

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ  
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники  
(СВЧиКР)

## **ИССЛЕДОВАНИЕ НАКЛОННОГО ПАДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД**

Методические указания к лабораторной работе для студентов  
специальностей 210302, 210303, 210304,  
210312, 210313, 210401, 210403, 210405

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ  
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники  
(СВЧиКР)

УТВЕРЖДАЮ  
Зав. каф. СВЧиКР

\_\_\_\_\_ С.Н.Шарангович  
“\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2011 г.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ НАКЛОННОГО ПАДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД**

Методические указания к лабораторной работе для студентов  
специальностей 210302, 210303, 210304,  
210312, 210313, 210401, 210403, 210405

Разработчики:

Разработчики:

Проф. каф. СВЧ и КР

\_\_\_\_\_ В. А. Краковский

Доц. каф. СВЧиКР

\_\_\_\_\_ Е. В. Падусова

## ОГЛАВЛЕНИЕ

1	Введение.....	4
2	ОСНОВНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ.....	4
2.1	Поляризация электромагнитных волн.....	4
2.2	Отражение и преломление электромагнитных волн при наклонном падении.....	6
3	ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ.....	9
4	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.....	13
4.1	Описание экспериментальной установки. ....	13
4.2	Расчетное задание.....	14
4.3	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ЗАДАНИЕ.....	15
5	КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	16
6	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	<b>Ошибка! Закладка не определена.</b>

# 1 Введение

Поведение поперечных волн при наклонном падении их на границу раздела сред зависит от пространственной ориентации векторов напряжённости электрического и магнитного полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , другими словами, от их поляризации.

Целью работы является:

- 1) Исследование явлений отражения и преломления поляризованного электромагнитного излучения при наклонном падении его на границу раздела двух сред.
- 2) Знакомство с теорией анизотропии и одним из способов преобразования волн с линейной поляризацией в волну с круговой поляризацией и волны с круговой поляризацией в волну с линейной поляризацией.

## 2 ОСНОВНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ

### 2.1 Поляризация электромагнитных волн

Так как векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  плоской поперечной волны взаимно ортогональны, ограничимся рассмотрением одного вектора  $\mathbf{E}$ .

Рассмотрим в качестве примера поляризованного поля – поле плоской, поперечной волны.

Если конец вектора  $\mathbf{E}$  этой волны при распространении волны с течением времени колеблется вдоль одной из координат, например, вертикальной оси “ $y$ ”, то такая волна имеет линейную вертикальную поляризацию. Если он ориентирован по горизонтальной оси “ $x$ ”, то волна имеет горизонтальную поляризацию. Плоскость, проходящая через вектор  $\mathbf{E}$  и направление движения волны, является плоскостью поляризации и в случае линейно поляризованной волны при её движении не меняет своей ориентации в пространстве. Линейно поляризованное поле является наиболее простым примером поляризованного поля. Однако, существуют и поля с более сложной поляризацией, которая возникает в результате сложения линейно поляризованных волн.

Рассмотрим суперпозицию двух линейно поляризованных волн одной и той же частоты, распространяющихся в одном и том же направлении. Для определенности предположим, что плоскость поляризации первой волны – плоскость  $XOZ$ , второй – плоскость  $YOZ$ . Ось “ $z$ ” направлена на читателя. Рассмотрим случай сложения волн с линейной поляризацией, имеющих фазовый сдвиг  $\delta$ , для чего запишем выражения для векторов электрического поля горизонтально и вертикально поляризованных волн, бегущих вдоль оси  $z$ .

$$E_x = E_{10} \cdot \sin(\omega t - kz) \quad (2.1)$$

$$E_y = E_{20} \cdot \sin(\omega t - kz + \delta) \quad (2.2)$$

Просуммируем (2.1) и (2.2), предварительно записав (2.2) в виде  $E_y = E_{20} \cdot [\sin(\omega t - kz) \cos \delta + \cos(\omega t - kz) \sin \delta]$  и исключив из равенств  $\sin(\omega t - kz)$  и  $\cos(\omega t - kz)$ . В результате получим:

$$\left(\frac{E_x}{E_{10}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{20}}\right)^2 = 2 \frac{E_x E_y}{E_{10} E_{20}} \cos \delta + \sin^2 \delta \quad (2.3)$$

Рассмотрим частные случаи, описываемые этим уравнением.

1) При  $\cos \delta = 0$ , а  $\sin \delta = \pm 1$  уравнение (2.3) примет вид

$$\left(\frac{E_x}{E_{10}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{20}}\right)^2 = 1 \quad (2.4)$$

если  $E_{10} \neq E_{20}$  - выражение является уравнением эллипса с центром в начале координат. Полуоси эллипса (рис. 2.1) равны  $E_{10}$  и  $E_{20}$ .

