким образом, призма Николя дает линейно поляризованный свет с известным направлением колебаний светового вектора.

Устройство, аналогичное призме Николя, которое превращает свет с любыми типами поляризации в линейно поляризованный свет, называется *поляризатором*. Его можно также использовать в качестве *анализатора*, т. е. детектора линейно поляризованного света и его направления колебаний. Для этого призму нужно лишь поворачивать вокруг ее продольной оси и установить, существует ли положение, когда свет через нее не проходит. Если такое положение существует, то исследуемый свет линейно поляризован и направление колебаний его вектора  $E$  перпендикулярно к главному сечению призмы.



При прохождении линейно поляризованного света через анализатор последний пропускает не все колебание, а только его составляющую  $A_{11}$ , лежащую в плоскости пропускания анализатора  $PP'$  (рис. 7). Если амплитуда колебаний в падающей волне  $E_o$ , то в пропущенной –  $E_o \cos \varphi$ , где  $\varphi$  – угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью пропускания анализатора. Поскольку интенсивность световой волны пропорциональна квадрату ее амплитуды, то для интенсивности света  $I_\varphi$  на выходе из анализатора получим

$$I_\varphi = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (12)$$

где  $I_0$  – интенсивность падающего на анализатор линейно поляризованного света.

Соотношение (12) носит название *закона Малюса*.

В общем случае можно записать, что при вращении анализатора интенсивность прошедшего света может меняться от некоторого максимального ( $I_{\max}$ ) до минимального ( $I_{\min}$ ) значений.

1. Если  $I_{\min} = 0$ , можно сделать однозначный вывод, что свет имеет линейную поляризацию, так как в соответствии с законом Малюса свет не проходит через анализатор, если плоскость пропускания последнего перпендикулярна к световому вектору.

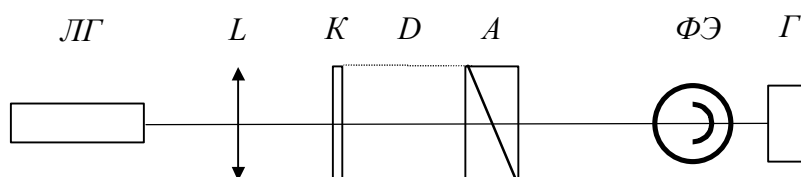
2. Если  $I_{\max} = I_{\min}$ , свет является естественным или имеет круговую поляризацию (независимо от положения анализатор пропускает половину падающего на него светового потока). Здесь необходим второй этап анализа, который проводится с помощью пластинки " $\lambda/4$ " и анализатора.

3. Если  $I_{\min} \neq 0$ , можно говорить или об эллиптической или о частичной поляризации. Применяя дополнительно пластинку " $\lambda/4$ ", можно разделить и эти два случая.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

На рис. 8 представлена принципиальная схема установки для исследования поляризованного света.

Источником света служит лазер. Конденсорная линза  $L$  создает слабо расходящийся пучок. Линейно поляризованный свет лазера, пройдя двупреломляющую пластинку  $K$  и анализатор  $A$ , регистрируется фотоэлементом  $\Phi Э$  и гальванометром  $\Gamma$ .



Р и с. 8

Величина фототока пропорциональна интенсивности света, падающего на фотоэлемент. Пластинку и анализатор можно поворачивать вокруг луча независимо друг от друга, причем положение анализатора отмечается на правом круговом лимбе, а положение пластинки – на левом лимбе держателя  $D$ . Пластинка заключена в специальную оправу и может легко выниматься из установки. В ходе выполнения работы фотоэлемент следует открывать только на время измерений.

### Упражнение 1. Исследование линейно поляризованного света

Измерения проводятся в этом случае без пластинки  $K$ , т. е. линейно поляризованный лазерный свет попадает на анализатор  $A$ . Поворачивая анализатор через каждые  $10^\circ$ , регистрируем силу фототока с помощью гальванометра. На участках, где сила фототока приближается к нулю, измерения надо проводить через  $5^\circ$ . По результатам опыта построить график зависимости силы фототока от угла поворота анализатора. Здесь и далее графики строить в полярных координатах. Убедиться, что он согласуется с законом Малюса. Для этого в той же системе координат построить график функции

$$I = I_0 \cos^2 \varphi,$$

где  $I_0$  – максимальное значение силы фототока;

$\varphi$  – угол, отсчитываемый от одного из максимумов на экспериментальном графике.

## Упражнение 2. Исследование пластинки $\lambda/4$

Поворачиваем анализатор в такое положение, когда свет не проходит через систему и фототок равен нулю (скрещенное положение). Устанавливаем в отверстие держателя  $D$  пластинку в четверть волны. Оставляя неподвижным анализатор, измерить силу фототока при различных углах поворота пластинки. По результатам измерений в полярных координатах построить график зависимости силы фототока от положения пластинки. Объяснить полученный результат. Математическое выражение для данной зависимости получено в приложении.

