

ны и направления вектора E , интенсивности лучей, поляризованных в любых двух взаимно перпендикулярных плоскостях, в среднем одинаковы и

$$\overline{E_x^2} = \overline{E_y^2} = \frac{1}{2} \overline{E^2}. \quad (17.6)$$

Итак, любой естественный луч света не поляризован. Как же можно, имея лишь естественные источники света, выделять из общего потока лучи, поляризованные вполне определенным образом?

Покажем это сначала на механической аналогии. На рис. 1.90 изображена упругая нить, натянутая между двумя очень близкими жесткими параллельными пластинками. В точке S расположен источник, создающий поперечные колебания, распространяющиеся вдоль нити. Если плоскость колебаний параллельна пластинкам P (рис. 1.90, а), то такие поперечные волны пройдут между пластинами, не задерживаясь. Если же плоскость колебаний перпендикулярна пластинкам (рис. 1.90, б), то последние будут препятствовать поперечным колебаниям нити и не пропустят такую волну.

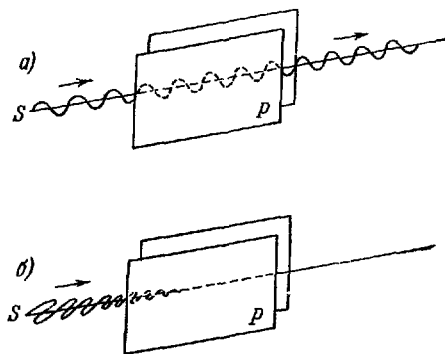


Рис. 1.90.

Аналогичные условия можно создать и для световых волн, если пропускать свет через среду, структура и свойства которой в различных направлениях, перпендикулярных лучу, различны. Другими словами, эта среда должна быть анизотропна. Такими средами для света являются преимущественно кристаллические тела с невысокой степенью симметрии.

§ 18. Получение поляризованных лучей

Действительно, при прохождении света через некоторые кристаллы удается пространственно разделить естественный луч на два поляризованных, выделить и исследовать каждый из них в отдельности. Этот способ был и исторически первым.

Если кристалл анизотропен, то его диэлектрические проницаемости по координатным осям, например ϵ_x и ϵ_y , могут быть различными (рис. 1.91). Различны будут и показатели преломления

$n_x = \sqrt{\epsilon_x}$ и $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$ ($\mu = 1$, см. формулы (3.1) и (3.2)) для лучей, поляризованных вдоль координатных осей с электрическими векторами E_x и E_y . Если в вакууме или однородной среде оба луча двигались совместно, то при падении на такой кристалл они преломятся под разными углами и пространственно разойдутся. Это явление носит название двойного лучепреломления.

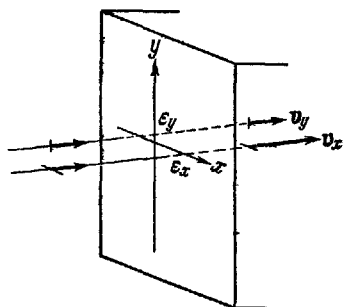


Рис. 1.91

Оба луча будут иметь различные скорости распространения $v_x = \frac{c}{n_x}$ и $v_y = \frac{c}{n_y}$ и соответственно различную оптическую длину пути. Возникающие вследствие этого явления не могут быть разобраны методами лучевой оптики и требуют для своего понимания привлечения волновых представлений и знания всех диэлектрических характеристик данного кристалла.

Анализ распространения электромагнитных волн в общем случае произвольного угла падения волны на границу кристалла и произвольной ориентации этой границы относительно кристаллографических осей весьма громоздок. Ограничимся случаем так называемых одноосных кристаллов, в которых имеется одно направление распространения света, при котором не наблюдается двойного лучепреломления. Это направление называется оптической осью кристалла. Для этой оси AA диэлектрические проницаемости во всех перпендикулярных к ней направлениях одинаковы: $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_0$. Если внешняя грань кристалла вырезана перпендикулярно оптической оси, то луч, падающий нормально, будет распространяться в кристалле с одинаковой скоростью $v_0 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0}}$, независимо от его поляризации (рис. 1.92). Такого типа одноосным кристаллом является, например, исландский шпат, у которого явление двойного лучепреломления наблюдали впервые в 1669 г.

