§ 1.1. Линейный электрооптический эффект в кристаллах класса $\bar{4}2\,m$

Кристаллы класса $\bar{4}2m$ являются одноосными. Для них

$$a_{10} = a_{20} = \frac{1}{n_o^2}; \qquad a_{30} = \frac{1}{n_e^2},$$

где n_o и n_e — показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волны.

Из 18 компонент тензора $[r_{kn}]$ не равны нулю лишь три [9, 10]: $r_{52} = r_{41}$ и r_{63}, причем

для ADP

$$r_{41} = 24{,}5 \cdot 10^{-10}\ см/в; \qquad r_{63} = 8{,}5 \cdot 10^{-10}\ см/в;$$

для KDP

$$r_{41} = 8{,}8 \cdot 10^{-10}\ см/в; \quad r_{63} = 10{,}5 \cdot 10^{-10}\ см/в.$$

При наложении электрического поля уравнение индикатрисы для этих кристаллов имеет вид

$$a_{10}(x^2 + y^2) + a_{30}z^2 + 2r_{41}(E_x yz + E_y zx) + 2r_{63}E_z xy = 1. \quad (1.5)$$

Возможны различные варианты ориентации электрического поля, направлений распространения света и его поляризации, при которых имеет место фазовая или амплитудная модуляция.

Допустим, что электрическое поле направлено вдоль оси OZ, совпадающей с оптической осью кристалла, т. е.

$$E_x = E_y = 0, \qquad E_z = E,$$

тогда

$$a_{10}(x^2 + y^2) + a_{30}z^2 + 2r_{63}Exy = 1. \quad (1.6)$$

Переходя к системе координат $X'Y'Z'$, повернутой вокруг оси OZ на 45° относительно исходной, получим

$$(a_{10} - r_{63}E)\,x'^2 + (a_{10} + r_{63}E)\,y'^2 + a_{30}z^2 = 1. \quad (1.7)$$

При отсутствии электрического поля сечение оптической индикатрисы плоскостью $Z = 0$ представляло собой

окружность. Наложение электрического поля деформирует этот круг в эллипс с главными осями OX' и OY', составляющими угол 45° с осями OX и OY (рис. 1.1). Этот угол не зависит от величины приложенного электрического поля.

Таким образом, при наложении поля кристаллы становятся двуосными, и показатели преломления вдоль новых осей OX' и OY' теперь зависят от напряженности электрического поля E:

$$\left.\begin{aligned} n_{x'} &= 1/\sqrt{a_{10} - r_{63}E} \simeq n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E; \\ n_{y'} &= 1/\sqrt{a_{10} + r_{63}E} \simeq n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E. \end{aligned}\right\} \qquad (1.8)$$

Если свет распространяется вдоль оси OZ (продольный электрооптический эффект), то скорости световой волны, поляризованной вдоль OX' или OY', соответственно равны

$$\left.\begin{aligned} v_{x'} &= c/n_o\left(1 + \frac{1}{2} n_o^2 r_{63} E\right), \\ v_{y'} &= c/n_o\left(1 - \frac{1}{2} n_o^2 r_{63} E\right), \end{aligned}\right\} \qquad (1.9)$$

где c — скорость света в вакууме.

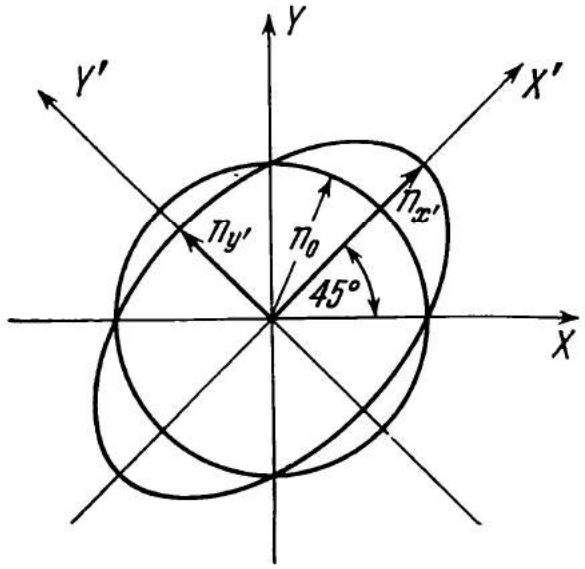


Рис. 1.1. Сечение оптической индикатрисы плоскостью $Z=0$.

