

### 3.3.4.4. Поляризация света

**Поляризация** – свойство света, обусловленное поперечностью электромагнитных волн. Поляризация характеризует структуру колебаний напряженности электрического поля в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Конец вектора  $\vec{E}$  в этой плоскости может описывать различные фигуры (линию, эллипс, круг). Если с течением времени эти фигуры не изменяются, свет полностью поляризован (линейно, эллиптически, циркулярно). Если состояния поляризации (фигуры) с течением времени изменяются случайным образом, свет не поляризован.

Электрическое и магнитное поле электромагнитной волны связаны между собой. Из уравнений Максвелла для монохроматических волн вытекает, что при распространении света в вакууме или в изотропной среде векторы  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и волновой вектор  $\vec{k}$  взаимно ортогональны и образуют правую тройку векторов, а амплитуды векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  пропорциональны друг другу. Это позволяет ограничиться только рассмотрением ориентации вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}$ . Именно по этому вектору обычно определяют поляризацию света.

#### 3.3.4.4.1. Полностью поляризованный и естественный и свет

##### Полностью поляризованный свет

Выясним, как ориентирован электрический вектор в процессе распространения волны. В общем случае вектор  $\vec{E}$  электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси  $z$ , в плоскости, перпендикулярной направлению распространения может быть представлен в виде суперпозиции двух линейных ортогональных компонент  $E_x$  и  $E_y$  (т.е. проекций вектора  $\vec{E}$  на оси  $x$  и  $y$ ):

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= E_{x0} \cos(\omega t - kz + \delta_x), \\ E_y(z, t) &= E_{y0} \cos(\omega t - kz + \delta_y), \end{aligned} \quad (3.167)$$

Т. к. волна поперечная,  $E_z(z, t) = 0$ . Здесь  $E_{x0}$ ,  $E_{y0}$  – амплитуды составляющих напряженности электрического поля вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно,  $\omega$  – циклическая частота,  $\omega = 2\pi/T$ , где  $T$  – период колебаний,  $k$  – волновое число  $k = 2\pi/\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны.

Исключим в (3.167) фазу волны. Запишем  $E_x$  и  $E_y$  в следующем виде:  
 $E_x = a \cos \varphi$ ,  $E_y = b \cos(\varphi + \delta)$ ,  $\delta = \delta_y - \delta_x$  и проведем несколько преобразований.

$$\begin{aligned}\frac{E_x}{a} &= \cos \varphi, \frac{E_y}{b} = \cos(\varphi + \delta) = \cos \varphi \cos \delta - \sin \varphi \sin \delta, \\ \frac{E_y}{b} &= \frac{E_x}{a} \cos \delta - \sqrt{1 - \left(\frac{E_x}{a}\right)^2} \sin \delta, \left(\frac{E_y}{b} - \frac{E_x}{a} \cos \delta\right)^2 = \left(-\sqrt{1 - \left(\frac{E_x}{a}\right)^2} \sin \delta\right)^2, \\ \left(\frac{E_y}{b}\right)^2 - 2 \frac{E_y}{b} \frac{E_x}{a} \cos \delta + \left(\frac{E_x}{a}\right)^2 \cos^2 \delta &= \left[1 - \left(\frac{E_x}{a}\right)^2\right] \sin^2 \delta \\ \left(\frac{E_y}{b}\right)^2 - 2 \frac{E_y}{b} \frac{E_x}{a} \cos \delta + \left(\frac{E_x}{a}\right)^2 &= \sin^2 \delta\end{aligned}\quad (3.168)$$

Из выражения (3.168) следует, что в общем случае конец вектора  $\vec{E}$  в плоскости (ху) описывает эллипс. **Электромагнитная волна будет полностью поляризованной, если разность фаз (х,у)- компонент вектора  $\vec{E}$  будет постоянной:  $\delta = \text{const}$ .**

Рассмотрим частные случаи.

1. Если  $\delta = 0$ , т.е. между  $E_x$  и  $E_y$  нет сдвига фаз:

$$\left(\frac{E_y}{b} - \frac{E_x}{a}\right)^2 = 0, \frac{E_y}{b} - \frac{E_x}{a} = 0, E_y = \frac{b}{a} E_x, \text{ то } \underline{\text{поляризация линейная}}, \text{ угол}$$

наклона вектора  $\vec{E}$  с осью  $x$  (азимут)  $\psi$  определяется условием:  $\text{tg} \psi = \frac{b}{a}$ .

Колебания вектора  $\vec{E}$  (изменяется только его амплитуда) происходят в фиксированной плоскости, называемой плоскостью поляризации. Если  $\delta = \pi$ , то  $\psi = \psi + \pi$ .

2. Если  $\delta = \frac{\pi}{2}$  и амплитуды проекций равны:  $a = b$ ,  $E_y^2 = E_x^2 = a^2$ , то

**поляризация круговая (или циркулярная)** – конец вектора  $\vec{E}$  вращается, его длина не изменяется.

3. Если  $0 < \delta < \frac{\pi}{2}$  - эллиптическая поляризация – конец вектора  $\vec{E}$  вращается и

его амплитуда изменяется; при  $\delta = \frac{\pi}{2}$ ,  $\left(\frac{E_y}{b}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{a}\right)^2 = 1$  оси эллипса

ориентированы вдоль осей  $x$  и  $y$ .

В случае эллиптической и круговой поляризации вектор  $\vec{E}$  в плоскости  $z = \text{const}$  вращается. Поляризация считается правой, если вращение осуществляется по часовой стрелке при наблюдении навстречу волне, и левой, если против часовой стрелки. Для круговой поляризации при  $\delta = +\frac{\pi}{2}$  - правая, при  $\delta = -\frac{\pi}{2}$  - левая.

При этом векторы напряженности электрического поля волн, поляризованных по правому  $\vec{E}^+$  и по левому  $\vec{E}^-$  кругу, запишутся в виде:

$$\begin{aligned}\vec{E}^+ &= E_x^+ \vec{x}_0 + E_y^+ \vec{y}_0; E_x^+ = a \cos \varphi, E_y^+ = a \cos(\varphi + \frac{\pi}{2}) = -a \sin \varphi, \\ \vec{E}^- &= E_x^- \vec{x}_0 + E_y^- \vec{y}_0; E_x^- = a \cos \varphi, E_y^- = a \cos(\varphi - \frac{\pi}{2}) = a \sin \varphi\end{aligned}\quad (3.169)$$

а их сумма дает волну с линейной поляризацией, ориентированной вдоль оси  $x$ :

$$\vec{E}^+ + \vec{E}^- = 2a \cos \varphi \vec{x}_0. \quad (3.170)$$

На рис. Рис. 3.69 показаны различные состояния поляризации плоской электромагнитной волны

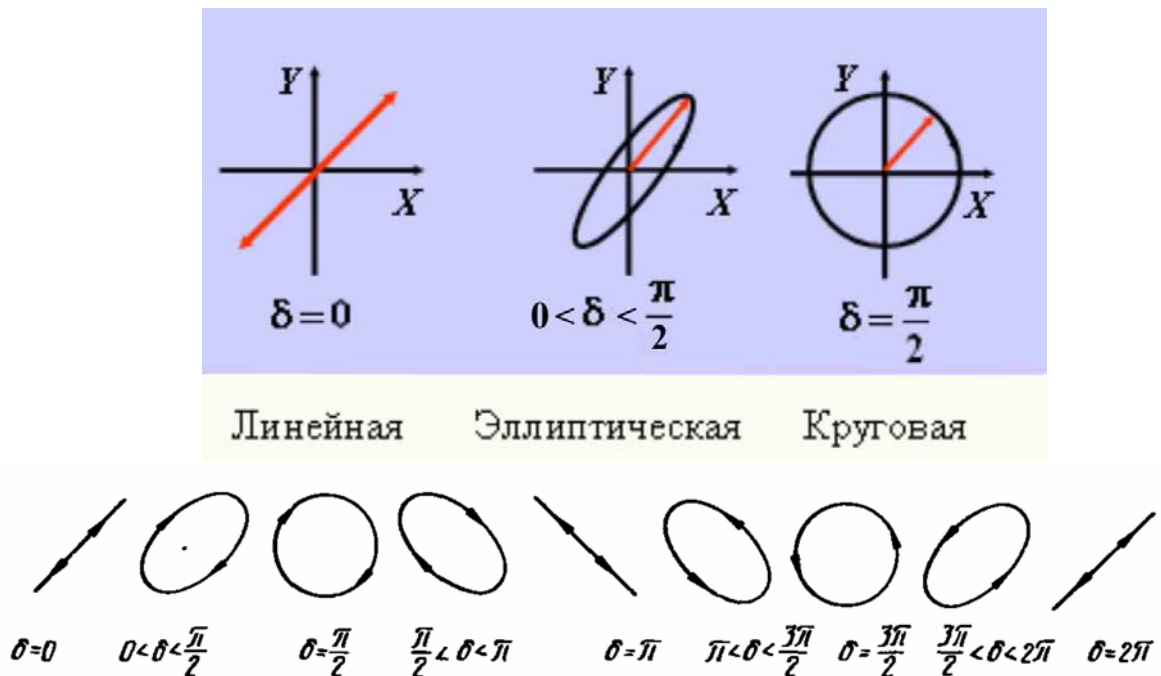


Рис. 3.69. Колебания вектора  $\vec{E}$  в полностью поляризованном свете, характеризующие состояния поляризации электромагнитной волны

Рисунок 3.70 (вверху) иллюстрирует положение вектора  $\vec{E}$  (показано стрелками) при распространении вдоль оси  $z$  волны с правой круговой поляризацией (левый винт) и (внизу) сложение колебаний  $x$  и  $y$  – компонент вектора  $\vec{E}$  в трехмерных проекциях для волны с линейной (а), круговой (б) и эллиптической (в) поляризацией. За период колебаний  $T$  волна проходит вдоль оси  $z$  расстояние, равное длине волны  $\lambda$ , при этом вектор  $\vec{E}$  в случае круговой или эллиптической поляризации поворачивается на угол  $2\pi$ .