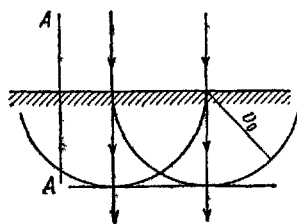


Рис. 1.92.

Для исландского шпата диэлектрические проницаемости ϵ во всех других направлениях, не перпендикулярных оптической оси, меньше, чем ϵ_0 , а скорость распространения различным об-

разом поляризованных волн $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$ больше, чем v_0 . Такой кристалл называется отрицательным. В кристалле кварца $\epsilon > \epsilon_0$, а $v < v_0$, и он является примером положительного одноосного кристалла.

Рассмотрим еще изображенный на рис. 1.93 случай нормального падения естественного света на отрицательный кристалл, грань которого не перпендикулярна к оптической оси и эта ось AA лежит в плоскости чертежа. Для нахождения фронта волны

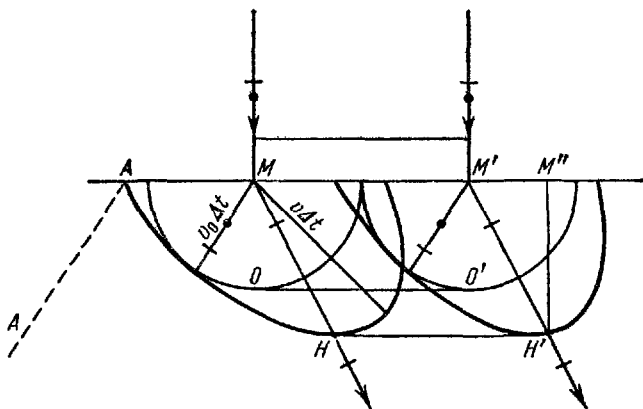


Рис. 1.93.

внутри кристалла применим построение Гюйгенса отдельно к волнам, поляризованным в плоскости чертежа и перпендикулярно к этой плоскости.

Волна, поляризованная в плоскости чертежа (лучи, отмеченные точками), дойдя до поверхности кристалла, будет далее распространяться во все стороны от точек фронта M и M' . В любом из этих направлений электрический вектор волны E перпендикулярен к оптической оси AA и скорость распространения одинакова и равна v_0 . Поэтому из точек M и M' надо провести полусферы радиусом $v_0 \Delta t$ и огибающая их OO' дает положение фронта в кристалле спустя промежуток времени Δt . Из чертежа видно, что фронт остается плоским и лучи не изменяют своего направления. Эти лучи называются обыкновенными.

Волна, поляризованная перпендикулярно к плоскости чертежа (лучи, обозначенные черточками), в кристалле распространяется более сложным образом. В разных направлениях от точек M или M' электрический вектор распространяющегося луча будет составлять различные углы с оптической осью и для них будут

разными ϵ и ν . Применяя построение Гюйгенса, из точек M и M' в этом случае надо проводить не полусферы, а полуэллипсоиды. На рис. 1.93 показаны их пересечения с плоскостью чертежа. Отрезки от точек M и M' до этих эллипсоидов $\nu \Delta t$ различны по разным направлениям и имеют минимальную длину $\nu_0 \Delta t$ в направлении AA , так как в этом направлении вектор \mathbf{E} перпендикулярен к оси и скорость равна ν_0 . В этих точках эллипсоид будет касаться сферы радиусом $\nu_0 \Delta t$. Для положительного одноосного кристалла (кварц) эллипсоид будет касаться сферы не снаружи, как на рис. 1.93, а изнутри.

Огибающая эллипсоидов представляет собой плоскость NN' , изображенную на рис. 1.93 тонкой линией. Эта волна, однако, по ряду свойств существенно отличается от волны OO' и называется **необыкновенной**.

