

第六章 光调制

许多光学应用需要对光的振幅、相位、方向或频率进行调制。例如，CD 盘就是把音象信息通过调制反射光的强度载在反射光的强度变化之中。光源的某一参数随时间变化受到调制就称作光调制，实现这一调制的设备就称为调制器。我们可以利用光、电、磁以及机械方法来实现光的调制。

6.1 电光调制

6.1.1 电光效应

晶体光学基础中，已经讨论了光波在各向异性介质中传播所出现的双折射现象。电光效应是指一些晶体在电场作用下（一般情况下，电场为直流电场或频率不超过 10^9Hz ；光场的频率为 $10^{14}\text{--}10^{15}\text{Hz}$ ），表现出双折射效应。其双折射的大小与电场强度有关；如果电场所加的晶体本身就具有双折射，那么电场将改变材料的双折射的大小。这一效应已广泛应用于控制光强和相位。效应应用方面有：激光调制；激光锁模和激光扫描等。

某些材料中折射率的变化与所加电场的强度成线性关系，即线性电光效应亦称普克尔（Pockels）效应。线性电光效应可认为是入射光电场与直流电场混合作用在物质中产生的二阶非线性极化

$$P_i(\omega) = 2\varepsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega; \omega, 0) E_j(\omega) E_k(0)$$

由于线性电光效应是用二阶非线性极化率描写的，根据前面的讨论，它只能在具有空间非中心对称晶体中发生。

在有空间中心对称的材料中，折射率的变化与所加电场强度的平方成正比，这就是平方律电光效应或称克尔（Kerr）电光效应。用三阶非线性极化来描述

$$P_i(\omega) = 3\varepsilon_0 \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega; \omega, 0, 0) E_j(\omega) E_k(0) E_l(0)$$

通常电光效应用折射率椭球来描述，电场的作用是使材料的折射率椭球的主轴的方向和大小改变。

6.1.2 线性电光效应

各向异性材料中光电场的电位移矢量 \mathbf{D} 和电场强度 \mathbf{E} 之间的关系为

$$D_i = \varepsilon_0 \sum_j \varepsilon_{ij} E_j$$

或

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}$$

无光学吸收损耗材料的介电张量 ε_{ij} 是一个对称矩阵，只有六个独立的变量，对称矩阵可通过正交变换实现对角化

$$\begin{bmatrix} D_X \\ D_Y \\ D_Z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{XX} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{YY} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{ZZ} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{bmatrix}$$

是材料的折射率主轴系统。相应于三个主轴的光学折射率为

$$n_X = \sqrt{\epsilon_{XX}}, \quad n_Y = \sqrt{\epsilon_{YY}}, \quad n_Z = \sqrt{\epsilon_{ZZ}}$$

任意方向的折射率由下式的折射率椭球面给出

$$\frac{X^2}{n_X^2} + \frac{Y^2}{n_Y^2} + \frac{Z^2}{n_Z^2} = 1$$

光在各向异性材料中的传播特性可以用折射率椭球来描述：过原点作一与材料内任意方向传播光波波矢垂直的平面，该平面与折射率椭球相交的截面是一个椭圆，椭圆的长短轴分别为光波在材料内该方向传播时的两个折射率，长短轴的方向为 **D** 矢量的偏振方向。

当晶体加上外电场时，由于电光效应折射率椭球发生变化，折射率椭球方程应取普遍的形式

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 X^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 Y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 Z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 YZ + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 ZX + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 XY = 1$$

没有外场时

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 = \frac{1}{n_X^2}, \quad \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 = \frac{1}{n_Y^2}, \quad \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 = \frac{1}{n_Z^2}, \quad \left(\frac{1}{n^2}\right)_4 = \left(\frac{1}{n^2}\right)_5 = \left(\frac{1}{n^2}\right)_6 = 0$$

有外场时 $\left(\frac{1}{n^2}\right)_i$ 量的变化为

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \left(\frac{1}{n^2}\right)_{i|E} - \left(\frac{1}{n^2}\right)_{i|0} = \sum_j r_{ij} E_j$$