Таким образом, электромагнитную волну с произвольной (в общем случае эллиптической) поляризацией всегда можно представить в виде суммы двух когерентных ортогонально поляризованных волн. Это могут быть, к примеру, две линейно поляризованные волны с ортогональными направлениями векторов  $\vec{E}$  или две поляризованные по кругу волны с правым и левым направлением вращения электрического вектора. На границе анизотропной среды (см. ниже) происходит обратная процедура: волна с произвольной поляризацией распадается на две волны.

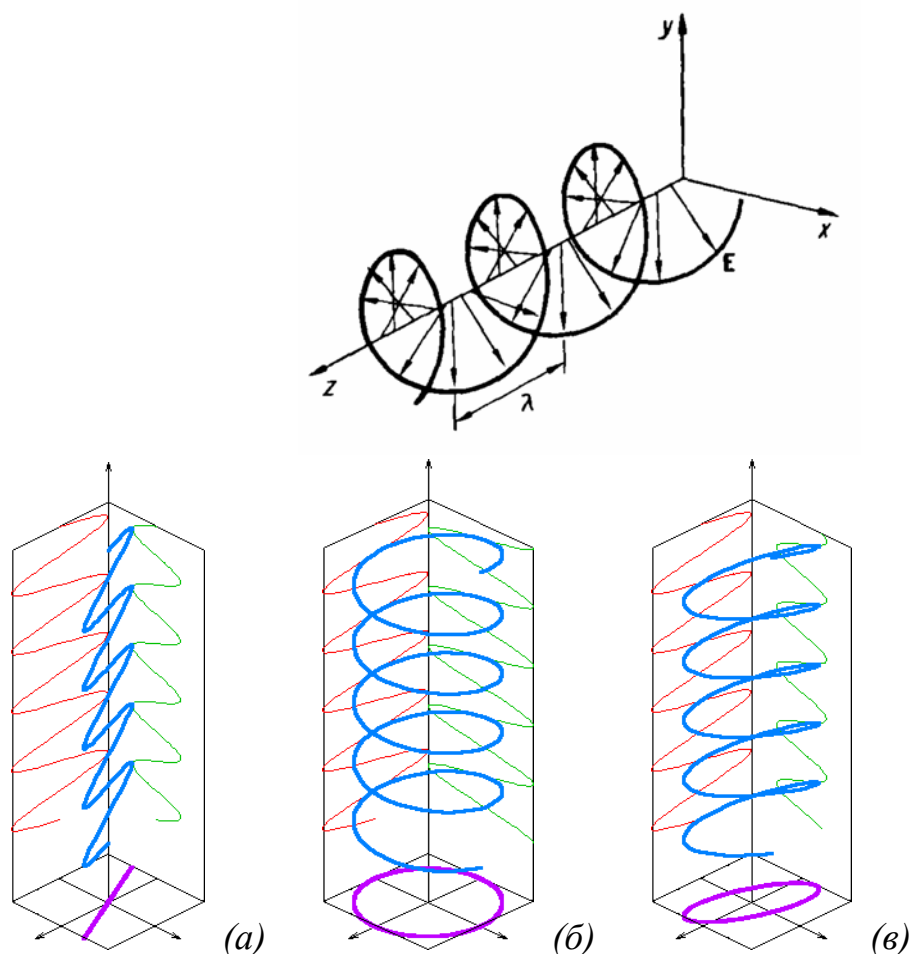


Рис. 3.70. Распространение вдоль оси  $z$  волны с правой круговой поляризацией (левый винт) вверху и сложение колебаний напряженности электрического поля в трехмерных проекциях для волны с линейной (а), круговой (б) и эллиптической поляризацией (в) внизу

### Естественный свет

Несмотря на то, что электромагнитные волны и от обычных (нелазерных) источников поперечны (свечение раскаленных твердых тел, свечение возбужденных атомов газа), колебания вектора  $\vec{E}$ , как правило, носят случайный характер, т.е. фигуры (линия, эллипс, круг), которые описывает конец вектора  $\vec{E}$  в

плоскости, перпендикулярной направлению распространения, с течением времени меняются случайным образом. Такой свет называется **неполяризованным, или естественным**.

Причина отсутствия поляризации связана с конечностью времени излучения атома, которое порядка  $10^{-8}$  с. В течение этого времени атом излучает полностью поляризованный свет, но в последующие моменты времени этот атом может излучить свет с другими состояниями поляризации. К тому же, излучающих атомов в источнике света много, и их излучение не согласовано. Таким образом, результирующая волна складывается из множества цугов волн, испускаемых отдельными атомами, и поляризация каждого цуга носит случайный характер.

Естественный свет принято изображать в виде набора линейно поляризованных волн, в котором колебания вектора  $\vec{E}$  для различных направлений представлены с равной вероятностью (см. рис. 3.71). Естественный свет также можно представить как наложение (сумму) двух некогерентных ортогональных линейно поляризованных волн, как показано на рис. 3.71 справа.

Для естественного света величина  $\delta$  зависит от времени:  $\delta = \delta(t)$ , изменяясь случайным образом.

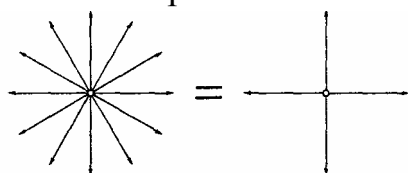


Рис. 3.71. Схематическое представление естественного света

Возможна ситуация, когда в источнике существует некоторая корреляция между излучателями. Тогда, несмотря на хаотичность движения вектора  $\vec{E}$ , вероятности разных ориентаций  $\vec{E}$  неодинаковы (рис. 3.72). Это **частично поляризованный свет**. Частично-поляризованный свет, как и естественный, можно представить в виде наложения двух некогерентных ортогональных линейно поляризованных волн, но с разными интенсивностями (рис. 3.72.). Его также можно рассматривать как смесь (сумму) естественной (*ест*) и полностью поляризованной (*пол*) составляющих, как показано на этом рисунке справа.

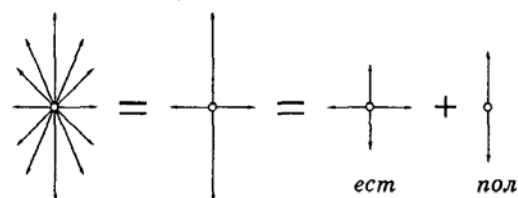


Рис. 3.72. Схематическое представление частично поляризованного света

Наконец, если все атомы испускают свет с одинаковой поляризацией, излучение источника в целом будет **полностью поляризованным** (рис. 1). Такая ситуация типична для лазеров, в которых атомы взаимодействуют друг с другом через поле излучения, или для света, пропущенного через специальные устройства — поляризаторы. Линейно, циркулярно или эллиптически поляризованный свет является различными реализациями полностью поляризованного излучения, а частично поляризованный свет может быть представлен как **смесь естественной и полностью поляризованной компонент**.

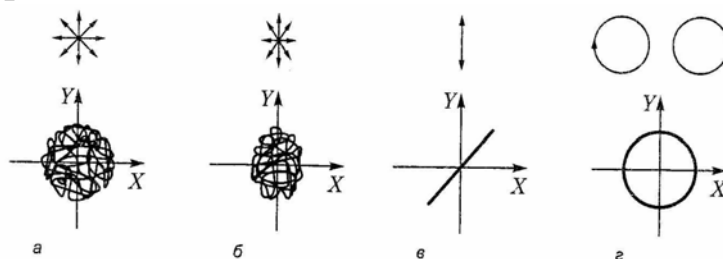


Рис. 5. Колебания вектора  $\vec{E}$  в естественном (а), частично поляризованном (б) и полностью поляризованном (в, г) свете

### Получение линейно поляризованного света. Закон Малюса. Степень поляризации

Для изменения и анализа поляризации света применяются различные устройства: поляризаторы, анализаторы, компенсаторы, фазовые пластинки и т. п. **Поляризаторы** с технической стороны могут быть самых разных типов: кристаллические, пленочные, отражательные и т. д. Независимо от конкретной реализации, **поляризатор (общее определение) – это устройство, которое позволяет получить поляризованный свет из естественного. Линейный поляризатор - это устройство, которое пропускает колебания вектора  $\vec{E}$  с определенной ориентацией - параллельные плоскости поляризатора - и полностью задерживает колебания, перпендикулярные к этой плоскости.** Таким образом, прошедший через поляризатор свет линейно поляризован.