Для необыкновенной волны лучи MN и $M'H'$ уже не перпендикулярны к фронту волны NN' . Колебание в точку H' приходит раньше всего не по нормали $M'H'$, а по лучу $M'H'$. Вдоль луча MN направлен и вектор Пойнтинга $\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$, характеризующий поток электромагнитной энергии, переносимой световой волной (т. II, § 50). Таким образом, для этих лучей при нормальном падении ($i = 0$) угол преломления не равен нулю ($r \neq 0$) и не выполняется основной закон преломления — закон синусов (7.1).

Необыкновенность луча MN проявляется еще в одном обстоятельстве. Благодаря анизотропии межмолекулярных сил в кристалле, смещения составляющих его электрических зарядов не вполне совпадают с направлением вызывающего их внешнего поля \mathbf{E} электромагнитной волны. Направления вектора поляризации \mathbf{P} и вектора электростатической индукции $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$ немного отклоняются от направления вектора \mathbf{E} . При этом несколько нарушается поперечность электромагнитной волны, так как перпендикулярными к плоскости поляризации оказываются не оба вектора \mathbf{E} и \mathbf{D} , как в изотропном диэлектрике, а лишь вектор \mathbf{D} .

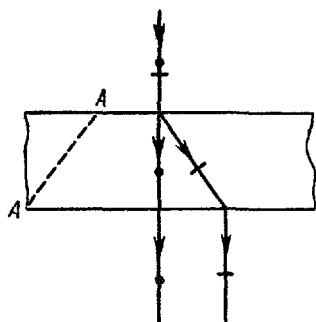


Рис. 1.94.

Таким образом, если на пластинку, вырезанную из кристалла так, как указано на рис. 1.93, падает нормально естественный луч, то он расщепится на два луча — обыкновенный и необыкновенный, как это показано на рис. 1.94.

Обыкновенный луч проходит не преломляясь и не изменяя своего направления. Необыкновенный луч внутри кристалла отклоняется, а по выходе идет параллельно обыкновенному, но смещается относительно последнего тем сильнее, чем больше толщина пластинки. Оба луча поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях.

При вращении пластинки вокруг оси, совпадающей с обыкновенным лучом, последний остается на месте, а необыкновенный луч вращается вокруг него, описывая внутри кристалла конус, а по выходе из него — цилиндр.

При изменении угла падения ($i \neq 0$) преломятся оба луча, однако по-разному. Для обыкновенного луча будет выполняться закон синусов (7.1) и показатель преломления n_o остается постоянным. Преломление необыкновенного луча носит более сложный характер, его показатель преломления n_e зависит от угла падения i и равен n_o лишь при распространении вдоль оптической оси.

При прохождении сквозь диэлектрик свет частично поглощается (подробнее см. ниже в следующей главе) и его интенсивность уменьшается. В анизотропном кристалле поглощение будет зависеть от ориентации плоскости поляризации, т. е. обыкновенный и необыкновенный лучи будут поглощаться в разной степени. Это явление носит название д и х р о и з м а. В кристалле турмалина дихроизм настолько сильно выражен, что необыкновенный луч практически полностью поглощается уже при толщине пластинки около 1 мм. Естественный луч, падающий на пластинку турмалина, выходит из нее полностью поляризованным в одном направлении. Такая пластинка называется п о л я р и з а т о р о м.

Будем изображать поляризатор в виде пластинки со штриховкой, параллельной плоскости колебаний электрического вектора пропускаемых поляризатором лучей. На рис. 1.95 показано, как при падении естественного света на поляризатор из последнего выходит поляризованный луч, интенсивность которого, в соответствии с (17.6), равна половине начальной (точнее — даже меньше, вследствие различных поглощений и отражений на пути луча).

