



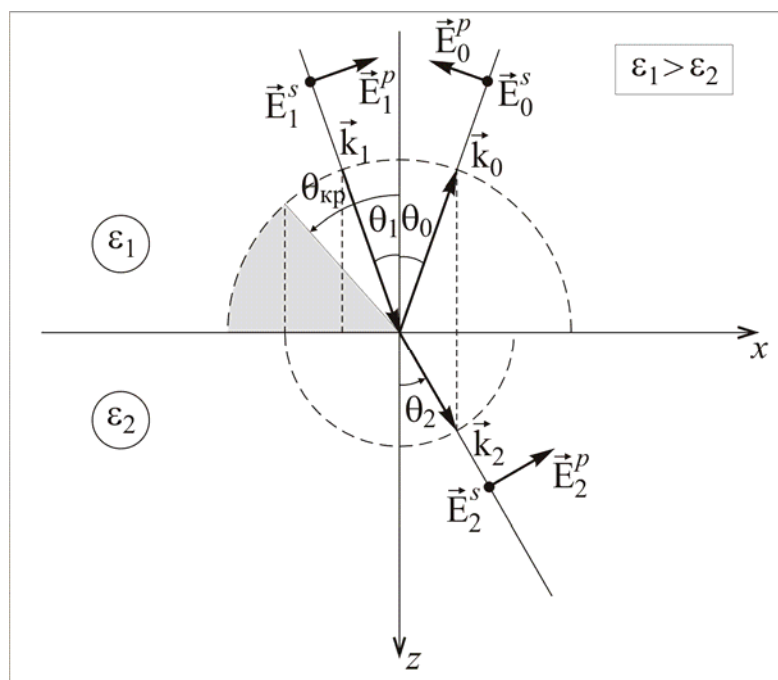
Лабораторный практикум по ФИЗИКЕ

ОПТИКА

Быков А.В., Митин И.В.

Задача № 169

Оптические явления на границе раздела диэлектриков.
Проверка формул Френеля.



МОСКВА 2009

Оптические явления на границе раздела диэлектриков. Проверка формул Френеля.

В изотропной диэлектрической среде с проницаемостью ε ($\varepsilon > 0$) могут распространяться плоские электромагнитные волны:

$$\begin{cases} \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}, \\ \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}, \end{cases}$$

где \vec{E} и \vec{H} – комплексные амплитуды векторов \vec{E} и \vec{H} , а ω и k связаны дисперсионным соотношением:

$$k = \frac{\omega}{c} n \quad (1)$$

($n = \sqrt{\varepsilon}$ – показатель преломления среды).

Кроме того, векторы \vec{E} , \vec{H} и \vec{k} – взаимно ортогональны, причем:

$$[\vec{k}, \vec{E}] = \frac{\omega}{\varepsilon_0 c^2} \vec{H}.$$

Пусть плоская линейно – поляризованная световая волна

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_1 e^{i(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r})} \quad (2)$$

падает на плоскую границу раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 под углом θ_1 (угол между волновым вектором \vec{k}_1 и нормалью к границе раздела). Плоскость поляризации падающей волны (в которой лежат векторы \vec{E}_1 и \vec{k}_1) ориентирована под углом α_1 (азимут поляризации, $-\frac{\pi}{2} \leq \alpha_1 \leq \frac{\pi}{2}$) к плоскости падения (в которой лежат вектор \vec{k}_1 и нормаль \vec{N}), так что:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_1^s + \vec{E}_1^p, \quad E_1^s = E_1 \sin \alpha_1, \quad E_1^p = E_1 \cos \alpha_1$$

(компонента \vec{E}_1^s перпендикулярна к плоскости падения, компонента \vec{E}_1^p – лежит в плоскости падения).

В общем случае падающая волна (2) порождает две другие волны (см. рис. 1 и 2): отраженную –

$$\vec{E}_0(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}_0 \vec{r})} \quad (3)$$

и преломленную –

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_2 e^{i(\omega t - \vec{k}_2 \vec{r})}. \quad (4)$$

В силу непрерывности тангенциальных составляющих векторов \vec{E} и \vec{H} на границе двух сред векторы \vec{k}_1 , \vec{k}_0 и \vec{k}_2 лежат в одной плоскости с нормалью к поверхности раздела (ось z) и, кроме того:

$$k_{1x} = k_{0x} = k_{2x}. \quad (5)$$

С учетом (1) из (5) следует, что:

$$\theta_1 = \theta_0 \text{ (закон отражения)} \quad (6)$$

и

$$n_1 \cdot \sin \theta_1 = n_2 \cdot \sin \theta_2 \text{ (закон преломления)}. \quad (7)$$