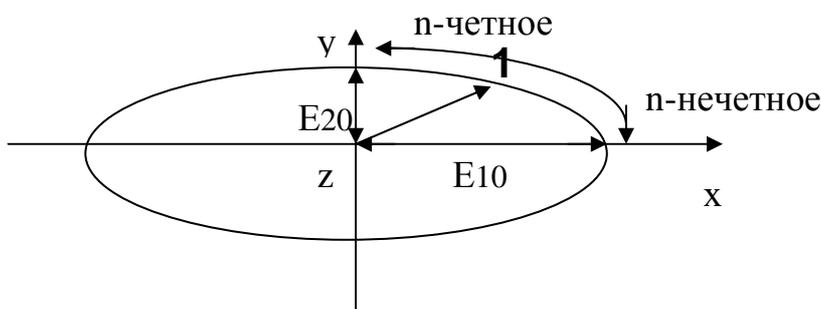


Рис.2.1 Общий случай эллиптической поляризации.

Так как  $\cos \delta = 0$  при  $\delta = \frac{\pi}{2} + n\pi$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  то система уравнений (2.1) и (2.2) при ( $z = 0$ ) может быть записана в виде :

$$E_x = E_{10} \sin \omega t$$

$$E_y = E_{20} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2} + n\pi\right) = E_{20} (-1)^{n+1} \cos \omega t$$

Из этих равенств видно, что конец вектора  $\mathbf{E}$  вращается по часовой стрелке при нечётном  $n$  и против стрелки при чётном  $n$ , если наблюдение за вращением вектора  $\mathbf{E}$  ведётся против направления распространения волны. Эллипс становится окружностью, если  $E_{10} = E_{20}$ . Волна, конец вектора  $\mathbf{E}$  которой с течением времени описывает окружность, является волной с круговой поляризацией.

2) При  $\cos \delta = 1$ , а  $\sin \delta = 0$  соотношение (2.3) превращается в равенство  $E_x/E_{10} \pm E_y/E_{20} = 0$ , которое при  $\cos \delta = +1$  и  $\cos \delta = -1$  представляет прямые  $E_x/E_{10} - E_y/E_{20} = 0$ ,  $E_x/E_{10} + E_y/E_{20} = 0$

В этом случае конец суммарного вектора  $\mathbf{E}$  движется по прямой. Получается линейно поляризованная волна (рис.2.2), являющаяся предельным случаем эллиптически поляризованной волны.

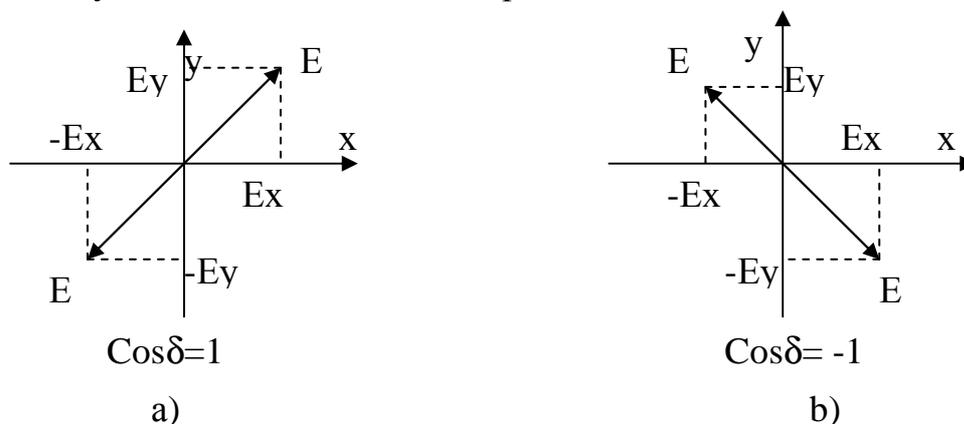


Рис 2.2 Вырожденный случай сложения двух линейно поляризованных волн.

На основании выше изложенного можно сделать следующий вывод:: электромагнитная волна с любой поляризацией может быть представлена в виде суперпозиции двух линейно поляризованных волн, плоскости колебаний электрического вектора которых взаимно перпендикулярны. Волну с круговой поляризацией можно преобразовать в волну с линейной поляризацией, отфильтровав одну из линейно поляризованных волн.

## 2.2 Отражение и преломление электромагнитных волн при наклонном падении.

Рассмотрим падение вертикально поляризованной волны на границу раздела двух диэлектриков. Вектор  $\mathbf{E}$  вертикально поляризованной волны лежит в плоскости падения- плоскости, проходящей через нормаль к границе раздела и направление движения волны. На рис. (2.3) представлены падающая, отраженная и преломлённая волны с вертикальной поляризацией и соответствующие им векторы:  $\mathbf{E}_{iv}$ ,  $\mathbf{E}_{rv}$  и  $\mathbf{E}_{tv}$ , лежащие в плоскости падения и векторы  $\mathbf{H}_{ie}$ ,  $\mathbf{H}_{re}$  и  $\mathbf{H}_{te}$  ортогональные этой плоскости. Углы  $\theta_i$ ,  $\theta_r$  и  $\theta_t$  являются углами падения, отражения и преломления соответственно.

