Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧ и КР)

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Методические указания к лабораторной работе
Направление подготовки 11.04.02 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи». Магистерская программа «Оптические системы связи и обработки информации»

Томск 2018

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники (СВЧ и КР)

Утверждаю
Зав. каф. СВЧ и КР
____________С.Н. Шарангович

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Методические указания к лабораторной работе
Направление подготовки 11.04.02 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи». Магистерская программа «Оптические системы связи и обработки информации»

Разработчики:
проф. каф. ЭП
___________С.М.Шандаров
Доц. каф. ЭП
___________Н.И.Буримов
проф.. каф. СВЧ и КР
___________А.Е.Мандель

Томск 2018

Содержание

1 Введение

Целью работы является ознакомление с оборудованием и методикой измерения электрооптических параметров анизотропного кристалла, а также их вычисление на основе экспериментальных данных.

2 Теоретическая часть

В данном разделе будут рассмотрены теоретические основы электрооптического эффекта, который состоит в изменении оптических свойств кристаллов под действием электрического поля.

2.1 Тензорное описание электрооптического эффекта

Известное материальное уравнение перепишем в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \hat{\mathbf{b}} \cdot \mathbf{D}, \qquad (2.1.1)$$

где $\hat{\mathbf{b}} = (\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\mathbf{r}})^{-1}$ – тензор диэлектрической непроницаемости; $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\mathbf{r}}$ – тензор относительной диэлектрической проницаемости.

Исторически сложилось, что действие внешних электрических полей на вещество принято рассматривать как изменение именно тензора диэлектрической непроницаемости среды для светового поля. Представим компоненты тензора $\hat{\mathbf{b}}$ в следующем виде:

$$b_{ij} = b_{ij}^0 + \Delta b_{ij}(\mathbf{E^0}), \qquad (2.1.2)$$

где $\mathbf{E^0}$ – напряженность электрического поля, прикладываемого к веществу.

Если это поле далеко от порога разрешения или пробоя, оно приводит к небольшим изменениям оптических свойств среды, так что выполняется соотношение

$$\Delta b_{ij} << b_{ij}(\mathbf{E^0}), \qquad (2.1.3)$$

где b_{ii}^0 – диагональные компоненты тензора $\hat{\mathbf{b}}^{\mathbf{0}}$ для невозмущенной среды.

Для случая диагонального тензора $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\mathbf{0}}$, тензор $\hat{\mathbf{b}}^{\mathbf{0}}$ также является диагональным:

$$b_{ij}^0 = \frac{1}{\varepsilon_{ii}^r} \cdot \delta_{ij}, \quad \hat{\mathbf{b}}^{\mathbf{0}} = \begin{vmatrix} \frac{1}{\varepsilon_{11}^r} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\varepsilon_{22}^r} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\varepsilon_{33}^r} \end{vmatrix}, \qquad (2.1.4)$$

и может быть найден по обычным правилам получения обратной матрицы.

Тензор Δb_{ij}, характеризующий изменение диэлектрических свойств среды для светового излучения под действием “низкочастотного” электрического поля, можно представить в виде разложения по степеням $\mathbf{E^0}$. Опыт показывает, что достаточно ограничиваться линейными и квадратичными членами разложения:

$$\Delta b_{ij} = r_{ijk} \cdot \mathrm{E}_k^0 + R_{ijkl} \cdot \mathrm{E}_k^0 \cdot \mathrm{E}_l^0, \qquad (2.1.5)$$

Здесь первый член описывает линейный электрооптический эффект, а второй - квадратичный электрооптический эффект. Коэффициенты в разложении являются тензорами третьего (r_{ijk}) и четвертого (R_{ijkl}) рангов, а их компоненты называются соответственно электрооптическими и квадратичными электрооптическими постоянными.