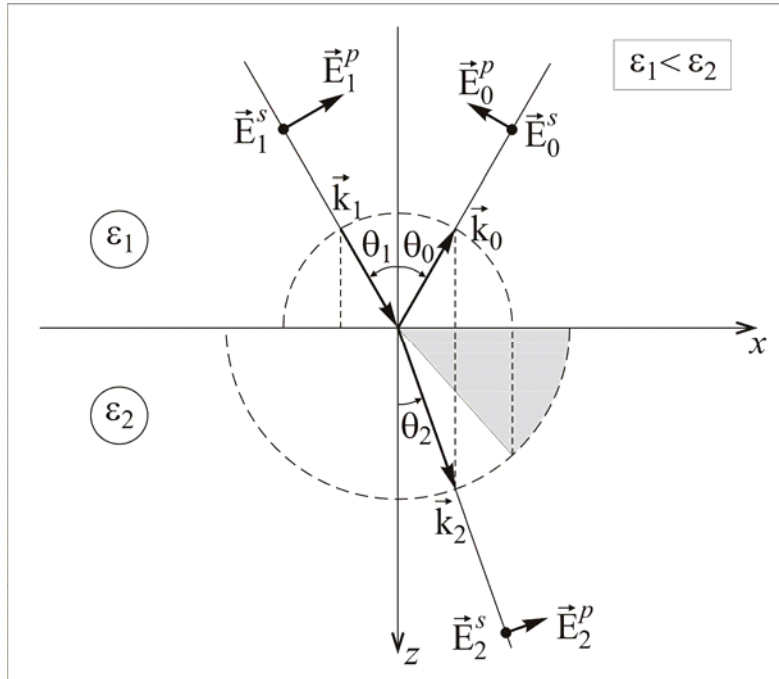


Рис. 1.

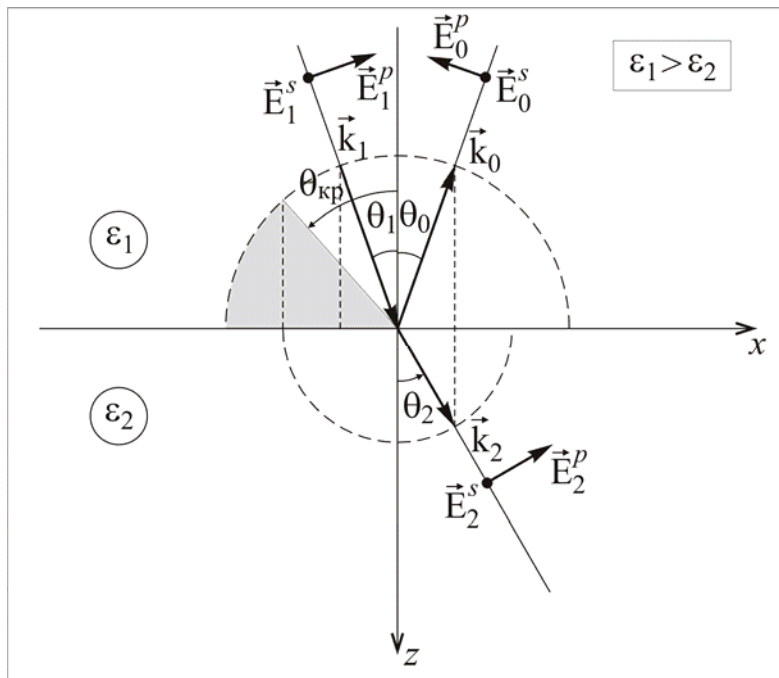


Рис. 2.

Если волна (2) падает из оптически менее плотной среды ($\varepsilon_1 < \varepsilon_2$), то при любом угле падения θ_1 ($0 \leq \theta_1 \leq \frac{\pi}{2}$) во второй среде распространяется преломленная волна (4). Если же свет падает из оптически более плотной среды ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2$), то при углах $\theta_1 \geq \theta_{\text{кр}} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$ имеет место полное внутреннее отражение (нет преломленной волны). Так, для границы «стекло – воздух» ($n_1 = 1,5$; $n_2 = 1$) критический угол (угол полного внутреннего отражения) $\theta_{\text{кр}} \approx 41^\circ$.

Соотношения между амплитудами \vec{E}_1 , \vec{E}_0 и \vec{E}_2 при различных θ_1 , ε_1 и ε_2 называют формулами Френеля:

$$r_s \equiv \frac{E_0^s}{E_1^s} = \frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}}, \quad (8)$$

$$t_s \equiv \frac{E_2^s}{E_1^s} = \frac{2k_{1z}}{k_{1z} + k_{2z}}, \quad (9)$$

$$r_p \equiv \frac{E_0^p}{E_1^p} = \frac{\frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} - \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2}}{\frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} + \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2}}, \quad (10)$$

$$t_p \equiv \frac{E_2^p}{E_1^p} = \frac{2 \frac{k_{1z}}{\varepsilon_1}}{\frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} + \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}. \quad (11)$$