Чтобы убедиться в том, что полученный луч поляризован, и выяснить направление поляризации, поставим на его пути дальше вторую такую же поляризующую пластинку, называемую в этом

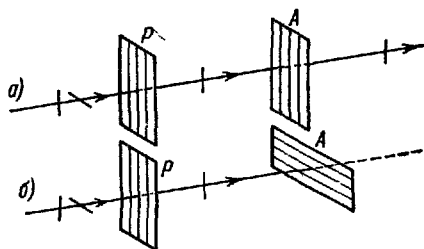


Рис. 1.95.

случае а н а л и з а т о р о м. Если плоскости пропускания поляризатора и анализатора параллельны друг другу, то поляризованный свет пройдет через анализатор, почти не снижая своей интенсивности (рис. 1.95, а). Если же плоскости поляризатора и анализатора перпендикулярны друг другу (рис. 1.95, б), то анализатор полностью погасит падающий на него поляризованный луч. В этом случае говорят, что поляризатор и анализатор с к р е щ е н ы. В промежуточных случаях интенсивность света, прошедшего через систему, будет зависеть от ориентации анализатора относительно поляризатора и имеет значение I , находящееся между I_0 и нулем. Разберем этот вопрос несколько подробнее.

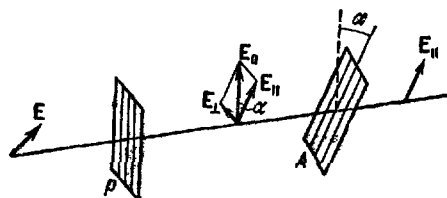


Рис. 1.96.

Обозначим амплитуду электрического вектора луча, прошедшего через поляризатор, буквой E_0 . Плоскость анализатора A повернута относительно плоскости поляризатора P на угол α (рис. 1.96). Разложим вектор E_0 на две составляющие: парал-

лельную плоскости анализатора (E_{\parallel}) и перпендикулярную к ней (E_{\perp}). Это соответствует разложению волны, колеблющейся в плоскости E_0 , на две волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях и колеблющиеся в одинаковой фазе. Одна из них E_{\parallel} пройдет через анализатор, а перпендикулярная E_{\perp} погасится. Из рис. 1.96 видно, что

$$E_{\parallel} = E_0 \cos \alpha. \quad (18.1)$$

Отношение интенсивностей пропорционально отношению квадратов амплитуд

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E_{\parallel}^2}{E_0^2} = \cos^2 \alpha$$

и, следовательно,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (18.2)$$

Уравнение (18.2) выражает закон Малюса:

Интенсивность света, прошедшего через анализатор (I), равна интенсивности света, прошедшего через поляризатор (I_0), умноженной на квадрат косинуса угла (α) между анализатором и поляризатором.

При толстых пластинках в I_0 надо вносить поправку на частичное поглощение (а также и отражение) проходящего луча.

Естественный луч, проходя через двулучепреломляющий кристалл, разделяется на два луча, поляризованных во взаимно пер-

пендикулярных плоскостях. Колебания в этих плоскостях испускаются различными атомами источника света в разное время и не имеют постоянной разности фаз. Поэтому оба разделенных луча не когерентны. Если с помощью линзы L свести эти лучи в одну и ту же точку экрана E , то их интенсивности просто сложатся и не будут давать интерференционных картин.

Если же на двупреломляющий кристалл будет падать луч, поляризованный под произвольным углом к плоскости падения (рис. 1.97), то соотношения между разделенными лучами будут существенно иными. Колебания в обеих волнах представляют собой разложение одного и того же колебания на два взаимно перпендикулярных, аналогично показанному на рис. 1.96. Следовательно, эти волны взаимно когерентны и могут интерферировать друг с другом.

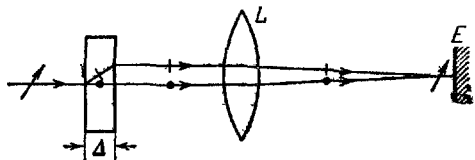


Рис. 1.97.