Поскольку фазовые скорости света $v_{x'}$ и $v_{y'}$ являются функциями напряженности поля E, то, изменяя E, можно осуществлять фазовую модуляцию света, поляризованного по осям OX' или OY'.

Световой сигнал, поляризованный по оси OX', пройдя путь l вдоль оптической оси кристалла, приобретает фазовую задержку δ, зависящую от напряженности приложенного поля:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} - n_o)\, l = \pi n_o^3 r_{63} E l/\lambda, \qquad (1.10)$$

где λ — длина волны света в вакууме.

Так как поле в кристалле приложено вдоль оси OZ и свет проходит путь l в том же направлении, то произведение El представляет напряжение U, приложенное к кристаллу. Поэтому в данном случае δ не зависит от длины кристалла, а лишь от приложенного к нему напряжения.

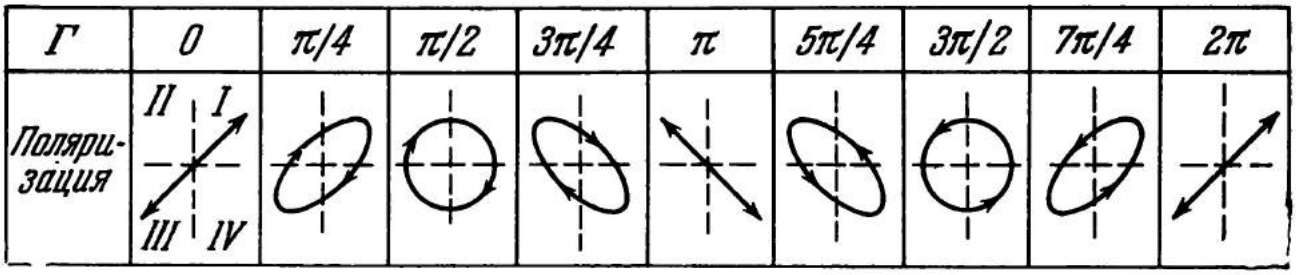


Рис. 1.2. Зависимость характера поляризации света от Г.

Когда падающий на кристалл свет поляризован линейно вдоль направления OX, в кристалле распространяются две ортогонально поляризованные компоненты с одинаковыми амплитудами и разными скоростями — $v_{x'}$ и $v_{y'}$. Пройдя путь l, эти компоненты приобретают разность фаз Г, равную разности соответствующих фазовых задержек:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} - n_{y'})\, l = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U. \qquad (1.11)$$

Свет на выходе из кристалла становится эллиптически поляризованным, причем эксцентриситет эллипса, описываемого вектором напряженности электрического поля световой волны $E_{св}$, зависит от Г.

Уравнение этого эллипса в главных осях OX и OY имеет вид

$$\frac{(E_{св})_x^2}{E_{св}^2 \cos^2 \frac{\Gamma}{2}} + \frac{(E_{св})_y^2}{E_{св}^2 \sin^2 \frac{\Gamma}{2}} = 1. \qquad (1.12)$$

При отсутствии напряжения ($\Gamma = 0$) поляризация света на выходе из кристалла совпадает с исходной. С ростом Г увеличивается компонента $(E_{св})_y$; при $\Gamma = \pi/2$ свет обладает круговой поляризацией, а при $\Gamma = \pi$ поляризация света ортогональна исходной (рис. 1.2). Таким образом, при изменении напряжения на кристалле

осуществляется модуляция поляризации света. Причем изменяется лишь соотношение длин осей эллипса, описываемого световым вектором, без поворота этих осей.

Пропустив модулированный таким образом свет через анализатор, получим амплитудно-модулированный свет. Если плоскости поляризации анализатора и падающего