Учитывая дисперсионное соотношение (1), формулы Френеля можно записать в виде:

$$r_s = \frac{n_1 \cdot \cos \theta_1 - n_2 \cdot \cos \theta_2}{n_1 \cdot \cos \theta_1 + n_2 \cdot \cos \theta_2}, \quad (12)$$

$$t_s = \frac{2n_1 \cdot \cos \theta_1}{n_1 \cdot \cos \theta_1 + n_2 \cdot \cos \theta_2}, \quad (13)$$

$$r_p = \frac{n_2 \cdot \cos \theta_1 - n_1 \cdot \cos \theta_2}{n_2 \cdot \cos \theta_1 + n_1 \cdot \cos \theta_2}, \quad (14)$$

$$t_p = \frac{2n_2 \cdot \cos \theta_1}{n_2 \cdot \cos \theta_1 + n_1 \cdot \cos \theta_2}. \quad (15)$$

Наконец, после тригонометрических преобразований (с учетом закона преломления):

$$r_s = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}, \quad (16)$$

$$t_s = \frac{2 \cos \theta_1 \cdot \sin \theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}, \quad (17)$$

$$r_p = \frac{\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2)}, \quad (18)$$

$$t_p = \frac{2 \cos \theta_1 \cdot \sin \theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cdot \cos(\theta_1 - \theta_2)}. \quad (19)$$

Примерные графики зависимостей (12) – (15) приведены на рис. 3 ($n_1 = 1 < n_2 = 1.5$) и рис. 4 ($n_1 = 1.5 > n_2 = 1$).

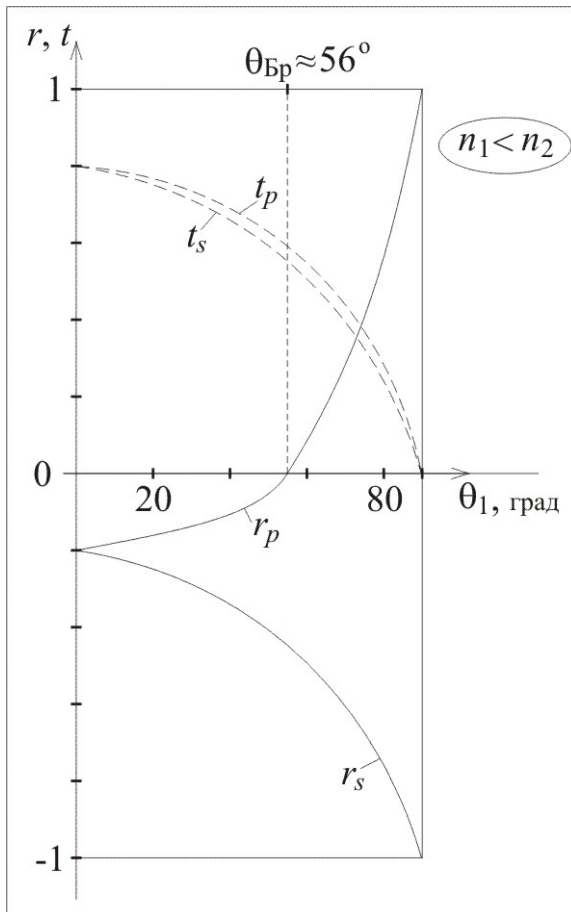


Рис. 3.

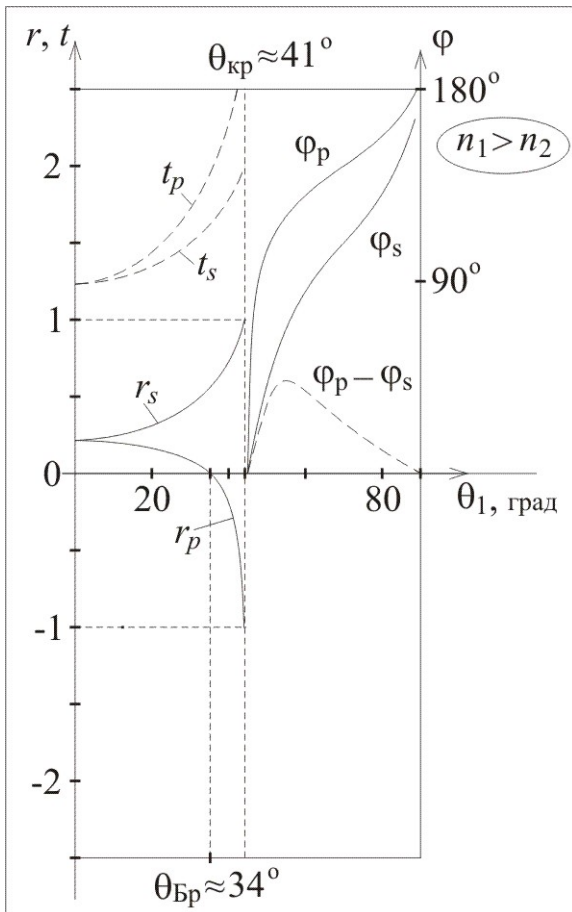


Рис. 4.