Если свести эти два параллельных луча (рис. 1.97) с помощью линзы L в одну и ту же точку экрана, то колебания в них останутся взаимно перпендикулярными, но появится разность фаз, обусловленная различием показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного луча внутри кристалла. Оптический ход обыкновенного луча равен $n_o\Delta$, где n_o — его показатель преломления, а Δ — толщина кристаллической пластинки. Для необыкновенного луча внутри пластинки показатель преломления n_e зависит от ориентации оптической оси. Если оптическая ось параллельна передней грани пластинки, то геометрический путь этой волны тоже Δ , а оптический ход соответственно равен $n_e\Delta$.

Таким образом, полная разность хода равна

$$\delta = n_o\Delta - n_e\Delta = (n_o - n_e)\Delta, \quad (18.3)$$

и характер поляризации сведенного на экране луча зависит от соотношения между δ и длиной волны λ . Если δ кратно целому числу полуволин

$$\delta = k \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{4}, \quad (18.4)$$

то сведенный луч поляризован линейно, при k четном эта поляризация параллельна исходному лучу до его падения на кристалл, а при k нечетном — перпендикулярна. Если

$$\delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad (18.5)$$

то при равных амплитудах сведенный луч имеет круговую поляризацию. В общем же случае произвольной δ сведенный луч становится эллиптически поляризованным (см. т. I, § 53, рис. 4.12).

В случае исландского шпата, когда оптическая ось AA параллельна грани пластинки, $n_{\text{н}}$ имеет минимальное возможное значение и толщина пластинки, дающей разность хода в четверть волны, будет

$$\Delta_{0,25} = \frac{\lambda}{4(n_o - n_n)} = \frac{5,35 \cdot 10^{-4} \text{ мм}}{4 \cdot (1,66 - 1,49)} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ мм} = 0,8 \text{ мк.}$$

Для слюды показатели преломления взаимно перпендикулярных лучей отличаются лишь в четвертом знаке после запятой и

$$\Delta_{0,25} = 0,035 \text{ мм} = 35 \text{ мк.}$$

Двойкопреломляющие кристаллы, так же как и изотропные тела, обладают дисперсией, т. е. показатели преломления обыкновенных и необыкновенных лучей зависят от длины волны падающего света. При данной ориентации пластинки толщина $\Delta_{0,25}$ для лучей разного цвета будет несколько различна. Поэтому при интерференции монохроматических (белых) поляризованных лучей условия интерференции для разных цветов будут несколько различны и интерференционная картина будет окрашена.

Явление поляризации света имеет место и при отражении или преломлении света на границе двух диэлектриков. Для полной или частичной поляризации естественного луча необходима анизотропия условий распространения. В двойкопреломляющих кристаллах эта анизотропия имеется во всей толще кристалла. При отражении и преломлении света на границе двух сред, даже если обе среды оптически изотропны, наличие вполне определенного положения плоскости падения луча само по себе создает анизотропию условий распространения. Иными словами, условия отражения и преломления лучей, поляризованных в плоскости падения и перпендикулярно к последней, различны, а *отраженный и преломленный лучи всегда в той или иной степени поляризованы.*

Для анализа этого вопроса вернемся к законам отражения и преломления, рассмотренным в § 5. Из волновой природы света следуют, в самом общем виде, соотношения (5.1) и (5.2) для углов отражения и преломления. Какая часть световой энергии отразится, а какая пройдет в преломляющую среду, можно установить, лишь учитывая электромагнитную природу света и конкретные электрические свойства преломляющей среды. Рассмотрим эту задачу несколько подробнее.

Пусть из вакуума на плоскую границу диэлектрика под углом i падает плоская волна с электрическим вектором E_0 , поляризо-

ванная в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения (т. е. вектор \mathbf{H}_0 перпендикулярен к плоскости падения). Эта волна частично отразится под таким же углом i , а частично преломится под углом r , как показано на рис. 1.98. Среда будем считать немагнитной ($\mu = 1$) и обладающей диэлектрической проницаемостью ϵ . Отраженная и преломленная волны поляризованы в той же плоскости, что и падающая, и амплитуды электрического вектора этих волн обозначим соответственно через E_i и E_r . Векторы \mathbf{H}_0 , \mathbf{H}_i и \mathbf{H}_r перпендикулярны к плоскости чертежа и связаны с электрическими векторами соответствующих волн соотношениями, выведенными в т. II, § 50.