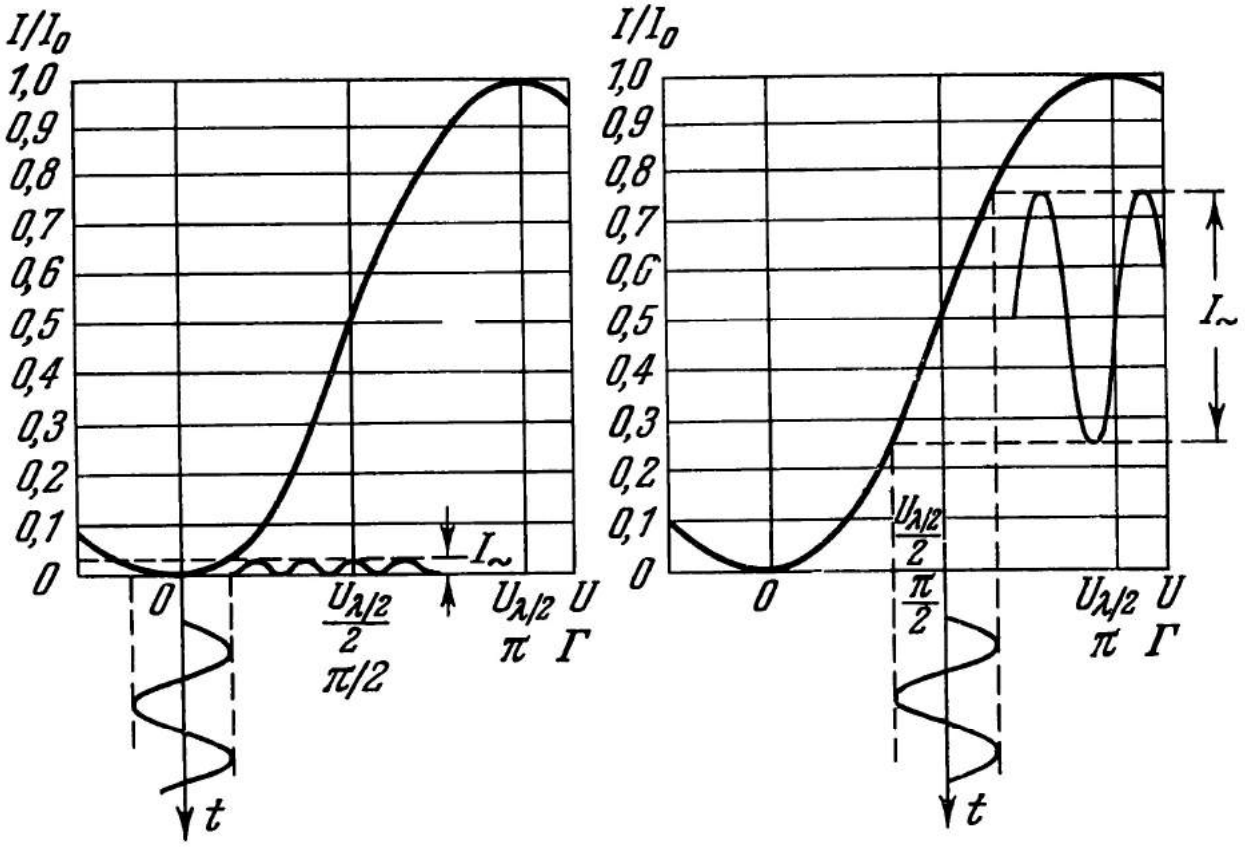


Рис. 1.3. Зависимость относительной интенсивности света от напряжения.

$I_\sim$ — переменная составляющая света на выходе модулятора.

на кристалл света взаимно перпендикулярны, то интенсивность света на выходе системы равна

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2}, \tag{1.13}$$

где I_0 — интенсивность падающего света.

На рис. 1.3 приведена зависимость относительной интенсивности света на выходе анализатора от напряжения, приложенного к кристаллу. Напряжение, соответствующее значению $\Gamma = \pi$, называется полуволновым напряжением:

$$U_{\lambda/2} = \lambda / 2 n_o^3 r_{63}. \tag{1.14}$$

Этой величиной часто пользуются для характеристики электрооптических свойств кристаллов.

При $\lambda = 0{,}547$ *мк* полуволновое напряжение для ADP равно 8,6 *кв*, для KDP — 7,5 *кв*.