Если в оптической схеме имеется два последовательно стоящих поляризующих элемента, то первый обычно называется поляризатором, а второй — **анализатором**.

Существуют четыре явления, обуславливающие получение линейно поляризованного света: дихроизм, двойное лучепреломление, отражение и рассеяние, причем дихроизм играет наиболее существенную роль. Действие поляризатора в этом случае состоит в том, что он разделяет первоначальный пучок на две компоненты с ортогональными линейными состояниями поляризации, пропускает одну компоненту и поглощает или отклоняет другую (см. раздел «Оптическая анизотропия среды»).

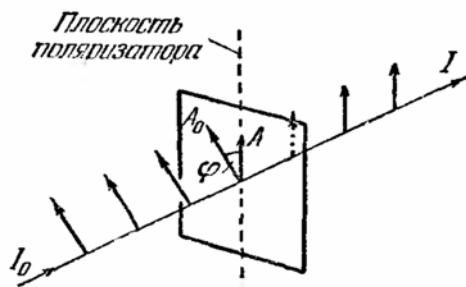


Рис.6. Прохождение линейно поляризованного света через поляризатор

Если падающий на поляризатор или анализатор свет уже линейно поляризован, то дальше пройдет только проекция электрического вектора на направление пропускания поляризатора:

$$E = E_0 \cos \varphi,$$

где  $\varphi$  - угол между плоскостью поляризации падающей волны и направлением пропускания поляризатора.

Для интенсивности прошедшей волны получим

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (6)$$

Соотношение (6) называется законом Малюса:

**Интенсивность линейно поляризованного света, прошедшего через поляризатор, пропорциональна квадрату косинуса угла между плоскостью поляризатора и плоскостью колебаний вектора напряженности электрического поля падающей волны.**

Если падающий свет не поляризован, то в нем присутствуют компоненты с любыми ориентациями вектора  $\vec{E}$  (то есть с любыми значениями  $\varphi$ ). Усреднив (6) по углам от 0 до  $2\pi$ , получим:  $I = 0,5I_0$ . Значит, при любой ориентации поляризатора через него проходит половина интенсивности естественного света. Если поставить на пути этого луча еще один поляризатор, то интенсивность прошедшего света определится как

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi \quad (7)$$

Максимальная интенсивность, равная  $I = 0,5I_0$  получается, если плоскости обоих поляризаторов параллельны, минимальная интенсивность,  $I=0$  получается при  $\varphi=\pi/2$ , т.е. при скрещенных поляризаторах.

Поскольку типы поляризации световых волн отличаются большим разнообразием, целесообразно ввести количественную характеристику — **степень поляризации**. Для определения степени поляризации используется величина, основанная на анализе изменения интенсивности света, прошедшего через поляризатор при повороте вокруг направления светового пучка. В ходе поворота определяют максимальное и минимальное значения интенсивностей,

которые соответствуют двум взаимно ортогональным ориентациям поляризатора. Затем вычисляют величину  $P$  по формуле:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (8a)$$

Определенный таким образом параметр  $P$  лежит в пределах  $0 < P < 1$ . Значение  $P = 1$  соответствует линейно поляризованному свету (при определенном положении поляризатора свет полностью гасится), а значение  $P=0$  — естественному или циркулярно поляризованному свету (интенсивность прошедшего света не зависит от положения поляризатора). Величина  $P$  представляет, по сути, **степень линейной поляризации**, ее удобно использовать, например, при анализе света, отраженного от границы оптических сред.

### Анизотропия среды

Некоторые кристаллы обладают необычными оптическими свойствами. Например, кристалл исландского шпата (кальцит) преломляет свет по-разному в зависимости от того, с какой стороны падает свет на кристалл. В этом кристалле есть **одно направление**, вдоль которого при **нормальном** падении луч света проходит прямолинейно (Рис.7 а). Его называют **оптической осью**. В других направлениях луч, проходя через кристалл, раздваивается и образуется два пучка примерно одинаковой интенсивности (Рис.7б). Луч, который проходит прямо называют обыкновенным лучом ( $o$ ), а другой - необыкновенным ( $e$ ). При повороте кристалла относительно оси падающего пучка пятно, соответствующее обыкновенному лучу, на экране остается неподвижным, а второе, соответствующее необыкновенному, поворачивается вокруг первого синхронно с поворотом кристалла (Рис.7 б). Анализ поляризации лучей с помощью поляризатора показывает, что оба луча, вышедших из кристалла, линейно поляризованы, причем направления поляризации в них взаимно ортогональны (Рис.7 в). **Явление раздвоения светового луча называли двойным лучепреломлением, а зависимость оптических свойств кристалла (показателя преломления и коэффициента поглощения) от направления колебания электрического вектора и от направления распространения света - оптической анизотропией).**

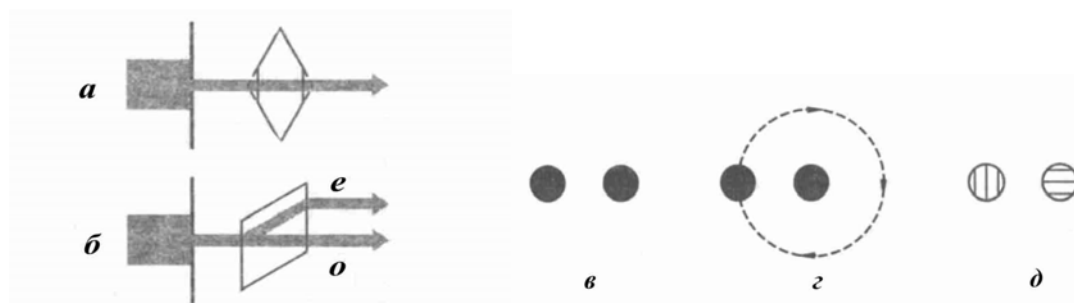




Рис. 7. Прохождение света вдоль оси исландского шпата (а); двойное лучепреломление света, падающего нормально к естественной грани кристалла исландского шпата (б), а также картины, наблюдаемые на экране при вращении кристалла исландского шпата (в, г), поляризация волн (д)

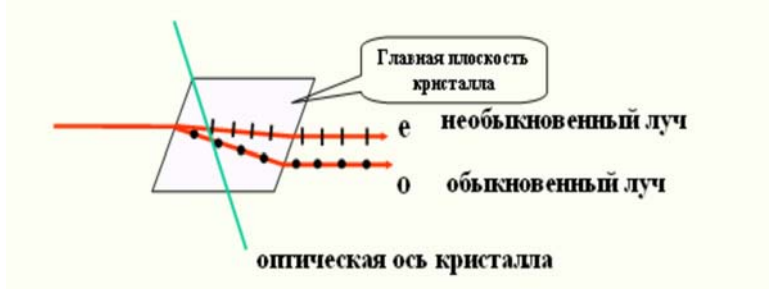


Рис. 8. Поляризация обыкновенной и необыкновенной волн в двулучепреломляющем кристалле.

Анизотропными называются среды, оптические характеристики которых (показатель преломления и коэффициент поглощения) зависят от направления (точнее, от направления колебаний электрического вектора и направления распространения света). Анизотропия среды может быть обусловлена как несимметричностью (анизотропией) составляющих ее частиц, так и характером их расположения (т.е. строением кристаллической решетки). Анизотропия среды характеризуется различным по разным направлениям смещением электрических зарядов под действием поля  $\vec{E}$  электромагнитной волны. В анизотропных средах величина смещения заряда в поле данной напряженности электрического поля зависит от направления вектора напряженности. Это приводит к тому, что поляризуемость среды, ее диэлектрическая проницаемость, а, значит, и показатель преломления, различны для разных направлений электрического вектора световой волны. Таким образом, в анизотропных кристаллах показатель преломления среды и, соответственно, скорость света в среде зависят от поляризации световой волны и различны для разных направлений ее распространения. (Различие показателей преломления называется **двулучепреломлением, или двойным лучепреломлением**). Поэтому для анизотропной двулучепреломляющей среды волновая поверхность может быть отличной от сферической.

Еще одним проявлением анизотропии, помимо двулучепреломления, является **дихроизм или анизотропное поглощение**. Это явление состоит в том, что в некоторых кристаллах световая волна с определенной ориентацией вектора  $\vec{E}$  поглощается сильнее, чем волны с другой ориентацией электрического поля. Например, кристалл турмалина толщиной около 1 мм практически полностью поглощает обыкновенную волну и почти не поглощает необыкновенную. Такими же свойствами обладают поляроидные пленки, у которых сильный дихроизм проявляется уже при толщине порядка 0.1 мм. Среда, обладающие дихроизмом, используются для изготовления поляризаторов.