Волновое уравнение, которое описывает распространение света в возмущенной среде, оперирует с тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}} = \varepsilon_0 \cdot \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\mathbf{r}}$. Можно показать, что в пренебрежении квадратичными членами выполняется соотношение

$$\Delta\varepsilon_{ij}^r = -\varepsilon_{ik}^{0r} \cdot \varepsilon_{jl}^{0r} \cdot \Delta b_{kl}, \; \varepsilon_{ij} = \varepsilon_0(\varepsilon_{ij}^{0r} + \Delta\varepsilon_{ij}^r). \qquad (2.1.6)$$

2.2 Линейный электрооптический эффект

В случае кристаллов без центра симметрии тензор третьго ранга r_{ijk} отличен от нуля, и линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса) является определяющим. В этом случае можно пренебречь в формуле (2.1.5) квадратичным членом:

$$\Delta b_{ij} = r_{ijk} \cdot \mathrm{E}_k^0. \qquad (2.2.1)$$

Тензор третьего ранга r_{ijk} имеет в общем случае 27 компонент. Поскольку тензор ε_{ij} является симметричным, $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$, то и тензор r_{ijk} симметричен по перестановке первых двух индексов:

$$r_{ijk} = r_{jik} \qquad (2.2.2)$$

Это дает возможность перейти от тензорных обозначений к матричным, заменив комбинацию индексов ij на один индекс (например, m) по правилам:

$$11 \leftrightarrow 1, \quad 22 \leftrightarrow 2, \quad 33 \leftrightarrow 3, \quad 23{,}32 \leftrightarrow 4, \quad 13{,}31 \leftrightarrow 5, \quad 12{,}21 \leftrightarrow 6 \qquad (2.2.3)$$

Эти правила легко запомнить для случая тензора второго ранга:

$$\begin{vmatrix} 1 & 6 & 5 \\ 0 & 2 & 4 \\ 0 & 0 & 3 \end{vmatrix} \qquad \begin{vmatrix} 11 & 12 & 13 \\ 0 & 22 & 23 \\ 0 & 0 & 33 \end{vmatrix} \qquad (2.2.4)$$

Таким образом, в общем случае матрица электрооптических коэффициентов может быть представлена в виде таблицы 6×3. Симметрия кристалла накладывает ограничения на электрооптические коэффициенты. Многие из них оказываются равными нулю, некоторые коэффициенты связаны друг с другом определенными соотношениями. Рассмотрим конкретный вид матрицы r_{mk} для некоторых кристаллов.

2.2.1 Кубические нецентросимметричные кристаллы классов симметрии 23 и 43m

Кристаллы такой симметрии имеют один независимый электрооптический коэффицент $r_{123} = r_{213} = r_{231} = r_{312} = r_{321} = r_{132}$, то есть $r_{41} = r_{52} = r_{63}$:

$$r_{mk} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{vmatrix}. \qquad (2.2.5)$$

Сюда относятся кристаллы GaAs, $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$, $Bi_{12}TiO_{20}$ и другие. Для кристаллов $Bi_{12}TiO_{20}$ и $Bi_{12}SiO_{20}$ $r_{41} = 5 \cdot 10^{-12}$ м/В. Для других кристаллов кубической сингонии электрооптические коэффициенты имеют меньше значения.

2.2.2 Кристаллы симметрии 4mm

Такие кристаллы являются одноосными, характеризуются тремя независимыми электрооптическими коэффициентами $r_{113} = r_{223} (r_{13} = r_{23})$, $r_{333} (r_{33})$, $r_{232} = r_{322} = r_{131} = r_{311} (r_{42} = r_{51})$, то есть

$$r_{mk} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \qquad (2.2.6)$$

К этому классу относятся сегнетоэлектрические кристаллы $BaTiO_3$; стронций-бариевый ниобат ($Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$), кратко SBN, и другие. Для $BaTiO_3$ $r_{42} = 730 \cdot 10^{-12}$ м/В, $r_{33} = 46 \cdot 10^{-12}$ м/В, $r_{13} = 10.2 \cdot 10^{-12}$ м/В, то есть имеется большая анизотропия электрооптического эффекта. “Недиагональный” коэффициент r_{42} более чем на 2 порядка превосходит электрооптический коэффициент кубических кристаллов. Для SBN при $x = 0.75$ $r_{33} = 237 \cdot 10^{-12}$ м/В,

$r_{13} = 37 \cdot 10^{-12}$ м/В. Отметим, что эти коэффициенты зависят и от длины световой волны, то есть имеет место дисперсия электрооптических постоянных.