Углы r и i связаны соотношением

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n. \quad (18.6)$$

Диэлектрическая проницаемость среды выражается через показатель преломления

$$\epsilon = n^2. \quad (18.7)$$

На границе раздела вакуум — диэлектрик число линий поля меняется скачком. При этом, в соответствии с формулами электростатики, выведенными в т. II, § 11, должна выполняться непрерывность касательных составляющих электрического поля

$$E_{t \text{ вак}} = E_{t \text{ среды}} \quad (18.8)$$

и нормальных составляющих вектора электростатической индукции $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, т. е.

$$1 \cdot E_{n \text{ вак}} = \epsilon E_{n \text{ среды}}. \quad (18.9)$$

Электрическое поле в вакууме складывается из полей падающей и отраженной волн, а в диэлектрике есть только электрический вектор преломленной волны. Из рис. 1.98 видно, что касательные составляющие получаются умножением величин векторов на косинусы, а нормальные — умножением на синусы соответствующих углов. Учитывая ориентацию вектора E_r , получим:

$$E_0 \cos i - E_i \cos i = E_r \cos r, \quad (18.10)$$

а для нормальных, учитывая (18.7):

$$E_0 \sin i + E_i \sin i = n^2 E_r \sin r. \quad (18.11)$$

Согласно (18.6) $n \sin r = \sin i$ и последнее равенство можно

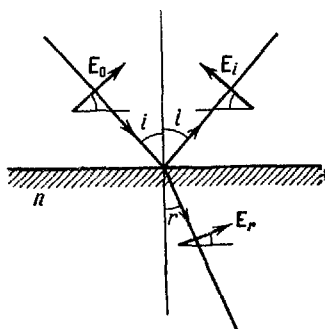


Рис. 1.98.

сократить на $\sin i$. Тогда

$$E_0 + E_i = nE_r, \quad (18.12)$$

Три уравнения (18.6), (18.10) и (18.12) позволяют определить три искомые величины r , E_i и E_r и выразить их через заданные i , n и E_0 . Решая эти уравнения, можно найти коэффициент отражения, т. е. отношение интенсивностей отраженной и падающей волн

$$R_{\perp} = \frac{E_i^2}{E_0^2} = f(n, i) \quad (18.13)$$

для среды с данным показателем преломления n в зависимости от угла падения i . Эта зависимость была впервые выведена Френелем из гипотезы упругого эфира с некоторыми дополнительными допущениями.

Легко убедиться, что при нормальном падении ($i=0$, $r=0$)

$$R_{\perp} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2, \quad (18.14)$$

а при скользющем падении ($i \rightarrow \frac{\pi}{2}$)

$$R_{\perp} \rightarrow 1. \quad (18.15)$$

Анализ далее показывает, что зависимость R_{\perp} от i немонотонная и при некотором значении $i = i_k$ отраженного луча нет вовсе ($R_{\perp} = 0$). Для нахождения этого критического угла вернемся к исходной системе уравнений и положим в них $E_i = 0$. Тогда

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin i}{\sin r} &= n, \\ E_0 \cos i &= E_r \cos r \\ E_0 &= nE_r. \end{aligned} \right\} \quad (18.16)$$

Перепишем эти уравнения в виде

$$\frac{E_0}{E_r} = \frac{\cos r}{\cos i} = n = \frac{\sin i}{\sin r}.$$

Тригонометрическое равенство

$$\frac{\cos r}{\cos i} = \frac{\sin i}{\sin r}$$

имеет основное решение

$$\cos r = \sin i \quad \text{и} \quad \cos i = \sin r, \quad \text{т. е.} \quad i + r = \frac{\pi}{2}. \quad (18.17)$$