Рассмотрим случай распространения света вдоль одной из наведенных осей, например OX'. Сечение эллипсоида показателей преломления плоскостью $X' = 0$ дает эллипс:

$$(a_{10} + r_{63}E)\, y'^2 + a_{30}z^2 = 1. \qquad (1.15)$$

Компоненты света, поляризованные по осям OY' и OZ, распространяются со скоростями:

$$v_{y'} = c/n_o\left(1 - \frac{1}{2} n_o^2 r_{63}E\right), \qquad v_z = c/n_e. \qquad (1.16)$$

Свет, поляризованный под углом в 45° к осям OY' и OZ, распадается на две равные по амплитуде компоненты, между которыми на выходе из кристалла возникает разность фаз

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_e - n_o) + \frac{\pi n_o^3 r_{63} E l}{\lambda}. \qquad (1.17)$$

Первый член выражения (1.17) обусловлен естественной анизотропией кристалла, второй — приложенным электрическим полем. Направление электрического поля и волнового вектора света в данном случае взаимно перпендикулярны (поперечный электрооптический эффект).

Напряженность электрического поля E определяется отношением напряжения U к толщине кристалла в направлении поля d, т. е.

$$\Gamma = \Gamma_= + \frac{\pi n_o^3 r_{63}}{\lambda}\frac{l}{d}U, \qquad (1.18)$$

где $\Gamma_= = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_e - n_o)$. Напряжение, соответствующее изменению Γ на π, при поперечном эффекте в $l/2d$ раз меньше, чем при продольном.

Зависимость разности фаз от электрического поля позволяет получить модуляцию поляризации и интенсивности света. При этом естественная анизотропия кристалла приводит к сдвигу рабочей точки на кривой рис. 1.3.

Фазовая модуляция при поперечном электрооптическом эффекте имеет место, когда свет поляризован вдоль наведенной оптической оси OY'. Фазовая задержка в этом случае

$$\delta = \frac{\pi n_o^3 r_{63}}{\lambda} U \frac{l}{d}. \tag{1.19}$$

Случай распространения света вдоль оси OY' аналогичен рассмотренному.

При приложении электрического поля вдоль оси OX уравнение оптической индикатрисы принимает вид

$$a_{10}(x^2 + y^2) + a_{30} z^2 + 2r_{41}Eyz = 1.$$

Переходя к новым главным осям, имеем

$$a_{10}x^2 + (a_{10}\cos^2\varphi + a_{30}\sin^2\varphi + r_{41}E\sin\varphi\cos\varphi)y'^2 + \\ + (a_{10}\sin^2\varphi + a_{30}\cos^2\varphi - r_{41}E\sin\varphi\cos\varphi)z'^2 = 1, \tag{1.20}$$

где

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2r_{41}E}{a_{10} - a_{30}}.$$

При обычно достижимых полях порядка 10^4 *в/см* величина $r_{41}E$ имеет порядок 10^{-5}. Разность $a_{10} - a_{30}$ для кристаллов типа KDP порядка 10^{-2}. Поэтому угол поворота φ не превышает 10^{-3} и соотношение (1.20) может быть переписано в виде

$$a_{10}x^2 + \left(a_{10} + \frac{r_{41}^2E^2}{a_{10} - a_{30}}\right)y'^2 + \left(a_{30} - \frac{r_{41}^2E^2}{a_{10} - a_{30}}\right)z'^2 = 1.$$

Таким образом, изменение показателя преломления в данном случае пропорционально $r_{41}^2E^2$, т. е. по крайней мере на три порядка меньше, чем для поля, направленного вдоль оптической оси.

Однако при распространении света под углом к оптической оси может быть получен значительный электрооптический эффект и при использовании электрического поля, направленного вдоль оси OX [15,16]. Это имеет место, например, при распространении света вдоль направления [0 11], т. е. в плоскости YZ под углом в 45° к осям. Для нахождения показателей преломления света

необходимо перейти к системе координат $XY'Z'$, полученной из исходной системы XYZ поворотом на угол 45° вокруг оси OX.

Уравнение оптической индикатрисы в новых координатах имеет вид

$$a_{10}x^2 + \frac{1}{2}(a_{10} + a_{30} + 2r_{41}E)\,y'^2 + \\ + \frac{1}{2}(a_{10} + a_{30} - 2r_{41}E)\,z'^2 + (a_{10} - a_{30})\,y'z' = 1. \qquad (1.21)$$

Модуляция имеет место, если свет распространяется по оси OY' или OZ'. Сечение эллипсоида показателей преломления плоскостью $Y' = 0$ дает

$$a_{10}x^2 + \frac{1}{2}(a_{10} + a_{30} - 2r_{41}E)\,z'^2 = 1. \qquad (1.22)$$

Фазовые скорости компонент света, поляризованных вдоль осей OX и OZ', соответственно равны

$$v_x = c\sqrt{a_{10}}; \quad v_{z'} = c\sqrt{\frac{1}{2}(a_{10} + a_{30})}\left(1 - \frac{r_{41}E}{a_{10} + a_{30}}\right).$$