Механизм анизотропного поглощения можно пояснить следующим образом. Анизотропия структуры турмалина приводит к тому, что **электроны имеют возможность двигаться преимущественно в одном направлении относительно кристалла**. Если поляризация падающей световой волны совпадает с этим направлением, то световое поле вызывает сильную раскачку электронов и передает им свою энергию, а те, в свою очередь, передают энергию кристаллической решетке. В результате световая волна поглощается. Если же поляризация падающей волны перпендикулярна направлению возможного движения электронов в кристалле, то колебания электронов практически не возбуждаются, либо электроны колеблются с небольшой амплитудой, отдавая свою энергию вторичному излучению, а не решетке кристалла. В этом случае электромагнитная волна испытывает лишь незначительное поглощение. Именно поэтому при облучении неполяризованным (естественным) светом на выходе из кристалла турмалина образуется линейно поляризованный свет: турмалин пропускает свет лишь той поляризации, которая ортогональна направлению возможного движения электронов в кристалле, и является, таким образом, **поляризатором**.

Анизотропные свойства наблюдаются у кристаллов, но отсутствуют у газов, жидкостей (кроме жидких кристаллов), пластмасс, стекол.

Таким образом, в природе наблюдается фазовая анизотропия (анизотропия показателя преломления, или двулучепреломление) и амплитудная анизотропия (анизотропия поглощения, или дихроизм). **Двулучепреломление** — различные показатели преломления для двух ортогональных поляризаций. **Дихроизм** — различное поглощение света для двух ортогональных поляризаций. Отметим, что явления двулучепреломления и дихроизма известны как для линейно, так и для циркулярно поляризованного света. Двулучепреломление для света с круговой поляризацией называется **оптической активностью**.

В некоторых случаях оптическая анизотропия может возникнуть и в изотропной среде (искусственная или наведенная анизотропия) в результате какого-либо воздействия на нее, например, механического напряжения, внешнего электрического или магнитного поля, и др. В частности, двойное лучепреломление может возникать под действием постоянного электрического поля (эффект Керра) или продольного магнитного поля (эффект Фарадея). Аналогичные явления наблюдаются в переменном электрическом поле, а также в поле мощного лазерного импульса.

**Общим свойством всех анизотропных сред** (с естественной и искусственной анизотропией) является наличие двух разрешенных (собственных) состояний поляризации световой волны (это могут быть две линейные ортогонально поляризованные волны, или две ортогональные циркулярно поляризованные волны). Собственные состояния поляризации при

распространении в анизотропной среде остаются неизменными. **Волна с произвольным состоянием поляризации при падении на границу анизотропной среды распадается на две волны со взаимно ортогональными собственными состояниями поляризации, скорости распространения этих волн в среде различны<sup>1</sup>, поэтому между ними появляется разность фаз, пропорциональная длине пройденного в среде пути.** На выходе из среды эти волны снова складываются, образуя свет с поляризацией, отличной от поляризации света, падающего на среду. Поляризация изменится, если на среду падает полностью поляризованный свет. А если падает естественный свет, то, т.к. его ортогональные компоненты некогерентны (между ними разность фаз меняется со временем), то на выходе из среды степень поляризации не изменится.

**Структура световой волны в двулучепреломляющем кристалле.** Рассмотрим особенности распространения плоской монохроматической волны в двулучепреломляющем кристалле.

Все кристаллы, обладающие двулучепреломлением, подразделяются на одноосные и двуосные. У одноосных кристаллов имеется одно направление, вдоль которого обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются не разделяясь, с одинаковой скоростью. Это направление называется оптической осью кристалла. У двуосных кристаллов (например, слюда, гипс), имеется соответственно две оптические оси. Оптическая ось кристалла – это не фиксированная линия, а выделенное направление, и любая прямая, параллельная оптической оси, также является оптической осью. Любая плоскость, проходящая через оптическую ось кристалла, называется главной плоскостью (главным сечением). Мы будем пользоваться главной плоскостью, проходящей через оптическую ось и световой луч.

Рассмотрим подробнее явление двулучепреломления в одноосном кристалле. В одноосном анизотропном кристалле для любого направления распространения существует два разрешенных (собственных) состояния поляризации световой волны (две линейные ортогонально поляризованные волны). В одной из них вектор  $\vec{E}$  колеблется перпендикулярно главной плоскости (обыкновенная волна), в другой - параллельно ей (необыкновенная волна). **Волна с произвольным состоянием поляризации распадается в таком кристалле на две линейно поляризованные волны с ортогональными состояниями поляризации. Фазовые скорости этих волн различны.** Скорость обыкновенной волны  $v_o$  не зависит от направления распространения и равна  $v_o = c/n_o$ . Скорость (и, следовательно, показатель преломления) необыкновенной волны зависит от направления распространения в кристалле и лежит в диапазоне

---

<sup>1</sup> в среде с двулучепреломлением различны фазовые скорости собственных волн; в среде с дихроизмом различны амплитуды этих волн; а в среде с двулучепреломлением и дихроизмом будут различаться как фазовые скорости, так и амплитуды.

между  $c/n_o$  и  $c/n_e$ . Для луча, распространяющегося вдоль оптической оси  $n_o = n_e, v_o = v_e$ , т.е. вдоль оптической оси существует только одна скорость распространения света. Различие между  $n_o$  и  $n_e$  для всех направлений, кроме направления оптической оси, обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах.

Рассмотрим распространение волн с различными состояниями поляризации (главная плоскость совпадает с плоскостью рисунка). При распространении из точки О волн, у которых вектор  $\vec{E}$  колеблется перпендикулярно главной плоскости (плоскость рисунка), во всех направлениях  $n_o$  будет одинаковым, и волновая поверхность обыкновенных волн будет представлять собой сферу. При распространении из точки О волн, у которых вектор  $\vec{E}$  лежит в главной плоскости, поскольку в зависимости от направления распространения, вектор  $\vec{E}$  образует разные углы с оптической осью,  $n$  будет меняться в диапазоне от  $n_o$  до  $n_e$ , и волновая поверхность будет представлять собой эллипсоид вращения. На рис. 9 рассмотрены 3 различных направления распространения волн:  $\vec{N}_1, \vec{N}_2, \vec{N}_3$ .

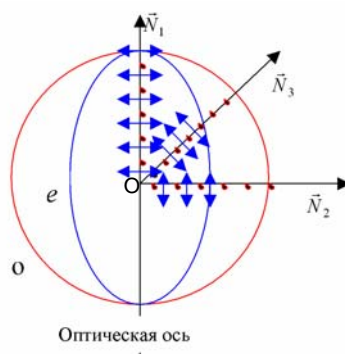


Рис.9.

Кристаллы, у которых показатель преломления (скорость распространения) необыкновенного луча больше (меньше) показателя преломления (скорости распространения) обыкновенного луча  $n_e > n_o$  ( $v_e < v_o$ ), называются положительными (например, кварц); кристаллы, для которых  $n_e < n_o$  ( $v_e > v_o$ ), называются отрицательными (например, исландский шпат). На рис. 10 приведены волновые поверхности для положительного (а) и отрицательного (б) кристаллов.

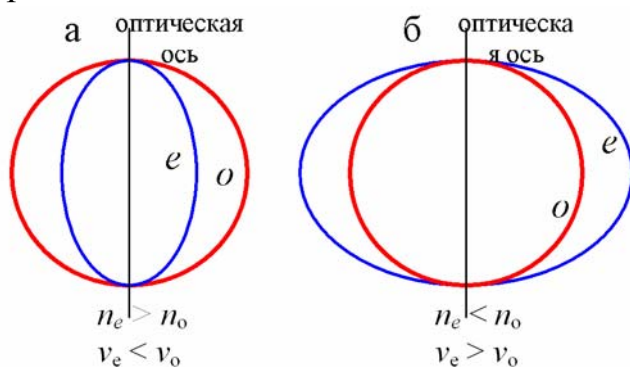


Рис.10 положительный (а) и отрицательный (б) двулучепреломляющий кристалл

### Двойное лучепреломление света на границе с анизотропной средой.

Преломление света на границе анизотропного кристалла имеет ряд особенностей. Во-первых, попадая в кристалл, световой луч раздваивается - эффект двойного лучепреломления. Во-вторых, независимо от состояния поляризации падающего света оба преломленных луча оказываются линейно поляризованными во взаимно перпендикулярных направлениях, причем один из преломленных лучей (луч *е*) может не лежать в плоскости падения. В-третьих, преломление луча имеет место даже при нормальном падении света на границу анизотропного кристалла.