## Упражнение 3. Получение света круговой и эллиптической поляризации

1. Анализатор в отсутствие пластинки установить в скрещенное положение (плоскость пропускания анализатора и плоскость колебаний светового вектора в падающем пучке ортогональны друг другу). Затем, используя результаты упражнения 2, устанавливают пластинку  $\lambda/4$  в одно из таких положений, когда плоскость колебаний светового вектора падающего на нее света составляет угол  $\alpha=45^\circ$  с оптической осью пластинки. Фототок в этом случае будет максимальным. Выходящий из пластинки свет в этом случае будет поляризован по кругу. Проводят анализ света круговой поляризации, для чего, оставляя пластинку неподвижной, исследуют зависимость силы фототока от положения анализатора и строят график зависимости.

2. Пластинку  $\lambda/4$  из положения, при котором получается свет круговой поляризации, повернуть на  $15^\circ$  в любую сторону. Измерить силу фототока при различных углах поворота анализатора. Построить график, который соответствует эллиптической поляризации света. С помощью графика найти отношение полуосей эллипса поляризации, равное  $\sqrt{\frac{I_{\max}}{I_{\min}}}$ , где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  – максимальное и минимальное значения интенсивности прошедшего через анализатор света.

## Упражнение 4. Исследование пластинки $\lambda/2$

1. Анализатор без пластинки установить в скрещенное положение. Установить пластинку в держатель  $D$  и измерить зависимость силы фототока при различных углах поворота пластинки. Построить график и объяснить полученный результат.

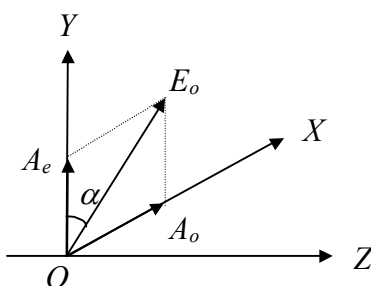
2. Измерить силу фототока при различных углах поворота анализатора при таком положении пластинки  $\lambda/2$ , когда ее оптическая ось составляет угол  $45^\circ$  с плоскостью колебаний светового вектора в падающем на пластинку лазерном пучке. Определить состояние поляризации света, выходящего из пластинки.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

Опишем последовательно наш опыт. Сначала повторим уже известный нам материал. Пучок монохроматического линейно поляризованного света, который создается лазером, падает нормально (вдоль оси  $OZ$ ) на плоскопараллельную пластинку двоякопреломляющего одноосного кристалла толщиной  $d$ , вырезанную параллельно оптической оси. Ось  $OY$  направим вдоль оптической оси пластинки (рис. 1).

В пластинке в направлении оси  $OZ$  будут распространяться с разной скоростью две волны. В одной волне электрические колебания лежат в плоскости главного сечения (плоскость  $YOZ$ ), т. е. направлены вдоль оптической оси. Это необыкновенная волна. В обыкновенной волне электрические колебания совершаются в плоскости  $XOZ$ , т. е. направлены перпендикулярно оптической оси. Направление оптической оси и направление, перпендикулярное ему, называют *главными направлениями* пластинки. В нашем случае они совпадают с осями  $OY$  и  $OX$ .

Пусть в падающем поляризованном свете направление колебания светового вектора составляет угол  $\alpha$  с направлением оптической оси. Если амплитуда в падающей волне равна  $E_0$ , то амплитуды колебаний необыкновенной ( $A_e$ ) и обыкновенной ( $A_o$ ) волн найдем, взяв проекцию амплитуды  $E_0$  на ось  $OY$  и  $OX$ .



Р и с. 1

Как видно из рис. 1,

$$A_e = E_0 \cos \alpha ,$$

$$A_o = E_0 \sin \alpha .$$

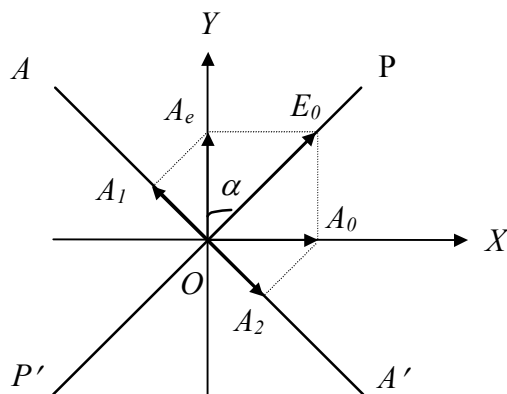
Так как внутри пластинки эти волны распространяются с различной фазовой скоростью, то на выходе между ними возникает разность фаз  $\delta$ . Если толщина пластинки  $d$ , то

$$\delta = (2\pi/\lambda) \cdot d(n_e - n_o), \quad (1)$$

где  $\lambda$  – длина волны света в вакууме.

Обыкновенная и необыкновенная волны, выходящие из двупреломляющей пластинки, обладают постоянной разностью фаз, т. е. они являются *когерентными*. Но поскольку они поляризованы ортогонально друг другу, то интерференционный эффект при их суперпозиции не проявляется. Как было показано, мы получаем в общем случае эллиптически поляризованную волну. Обыкновенная и необыкновенная волны могут создавать устойчивую интерференционную картину, если колебания в них свести к одной плоскости. Это можно сделать, поставив после двупреломляющей пластинки анализатор, что соответствует нашему опыту.