В случае $n_1 < n_2$ (рис. 3) коэффициенты t_s и t_p при любых θ_1 действительны и лежат в диапазоне от 0 до 1. Это означает, что на границе раздела фаза преломленной волны E_2 всегда совпадает с фазой падающей волны E_1 . Для отраженной волны на границе раздела фазы E_1^s и E_0^s при любых θ_1 отличаются на π ($-1 \leq r_s \leq 0$), а фазы E_1^p и E_0^p

отличаются на π при $0 \leq \theta_1 < \theta_{\text{Бр}}$ и совпадают при $\theta_{\text{Бр}} < \theta_1 \leq \frac{\pi}{2}$. При

$\theta_1 = \text{arctg} \frac{n_2}{n_1} \equiv \theta_{\text{Бр}}$ ($\theta_1 + \theta_2 = \frac{\pi}{2}$) p -компонента не испытывает отражения.

Угол $\theta_{\text{Бр}}$ называют углом Брюстера или углом полной поляризации отраженного света, при этом отраженная волна поляризована в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Тот факт, что разность фаз между падающей и преломленной (или отраженной) волнами равна либо нулю либо π означает, что в случае $n_1 < n_2$ при падении линейно поляризованного света преломленная и отраженная волны останутся линейно поляризованными. Так как $r_s \neq r_p$ при любых θ_1 (кроме случаев $\theta_1=0^\circ$ и $\theta_1=90^\circ$), то изменится азимут отраженной волны (аналогично и для преломленной волны).

Формулы Френеля связывают между собой амплитуды волн, но, как известно, измерительные приборы фиксируют интенсивность волны.

Для определения коэффициентов отражения R и преломления T по энергии при прохождении света через границу раздела двух сред поступим следующим образом: выберем на этой границе единичную площадку и сравним энергии падающей, преломленной и отраженной волн в пределах этой площадки. По закону сохранения энергии для нормальных компонент вектора Умова-Пойнтинга $\vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}]$ справедливо соотношение:

$$S_{n1} = S_{n0} + S_{n2}.$$

Так как интенсивность света I равна среднему по времени значению вектора Умова-Пойнтинга, то:

$$I_1 \cdot \cos \theta_1 = I_0 \cdot \cos \theta_1 + I_2 \cdot \cos \theta_2,$$

или

$$I_1 = I_0 + I_2 \cdot \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1}. \quad (20)$$

По определению, коэффициенты отражения R и преломления T равны отношению энергии соответственно отраженной и преломленной волн, покидающих площадку на границе раздела, к энергии волны, падающей на эту площадку:

$$R = \frac{S_{n0}}{S_{n1}} = \frac{I_0}{I_1} \quad \text{и} \quad T = \frac{S_{n2}}{S_{n1}} = \frac{I_2 \cdot \cos \theta_2}{I_1 \cdot \cos \theta_1}. \quad (21)$$

Учитывая, что амплитуды электрической $|\vec{E}|$ и магнитной $|\vec{H}|$ составляющих бегущей волны в среде с показателем преломления n связаны соотношением $n \cdot |\vec{E}| \sim |\vec{H}|$, а интенсивность волны $I \sim n \cdot |\vec{E}|^2$, для каждой из компонент волны получим:

$$R = \frac{S_{n0}}{S_{n1}} = r^2 \quad \text{и} \quad T = \frac{S_{n2}}{S_{n1}} = \frac{n_2 \cdot \cos \theta_2}{n_1 \cdot \cos \theta_1} \cdot t^2, \quad (22)$$

при этом:

$$\frac{I_0}{I_1} = r^2 = R \quad \text{и} \quad \frac{I_2}{I_1} = T \cdot \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} = \frac{n_2}{n_1} \cdot t^2. \quad (23)$$

Подставляя формулы Френеля для s - и p -компонент в формулы (23), можно убедиться в справедливости соотношения:

$$R + T = 1.$$

(закон сохранения энергии).

Если $n_1 > n_2$ (рис. 4), то на границе сред фазы E_2 и E_1 , а также фазы E_1^s и E_0^s совпадают при всех $\theta_1 \leq \theta_{\text{кр}}$ ($\theta_{\text{кр}} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$), тогда как фазы

E_1^p и E_0^p совпадают при $\theta_1 \leq \theta_{\text{бр}}$ ($\theta_{\text{бр}} = \arctg \frac{n_2}{n_1}$) и отличаются на π при $\theta_{\text{бр}} < \theta_1 \leq \theta_{\text{кр}}$. Таким образом, как и в случае $n_1 < n_2$ при падении линейно поляризованного света под углом $\theta_1 \leq \theta_{\text{кр}}$ преломленная и отраженная волны останутся линейно поляризованными.

Рассмотрим подробнее случай, когда угол падения θ_1 больше критического угла $\theta_{\text{кр}}$. Так как

$$k_{2z} = \sqrt{k_2^2 - k_{2x}^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_2^2 - (n_1 \cdot \sin \theta_1)^2}, \quad (24)$$

то при $\theta_1 > \theta_{\text{кр}}$:

$$n_1 \cdot \sin \theta_1 > n_2, \\ k_{2z} = \pm i \frac{\omega}{c} \sqrt{(n_1 \cdot \sin \theta_1)^2 - n_2^2} = \pm i k_{2z}'' , \quad (25)$$

и уравнение преломленной волны с волновым вектором $\vec{k}_2 = k_{1x} \vec{e}_x - i k_{2z}'' \vec{e}_z$ имеет вид:

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_2 e^{-k_{2z}'' z} e^{i(\omega t - k_{1x} x)}. \quad (26)$$

(Знак «+» в (25) отброшен по физическим соображениям.)