Подставляя эти соотношения в (18.6), находим:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i,$$

т. е.

$$\operatorname{tg} i_k = n. \quad (18.18)$$

При аналогичном анализе отражения лучей, поляризованных в плоскости падения, из рис. 1.99 видно, что векторы E_0 , E_i и E_r направлены параллельно границе раздела и не

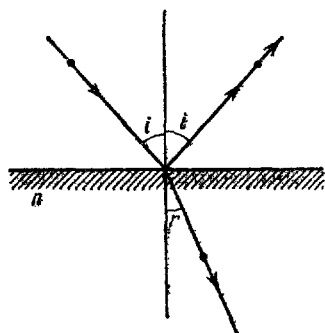


Рис. 1.99

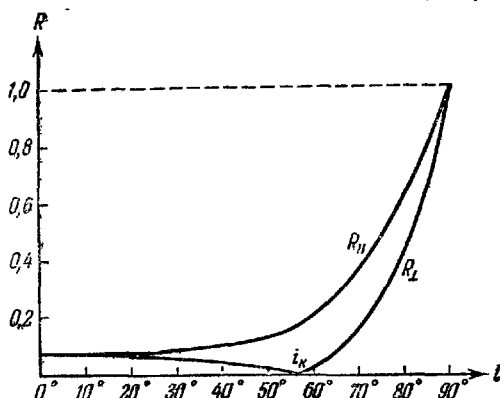


Рис. 1.100.

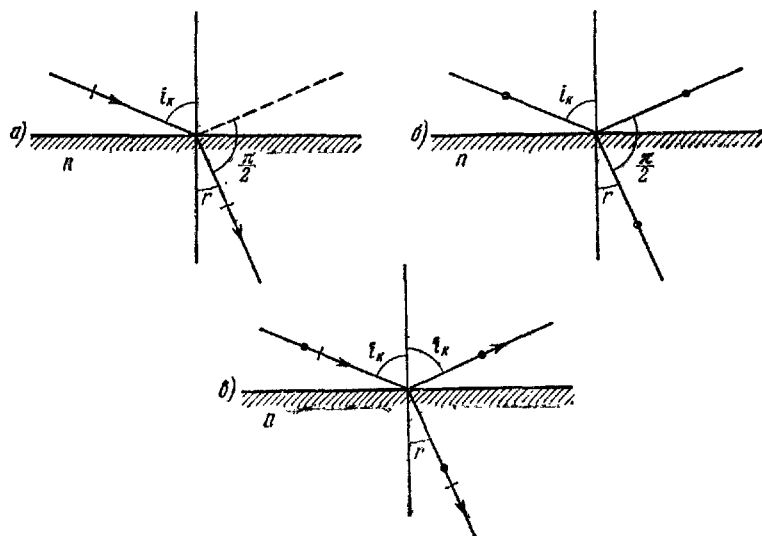


Рис. 1.101.

имеют нормальных составляющих. Уравнение (18.9) тогда дает простое тождество $0 = 0$ и должно быть заменено соответствующим равенством нормальных составляющих вектора магнитной

индукции. В результате расчетов оказывается, что коэффициент отражения волны, поляризованной в плоскости падения,

$$R_{\perp} = g(n, i), \quad (18.19)$$

монотонно возрастает с углом падения, ни при каких значениях i не обращается в нуль, а в предельных случаях $i=0$ и $i=\frac{\pi}{2}$

совпадает с R_{\perp} . Зависимость R_{\perp} и R_{\parallel} от i изображена на рис. 1.100.

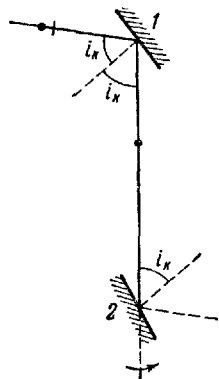


Рис. 1.102.