Если свет поляризован вдоль OZ', имеет место фазовая модуляция. Амплитудная модуляция может быть получена при поляризации света под углом 45° к осям OX и OZ'. При этом разность фаз Γ равна

$$\Gamma = \Gamma_= + \frac{2\pi l}{\lambda}\frac{\sqrt{2}n_o^3 n_e^3 r_{41}E}{(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}}, \qquad (1.23)$$

где

$$\Gamma_= = \frac{2\pi l}{\lambda}\left(\frac{\sqrt{2}n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 + n_o^2}} - n_e\right).$$

Так как в этом случае свет падает наклонно к оптической оси, то из кристалла выходят два раздельных луча, параллельных падающему, которые необходимо затем свести вместе с помощью какой-либо оптической системы.

Величина фазовой задержки во всех рассмотренных случаях пропорциональна коэффициенту $n^3 r_{ij}$, который может быть назван эффективной электрооптической

постоянной $r_э$. В кристаллах типа KDP эта постоянная может быть увеличена при понижении температуры. Монокристаллы KDP и DKDP являются сегнетоэлектриками с точками Кюри $T_K = -151°$ C и $T_K = -51{,}0°$ C соответственно [17,19]. Кристалл ADP — антисегнетоэлектрик [17, 19]. Как известно, сегнетоэлектрики вблизи точки Кюри обладают диэлектрическими аномалиями: при приближении к точке Кюри диэлектрическая проницаемость и электрооптические коэффициенты резко увеличиваются.

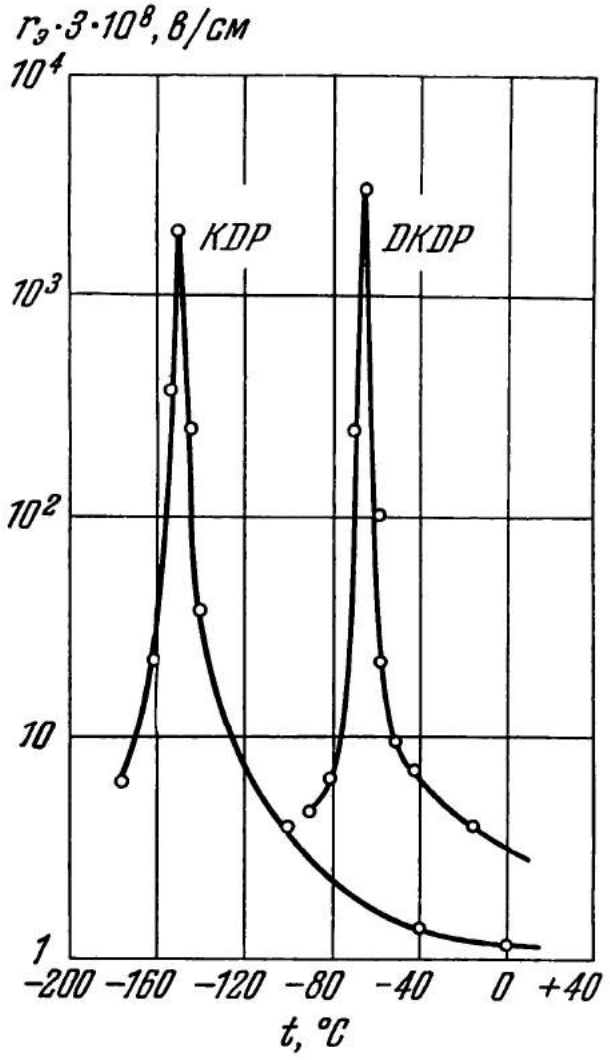


Рис. 1.4. Зависимость эффективной электрооптической постоянной от температуры.

Могут быть введены истинные электрооптические коэффициенты

$$m_{ij} = \frac{\partial a_i}{\partial P_j},$$

где a_i — коэффициенты оптической индикатрисы, P_j —поляризация среды, связанная с напряженностью электрического поля известным соотношением:

$$P_j = \frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^{3} (\varepsilon_{jk} - 1) E_k. \qquad (1.24)$$

Тензор $[m_{ij}]$ диэлектрическими аномалиями при изменении температуры не обладает [17].