Таким образом, при полном внутреннем отражении преломленная волна $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ – это плоская неоднородная волна (26), бегущая вдоль оси x с фазовой скоростью $v_{2x} = \frac{\omega}{k_{1x}}$. Амплитуда этой волны

экспоненциально затухает вдоль оси z . Глубина Δz проникновения света в среду с $n_2 < n_1$, соответствующая уменьшению амплитуды в e раз:

$$\Delta z = \frac{1}{k_{2z}''} = \frac{c}{\omega \sqrt{(n_1 \cdot \sin \theta_1)^2 - n_2^2}}. \quad (27)$$

В соответствии с формулами (8) и (10) при полном внутреннем отражении:

$$r_s = \frac{k_{1z} + ik_{2z}''}{k_{1z} - ik_{2z}''} = e^{i\varphi_s}, \quad (28)$$

$$r_p = \frac{\frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} + i \frac{k_{2z}''}{\varepsilon_2}}{\frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} - i \frac{k_{2z}''}{\varepsilon_2}} = e^{i\varphi_p}, \quad (29)$$

т.е. при любом азимуте поляризации α_1 падающей волны:

$$|r_s| = |r_p| = 1, \quad R_s = R_p = 1,$$

Однако между отраженной и падающей волнами на границе возникает разность фаз (см. рис. 4, участок $\theta_1 > \theta_{кр}$):

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi_s}{2} = \frac{k_{2z}''}{k_{1z}} = \frac{\sqrt{(n_1 \cdot \sin \theta_1)^2 - n_2^2}}{n_1 \cdot \cos \theta_1}, \quad (30)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi_p}{2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \operatorname{tg} \frac{\varphi_s}{2} = \frac{n_1 \sqrt{(n_1 \cdot \sin \theta_1)^2 - n_2^2}}{n_2^2 \cdot \cos \theta_1}. \quad (31)$$

Если в падающей линейно поляризованной волне присутствуют как s - , так и p -компонента, то отраженная волна станет эллиптически поляризованной, причем разность фаз между s - и p -компонентами будет равна $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_s$.

Для экспериментального нахождения разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_s$ можно воспользоваться следующими соотношениями. Если в падающей линейно поляризованной волне амплитуды s - и p -компонент одинаковы ($E_1^s = E_1^p$), то можно показать (см. [1], §1.2, задача 2), что справедлива формула:

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{a_2}{a_1} \right), \quad (32)$$

где a_1 и a_2 - длины большой и малой полуосей эллиптически поляризованной отраженной волны. Отношение $\frac{a_2}{a_1}$ можно измерить экспериментально. Для этого установим перед приемником отраженного излучения поляроид-анализатор, пропускающий только одну компоненту поляризации. Вращая анализатор на 360 градусов, найдем

максимальное I_{\max} и минимальное I_{\min} значение интенсивности, регистрируемое приемником. Тогда отношение a_2/a_1 будет равно

$$a_2/a_1 = \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}}. \quad (33)$$

Экспериментальная установка.

Схема установки приведена на рис. 5. На массивном основании 1 размещены:

- 1) неподвижная консоль 2, на которой расположен излучатель 3 (полупроводниковый лазер, излучение которого линейно поляризовано);
- 2) вращающаяся консоль 4, на которой расположен приемник излучения 5 (фотодиод);
- 3) вращающийся столик 6 со шкалой 7 (на 360 градусов), на который помещается стеклянная полусайба 8.