采用矩阵写法

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \\ E_Z \end{bmatrix}$$

式中 r_{ij} 为线性电光系数，它给出了 $\left(\frac{1}{n^2}\right)_i$ 随所加电场强度 E_j 增加时的变化。 E_X , E_Y 和 E_Z 是外加电场在主轴坐标系中的三个分量。

6.1.3 电光调制原理

下面以 KDP 晶体为例说明电光调制的原理，这一结果对所有 $\bar{4}2m$ 的晶体类都是相同的。其电光系数矩阵为

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix}$$

KDP 晶体是一单轴晶体，在没有外加电场时的标准折射率椭球是

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1$$

Z 为光轴，XYZ 构成主轴坐标系。有外加电场时，由于电光效应使折射率椭球发生变化

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_XYZ + 2r_{41}E_YXZ + 2r_{63}E_ZXY = 1$$

交叉项的出现说明加上电场后新的折射率椭球主轴的方向与原来的折射率椭球主轴的方向不一致。假设外电场只有 Z 分量，

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_ZXY = 1$$

现在找一个新的主轴坐标系把上式化为标准椭球方程

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1$$

只需作坐标变换

$$X = \frac{x-y}{\sqrt{2}}, \quad Y = \frac{x+y}{\sqrt{2}}, \quad Z = z$$

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_z\right)y^2 + \frac{z^2}{n_e^2} = 1$$

得

$$\frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_z$$

$$\frac{1}{n_y^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{63}E_z$$

$$\frac{1}{n_z^2} = \frac{1}{n_e^2}$$

一般情况下电场对折射率的改变是很小的，即 $r_{63}E_z \ll 1$ ，上式简化为

$$n_x = n_0 - \frac{1}{2}n_0^3r_{63}E_z$$

$$n_y = n_0 + \frac{1}{2}n_0^3r_{63}E_z$$

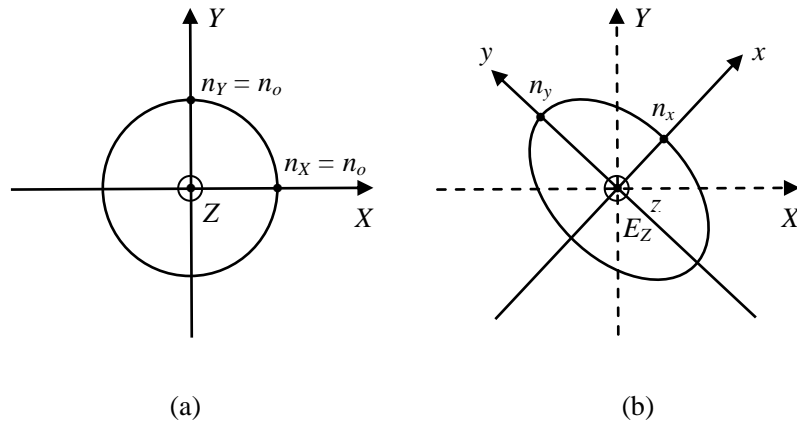


图 6.1 KDP 晶体的电光效应

图 6.1 是 KDP 晶体电光调制器的原理。(a)和(b)分别为未加电场时和在 z 轴方向前后表面加电场 $E = V/L$ 后 $Z = 0$ 截面与折射率椭球的交线。无外场时为一圆，无双折射效应。加外场后，由于电光效应产生双折射，沿 x 方向偏振和沿 y 方向偏振的光的折射率和相速度不同。如果晶体长为 L，则 x 和 y 方向两个偏振成分的光通过晶体后产生相位差

$$\Gamma = (n_y - n_x) \frac{\omega L}{c}$$

称 Γ 为电光延迟。相位差随外加电场的变化而改变，

$$\Gamma = \frac{n_o^3 r_{63} E_z \omega L}{c} = \frac{n_o^3 r_{63} \omega V}{c}$$