На рис. 1.4 дана зависимость эффективной электрооптической постоянной от температуры для кристаллов KDP и DKDP [17]. Видно, что $r_э$ растет по гиперболическому закону, достигая в точке Кюри значений $5 \cdot 10^{-6}$ *в/см* и $8 \cdot 10^{-6}$ *в/см* для KDP и DKDP соответственно. При температуре ниже T_K кристаллы KDP и DKDP переходят в ромбическую фазу, также обладающую электрооптическими свойствами. Эффективная электрооптическая постоянная

$r_э$ в ромбической фазе уменьшается с понижением температуры. В точке Кюри электрооптические коэффициенты $r_э$ по сравнению с $r_э$ при комнатной температуре увеличиваются примерно в 1500 раз. Соответственно снижаются и полуволновые напряжения. Однако осуществление модуляции при температурах, близких к точке Кюри, сопряжено с определенными трудностями. Большой градиент $dr_э/dt^0$ при $t^0 \simeq T_K$ вызывает необходимость стабилизации температуры кристалла с высокой точностью. Кроме того, при приближении к точке Кюри растут диэлектрические потери кристалла [13].

Если на кристалл подан переменный сигнал $U = U_0 \sin \Omega t$, то при продольном эффекте разность фаз Γ меняется во времени по закону:

$$\Gamma = \Gamma_0 \sin \Omega t,$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0.$$

Интенсивность света на выходе модулятора определяется выражением

$$I = I_0 \sin^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \sin \Omega t \right) =$$

$$= \frac{I_0}{2} \left[1 - J_0(\Gamma_0) - 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\Gamma_0) \cos 2k \Omega t \right], \qquad (1.25)$$

где $J_k(\Gamma_0)$ — функция Бесселя k-го порядка. Полученное соотношение показывает, что глубина модуляции света

$$m = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}}$$

равна 100% при любой величине U_0. Однако при малом модулирующем напряжении интенсивность выходящего света мала (пропорциональна U_0^2). При малых Γ_0 модуляция синусоидальна с частотой 2Ω. При больших Γ_0 в интенсивности света появляются компоненты с частотами 4Ω, 6Ω и т. д.

Свет на выходе модулятора характеризуется не только глубиной модуляции, но и величиной переменной

составляющей интенсивности. Поэтому одной из важнейших характеристик модулятора является его эффективность η, определяемая отношением переменной составляющей интенсивности света на выходе $I_{\sim}$ к интенсивности падающего света I_0:

$$\eta = \frac{I_{\sim}}{I_0}. \tag{1.26}$$

В соответствии с соотношением (1.13) для рассматриваемого модулятора

$$\eta = \sin^2 \frac{\Gamma_0}{2}.$$

Можно значительно увеличить амплитуду переменной составляющей интенсивности света при заданном модулирующем напряжении, приложив к кристаллу постоянное смещение

$$U_{=} = \frac{1}{2} U_{\lambda/2}$$

или пропустив свет через четверть волновую пластинку (рис. 1.3).

Эффективность модулятора света при наличии смещения равна

$$\eta = \sin \Gamma_0 = \sin\left(\frac{2\pi n_o}{\lambda} r_{63} U_0\right). \tag{1.27}$$

В этом случае говорят о работе модулятора на линейном участке характеристики (1.13), так как при $\Gamma_0 \ll 1$ эффективность модулятора, пропорциональна модулирующему напряжению U_0.

Работа на линейном участке меняет и спектральный состав модулированного света:

$$I = I_0 \sin(\Gamma_0 \sin \Omega t) = \frac{I_0}{2} + I_0 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\Gamma_0) \sin(2k+1)\Omega t. \tag{1.28}$$

Глубина модуляции света в данном случае зависит от амплитуды переменного напряжения:

$$m = \sin \Gamma_0, \text{ т. е. } m = \eta. \tag{1.29}$$

При поперечном эффекте

$$\Gamma = \Gamma_{=} + \Gamma_0 \sin \Omega t,$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} \frac{l}{d} U_0.$$

В этом случае смещение на линейный участок возможно за счет естественной анизотропии.