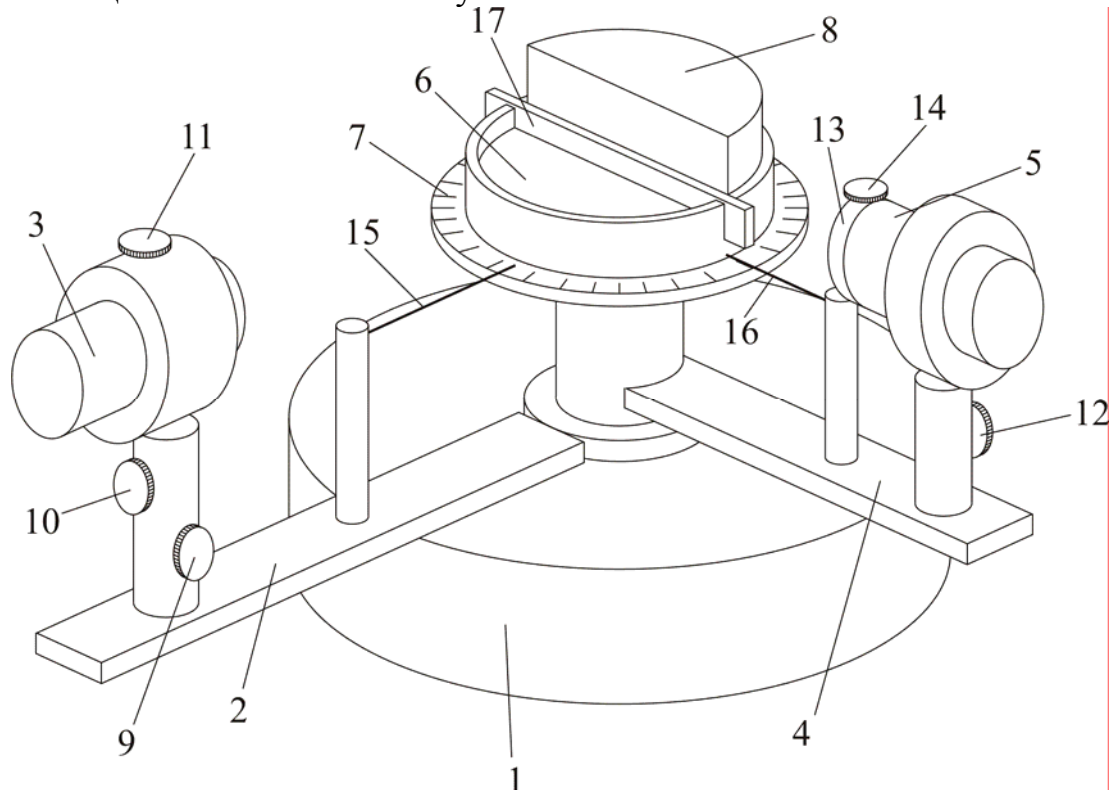


Рис. 5. Схема экспериментальной установки

Положение излучателя 3 регулируется следующим образом:

- а) ослабив винт 9, излучатель можно перемещать вверх–вниз и поворачивать влево–вправо;
- б) ослабив винт 10, излучатель можно наклонять вверх–вниз;

в) ослабив винт 11, излучатель можно поворачивать вокруг горизонтальной оси, меняя тем самым состояние поляризации излучения, падающего на объект.

На корпусе излучателя установлено кольцо с указателем (на рисунке не показано), позволяющее определять поляризацию излучателя в зависимости от его ориентации в держателе.

Приемник 5 можно перемещать вверх–вниз и поворачивать влево–вправо, ослабив винт 12. На лицевой панели приемника расположен анализатор 13 (поляроидная пленка, пропускающая одну из компонент поляризации) во вращающейся оправе, положение которой фиксируется винтом 14. На консолях 2 и 4 размещены также указатели 15 и 16, позволяющие определять углы расположения излучателя $\varphi_{\text{изл}}$ и приемника $\varphi_{\text{пр}}$ относительно вращающегося столика 6.

На вращающемся столике размещена пластина 17, позволяющая зафиксировать местоположение стеклянной полушайбы 8.

Сигнал с приемника регистрируется цифровым мультиметром, работающим в режиме измерения тока.

Проведение экспериментов

Упражнение 1. Определение плоскости поляризации излучения лазера и визуальное нахождение угла Брюстера.

Известно, что при падении светового луча на стеклянную пластинку под углом Брюстера отраженный свет полностью поляризован, причем плоскость поляризации отраженного луча перпендикулярна плоскости падения. Поэтому, если падающий луч будет полностью поляризован в плоскости падения, то отраженного луча не будет. Этот факт позволяет определить направление поляризации лазерного излучателя.

1. Сначала необходимо произвести предварительную юстировку системы. Установите приемник 5 строго напротив излучателя 3 (разность показаний указателей углов $\varphi_{\text{изл}}$ излучателя 15 и $\varphi_{\text{пр}}$ приемника 16 должна удовлетворять условию $|\varphi_{\text{изл}} - \varphi_{\text{пр}}| \approx 180^\circ$).

Поверните столик так, чтобы луч излучателя шел вдоль плоской поверхности полушайбы, не касаясь ее. Регулируя положение излучателя винтами крепления 9 и 10, добейтесь параллельности (определяется визуально) луча и плоской поверхности полушайбы. Установите приемник так, чтобы луч попадал примерно в центр приемника и был горизонтален (определяется визуально). После этого поверните столик на 180 градусов и вновь проверьте параллельность луча и плоской поверхности полушайбы. В случае необходимости

откорректируйте положение излучателя и приемника. Если юстировка проведена правильно, то при повороте столика 6 луч будет все время попадать в одну и ту же область на плоской поверхности.

- Теперь поверните вращающийся столик 6 так, чтобы луч падал перпендикулярно плоской поверхности стеклянной полушайбы 8 (отраженный от поверхности «зайчик» должен возвращаться к излучателю). Запишите значение указателя угла излучателя $\varphi_{изл0}$, оно будет соответствовать углу падения, равному нулю. В дальнейшем, если известно текущее значение $\varphi_{изл}$, то угол падения $\varphi_{пад}$ будет рассчитываться по формуле¹:

$$\varphi_{пад} = |\varphi_{изл} - \varphi_{изл0}|. \quad (34)$$

- Поверните столик так, чтобы угол падения составлял примерно 50 – 60 градусов. Поворотом консоли 4 приемника добейтесь того, чтобы отраженный луч попадал в центр приемника. Установите перед приемником 5 небольшой экран (листок бумаги) для визуального наблюдения отраженного луча.
- Теперь необходимо провести точную юстировку, чтобы отраженный луч имел минимально возможную интенсивность.