2.2.3 Кристаллы симметрии 3m

Данные кристаллы также являются одноосными, к ним относятся ниобат лития ($LiNbO_3$) и танталат лития ($LiTaO_3$). Матрица электрооптических коэффициентов имеет вид

$$r_{mk} = \begin{vmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{vmatrix}. \qquad (2.2.7)$$

Для $LiNbO_3$, при $\lambda = 633$ нм, $r_{22} = 3.4 \cdot 10^{-12}$ м/В, $r_{13} = 8.6 \cdot 10^{-12}$ м/В, $r_{33} = 30.8 \cdot 10^{-12}$ м/В, $r_{51} = 28 \cdot 10^{-12}$ м/В.

2.3 Распространение световых волн в среде с линейным двулучепреломлением при однородном внешнем поле

Ограничимся анализом распространения плоских монохроматических световых волн с волновым вектором $\mathbf{k} = k_0 \cdot n \cdot \mathbf{m}$ и вектором поляризации $\mathbf{E} = \mathrm{E}_m \mathbf{e}$, где $k_0 = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, λ - длина световой волны, n - показатель преломления для данной световой волны, $\mathbf{m}$ и $\mathbf{e}$ - единичные векторы волновой нормали и поляризации с компонентами m_k и e_k. В этом случае волновое уравнение приводит к следующей системе уравнений для собственных волн

$$\left[n^2 (\delta_{mk} - m_m m_k) - \varepsilon^r_{mk} \right] \cdot e_k = 0, \qquad (2.3.1)$$

где в соответствии с соотношением (2.1.6) ε^r_{mk} имеет вид

$$\varepsilon^r_{mk} = \varepsilon^{r^0}_{mk} - \varepsilon^{r^0}_{mi} \varepsilon^{r^0}_{kj} r_{ijk} \mathrm{E}^0_k, \qquad (2.3.2)$$

Здесь мы считаем поле E^0_k заданным и однородным, и пренебрегаем квадратичным электрооптическим эффектом.

Рассмотрим распространение волн вдоль оси x в кристалле ниобата лития, к которому внешнее поле приложено вдоль оси z (рисунок 2.1).

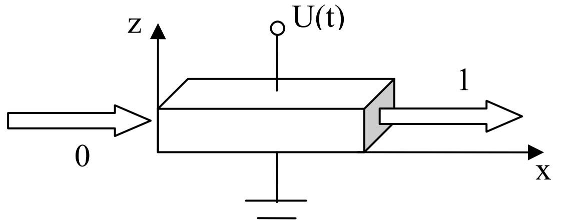

Рисунок 2.1 – Распространение волн в кристалле во внешнем электрическом поле

В этом случае, в соответствии с формулами (2.1.6), (2.2.1) и (2.2.7), тензор $\Delta\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}$ будет диагональным:

$$\Delta\varepsilon_{11} = -n_0^4 r_{13} \mathrm{E}_3^0, \qquad (2.3.3)$$

$$\Delta\varepsilon_{22} = -n_0^4 r_{13} \mathrm{E}_3^0, \qquad (2.3.4)$$

$$\Delta\varepsilon_{33} = -n_0^4 r_{33} \mathrm{E}_3^0, \qquad (2.3.5)$$

$$\varepsilon_{11}^{0r} = \varepsilon_{22}^{0r} = n_0^2,\ \varepsilon_{33}^{0r} = n_e^2, \qquad (2.3.6)$$

где n_0 и n_e - обыкновенный и необыкновенный показатели преломления кристалла.