Зная вид волновых поверхностей, можно с помощью принципа Гюйгенса определять направления обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле. На рис. 11 построены волновые поверхности обыкновенного и необыкновенного лучей с центром в точке 2, лежащей на поверхности кристалла. Построение выполнено для момента времени, когда волновой фронт достигает точки 1. Огибающие всех вторичных волн (волны, центры которых, лежат в промежутке между точками 1 и 2, на рисунке не показаны) для обыкновенного и необыкновенного лучей, очевидно, представляют собой плоскости. Преломленный луч *о* или *е*, выходящий из точки 2, проходит через **точку касания огибающей с соответствующей волновой поверхностью**. Ранее при рассмотрении распространения света в изотропных средах мы всегда наблюдали, что направление, в котором распространяется энергия световой волны (т. е. луч), совпадает с нормалью к волновой поверхности. Как следует из рис. 11, то же самое наблюдается для обыкновенного луча. **Однако необыкновенный луч *е* заметно отклоняется от нормали к соответствующей волновой поверхности.** Таким образом, в случае анизотропных сред понятие луча должно быть уточнено: под лучом следует понимать направление, в котором переносится световая энергия.

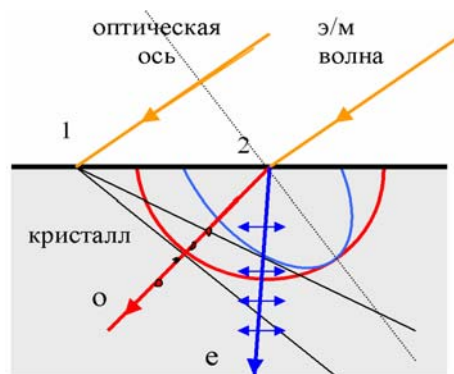


Рис. 11.

На рис. 12 изображены три случая нормального падения света на поверхность кристалла (построены поверхности волнового фронта), отличающиеся направлением оптической оси кристалла. В случае а лучи *o* и *e* распространяются вдоль оптической оси и поэтому идут не разделяясь. Из рис. 12, б видно, что даже при нормальном падении света на преломляющую поверхность необыкновенный луч может отклониться от нормали к этой поверхности

а) Направление падающего луча совпадает с направлением оптической оси кристалла.

Преломленный луч пройдет через точку, в которой огибающая поверхностей вторичных волн касается эллипсоида (для необыкновенного луча) и сферы (для обыкновенного).

б) Направление падающего луча составляет некоторый угол с оптической осью кристалла

в) Направление падающего луча перпендикулярно оптической оси кристалла, оптическая ось кристалла параллельна преломляющей поверхности. В этом случае при нормальном падении света обыкновенный *o* и необыкновенный *e* лучи идут по одному и тому же направлению, но они распространяются с разной скоростью, вследствие чего между ними по мере распространения в среде возникает все возрастающая разность фаз.

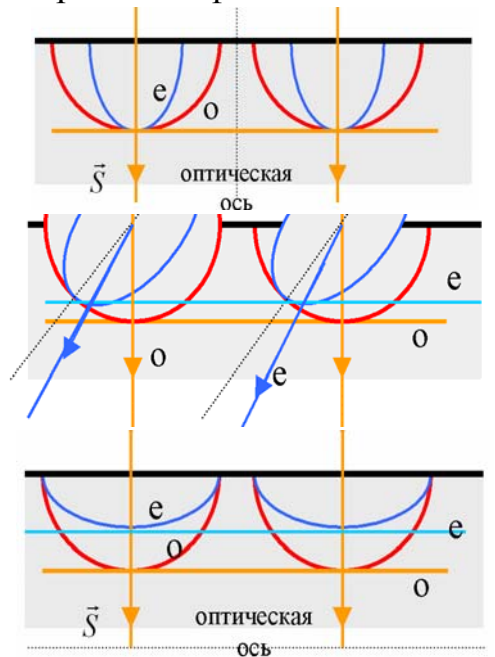


Рис. 12.

## Преобразование поляризации на основе двойного лучепреломления

### 1. Пластинки четверть и полуволновые

Вырезанная параллельно оптической оси пластинка (соответствует случаю в на рис 12), для которой  $(n_o - n_e)d = \lambda/4$ , называется пластинкой в четверть волны; пластинка, для которой  $(n_o - n_e)d = \lambda/2$ , называется пластинкой в пол волны и т. д.1). Пропустим линейно поляризованный свет через пластинку в четверть волны

(рис. 13). Если расположить пластинку так, чтобы угол  $\varphi$  между плоскостью колебаний  $P$  в падающем луче и осью пластинки  $O$  равнялся  $45^\circ$ , амплитуды обоих лучей, вышедших из пластинки, будут одинаковы {предполагается, что дихроизма нет). Сдвиг по фазе между колебаниями в этих лучах составит  $\pi/2$ .

Действительно, на выходе из пластинки между обыкновенной и необыкновенной волной возникнет оптическая разность хода:

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

и, соответственно, разность фаз:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e)d = \frac{2\pi}{\lambda} \times \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2} \quad (10)$$

Следовательно, свет, вышедший из пластинки, будет поляризован по кругу.

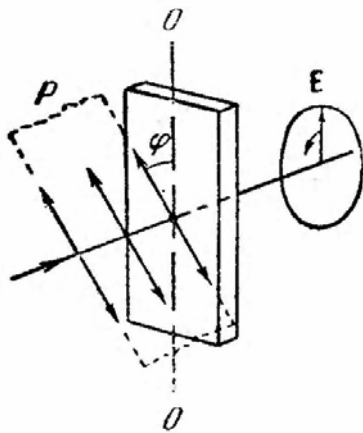


Рис. 13.

При ином значении угла  $\varphi$  амплитуды вышедших из пластинки лучей будут неодинаковыми. Поэтому при наложении эти лучи образуют свет, поляризованный по эллипсу, одна из осей которого совпадает по направлению с осью пластинки  $O$ . При  $\varphi$ , равном  $0$  или  $\pi/2$ , в пластинке будет распространяться только один луч (в первом случае - необыкновенный, во втором — обыкновенный), так что на выходе из пластинки свет останется плоскополяризованным с плоскостью колебаний, совпадающей с  $P$ .

Если на пути эллиптически поляризованного света (или света, поляризованного по кругу) поставить пластинку в четверть волны, расположив ее оптической осью вдоль одной из полуосей эллипса, то такая пластинка внесет дополнительную разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волной, равную  $\pi/2$ . В результате разность фаз этих волн, дающих в сумме эллиптически поляризованную волну, станет равна  $0$  или  $\pi$ , что даст линейно поляризованную волну. Следовательно, надлежащим образом повернутая пластинка в четверть волны превращает эллиптически поляризованный свет в линейно поляризованный. На этом основывается метод, с помощью которого можно отличить эллиптически поляризованный свет от частично поляризованного или свет, поляризованный по кругу, от естественного.



Исследуемый свет пропускается через пластинку в четверть волны и помещенный за ней поляризатор. Если исследуемый луч является эллиптически поляризованным (или поляризованным по кругу), то, вращая пластинку и поляризатор вокруг направления луча, удастся добиться полного затемнения поля зрения. Если же свет является частично поляризованным (или естественным), то ни при каком положении пластинки и поляризатора невозможно получить полного погашения исследуемого луча.

**2. Призма Николя (николь)** (Уильям Николь, шотландский физик, 1768—1851). используется для получения линейно поляризованного света из естественного представляет собой призму из исландского шпата (рис. 14), разрезанную по диагонали и склеенную канадским бальзамом. Показатель преломления канадского бальзама  $n=1.55$  лежит между показателями преломления  $n_o=1.68$  и  $n_e=1.48$  обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле  $n_e < n < n_o$ , и угол падения оказывается таким, что обыкновенный луч претерпевает на прослойке бальзама полное внутреннее отражение и отклоняется в сторону, необыкновенный же луч свободно проходит через эту прослойку и выходит из призмы.

Канадским бальзамом называется смолообразное вещество, добываемое из канадской пихты. Показатель преломления этого вещества близок к показателю преломления стекла, поэтому канадский бальзам применяется для склеивания стеклянных частей в оптических приборах.

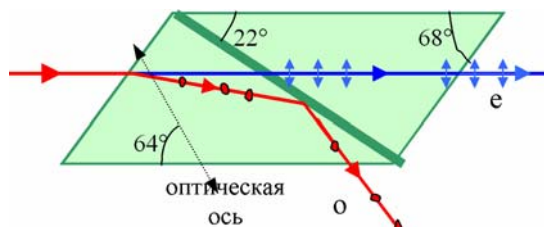


Рис.14.

### Вращение плоскости поляризации

Естественная оптическая активность открыта Араго в 1811 г. для кристаллов кварца.

Существуют среды, при распространении в которых **линейно поляризованного света происходит поворот его плоскости поляризации**. Это явление называют *естественным вращением плоскости поляризации* или *естественной оптической активностью* (или *гиротропией*). Вещества, в которых это происходит, называют *гиротропными* или *естественно оптически активными* (киральными). К их числу принадлежат кристаллические тела (например, кварц, киноварь), чистые жидкости (скипидар, никотин) и растворы оптически активных веществ в



неактивных растворителях (водные растворы сахара, винной кислоты и др.). Кристаллические вещества, например, кварц, сильнее всего вращают плоскость поляризации в случае, когда свет распространяется вдоль оптической оси кристалла.