При работе модулятора на высоких частотах практически измеряемой величиной является не напряжение, а мощность модулирующего сигнала P, пропорциональная U_0^2. Поэтому обобщенной характеристикой, позволяющей сравнивать различные модуляторы на высоких частотах, является «качество» модулятора [30]

$$q = \frac{\Gamma_0^2}{P}. \qquad (1.30)$$

Так как качество модулятора численно равно обратной величине мощности, необходимой для получения $\Gamma_0 = 1$, то по величине q легко подсчитать мощность, потребляемую модулятором.

§ 1.2. Вторичный электрооптический эффект и тепловые деформации

Рассмотренный в предыдущем параграфе эффект Поккельса называется обычно первичным или «истинным» [7]. На практике этот эффект маскируется вторичным электрооптическим эффектом, обусловленным деформациями кристалла, возникающими при наложении электрического поля за счет обратного пьезоэффекта.

Эти деформации из-за упруго-оптического эффекта приводят к изменению показателя преломления. Деформации кристалла зависят от частоты воздействующего электрического поля, резко увеличиваясь на частотах собственных колебаний кристаллов [20, 21, 22]. На очень высоких частотах деформации кристалла малы и имеет место только первичный электрооптический эффект. Измерения на низких частотах всегда дают суммарный эффект.

для света электроды. В качестве прозрачных электродов могут быть использованы стекла, покрытые закисью олова [27, 28]. Иногда используются нанесенные непосредственно на поверхность кристалла окись цинка или полупрозрачные золотые электроды. В некоторых случаях применялись жидкостные электроды. Прозрачные электроды из-за большой постоянной времени используют лишь в низкочастотных модуляторах света.

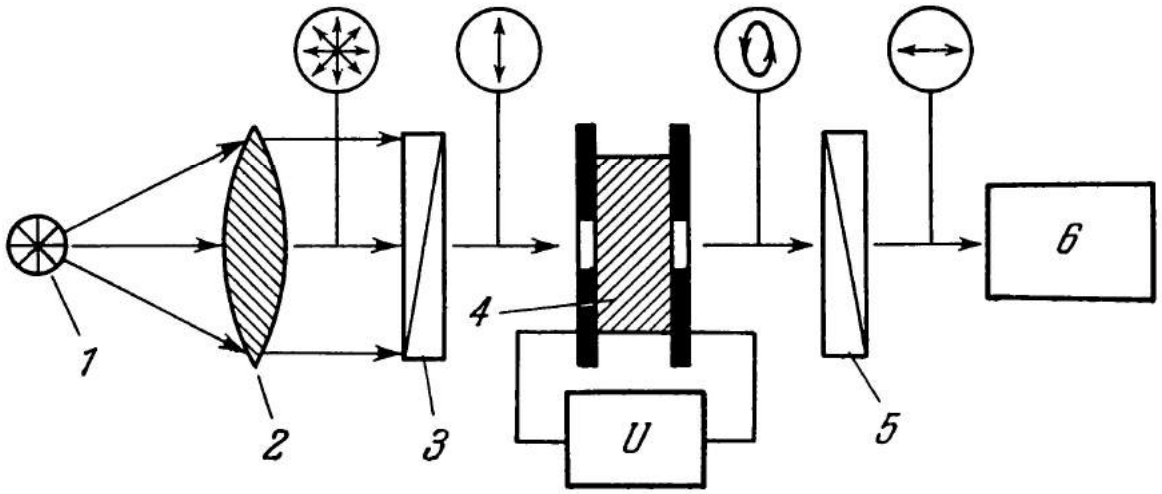


Рис. 1.6. Принципиальная схема модулятора с продольным эффектом.

1 — источник света; *2* — коллиматор; *3* — поляризатор; *4* — электрооптический кристалл с электродами; *5* — анализатор; *6* — фотоприемник.

На более высоких частотах применяют решетчатые электроды, представляющие собой непрозрачные проводящие пленки (обычно металлические) с отверстиями различной формы. Эти пленки должны находиться в непосредственном контакте с поверхностью кристалла. Во всех случаях необходимо обеспечить плотное прилегание электродов к поверхности кристалла. Наличие воздушного зазора приводит к уменьшению действующего напряжения на кристалле, так как поле в зазоре в ε раз больше поля в диэлектрике. Действующее поле в кристалле также зависит от конфигурации электродов. При прохождении света через отверстие в непрозрачном электроде глубина модуляции света увеличивается с уменьшением диаметра отверстия. Однако при этом уменьшается полезное сечение светового пучка.