Вектор $\mathbf{m}$ имеет компоненты $m_1 = 1$, $m_2 = m_3 = 0$, и уравнение (2.3.1) принимает вид

$$\begin{cases} -\varepsilon_{11}^{r} e_1 = 0, \\ \qquad (n^2 - \varepsilon_{22}^{r}) e_2 = 0, \\ \qquad\qquad (n^2 - \varepsilon_{33}^{r}) e_3 = 0. \end{cases} \qquad (2.3.7)$$

Отсюда находим, учитывая соотношения (2.3.3)-(2.3.6):

$$\begin{cases} \qquad e_1 = 0, \\ n_1^2 = \varepsilon_{22}^{r} = n_0^2 - n_0^4 r_{13} \mathrm{E}_3^0, \quad e_2^{(1)} = 1; \\ n_2^2 = \varepsilon_{33}^{r} = n_e^2 - n_e^4 r_{33} \mathrm{E}_3^0, \quad e_3^{(2)} = 1. \end{cases} \qquad (2.3.8)$$

Таким образом, одна собственная волна имеет обыкновенную поляризацию (вектор $\mathbf{e}^{(1)}$ ориентирован вдоль оси у) и показатель преломления n_1:

$$n_1 = n_0 + \Delta n_0\, , \Delta n_0 \cong -\frac{n_0^3 r_{13}}{2} \mathrm{E}_3^0 = -\frac{n_0^3 r_{13}}{2} \cdot \frac{U}{d}\, . \qquad (2.3.9)$$

Вторая собственная волна имеет необыкновенную поляризацию (вектор $\mathbf{e}^{(2)}$ направленный вдоль оси z) и показатель преломления

$$n_2 = n_e + \Delta n_e, \Delta n_0 \cong -\frac{n_e^3 r_{33}}{2} \mathrm{E}_3^0 = -\frac{n_0^3 r_{33}}{2} \cdot \frac{U}{d} \qquad (2.3.10)$$

В случае входной световой волны с произвольной поляризацией поле в кристалле будет представлять линейную суперпозицию двух собственных волн – обыкновенной и необыкновенной.

2.4 Фазовый электрооптический модулятор поперечного типа

Конструкция фазового модулятора поперечного типа имеет вид, изображенной на рисунке 2.1. В случае распространения необыкновенно поляризованной волны имеем

$$\mathbf{E(l,t)} = \mathrm{E}_{3m}\mathbf{z^0}\exp\left[i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}n_e l\right]\exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n(t)l\right] =$$
$$= \mathrm{E}_{3m}\mathbf{z^0}\exp\left[i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}n_e l\right]\exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{n_e^3 r_{33}}{2}U(t)\frac{l}{d}\right] \tag{2.4.1}$$

Таким образом, световая волна на выходе модулятора приобретает фазовую модуляцию с величиной фазового сдвига

$$\Psi(t) = -\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n(t)l = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{n_e^3 r_{33}}{2}U(t)\frac{l}{d} \tag{2.4.2}$$

Качество материала модулятора, определяемое только его физическими свойствами, характеризуется величиной $n_e^3 r_{33}$. Для ниобата лития рассмотренная ориентация внешнего поля и поляризация света являются оптимальными, поскольку r_{33} имеет самую большую величину. При поляризации света вдоль оси y качество материала будет определяться параметром $n_0^3 r_{13}$, примерно в три раза меньшим, чем $n_e^3 r_{33}$.

Величина *l/d* определяется размерами кристалла и светового пучка и для объемного модулятора может составлять ~$10\div30$, при апертуре пучка ~1мм и длине кристалла ~$10\div30$мм. Для электрооптических модуляторов на полосковых волноводах эта величина, *l/d*, как минимум на порядок больше.

Очень часто в качестве характеристики фазового модулятора используют **полуволновое напряжение** $U_{l/2}$ – напряжение, при котором дополнительный фазовый сдвиг Ψ модулятора равен π. Обычно оно составляет сотни вольт.