上式说明电光延迟与外加电压成正比，与晶体长度无关。 $\Gamma = \pi$ 所对应的外加电压称为半波电压，对于可见光，半波电压通常在 1 万伏左右。在 KDP 类晶体中有

$$V_{\lambda/2} = \frac{\pi c}{\omega n_o^3 r_{63}} = \frac{\lambda}{2 n_o^3 r_{63}}$$

$$\Gamma = \pi V / V_{\lambda/2}$$

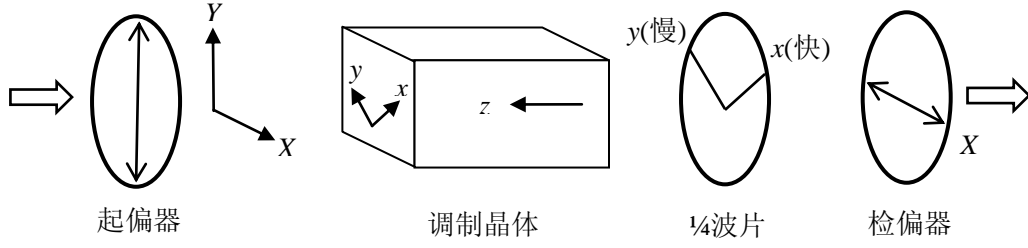


图 6.2 可控电光光强调制器示意图

图 6.2 为电光光强调制器的示意图。入射光的偏振沿 Y 方向，沿 Z 方向施加电场。晶体后放一 $\lambda/4$ 波片，其相位延迟为 $\Gamma_B = \pi/2$ ，其快慢轴与加电压后晶体的快慢轴平行。总的相位延迟为

$$\Gamma = \pi \frac{V}{V_{\lambda/2}} + \frac{\pi}{2}$$

入射光场为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{in} e^{-i\omega t} + c.c.$$

其中

$$\mathbf{E}_{in} = E_{in} \mathbf{Y} = \frac{E_{in}}{\sqrt{2}} (\mathbf{x} + \mathbf{y})$$

经过晶体和波片后，光场变为

$$\mathbf{E} = \frac{E_{in}}{\sqrt{2}} (\mathbf{x} + e^{i\Gamma} \mathbf{y})$$

检偏器只允许平行于 $\mathbf{X} = (\mathbf{x} - \mathbf{y}) / \sqrt{2}$ 的分量透过，因此出射光场为

$$\mathbf{E}_{out} = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{X}) \mathbf{X}$$

或

$$\mathbf{E}_{out} = \frac{E_{in}}{2} (1 - e^{i\Gamma}) \mathbf{X}$$

我们定义调制器的透过率

$$T = \frac{|\mathbf{E}_{out}|^2}{|\mathbf{E}_{in}|^2}$$

则

$$T = \sin^2(\Gamma/2)$$

图 6.3 给出了透过率的曲线。从图中可以看出加入 $\lambda/4$ 波片的目的是调制器工作在线性区。例如，外加电压为

$$V(t) = V_m \sin \omega_m t$$

$$\Gamma = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi V_m}{V_{\lambda/2}} \sin \omega_m t$$

$$T = \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi V_m}{2V_{\lambda/2}} \sin \omega_m t\right) = \frac{1}{2} \left[1 + \sin\left(\frac{\pi V_m}{V_{\lambda/2}} \sin \omega_m t\right) \right]$$

对于 $\pi V_m / V_{\lambda/2} \ll 1$ ，则有

$$T = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\pi V_m}{V_{\lambda/2}} \sin \omega_m t \right)$$