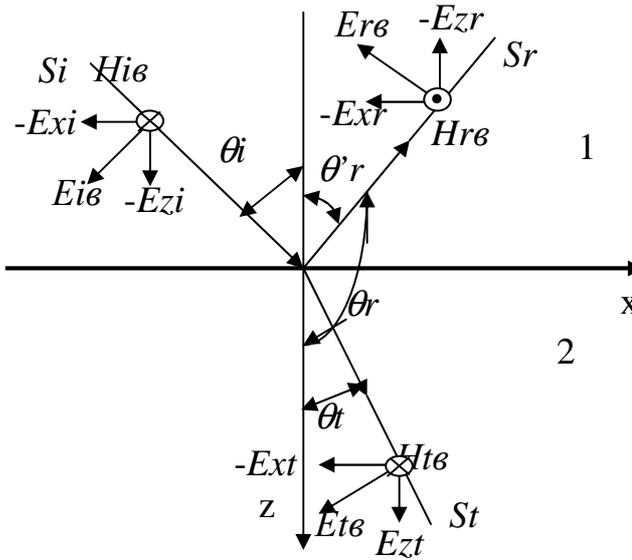


Рис 2.3 Падение вертикально поляризованных волн на границу раздела двух диэлектриков.

Основными физическими параметрами при наклонном падении являются коэффициенты Френеля коэффициент отражения- $R$  и коэффициент преломления  $T$ . Выражения для них выводятся из граничных условий:  $E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$  и  $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$  при  $z=0$ . Для вертикально поляризованного поля, граничные условия имеют следующий вид:

$$1 + R_{\theta} = T_{\theta} \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i}, \quad 1 - R_{\theta} = T_{\theta} \frac{Z_{w1}}{Z_{w2}}$$

Решение этой системы уравнений относительно  $R_{\theta}$  и  $T_{\theta}$  записывается в виде:

$$R_{\theta} = \frac{E_{r\theta}}{E_{i\theta}} = \frac{Z_{w1} \cos \theta_i - Z_{w2} \cos \theta_t}{Z_{w1} \cos \theta_i + Z_{w2} \cos \theta_t} \quad (2.5)$$

$$T_{\theta} = \frac{E_{t\theta}}{E_{i\theta}} = \frac{2Z_{w2} \cos \theta_i}{Z_{w1} \cos \theta_i + Z_{w2} \cos \theta_t} \quad (2.6)$$

Полученные формулы носят название формул Френеля .

Здесь  $Z_{w1} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_1}}$  и  $Z_{w2} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_2}}$  волновые сопротивления первой и второй сред. Пользуясь законами Снеллиуса: отражения и преломления

$$\theta_i = \theta_r, \quad \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}} \quad (2.7)$$

В формулах (2.7)  $n_1, n_2$  – показатели преломления первой и второй сред,  $\epsilon_1, \epsilon_2$  -их относительные диэлектрические проницаемости.

Выражения легко преобразовать к более удобному для анализа виду. Положив  $n_1=1$ , что соответствует действительности, т.к. первая среда - воздух, можно записать.

$$R_\theta = \frac{E_{r\theta}}{E_{i\theta}} = - \frac{(1 - \sin^2 \theta_i)^{1/2} - \frac{1}{n_2} \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_2^2}\right)^{1/2}}{(1 - \sin^2 \theta_i)^{1/2} + \frac{1}{n_2} \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_2^2}\right)^{1/2}} \quad (2.8)$$

$$T_\theta = \frac{E_{t\theta}}{E_{i\theta}} = \frac{2(1 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{n_2(1 - \sin^2 \theta_i)^{1/2} + \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_2^2}\right)^{1/2}} \quad (2.9)$$

На рис (2.4) представлены: падающая, отраженная и преломлённая волны с горизонтальной поляризацией.

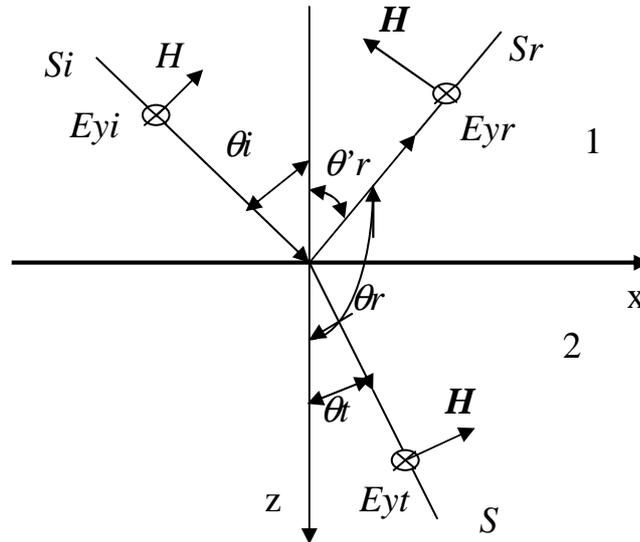


Рисунок 2.4. Преломление и отражение горизонтально поляризованной волны.