Рассчитаем интерференционную картину для случая, когда плоскость пропускания анализатора (обозначим  $AA'$ ) перпендикулярна плоскости колебаний светового вектора в лазерном пучке (обозначим  $PP'$ ). Для расчета удобнее плоскость  $XOY$  перенести в плоскость рисунка (рис. 2). Свет распространяется по направлению к нам (вдоль оси  $OZ$ ). После прохождения анализатора амплитуды колебаний от необыкновенной ( $A_1$ ) и обыкновенной ( $A_2$ ) волн станут меньше.



Р и с. 2

Из рис. 2 видно, что

$$A_1 = A_e \sin \alpha = E_0 \cos \alpha \sin \alpha, \quad (2)$$

$$A_2 = A_0 \cos \alpha = E_0 \sin \alpha \cos \alpha. \quad (3)$$

Вектора амплитуд колебаний  $A_1$  и  $A_2$  противоположны по направлению, что соответствует возникновению между ними дополнительной разности фаз в  $\pi$ . Результирующая разность фаз

$$\delta' = \delta + \pi. \quad (4)$$

Суммарная интенсивность двух взаимодействующих когерентных пучков определяется из соотношения:

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta'.$$

Используя формулы (1–4), последнее соотношение перепишем в виде:

$$I = I_0 \sin^2(2\alpha) \sin^2(\delta/2), \quad (5)$$

где  $I_0$  – интенсивность лазерного пучка.

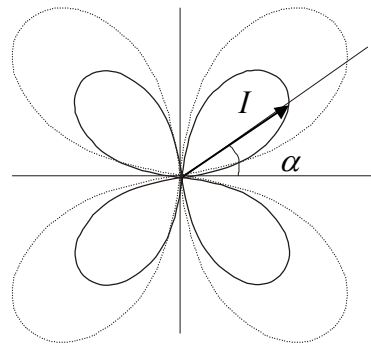
Проведем небольшой анализ формулы (5).

Для пластинки " $\lambda/4$ " формула принимает вид

$$I = (I_0/2) \sin^2(2\alpha). \quad (6)$$

При повороте пластинки интенсивность будет изменяться от  $I_{\max} = I_0/2$  (при  $\alpha = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4$ ) до  $I_{\min} = 0$  (при  $\alpha = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ ).

График зависимости интенсивности света  $I$  от угла  $\alpha$  между направлением колебания светового вектора в падающем лазерном пучке и направлением оптической оси, представленный в полярных координатах, имеет вид, изображенный на рис. 3.



Р и с. 3

Для пластинки " $\lambda/2$ " получим аналогично

$$I = I_0 \sin^2(2\alpha). \quad (7)$$



При повороте пластинки интенсивность опять будет изменяться от  $I_{\max} = I_0$  (при  $\alpha = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4$ ) до  $I = 0$  (при  $\alpha = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ ). Это представлено на рис. 3 пунктирной линией.

Заметим, что для любой пластинки интенсивность на выходе из системы равна нулю, когда световой вектор падающего лазерного пучка совпадает с одним из главных направлений в пластинке. В этих случаях в пластинке существует только один луч: или обыкновенный (при  $\alpha = \pi/2, 3\pi/2$ ) или необыкновенный (при  $\alpha = 0, \pi$ ). Он сохраняет линейную поляризацию лазерного пучка и не проходит через анализатор, так как плоскости  $AA'$  и  $PP'$  перпендикулярны.

### В О П Р О С Ы

1. Чем отличается поляризованный свет от неполяризованного (естественного)?
2. Перечислить возможные состояния поляризации. Указать методы получения линейно поляризованного света.
3. В чем состоит сущность двойного лучепреломления? Что понимают под оптической осью двупреломляющего кристалла? Как вычислить толщину двупреломляющей пластинки в четверть волны, в полволны?
4. Как отличить левую эллиптическую (или круговую) поляризацию света от правой?
5. Пояснить принцип действия поляризационного светофильтра (поляроида).
6. Привести теоретическое обоснование закона Малюса.
7. С помощью каких экспериментов можно отличить свет круговой поляризации от естественного света?
8. С помощью каких экспериментов можно отличить эллиптически поляризованный свет от частично поляризованного света, который можно представить как смесь линейно поляризованного и естественного света?

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ландсберг Г.С. Оптика. 5-е изд. М.: Наука, 1976. §§ 107,108,110,112.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Оптика. М.: Наука, 1980. §§ 75–79.
3. Матвеев А.Н. Оптика. М.: Высшая школа, 1985. §§ 5,43.
4. Руководство к лабораторным занятиям по физике / Под ред. А.Л. Гольдина. 2-е изд. М.: Наука, 1973. Работа № 68.
5. Физический практикум / Под ред. Г.С. Кембровского. Мн.: Университетское, 1986. Работа № 47.