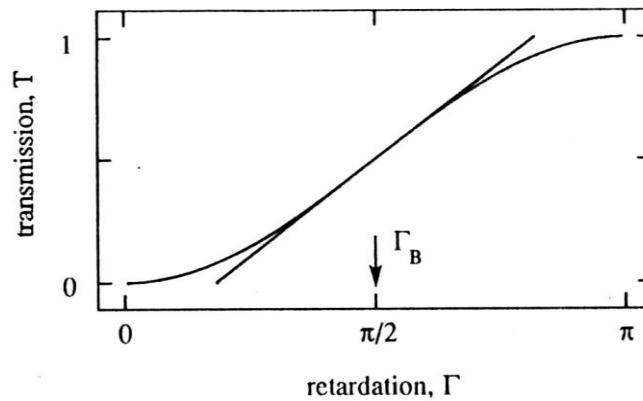


图 6.3 图 6.2 所示电光调制器的透过率

利用电光效应也可以构成相位调制器，例如使入射光的偏振方向沿 x 轴（或 y 轴），传输过程中光的偏振并不改变，但输出光的相位依赖于外加电压。相位的改变量为

$$\phi = (n_x - n_o) \frac{\omega L}{c} = -\frac{n_o^3 r_{63} E_z \omega L}{2c} = -\frac{n_o^3 r_{63} V \omega}{2c}$$

6.1.4 电光光束偏转

光束偏转在激光电视、激光电影、信息储存等方面得到广泛应用。通常是通过电光效应或声光效应来实现这一应用的。

如图 6.4，将两个由相同电光材料制成的直角棱镜 A 和 B 组合成一个电光光束偏转器。外加电场沿 A 的 z 轴方向，两棱镜的和 z 轴方向相反。x' 和 y' 为感应主轴。A 和 B 的 x' 轴方向相反，y' 轴方向相同。光束由左侧入射沿 y' 轴方向传播，偏振方向平行于 x' 轴。在上棱镜 A 中，相应的折射率为

$$n_A = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E$$

下棱镜 B 中电场相对于 z 轴反向，相应的折射率为

$$n_B = n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E$$

由于 $n_B > n_A$ ，光束向下偏转。折射率差为

$$\Delta n = n_B - n_A = n_o^3 r_{63} E$$

偏转角为

$$\theta = \frac{\Delta n l}{d} = n_o^3 r_{63} E \frac{l}{d}$$

这里 d 为偏转器的高度, l 为偏转器的长度。上式表明偏转角和外加电场成线性关系。为了更有效地使光束偏转, 可将多个偏转器串联使用。

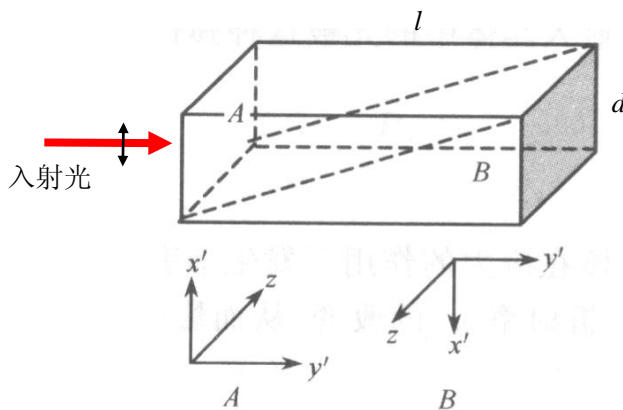


图 6.4 KDP 电光光束偏转器

6.2 声光调制

1922 年布里渊首先提出利用声波对光波进行衍射的概念, 随后于 1932 年得到实验验证。多年来, 这一效应已和电光效应一样, 为人们提供了一种方便的对光的调控技术并得到广泛的应用。

在声光材料, 如熔融石英, 它的一端用超声发生器输入正弦振荡的超声波。由于声波是疏密波 (纵波), 它在介质中传播是就会引起介质的密度发生周期的变化。在被声波拉伸的地方介质密度减少造成折射率也减小, 而被声波压缩的地方介质密度增加造成折射率也增大。这样, 在超声波作用下, 介质的折射率将出现空间的正弦变化, 它的变化周期为超声波的波长 λ_s 。这种周期变化的光栅将对入射光产生衍射效应。实现了通过声波对光的调制, 这种调制称为声光调制。声光调制的物理基础是超声波引起晶体的应变场, 使射入晶体中的光被这种弹性波衍射。介质在机械压力、超声波等作用下产生应变引起光学各向异性的现象称为弹光效应。