Для этого используются два механизма юстировки:

- 1) вращение излучателя вокруг собственной (горизонтальной) оси, для чего следует ослабить винт крепления 11 излучателя;
- 2) вращение столика 6 с отражающим образцом, чтобы угол падения точно соответствовал углу Брюстера.

Если юстировка выполнена верно, то на экране должно наблюдаться очень слабое световое пятно, интенсивность которого увеличивается при небольших смещениях (поворотах относительно найденных положений) излучателя или столика. Таким образом, можно утверждать, что плоскость поляризации излучения лазера горизонтальна и совпадает с плоскостью падения. Ориентацию излучателя следует запомнить, отметив положение указателя на кольце, размещенном на корпусе излучателя.

- Снимите экран (листок бумаги), установленный перед приемником, и найдите положение приемника, при котором отраженный луч попадает в его центр. Записав значение указателя угла $\varphi_{изл}$ излучателя, рассчитайте по формуле (34) значение угла Брюстера и оцените погрешность.

¹ Использование данной формулы требует определенной аккуратности. Например, если $\varphi_{изл0} = 2^\circ$, то в зависимости от направления вращения столика углу падения $\varphi_{пад} = 10^\circ$ соответствуют два угла $\varphi_{изл}$, равные 12° и 352° . Тогда для второго случая для правильности расчета следует взять $\varphi_{изл0} = 362^\circ$.

Упражнение 2. Измерение коэффициентов отражения света в зависимости от угла падения и состояния поляризации. Проверка формул Френеля.

Внимание! Состояние поляризации излучателя, найденное в упражнении 1, должно оставаться неизменным (до окончания измерений с данным состоянием поляризации излучателя)! Поэтому при выполнении измерений винт 11 не ослаблять, излучатель вокруг своей оси не поворачивать.

1. Поверните столик так, чтобы луч излучателя шел параллельно плоской поверхности полусайбы. Установите приемник так, чтобы луч падал строго в его центр. Плоскость пропускания анализатора 13, установленного перед фотоприемником, должна совпадать с плоскостью поляризации падающего излучения. Поэтому, ослабив винт 14, добейтесь вращением анализатора 13 максимального значения фототока I_0 . Зафиксируйте положение анализатора винтом 14 и не изменяйте его до окончания измерений угловой зависимости. Запишите величину фототока I_0 .

2. Вращая столик, добейтесь максимально возможного значения угла падения (около 85 градусов). Установите приемник так, чтобы отраженный луч падал строго в его центр.

Запишите показание $I_{||}(\varphi)$ измерителя фототока и значение указателя угла излучателя $\varphi_{\text{изл}}$ в таблицу. Рассчитайте по формуле (34) угол падения $\varphi_{\text{пад}}$ и коэффициент отражения

$$R_{||}(\varphi) = \frac{I(\varphi)}{I_0}.$$

$\varphi_{\text{изл}}$, град.						...	
$\varphi_{\text{пад}}$, град.						...	
$I_{ }(\varphi)$, отн. ед.						...	
$R_{ }(\varphi)$...	
$I_{\perp}(\varphi)$...	
$R_{\perp}(\varphi)$...	

3. Поворачивая столик на 4 – 6 градусов, проведите измерения в соответствии с п.2-3 до минимально возможного угла падения (около 5 – 10 градусов). Особое внимание надо обратить на измерения при углах, больших и близких к углу Брюстера. При углах, меньших $\varphi_{\text{Бр}}$ шаг поворота можно увеличить. По результатам измерений следует построить график зависимости коэффициента отражения $R_{||}(\varphi)$ от угла падения $\varphi_{\text{пад}}$. На тех же осях построить теоретическую зависимость.

4. Теперь необходимо провести аналогичные измерения с другим состоянием поляризации (плоскость поляризации падающего луча должна быть перпендикулярна плоскости падения). Для этого необходимо повернуть на 90 градусов как излучатель 3, так и анализатор 13 на приемнике 5. Это можно осуществить следующим образом.

Вновь поверните столик и приемник так, чтобы луч излучателя шел параллельно плоской поверхности полужайбы и падал строго в центр приемника. Поверните анализатор 13 на приемнике на 90 градусов, при этом значение фототока должно уменьшиться практически до нуля. Зафиксируйте положение анализатора.

Теперь, ослабляя винт 11 на излучателе, поверните его на 90 градусов. В результате значение фототока должно вновь стать близким к I_0 .

6. Для нового состояния поляризации следует провести измерения в соответствии с п.3-4, построить график зависимости коэффициента отражения $R_{\perp}(\varphi)$ от угла падения и сравнить с теорией.