Исходя из граничных условий для горизонтальной поляризации:  $1 + R_z = T_z$  и  $1 - R_z = T_z (Z_{w1}/Z_{w2})(\cos \theta_t / \cos \theta_i)$ , запишем выражения для волновых коэффициентов при горизонтальной поляризации:  $R_z$  и  $T_z$ .

$$R_z = \frac{E_{rz}}{E_{iz}} = \frac{Z_{w2} \cos \theta_i - Z_{w1} \cos \theta_t}{Z_{w2} \cos \theta_i + Z_{w1} \cos \theta_t} \quad (2.10)$$

$$T_z = \frac{E_{tz}}{E_{iz}} = \frac{2Z_{w2} \cos \theta_i}{Z_{w2} \cos \theta_i + Z_{w1} \cos \theta_t} \quad (2.11)$$

или

$$R_z = \frac{E_{rz}}{E_{iz}} = \frac{(1 - \sin^2 \theta_i)^{1/2} - n_2 \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_2^2}\right)^{1/2}}{(1 - \sin^2 \theta_i)^{1/2} + n_2 \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_2^2}\right)^{1/2}} \quad (2.12)$$

$$T_z = \frac{E_{tz}}{E_{iz}} = \frac{2(1 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{(1 - \sin^2 \theta_i)^{1/2} + n_2 \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_2^2}\right)^{1/2}} \quad (2.13)$$

Исследование формул Френеля и законов Снеллиуса позволяет установить наличие двух важнейших физических явлений: полного преломления и полного внутреннего отражения. Из (2.8) следует: если при вертикальной поляризации  $1 - \sin^2 \theta_i = 1/n_2^2 - \sin^2 \theta_i/n_2^4$ , то  $R_v = 0$ . Равенство имеет место при  $\theta_i = \theta_b = \arcsin n_2 / (n_2 - 1)$ , или  $\theta_b = \arctg n_2$ . Этот угол называют углом Брюстера.

При падении вертикально поляризованной электромагнитной волны под углом Брюстера  $R_v = 0$  и отражённой волны не будет. Это явление, называют явлением полного преломления, а также полной поляризации. Из формулы (2.12) следует, что при горизонтальной поляризации явление полного преломления отсутствует. Возможно ли полное отражение электромагнитных волн при наклонном падении их на границу раздела двух диэлектриков? Да, если при падении электромагнитных волн из оптически более плотной среды на границу менее плотной ( $\epsilon_1 > \epsilon_2$ ), угол падения превышает  $\theta_{кр} = \arcsin \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}}$ . В этом случае, согласно формуле

$\sin \theta_{i.кр.} = \sin \theta_t \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}$  (второй закон Снеллиуса),  $\sin \theta_t$  должен принимать

значения превышающие 1. Этого не может быть при вещественном значении угла  $\theta_t$ . Но если положить  $\theta_t = \psi + j\eta$ , т.е. считать его

комплексным, то при  $\psi = \frac{\pi}{2}(4n+1)$ , где  $n = 0 \pm 1 \pm 2 \pm$  и т.д.,  $\sin \theta_t = \text{ch } \eta > 1$

при всех значениях  $\eta \neq 0$ . В этом случае коэффициенты

отражения  $\left| \dot{R}_v \right| = \left| \dot{R}_z \right| = 1$  и падающая волна полностью отражается в

первую среду. Это явление носит название “полное внутреннее отражение”, но в настоящей лабораторной работе не исследуется.

### 3 ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ

Прохождение электромагнитных волн через анизотропные среды. В данной лабораторной работе исследуется наклонное падение волн оптического диапазона на пластину плавленого кварца. Рис. (4.1а и

4.1б) Источником оптического излучения является гелий-неоновый лазер с длиной волны  $\lambda = 0,83 \text{ мкм}$ . Излучение лазера можно представить как поперечную электромагнитную волну с линейной горизонтальной поляризацией по отношению к плоскости падения - (плоскости, проходящей через направление оптического луча и нормаль, восстановленную к пластине из плавленного кварца.) . Поэтому измерение коэффициентов отражения и преломления при горизонтальной поляризации-  $R_2$  и  $T_2$  можно производить непосредственно, подавая излучение лазера на кварцевую пластину. Блок-схема экспериментальной установки представлена на (рис. 4.1а). Для исследования наклонного падения э. м. волн с вертикальной поляризацией нужно горизонтально поляризованную волну преобразовать в волну с круговой или эллиптической поляризацией, а затем, с помощью поляризационного фильтра (поляроида) выделить волну с вертикальной поляризацией. Для преобразования линейно поляризованной волны в волну с круговой поляризацией используют пластины, вырезанные из анизотропных кристаллов.