2.5 Амплитудный электроооптический модулятор

Рассмотрим световую волну на входе устройства, изображенного на рисунке 2.1, при ее поляризации под углом 45^0 к осям z и y. В этом случае поле на выходе кристалла будет иметь две составляющие

$$\mathrm{E}_z(l,t) = \frac{\mathrm{E}_m}{\sqrt{2}}\exp(i\omega t)\exp(-i\frac{2\pi}{\lambda}n_e l)\exp(-i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n_e l), \tag{2.5.1}$$

$$\mathrm{E}_y(l,t) = \frac{\mathrm{E}_m}{\sqrt{2}}\exp(i\omega t)\exp(-i\frac{2\pi}{\lambda}n_0 l)\exp(-i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n_0 l), \tag{2.5.2}$$

равные по амплитуде, и имеющие как постоянный фазовый сдвиг

$$\Gamma_{0e} = \frac{2\pi}{\lambda}(n_0 - n_e)l, \tag{2.5.3}$$

так и зависящий от приложенного напряжения

$$\Gamma(t) = \frac{2\pi}{\lambda}\left[\Delta n_0(t) - \Delta n_{e(t)}\right]l = \frac{2\pi}{\lambda}\left(n_e^3 r_{33} - n_0^3 r_{13}\right)\frac{U(t)}{2d}l. \tag{2.5.4}$$

Для нормальной работы амплитудного модулятора постоянный фазовый сдвиг Γ_{0e} нужно довести до значения $\pi\rho$, где ρ - целое число. Это можно сделать с помощью четвертьволновой пластинки, представляющей x- или y-срез одноосного кристалла с толщиной, $t=\lambda/4(n_0-n_e)$ и осуществляющей фазовый сдвиг между обыкновенной и необыкновенной волнами. Чаще всего для этого используют тонкие пластины слюды, толщину которых можно подобрать их расщеплением. Поворачивая такую пластинку на некоторый угол, можно изменять вносимый ею фазовый сдвиг от -π/2 до π/2. Тогда на выходе системы (рисунок 2.2) будет иметь место линейная поляризация светового поля, которую можно определить анализатором А.

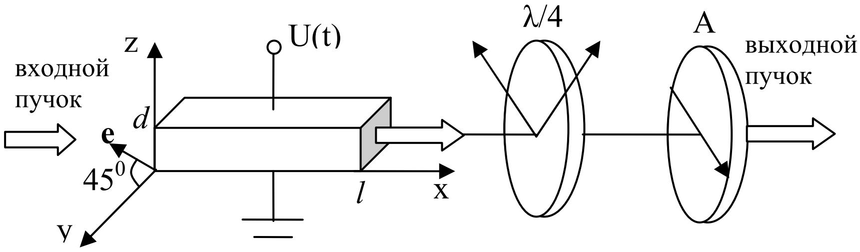

Рисунок 2.2 – Схема электрооптического модулятора

Таким образом, при $U=0$ интенсивность выходного излучения будет равна нулю. При $U=U_{l/2}$ она будет максимальна, а амплитудная характеристика пропускания модулятора будет иметь вид

$$\mathrm{T}(t)=\frac{\mathrm{I}_{вых}(t)}{\mathrm{I}_{вх}}=\sin^2\frac{\Gamma(t)}{2}=\sin^2\left\{\frac{\pi}{2}\cdot\frac{U(t)}{U_{\lambda/2}}\right\}, \qquad (2.5.5)$$

где $$U_{\lambda/2}=\frac{\lambda d}{(n_e^3 r_{33}-n_0^3 r_{13})l}. \qquad (2.5.6)$$

Амплитудная характеристика модулятора изображена на рисунке 2.3, где для обеспечения линейности к модулятору приложено постоянное смещающее напряжение $U_{l/4}$.