Уравнение (18.18) выражает так называемый закон Брюстера. Если на границу диэлектрика под углом Брюстера $i = i_k$ падает луч, поляризованный перпендикулярно к плоскости падения, то он целиком преломится (рис. 1.101, а). При падении под тем же углом луча, поляризованного в плоскости падения (рис. 1.101, б), происходит частичное отражение и частичное преломление. Наконец, если под этим же углом падает естественный луч (рис. 1.101, в), то отраженный луч поляризован полностью, а преломленный — частично. Поэтому угол i_k , определяемый по формуле (18.18), называется углом полной поляризации. Неподвижное зеркало 1, на

которое падает естественный луч под углом Брюстера, является поляризатором, а зеркало 2, вращающееся вокруг луча так, что его нормаль составляет все время с поляризованным лучом тот же угол i_k , — анализатором (рис. 1.102). Для стекла с $n=1,5$ угол полной поляризации равен

$$i_k = \operatorname{arctg} n = \operatorname{arctg} 1,5 \approx 56^\circ.$$

На рис. 1.103 изображена стопа Столетова, состоящая из ряда параллельных пластинок, ориентированных под

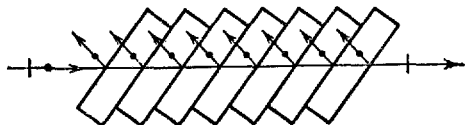


Рис. 1.103.

углом Брюстера к падающему лучу. На каждой границе частично отражаются только лучи, поляризованные в плоскости падения, и в результате многократных преломлений выходящий из стопы луч практически полностью поляризован в

плоскости, перпендикулярной к плоскости падения. Кроме поляризации при отражении и при преломлении, упомянем еще о поляризации при рассеянии света. На рис. 1.104 изображен естественный луч, падающий на какую-либо пылинку P . Под действием электромагнитной волны электрические заряды молекул пылинки придут в колебательное движение и начнут излучать вторичные волны во всех направлениях. Как указывалось в т. II, § 53, интенсивность излучения вдоль оси диполя равна нулю. Поэтому для луча 1 , идущего перпендикулярно к падающему в плоскости чертежа, будут отсутствовать волны, испускаемые диполями, колеблющимися вдоль этого луча, и он полностью поляризован в плоскости чертежа. Аналогично, луч 2 , также перпендикулярный к падающему, но распространяющийся перпендикулярно к чертежу, тоже полностью поляризован, но его поляризация перпендикулярна к поляризации луча 1 . Таким образом, свет, рассеянный пылинками в направлениях, перпендикулярных к первичному лучу, всегда полностью поляризован. В остальных направлениях рассеянный свет будет лишь частично поляризован.

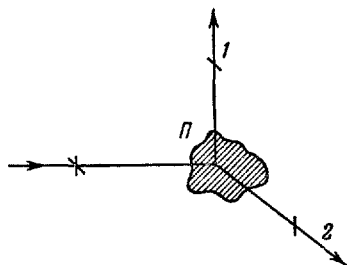


Рис 1.104

Те же соображения, которые мы использовали для объяснения поляризации при рассеянии, позволяют понять закон Брюстера. Возвращаясь к рис. 1.101, *a*, мы видим, что согласно (18.17) отраженный луч перпендикулярен к преломленному. Но отраженный луч возникает за счет вторичных волн, создаваемых диполями, колеблющимися в диэлектрике. Оси колебаний этих диполей направлены по возбуждающему их вектору E_r , перпендикулярному к преломленному лучу и лежащему в плоскости падения.

Из условия $i + r = \frac{\pi}{2}$ следует, что отраженный луч (показанный пунктиром) направлен параллельно E_r , т. е. вдоль оси этих диполей, и его интенсивность должна равняться нулю.

Нормальный человеческий глаз обычно одинаково воспринимает поляризованные и неполяризованные лучи. Лишь небольшой процент людей способен ощутить различие между естественным и поляризованным светом. Поэтому для количественных измерений поляризации и ее практического использования конструируются различные приборы, действие которых основано на принципах, разобранных в данном параграфе.