Оптически анизотропными материалами или средами называют среды, свойства которых: показатели преломления и поглощения не одинаковы для разных направлений распространения в этой среде электромагнитной волны.

Объясняется это тем, что в анизотропной среде связь между индукцией  $\mathbf{D}$  и напряжённостью поля  $\mathbf{E}$  имеет более сложный, чем в изотропной среде вид, не сводящийся к простой пропорциональности векторов  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  ( $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ ), а определяется выражением  $\mathbf{D} = \|\epsilon\| \mathbf{E}$ , которое для проекций векторов записывается в виде:

$$D_i = \sum_j \epsilon_{ij} \epsilon_0 E_j \quad (3.1)$$

здесь  $D_i, E_j$  – проекции векторов смещения и напряжённости электрического поля на оси координат  $x, y, z$ ;

$\epsilon_{ij}$  -элементы тензора диэлектрической проницаемости. Из системы уравнений (3.1.) следует, что в анизотропной среде в общем случае векторы  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  не параллельны. Однако можно выделить три ортогональных направления (кристаллографические оси), вдоль которых проекции  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  параллельны. Совместим с этими направлениями прямоугольную систему координат  $x, y, z$ . Тогда матрица  $\epsilon_{ij}$  может быть диагонализирована и приведена к виду  $\epsilon_{11} = \epsilon_x, \epsilon_{22} = \epsilon_y, \epsilon_{33} = \epsilon_z$ , (остальные  $\epsilon_{ij} = 0$ ). Система координат, в которой тензор  $\|\epsilon\|$  диагонализирован, называется главной системой координат, а её оси – главными диэлектрическими осями. Диагональные элементы  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$  называют главными значениями тензора  $\|\epsilon\|$ . Система уравнений (3.1) приведённая к системе главных осей имеет вид  $D_x = \epsilon_0 \epsilon_x E_x, D_y = \epsilon_0 \epsilon_y E_y, D_z = \epsilon_0 \epsilon_z E_z$ . Если по осям координат

отложить отрезки, пропорциональные скоростям  $V_x = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_x}}$ ,  $V_y = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_y}}$  и  $V_z = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_z}}$ , то можно построить эллипсоид лучевых

скоростей, с помощью которого удобно рассматривать прохождение электромагнитных волн через анизотропные кристаллы.

Рассмотрим распространение поперечной световой волны с помощью эллипсоида лучевых скоростей. Зададим направление электромагнитной волны вектором  $\mathbf{T}$  направленным под некоторым углом к оси  $Z$ , являющейся оптической осью эллипсоида. (Рис.3.1.)

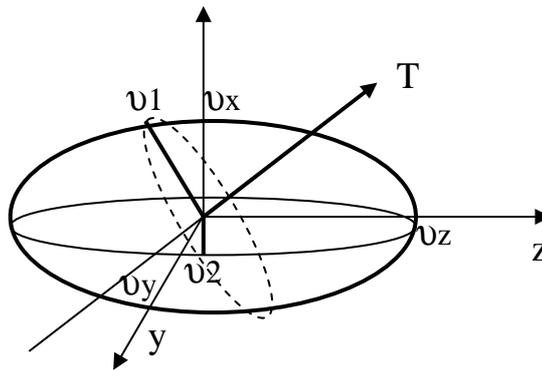


Рис. 3.1. Эллипсоид лучевых скоростей.

Через центр лучевого эллипсоида проведём плоскость, перпендикулярную  $\mathbf{T}$ . В сечении эллипсоида этой плоскостью образуется эллипс, главные полуоси которого  $V_1$  и  $V_2$ . Так как вектор  $\mathbf{E}$  электромагнитной волны, распространяющийся вдоль  $\mathbf{T}$  лежит в этой плоскости, он может быть представлен в виде суммы проекций на направления  $V_1$  и  $V_2$ . Составляющие вектора  $\mathbf{E}$  в этом случае колеблются параллельно главным осям этого эллипса. Им соответствуют скорости  $V_1$  и  $V_2$ , равные длинам его главных полуосей.

Таким образом, в произвольном направлении  $\mathbf{T}$  возможно распространение двух линейно поляризованных волн с различными скоростями- обыкновенной с вектором  $\mathbf{E}_0$  и скоростью  $V_2$  и необыкновенной с вектором  $\mathbf{E}_e$  и скоростью  $V_1$ . (рис3. 2) .

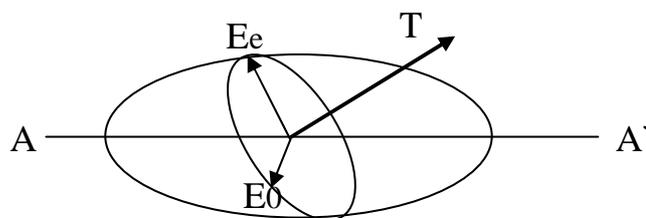


Рис.3. 2. Обыкновенный и необыкновенный лучи в одноосном кристалле.