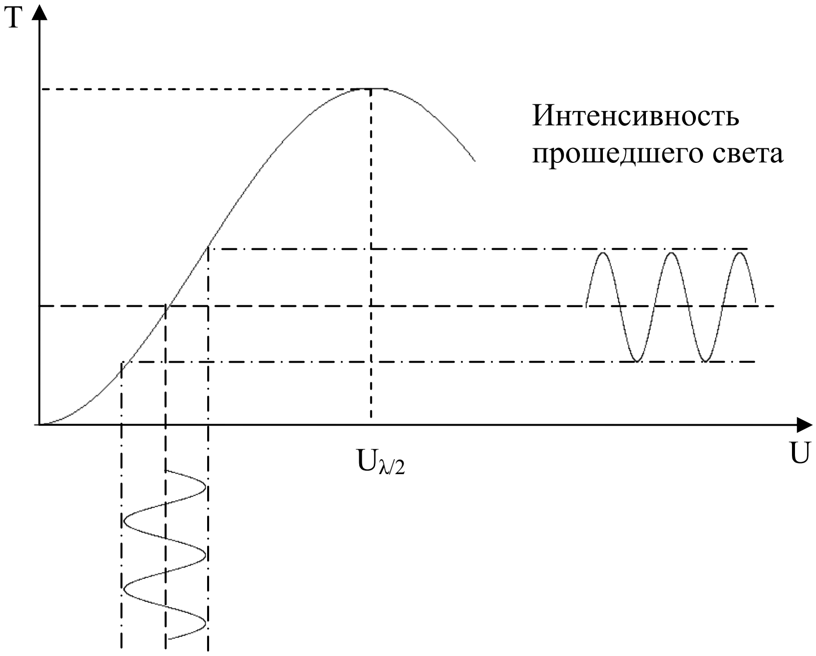

Рисунок 2.3 – Амплитудная характеристика модулятора

3 Экспериментальная часть

3.1 Оборудование

Для выполнения лабораторной работы необходимо следующее оборудование: лазер, источник напряжения, исследуемый кристалл, четвертьволновая пластинка, анализатор, фотодиод, амперметр. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 3.1.

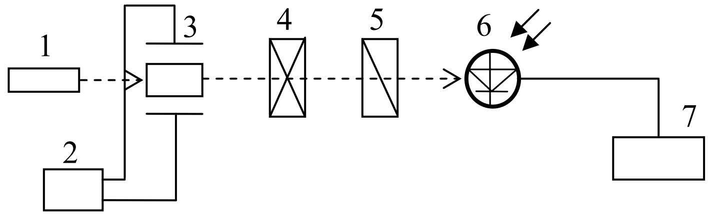

Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки
1 – лазер; 2 – источник напряжения; 3 – исследуемый кристалл; 4 – четвертьволновая пластинка; 5 – анализатор; 6 – фотодиод; 7 – амперметр

3.2 Задание

1. Рассчитать теоретически полуволновое напряжение для исследуемого кристалла;
2. Собрать и настроить экспериментальную установку согласно вышеприведенной схеме;
3. Построить экспериментальную зависимость интенсивности регистрируемого света от напряжения, прикладываемого поля к кристаллу;
4. Определить по полученной экспериментальной зависимости полуволновое напряжение и сравнить его с рассчитанным значением.
5. Линеаризовать полученную зависимость и рассчитать электрооптический коэффициент и сравнить с табличным значением.

3.3 Методические указания по выполнению работы

При теоретическом расчете полуволнового напряжения необходимо учесть, что в экспериментальной установке реализуется поперечный электрооптический эффект, для которого искомое напряжение определяется выражением (2.5.6).

Параметры исследуемого кристалла 27,5 x 11,4 x 2,55 (мм); n_0 = 2,286; n_e = 2.196.

В данной работе измеряется линейный электрооптический коэффициент r для кристалла ниобата лития, соответствующий направлению распространению света вдоль кристаллографической оси Z, причем направление поляризации совпадает с направлением поля и с направлением кристаллографической оси X.

Линейный электрооптический коэффициент при такой геометрии взаимодействия максимален и в литературе обозначается как r_{33}.