Для наблюдения этого эффекта вещество помещают между скрещенными поляризаторами. Проходящий свет можно погасить поворотом одного из поляризаторов. Это значит, что свет остается линейно поляризованным, но его направление поляризации повернуто на некоторый угол относительно первоначального. Угол поворота зависит от длины волны света и пропорционален толщине слоя  $l$  активного вещества:

$$\varphi = \alpha_0(\lambda)l \quad (11)$$

$\alpha_0$  - постоянная вращения данного вещества, зависящая от длины волны. (дисперсия вращательной способности). Так, например, у кварца для желтых лучей ( $\lambda = 0,5890$  мкм)  $\alpha_0 = 21,7$  град/мм, а для фиолетовых лучей ( $\lambda = 0,4047$  мкм)  $\alpha_0 = 48,9$  град/мм.

В растворах угол поворота плоскости поляризации пропорционален пути луча в растворе  $l$  и концентрации активного вещества  $c$ :

$$\varphi = [\alpha] cl \quad (12)$$

где  $[c]$ —величина, называемая удельной постоянной вращения. Способ определения концентрации на основе формулы (12) широко применяется в производстве различных веществ, в частности в сахароварении (соответствующий прибор называется сахариметром).

Опыт показывает, что *при изменении направления распространения света на противоположное поворот плоскости поляризации происходит в обратную сторону*. Активную среду называют *правовращающей*, если для наблюдателя, смотрящего навстречу световому лучу поворот происходит по часовой стрелке, и *левовращающей* в противоположном случае. Таким образом, направление луча и направление вращения образуют в правовращающем веществе левовинтовую систему, а в левовращающем веществе — правовинтовую систему.

**При падении поляризованной волны на оптически активную среду она распадается на две волны, поляризованные по правому и левому кругу, которые распространяются с различными скоростями.**

Для объяснения вращения плоскости поляризации Френель предположил, что *в оптически активной среде волны с правой и левой круговой поляризацией имеют различные фазовые скорости*, т.е. различные показатели преломления. Знак  $\varphi$  в (13) определен так, что  $\varphi > 0$  в случае правого вращения. Идею Френеля поясняет диаграмма на рис.15.

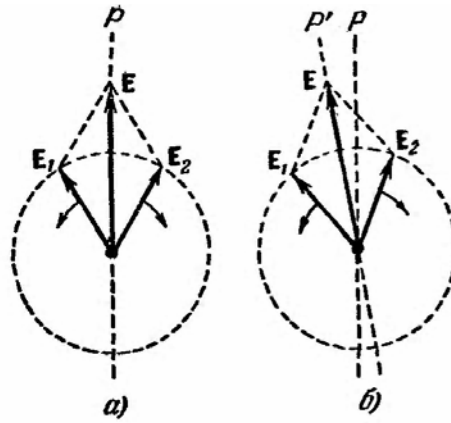


Рис. 15.

Линейно поляризованный свет можно представить как суперпозицию двух поляризованных по кругу волн, правой и левой, с одинаковыми частотам и амплитудами, векторы напряженности электрического поля которых  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ , вращаются в противоположные стороны, и угол поворота соответствует набегу фазы волны.

Действительно, геометрическая сумма  $\vec{E}$  векторов  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ , поляризованных по кругу волн в каждый момент времени будет лежать в одной и той же плоскости  $P$  (рис. 15,а), потому что набег фаз (углы поворота) для них одинаковы. Если скорости распространения (и, соответственно, показатели преломления) обеих волн окажутся неодинаковыми, то по мере прохождения через вещество один из векторов,  $\vec{E}_1$  или  $\vec{E}_2$ , будет отставать в своем вращении от другого вектора (набег фаз  $\varphi^\pm$  и оптические длины путей  $\Delta^\pm$  для них будет различны):

$$(\varphi^+ - \varphi^-) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta^+ - \Delta^-) = \frac{2\pi}{\lambda} (n_+ - n_-) l,$$

где  $l$  – длина среды.

В результате этого плоскость  $P'$ , в которой лежит результирующий вектор  $\vec{E}$ , будет поворачиваться относительно первоначальной плоскости  $P$  (рис.15,б) на угол  $\varphi$ :

$$\varphi = \frac{1}{2} (\varphi^+ - \varphi^-) = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\lambda} (n_+ - n_-) l \quad (16)$$

Направление вращения плоскости поляризации у различных веществ зависит от природы вещества. Как правило, оптически активные вещества существуют в одной из двух модификаций: право- или левовращающие. Но есть вещества, обладающие обеими модификациями одновременно. Например, кварц встречается в природе в виде право- и левовращающего. Обе модификации кристалла отличаются друг от друга внешней формой и внутренней кристаллической структурой. По симметрии **они отличаются примерно как левая спираль от правой, те. они не могут быть совмещены друг с другом, но зеркальное**

**изображение одного из них совмещается с другим. другими словами, они обладают зеркальной симметрией.** Для оптически активных жидкостей эффект вращения обусловлен асимметричным строением молекул. Оптическая активность возникает тогда, когда в веществе преобладают молекулы только одной модификации.

Отметим что свойством оптической активности обладают все органические молекулы живых организмов, причем они существуют в одной из двух модификаций: либо правые, либо левые. Например, все молекулы ДНК имеют свойства правой спирали. Почему это так, объяснения до сих пор еще нет. Считается, что ответ на этот вопрос является ключом к разгадке эволюции жизни на нашей планете.

Теоретическое объяснение различия фазовых скоростей для левой и правой круговых поляризации основано на учете **структуры и конечного размера молекул**. При этом существенно, что действующее на электроны поле световой волны  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  для каждого момента времени  $t$  в разных точках *протяженной молекулы* различно, т. е. необходимо учитывать **пространственную неоднородность светового поля**, действующего на молекулы. Влияние неоднородности поля волны на индуцированный дипольный момент молекулы с макроскопической точки зрения означает, что поляризованность среды в каждой точке зависит не только от значения поля в данной точке, но и от значений поля в соседних точках в области молекулярных размеров.

На рис. 16 приведены примеры зеркально симметричных молекул, асимметричной молекулы ДНК и элементарных ячеек кристалла кварца.

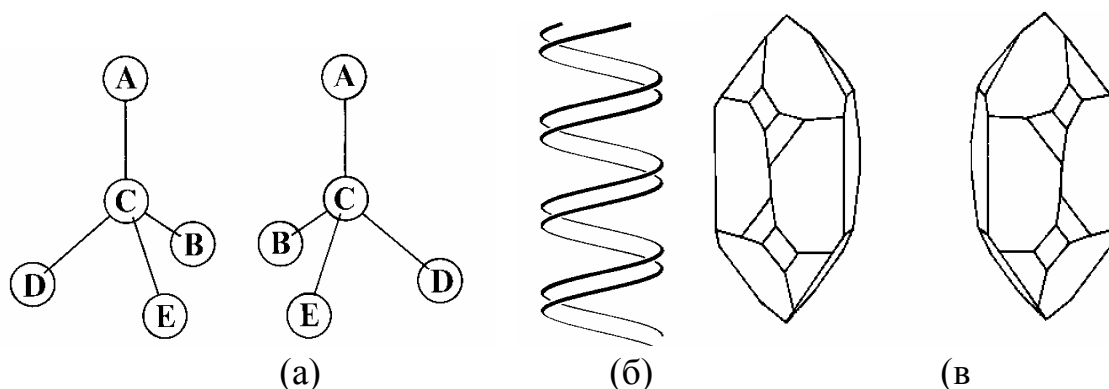


Рис. 16. Схематическое представление двух зеркально симметричных молекул с атомом углерода в центре (а). Несмотря на одинаковую химическую формулу, они различны, вещества из которых они состоят, вращают плоскость поляризации в противоположных направлениях (право и левовращающие среды); схематическое представление молекулы ДНК, имеющей вид двойной правовращающей спирали (б), а также элементарных ячеек право- и левовращающих кристаллов кварца (в).

**Наведенная (искусственная) анизотропия: магнитооптические и электрооптические эффекты.** Свойства анизотропной среды могут приобретать и изотропные материалы, если они подвергаются анизотропному внешнему воздействию. Жидкости, пластмассы, стекла демонстрируют оптическую анизотропию под воздействием механического напряжения, внешнего магнитного и электрического поля или мощного поляризованного лазерного импульса. Эти явления называют **наведенной или искусственной анизотропией**.

#### **Магнитное вращение плоскости поляризации.**

Оптически неактивные вещества приобретают способность вращать плоскость поляризации под действием магнитного поля. Это явление было обнаружено Фарадеем (1846 г.) и поэтому называется иногда эффектом Фарадея.

Фарадей пытался найти связь между световыми и магнитными явлениями. Фарадей предполагал, что ему удалось найти непосредственное влияние магнитного поля на свет,

он писал: „Мне удалось намагнитить и наэлектризовать луч и осветить магнитную силовую линию". В действительности же явление, открытое Фарадеем, носит иной характер: магнитное поле влияет на вещество, помещенное в поле, и только это последнее изменяет характер распространения света.