Очевидно, что скорость обыкновенного луча не зависит от направления распространения волны, а скорость необыкновенного можно

менять изменяя направление распространения волны. Разделение луча, входящего в кристалл на обыкновенный и необыкновенный называется двойным лучепреломлением .

Поскольку обыкновенный и необыкновенный лучи обладают линейной поляризацией во взаимно перпендикулярных плоскостях, двойное лучепреломление может быть использовано для получения волн с круговой поляризацией.

Пусть на анизотропную пластину перпендикулярно оптической оси падает плоская поперечная волна. ( рис.3.3).

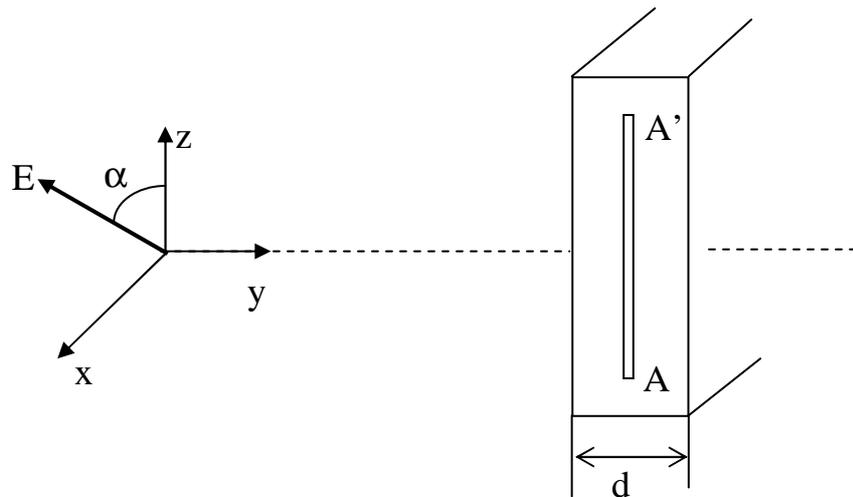


Рис.3.3 Прохождение линейно поляризованного света через одноосный кристалл. AA' – оптическая ось кристалла.

Допустим, что оптическая ось направлена вдоль оси z, а свет распространяется вдоль оси y. Вектор напряжённости линейно поляризованного электрического поля E составляет с осью z угол alpha. Он падает на пластинку, где распадается на обыкновенный и необыкновенный лучи. Амплитуды лучей определим, разлагая амплитуду падающей волны на составляющие

$$E_{m0} = E_m \sin \alpha, \quad E_{me} = E_m \cos \alpha \quad (3.2)$$

Обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются в кристалле с разными скоростями, поэтому на выходе их векторы напряжённости электрического поля колеблются не в фазе. Разность фаз определяется следующим образом:

$$\delta = k d (n_e - n_o), \quad (3.3)$$

здесь d – толщина кристалла в направлении оси y, k-фазовая постоянная свободного пространства, ne и no показатели преломления необыкновенной и обыкновенной волн.

Так как между лучами появляется фазовый сдвиг delta, конец результирующего вектора E будет описывать эллипс. Если фазовый сдвиг delta = pi/2, конец вектора будет описывать окружность и имеет место

круговая поляризация. Пропустив через поляризатор волну с круговой или эллиптической поляризацией, на выходе можно получить волну с линейной поляризацией. Хорошим поляризатором является кристалл турмалина, который при толщине 1мм.практически поглощает всю мощность одного из лучей.