Для настройки экспериментальной установки необходимо установить все элементы схемы, как показано на рисунке 3.1, включить лазер. Убедитесь, что напряжение, прикладываемое к кристаллу равно нулю. Поворачивая лазер вокруг оси (направление распространения света), установить поляризацию лазерного излучения равную 45^0 (рисунок 2.2, поляризацию можно проверить с помощью анализатора, поставив его перед кристаллом, на отметке 45^0 интенсивность должна быть минимальной).

Установить поляризацию анализатора 5 таким образом, чтобы показания фотодиода были максимальными. Записать значение фототока (I_0).

Установить поляризацию анализатора 5 таким образом, чтобы показания фотодиода были минимальными. Кристалл оптически неоднороден, что связано с технологией его выращивания, поэтому даже в отсутствие поля интенсивность света после анализатора не равна нулю (паразитное изменение поляризации).

Подать внешнее напряжение на кристалл и, изменяя напряжение от 0 В до 300 В, снять зависимость фототока I от напряжения U.

Зависимость интенсивности света от напряжения $\mathrm{I}(U)$, определяется следующим выражением:

$$\mathrm{I}(U) = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi l r n^3}{2\lambda d} U\right) \qquad (3.3.1)$$

Видно, что зависимость (3.3.1) является нелинейной. Преобразуем эту зависимость в линейную:

$$\arcsin\sqrt{\frac{I}{I_0}} = mU \qquad (3.3.2)$$

Если построить зависимость $\arcsin\sqrt{\frac{I}{I_0}} = f(U)$, то это будет прямая с углом наклона, определяемым коэффициентом m.

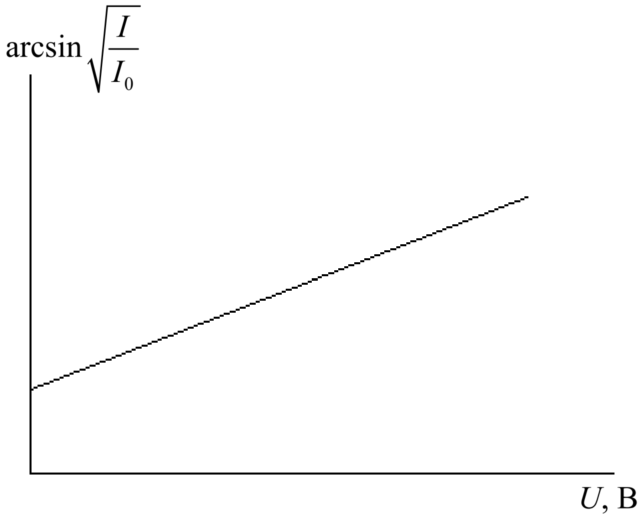

Рисунок 3.2 – Пример зависимости $= f(U)$

Определив графически m, можно найти электрооптический коэффициент r:

$$r = \frac{2m\lambda d}{\pi n^3 l} \tag{3.3.3}$$

где λ- длина волны света в вакууме, d – расстояние между электродами, l – длина среды, n – показатель преломления в отсутствии поля (n_0).

Полученные результаты удобнее записать в таблицу следующего типа:

U, В	I, мкА	I/I_0	$\arcsin\sqrt{\frac{I}{I_0}}$

3.4 Содержание отчета

Отчет должен содержать:
1. титульный лист;
2. введение;
3. описание макета, и методику измерений;
4. основные расчетные соотношения;
5. результаты работы и их анализ;
6. выводы;
7. список используемой литературы.

4. Контрольные вопросы

1. Что такое линейный электрооптический эффект?
2. В чем отличие двуосного кристалла от одноосного?
3. Выполняются ли законы геометрической оптики для необыкновенного луча?
4. В чем отличие продольного электрооптического эффекта от поперечного?
5. Зачем нужна поляризационная пластина в экспериментальной установке?
6. Как из результатов работы определить значение электрооптического коэффициента?

Список литературы

1. Бутиков Е. И. Оптика.- М: Высш. шк., 1986.
2. Байбородин Ю.В. Электрооптический эффект в кристаллах и его применение в приборостроении. – М., 1967