Эффект Фарадея наблюдается только при распространении света вдоль направления магнитного поля. Поэтому для наблюдения эффекта Фарадея в полюсных наконечниках электромагнита просверливают отверстия, через которые пропускается луч света. Исследуемое вещество помещается между полюсами электромагнита.

Угол поворота плоскости поляризации  $\varphi$  пропорционален индукции магнитного поля  $\vec{B}$  и пройденному пути  $l$ :

$$\varphi = V \cdot B \cdot l \quad (17)$$

Коэффициент  $V$  называется постоянной Верде или удельным магнитным вращением. Постоянная  $V$ , как и постоянная вращения  $\alpha$ , зависит от длины волны распространяющегося света.

Направление вращения определяется по отношению к направлению магнитного поля: для положительных веществ направление поля и направление вращения образуют правовинтовую систему, для отрицательных веществ — левовинтовую систему. **От направления луча знак вращения не зависит.** Следовательно, если, отразив луч зеркалом, заставить его пройти через намагниченное вещество еще раз в обратном направлении, поворот плоскости поляризации удвоится.

В чем причина анизотропии показателя преломления для левой и правой круговой поляризации? Основы классической теории оптических явлений в магнитном поле разработал Лорентц. Теория дисперсии, в том виде, как она следовала из электронных представлений Лорентца, позволяла предполагать, что

оптические процессы в атоме обусловлены движением электронов. Излучение монохроматического света следует при этом рассматривать как результат движения электрона по простому гармоническому закону, т. е. под действием квазиупругой силы, а изменение излучения под влиянием магнитного поля как следствие

изменения движения электрона добавочной силой, с которой магнитное поле воздействует на движущийся заряд. Эта добавочная сила (сила Лоренца) выражается в виде

$$\vec{F} = e[\vec{v} \times \vec{B}] = evB \sin(\vec{v}, \vec{B}), \quad (18)$$

$e$  - величина заряда,  $\vec{v}$  — его скорость,  $\vec{B}$  магнитная индукция,  $\vec{F}$  направлена вдоль линии, перпендикулярной к плоскости  $(v, B)$ , в ту или иную сторону в зависимости от знака  $e$  и соотношения направлений  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$ .

Разложим колебательное движение электрона в отсутствие магнитного поля на следующие компоненты, на которые всегда можно разложить гармоническое колебание любого направления. Одной из этих компонент пусть будет гармоническое колебание вдоль направления поля, а двумя другими — круговые равномерные движения, правое и левое, в плоскости, перпендикулярной к направлению магнитного поля.

Действие магнитного поля на первую компоненту равно 0, ибо  $\sin(v, B) = 0$ . Действие же поля на круговые компоненты сведется к добавочной силе  $F = \pm evB$ , направленной вдоль радиуса (круговой траектории) к центру или в противоположную сторону, в зависимости от направлений векторов магнитного поля и скорости движения (рис.). Таким образом, колебательное движение *вдоль* поля остается неизменным и продолжает происходить с первоначальной частотой  $\omega_0$ , движение же по кругам под действием поля приобретает большую ( $\omega_0 + \Omega$ ) или меньшую ( $\omega_0 - \Omega$ ) частоту в зависимости от того, увеличивает ли магнитное поле центростремительную силу, действующую на заряд (см. рис. а), или уменьшает ее (см. рис. б). Величина  $\Omega \ll \omega_0$  пропорциональна магнитному полю.

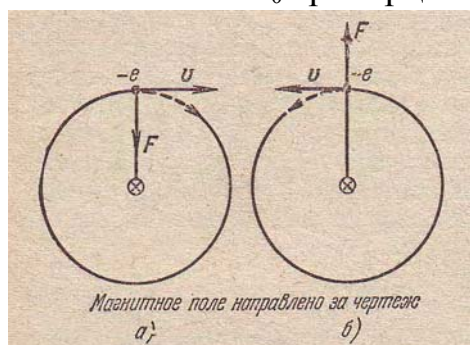


Рис. 17. В случае а) сила Лоренца  $\vec{F}$ , описывающая действие магнитного поля на электрон, приводит к увеличению, а в случае б) — к уменьшению собственной частоты колебаний электрона.

Вращающиеся в плоскости перпендикулярной магнитному полю излучатели, испускают свет с круговой поляризацией. В спектре атома, помещенного в продольное магнитное поле, вместо частоты  $\omega_0$  появляются две характерные

частоты  $\omega_+ = \omega_0 + \Omega$  (фиолетовая компонента) и  $\omega_- = \omega_0 - \Omega$  (красная компонента). Такая спектральная зависимость служит доказательством того, что свет воздействует на отрицательно заряженные электроны. Если бы он воздействовал на положительно заряженные ядра атомов, то сила Лоренца была бы направлена в противоположную сторону и красной линии соответствовала бы частота  $\omega_+$ , а фиолетовой -  $\omega_-$ . Частота  $\omega_+$  соответствует право-, а  $\omega_-$  - левополяризованному по кругу излучению ( $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компоненты).

Так как показатель преломления световой волны зависит от близости частоты данной волны  $\omega$  к собственным частотам электрона  $\omega_+ = \omega_0 + \Omega$  и  $\omega_- = \omega_0 - \Omega$ , то, следовательно, под действием магнитного поля для волн, поляризованных по правому и левому кругу, показатели преломления принимают разные значения ( $n_+$  и  $n_-$ ).

Линейно поляризованный свет, распространяющийся в веществе с частотой  $\omega$ , как упоминалось ранее, можно представить в виде совокупности двух волн с одинаковой частотой  $\omega$ , поляризованных по правому и левому кругу.

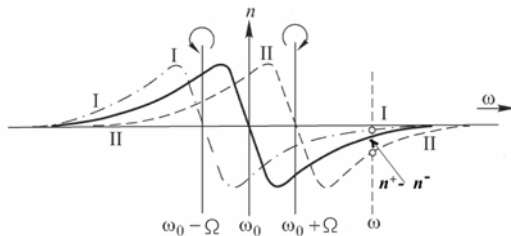


Рис. 18. Ход кривой дисперсии в отсутствие магнитного поля (сплошная кривая) и в магнитном поле (штриховые): I - для луча, поляризованного по левому кругу; II - для луча, поляризованного по правому кругу

Различие в показателях преломления для волн, поляризованных по правому и левому кругу (и, следовательно, различие их фазовых скоростей при распространении в данном веществе), и приводит к вращению плоскости поляризации в соответствии с формулой (17).

Для наблюдения эффекта Фарадея исследуемое вещество помещается между полюсами электромагнита, расположенного между двумя скрещенными поляризаторами (рис.19).

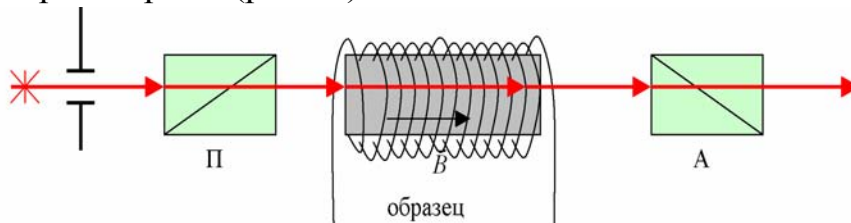


Рис. 19.

В сердечнике магнита просверлен канал, через который пропускается пучок линейно-поляризованного света, распространяющийся *вдоль направления магнитного поля*. При отсутствии магнитного поля (ток в обмотке

электромагнита выключен) через второй поляризатор свет не проходит. При включении магнитного поля происходит поворот плоскости поляризации на угол, пропорциональный пройденному светом пути и величине магнитного поля. В результате свет частично проходит через второй поляризатор. Поместив исследуемое вещество между двумя зеркалами, можно существенно увеличить проходимый светом путь (за счет многократных отражений) и, тем самым увеличить угол поворота.

### ***Эффект Керра*** (Джон Керр, шотландский физик. 1824—1907).

*Керр (1875г) исследовал связь между оптическими и электрическими явлениями и установил, что оптически изотропное вещество в электрическом поле приобретает свойства одноосного кристалла с оптической осью, коллинеарной вектору напряженности электрического поля*

Некоторые вещества, состоящие из *анизотропных молекул* и не обладающие собственным дипольным моментом, приобретают анизотропию под действием внешнего *электрического поля*. Этот эффект называют *эффектом Керра*. Анизотропия этих молекул проявляется в том, что дипольный момент, который приобретает молекула во внешнем электрическом поле, зависит от направления поля: в некотором направлении молекула поляризуется внешним полем легче, чем в других. Это направление называют *осью наибольшей поляризации*.

*Хаотическая ориентация* анизотропных молекул в пространстве (в жидкостях и газах) приводит к тому, что оптическая анизотропия не проявляется: ни одна из ориентаций молекул не является преимущественной, поэтому макроскопически (в объеме, содержащем большое число молекул) среда оказывается оптически изотропной, и характер распространения света не зависит от его направления и поляризации. Однако, если такое вещество поместить во внешнее электрическое поле, то возникающий при этом момент силы, действующей на индуцированный полем диполь, заставляет молекулу повернуться таким образом, **чтобы ось наибольшей поляризуемости сориентировалась преимущественно вдоль поля**. В результате хаотическая ориентация осей поляризуемости молекул сменяется частично упорядоченной ориентацией, и среда становится *оптически анизотропной*, подобно одноосному кристаллу, в котором направление оптической оси совпадает с направлением напряженности электрического поля.