## 4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

### 4.1 Описание экспериментальной установки.

Экспериментальная установка представлена на рис. 4.1.а и рис. 4.б

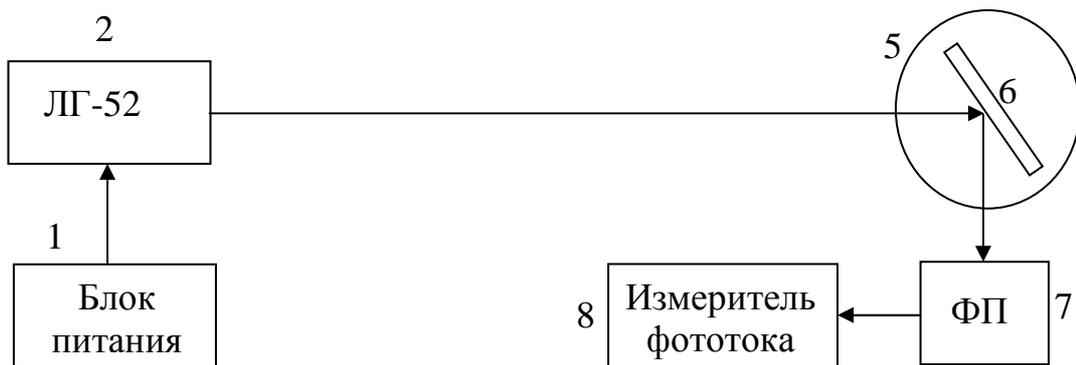
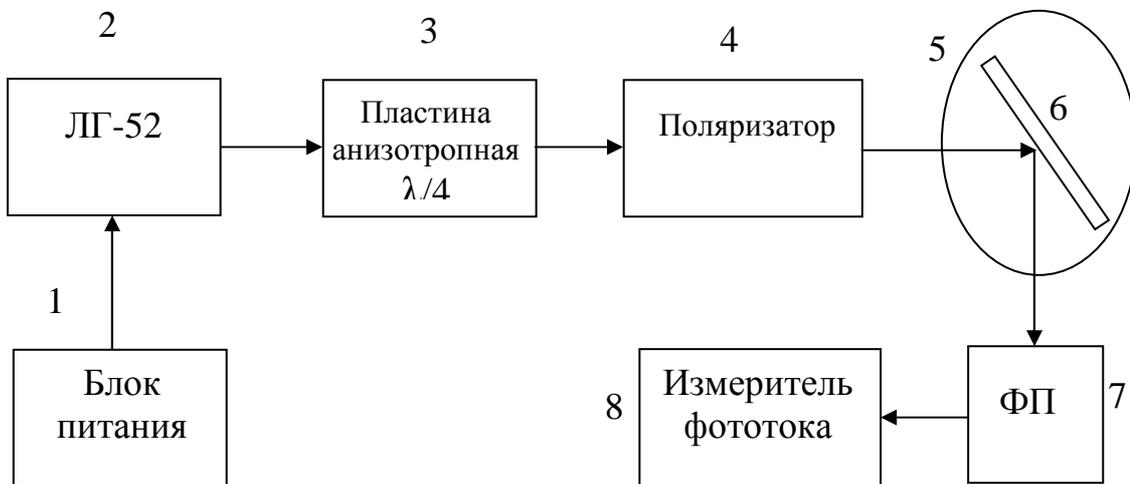


Рис 4.1а Экспериментальная установка для исследования коэффициентов отражения при горизонтальной поляризации.



4.1б Экспериментальная установка для исследования коэффициентов отражения при вертикальной поляризации.

Экспериментальная установка состоит из гелий-неонового лазера ЛГ-52 (2) с блоком питания (1), четвертьволновой пластины (3), поляризатора (4), поворотного столика (5),отражающей пластины (6), фотоприёмника (7), измерителя фототока (8).

Установка смонтирована на оптической скамье, позволяющей перемещать элементы вдоль продольной оси. Гелий-неоновый лазер (2)

генерирует когерентное оптическое излучение с длиной волны  $\lambda=0.63$  мкм. мощность 10 мВт. Излучение имеет горизонтальную поляризацию, так как вектор  $\mathbf{E}$  перпендикулярен плоскости падения. Четвертьволновая пластинка (3) изготовлена из кристаллического кварца, направление оптической оси которой можно изменить путём вращения её вокруг оси "у", что позволяет получать круговую поляризацию. На поворотном столике (5) закреплён исследуемый образец (6) – пластинка из плавленного кварца (стекло). На поворотной станине закреплён фотоприёмник (7), который может вращаться вокруг поворотного столика. В качестве измерителя фототока (8) используется микроамперметр или цифровой амперметр, имеющий несколько пределов измерения.

## 4.2 Расчетное задание

Используя выражения (2.8), (2.9), (2.12) и (2.13) рассчитать зависимости модулей коэффициентов отражения и преломления от угла падения для двух поляризаций – вертикальной ( $R_v$ ,  $T_v$ ) и горизонтальной ( $R_g$ ,  $T_g$ ). Угол преломления определить по формуле  $\theta_i = \arcsin(\sin \theta_i / n_2)$ . Расчёт выполнить для сред: воздух - плавленный кварц с показателями преломления соответственно  $n_1=1$  и двух значений  $n_2$ :  $n_{21}=1.3$ ,  $n_{22}=1.9$ . Данные занести в таблицу 4.1

Таблица 4.1

$\theta_i$ , град.		0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$R_v$	$n_{21}$										
	$n_{22}$										
$R_g$	$n_{21}$										
	$n_{22}$										
$T_v$	$n_{21}$										
	$n_{22}$										
$T_g$	$n_{21}$										
	$n_{22}$										

По результатам расчёта построить графики и определить угол Брюстера для всех вариантов. Правильность расчётов проверить по граничным условиям:  $1+R_g=T_g$  для горизонтальной поляризации и  $1+R_v=T_v$  для вертикальной. В последнем случае необходимо учесть знак у коэффициента  $R_v$ .