Упражнение 3. Изучение прохождения света из более оптически плотной среды в менее оптически плотную. Полное внутреннее отражение.

1. Поверните столик 6 с полужайбой 8 так, чтобы луч излучателя падал на цилиндрическую поверхность и выходил через плоскую, причем угол падения луча на плоскую поверхность был равен нулю (луч перпендикулярен границе раздела). В этом случае преломленный луч будет являться продолжением падающего луча. Убедитесь в этом, установив приемник строго напротив излучателя (разность $|\varphi_{изл1} - \varphi_{пр1}|$ должна быть равна 180°). Нетрудно заметить, что в этом случае в сравнении с результатами 1-го упражнения должны быть справедливы соотношения: $|\varphi_{изл1} - \varphi_{изл0}| = 180^\circ$ и $\varphi_{пр1} = \varphi_{изл0}$. Запишите значения указателей угла излучателя $\varphi_{изл1}$, и угла приемника $\varphi_{пр1}$, они будут соответствовать углу падения, равному нулю.
2. Поверните столик на 4 – 8 градусов и установите приемник так, чтобы преломленный луч попадал в его центр. Запишите показания углов $\varphi_{изл}$ и $\varphi_{пр}$ и рассчитайте угол падения $\varphi_{пад}$ и преломления $\varphi_{прел}$ (формулы расчетов получить самостоятельно по аналогии с формулой (34)). Результаты запишите в таблицу.
3. Поворачивая каждый раз столик на 4 – 8 градусов, проведите измерения углов падения $\varphi_{пад}$ и преломления $\varphi_{прел}$. По результатам

измерения следует построить график зависимости $\sin \varphi_{\text{прел}}$ от $\sin \varphi_{\text{пад}}$ и по углу наклона найти показатель преломления материала полужайбы.

$\varphi_{\text{изл}}$...	
$\varphi_{\text{пр}}$...	
$\varphi_{\text{пад}}$...	
$\varphi_{\text{прел}}$...	
$\sin \varphi_{\text{пад}}$...	
$\sin \varphi_{\text{прел}}$...	

4. Найдите угол, при котором преломленный луч пропадет (угол полного внутреннего отражения $\varphi_{\text{ПВО}}$). Проверьте формулу для нахождения этого угла по значению показателя преломления.
5. Измените плоскость поляризации падающего излучения и плоскость пропускания поляризатора на приемнике на 90 градусов (в соответствии с указаниями п.5 упражнения 2). Найдите угол полного внутреннего отражения и сравните с найденным ранее. Для трех-четырех углов падения, больших $\varphi_{\text{ПВО}}$, проведите измерения интенсивности отраженного луча, сравните с величиной I_0 , полученной в упр. 2. Объясните полученные результаты.

Упражнение 4. Исследование изменения состояния поляризации при полном внутреннем отражении.

В данном упражнении на границу раздела двух сред необходимо направить линейно поляризованное излучение, содержащее обе компоненты поляризации (как в плоскости падения, так и параллельную ей). При полном внутреннем отражении между этими компонентами возникает разность фаз, зависящая от угла падения.

1. Сначала необходимо так сориентировать излучатель, чтобы амплитуды обеих компонент поляризации были примерно одинаковы.

Вновь поверните столик и приемник так, чтобы луч излучателя шел параллельно плоской поверхности полужайбы и падал строго в центр приемника. Проверьте, что анализатор на приемнике установлен так, чтобы интенсивность регистрируемого излучения была равна I_0 . Теперь, ослабив винт 11, следует повернуть излучатель на 45° , при этом интенсивность, регистрируемая приемником, уменьшается в 2 раза (почему?). Зафиксируйте положение излучателя и в дальнейшем не изменяйте его.

Поверните анализатор на приемнике на 45° и добейтесь максимального значения интенсивности ($\sim I_0$).

2. Установите стеклянную полусайбу так, чтобы угол падения соответствовал углу полного внутреннего отражения (преломленный луч отсутствует). Установите приемник так, чтобы отраженный луч попадал строго в его центр. Вращая анализатор на приемнике на 360° , найдите минимальное I_{\min} и максимальное I_{\max} значения интенсивности. Результаты измерения внесите в таблицу.

$\varphi_{\text{изл}}$...	
$\varphi_{\text{пад}}$...	
I_{\min}						...	
I_{\max}						...	
$\Delta\varphi$...	

Рассчитайте по формуле (32) разность фаз $\Delta\varphi$ между двумя взаимно перпендикулярными направлениями поляризации.

3. Увеличивая каждый раз угол падения на 3 – 8 градусов, проведите измерения в соответствии с п.2. По результатам измерений следует построить график зависимости разности фаз $\Delta\varphi$ от угла падения $\varphi_{\text{пад}}$ и сравнить его с теоретическим.

Литература.

1. Бутиков Е.И. Оптика. – СПб.: Невский диалект, 2003. §1.2, 3.1-3.3.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. – М.: Наука, 1980. Глава V.
3. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. – М.: Наука, 2004. Лекция 20.