Световой волне, в которой вектор  $\vec{E}$  совпадает направлением ориентирующего внешнего поля (т. е. необыкновенной волне), соответствует показатель преломления  $n_e$ , и фазовая скорость  $v_e$ , а волне, в которой вектор  $\vec{E}$  перпендикулярен направлению внешнего поля (обыкновенная волна), соответствует показатель преломления  $n_o$ , т.е. среда во внешнем поле приобретает свойства положительного кристалла. Анизотропия, возникающая во внешнем

электрическом поле, была открыта Керром в 1875 г. Опыт показывает, что разность фаз обыкновенной и необыкновенной волн в среде равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d = 2\pi B d E^2, \quad (19)$$

где  $d$  – путь проходимый лучом света в среде. Квадратичная зависимость разности фаз от напряженности поляризующего поля указывает на независимость знака разности от направления поля. Константа  $B$  называется постоянной Керра. Особенно заметно эффект Керра проявляется в **нитробензоле**, который обладает большим значением  $B$ : на пути  $d = 10$  см при напряженности поля  $E = 1,5 \cdot 10^6$  В/м разность фаз близка к значению  $\pi/2$  (луч света распространяется в среде перпендикулярно приложенному полю).

На рис. 20 показана схема наблюдения эффекта Керра. Между двумя *скрещенными* поляризаторами  $P_1$  и  $P_2$  помещается “ячейка Керра”, представляющая собой конденсатор, заполненный исследуемым веществом. При отсутствии напряжения на конденсаторе, луч света не проходит через систему, что указывает на то, что среда при отсутствии поля изотропна. При наложении внешнего поля (приложении разности потенциалов между пластинами конденсатора) среда становится оптически анизотропной, поэтому линейно-поляризованная первым поляризатором  $P_1$  волна, пройдя через среду, становится эллиптически поляризованной и частично проходит через второй поляризатор.

Отметим исключительно малую инерционность эффекта Керра: при включении поля анизотропия вещества проявляется уже через время порядка  $10^{-12}$  с.

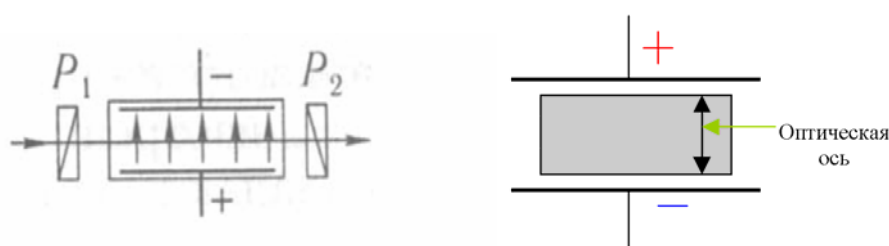


Рис. 20. Схема наблюдения эффекта Керра

Подавая на обкладки конденсатора переменное напряжение, можно использовать устройство на рис.20 для модуляции лазерного излучения вплоть до частот порядка  $10^9$  Гц. На этом принципе основано действие высокочастотных оптических затворов.

### Поляризация при отражении и преломлении на границе раздела двух диэлектриков

Если угол падения света на границу раздела двух диэлектриков (например, на поверхность стеклянной пластинки) не равен нулю, отраженный и преломленный лучи оказываются частично поляризованными). В отраженном



луче преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения (на рис.21 эти колебания обозначены точками), в преломленном луче — колебания, параллельные плоскости падения (на рисунке они изображены двусторонними стрелками). Степень поляризации зависит от угла падения. При угле падения, удовлетворяющем условию

$$\operatorname{tg} i_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (20)$$

(где  $n_{21}$  — показатель преломления второй среды относительно первой), отраженный луч полностью поляризован (он содержит только колебания, перпендикулярные к плоскости падения). Степень поляризации преломленного луча при угле падения, равном  $i_{\text{Бр}}$ , достигает наибольшего значения, однако этот луч остается поляризованным только частично. Соотношение (20) носит название **закона Брюстера: при падении света под углом Брюстера на границу раздела двух однородных изотропных сред отраженный свет полностью поляризован с колебаниями электрического вектора, перпендикулярными плоскости падения**. Угол  $i_{\text{Бр}}$  называют углом Брюстера или углом полной поляризации. Легко проверить, что при падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

$$\operatorname{tg} i_{\text{Бр}} = \frac{\sin i_{\text{Бр}}}{\cos i_{\text{Бр}}} = n_{21}, \frac{\sin i_{\text{Бр}}}{\sin r} = n_{21}, \cos i_{\text{Бр}} = \sin r,$$

$$\cos i_{\text{Бр}} = \sin(90^\circ - i_{\text{Бр}}) = \sin r, 90^\circ - i_{\text{Бр}} = r, i_{\text{Бр}} + r = 90^\circ$$

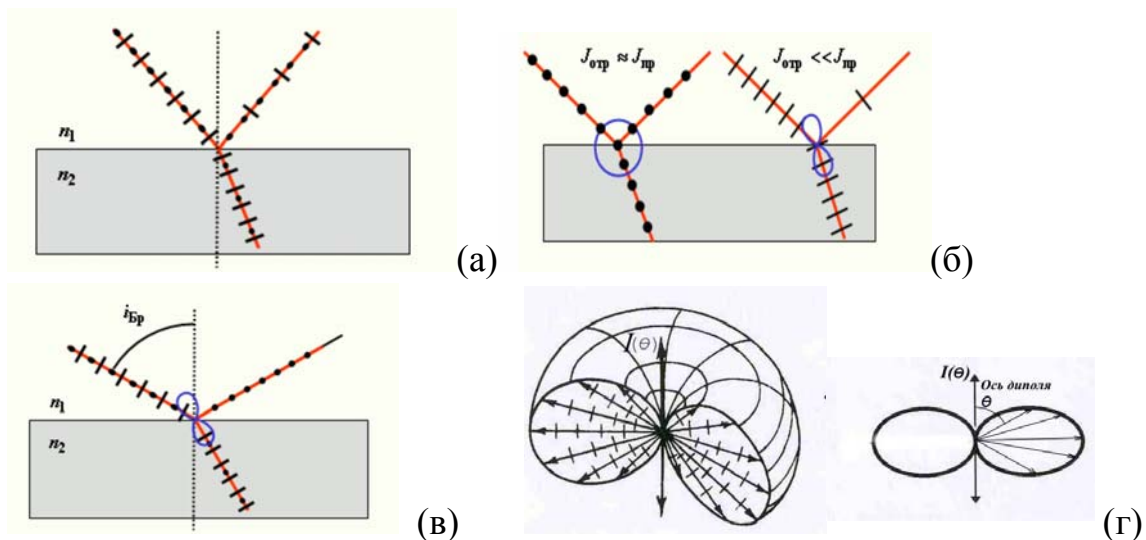


Рис.21.

Физическая суть явлений, приводящих к поляризации отраженного и преломленного лучей, заключается в следующем. Предположим для простоты, что отражение и преломление происходит на границе диэлектрика с вакуумом. Падающая световая волна, проникнув в диэлектрик, заставляет входящие в состав

атомов электрические заряды совершать вынужденные колебания. Колеблющиеся заряды (диполи) излучают электромагнитные волны, которые мы назовем вторичными. Вне диэлектрика вторичные волны, налагаясь друг на друга, дают отраженную волну. Внутри диэлектрика вторичные волны складываются с падающей (первичной) волной. Результирующая первичной и вторичной волн дает преломленную волну.

Вынужденные колебания диполей совершаются в направлении вектора  $\vec{E}$  этой результирующей волны. Рассмотрим один из диполей, излучающих вторичную волну. Разложим колебание этого диполя на два колебания, одно из которых совершается в плоскости падения, второе — в направлении, перпендикулярном к этой плоскости. Эти колебания возбуждаются двумя составляющими вектора электрической напряженности  $\vec{E}$ : лежащей в плоскости падения  $\vec{E}_{\parallel}$  и перпендикулярно ей  $\vec{E}_{\perp}$  и параллельны этим составляющим.

Излучение колеблющегося диполя имеет направленный характер. Сильнее всего диполь излучает в направлениях, перпендикулярных к направлению колебаний; в направлении колебаний он не излучает (см. рис. 21 г). На рис. 21 б показаны проекции диаграмм направленности излучения диполями среды вторичных волн с колебаниями вектора  $\vec{E}$ , перпендикулярными плоскости падения и лежащим в ней. Из рисунка видно, что вторичные волны, поляризованные перпендикулярно плоскости падения, излучаются одинаково по всем направлениям. Что касается вторичных волн, поляризованных в плоскости падения, то они почти не присутствуют в отраженной волне, а при угле Брюстера (рис. 21 в) отсутствуют вовсе.