### 4.3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ЗАДАНИЕ

- 1) Включить лазер.
- 2) Настроить установку так, чтобы на отражающую пластину падало излучение лазера с горизонтальной поляризацией (как показано на рисунке 4.2). Установить поворотный столик таким образом, чтобы на измеритель фототока (ИФ) попадал отраженный луч. Изменяя угол падения снять зависимость отраженного тока  $I_{г.отр.}$  от угла падения. Снять поворотный столик с отражающей пластиной, ИФ поставить против падающего луча. Измерить величину фототока падающего луча-  $I_{г.пад.}$ . Определить  $I_{г.пр.} = I_{г.пад.} - I_{г.от.}$
- 3) Рассчитать  $R_{г} = (I_{г.от.}/I_{г.пад.})^{\frac{1}{2}}$ ,  $T_{г} = (I_{г.пр.}/I_{г.пад.})^{\frac{1}{2}}$  для всех значений  $\theta$ , Данные внести в таблицу 4.2.

Таблица 4.2

$\theta, г.$	20	30	40	50	60	70	75
$I_{г.пр.}$							
$I_{г.от.}$							
$T_{г}$							
$R_{г}$							

- 4) По результатам таблицы построить графики  $T_{г}$  и  $R_{г}$  от угла падения. Произвести сравнение экспериментальных и теоретических кривых и сделать выводы.
- 5) Настроить установку так, чтобы излучение с горизонтальной поляризацией преобразовалось в излучение с вертикальной поляризацией и на отражающую пластину падало излучение лазера с вертикальной поляризацией. Для этого сначала на станину надо поставить поляроид и вращая его вокруг оси “у” добиться минимума показаний тока фотодиода, т.е. добиться возможно более полного поглощения поляроидом излучения с горизонтальной поляризацией. ИФ при этом должен иметь максимальную чувствительность.
- 6) Поместив на оптическую скамью анизотропную пластину и вращая её вокруг “у” добиться максимума показаний тока фотодиода. При этом на выходе пластины лазерное излучение имеет круговую или эллиптическую поляризацию, а на фотодиод, после поляроида, попадает излучение с вертикальной поляризацией.
- 7) Поставить отражающую пластину на поворотный столик и вращая её, пронаблюдать поведение отражённого луча на экране - при определённом угле падения, отражённый луч должен исчезать. Если этого не происходит, то нужно настройку(согласно пунктам 6 и 7) повторить. /

- 8) Снять зависимость тока отраженного луча с вертикальной поляризацией от угла падения. Данные занести в таблицу 4.3
- 9) Измерить  $I_{впад.}$  поставив фотодиод против поляроида. Рассчитать зависимость  $R_v = (I_{в.от.}/I_{в.пад.})^{\frac{1}{2}}$  и  $T_v = (I_{в.пр.}/I_{в.пад.})^{\frac{1}{2}}$  от угла падения. Принять  $I_{в.пр.} = I_{в.пад.} - I_{в.от.}$ . Данные занести в таб.4.3

Таблица 4.3

$\theta_{i.z.}$	20	30	40	50	60	70	75
$I_{в.пр.}$							
$I_{в.от.}$							
$T_v.$							
$R_v.$							

- 10) Построить графики зависимости  $R_v$  и  $T_v$  от угла падения.
- 11) Определить угол Брюстера. Определить коэффициент преломления исследуемого образца  $n_2$  и его диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_2$ . Произвести сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей и сделать выводы.

## 5 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Дайте определение понятию "поляризация электромагнитной волны"?
2. Какую поляризацию называют линейной, круговой, эллиптической?
3. Какую поляризацию будет иметь волна, образованная суперпозицией двух волн равной амплитуды, ортогональной линейной поляризацией с разностью фаз  $\delta=0, \pi/2, \pi$ ?
4. Возможно ли полное внутреннее отражение? При каких условиях оно происходит?
5. Дайте определение углу Брюстера?
6. Какую поляризацию будет иметь отражённая и преломлённая волны при падении волны круговой поляризации на границу раздела двух сред под углом Брюстера?
7. Какая среда называется оптически анизотропной?
8. Как строится эллипсоид лучевых скоростей?
9. Как направлена оптическая ось кристалла?
10. Дайте объяснение явлению "двойное лучепреломление"?
11. Какие функции выполняет поляризатор?
12. Как можно преобразовать линейно поляризованный свет в циркулярно поляризованный?
10. Как определить направление вращения вектора для круговой поляризации?

## **6. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Б.М. Петров Электродинамика и распространение радиоволн: Учебник для вузов. - М.: Горячая линия- Телеком, 2007.-558 с. (100)
2. Л.А.Боков Электромагнитные поля и волны: Уч.пособие. –Томск: Том. гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2003-214 с. (50)
3. Замотринский В.А., Падусова Е.В., Соколова Ж.М., Шангина Л.И. Электромагнитные поля и волны: Уч.пособие. –Томск: Том. гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2006.-175с. (40)
4. Мандель А.Е., Замотринский В.А. Распространение радиоволн – Томск: Том.гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2006. 164с.