6.2.1 弹光效应

弹光效应的物理机制是: 晶体在应力的作用下发生形变时, 分子间的相互作用力发生改变, 导致介电常数 ϵ (及折射率 n) 的改变, 从而影响光波在晶体中的传播特性。

晶体不加声场前, 在主轴坐标系中折射率椭球方程为

$$B_{11}^0 x^2 + B_{22}^0 y^2 + B_{33}^0 z^2 = 1$$

系数为逆介电张量。受到外力作用后, 引起弹性应变 S_{kl} , 使折射率椭球变为

$$B_{11} x^2 + B_{22} y^2 + B_{33} z^2 + 2B_{23} yz + 2B_{13} xz + 2B_{12} xy = 1$$

$$B_{ij} = B_{ij}^0 + \Delta B_{ij}$$

ΔB_{ij} 是外力对折射率影响的体现。 S_{kl} 为二阶张量，

$$\Delta B_{ij} = P_{ijkl} S_{kl}$$

P_{ijkl} 称为弹光系数张量，是无量纲量。因为逆介电张量对角元素相等，采用缩写符号将上式改写为

$$\Delta B_m = P_{mn} S_n$$

其矩阵形式为

$$\begin{bmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} & P_{14} & P_{15} & P_{16} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & P_{24} & P_{25} & P_{26} \\ & & & \vdots & & \\ P_{61} & P_{62} & P_{63} & P_{64} & P_{65} & P_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix}$$

我们以各向同性熔融石英为例。设原折射率为 n_0 ，相应逆介电张量为 B^0 ，则不加声场时折射率椭球为

$$B^0(x^2 + y^2 + z^2) = 1$$

加应力后引起折射率椭球的变化为

$$\begin{bmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{11} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{21} & P_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.5(P_{11} - P_{12}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5(P_{11} - P_{12}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5(P_{11} - P_{12}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

于是有

$$\Delta B_1 = P_{11} S_1$$

$$\Delta B_2 = \Delta B_3 = P_{12} S_1$$

$$\Delta B_4 = \Delta B_5 = \Delta B_6 = 0$$

折射率椭球变为

$$(B^0 + P_{11} S_1)x^2 + (B^0 + P_{12} S_1)(y^2 + z^2) = 1$$

对应于一个单轴晶体的折射率椭球，以 x 为光轴，在主轴坐标系中可化为

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2 + z^2}{n_2^2} = 1$$

其中

$$n_1 = n_0 - \frac{n_0^3}{2} P_{11} S_1$$

$$n_2 = n_0 - \frac{n_0^3}{2} P_{12} S_1$$

当光沿 x 向传播时，不发生双折射；当沿 y 或 z 向传播时，双折射率为

$$\Delta n = n_1 - n_2 = -\frac{n_0^3}{2} (P_{11} - P_{12}) S_1$$

其值取决于 P_{11} 、 P_{12} 之差。

6.2.2 声光衍射

晶体中传播的超声波造成晶体中周期性地压缩或伸长，由于机械应力引起的弹光效应使晶体的介电常数发生周期性变化，形成以声速运动的折射率栅，周期为声波波长。当光入射到声致折射率栅上时会发生衍射，声光调制器和偏转器正是利用声致光衍射来实现的。

声波在介质中传播可分为行波和驻波两种形式，对于行波场介质的折射率的增大或减小交替进行，并以声速 V 向前推进，相应的折射率变化为

$$\Delta n(z, t) = \Delta n \sin(\Omega t - Kz)$$

Ω 和 K 分别为声波场的圆频率和波数。

驻波场为两束波长、位相和振幅相等的声波的叠加。设两束反向波为

$$E_1(z, t) = E_0 \sin(\Omega t - Kz)$$

$$E_2(z, t) = E_0 \sin(\Omega t + Kz)$$

合成的驻波为

$$E(z, t) = 2E_0 \sin \Omega t \cos Kz$$

折射率变化为

$$\Delta n(z, t) = 2\Delta n \sin \Omega t \cos Kz$$

节点位于 $\cos Kz = 0$ 处。

光波和声波的相互作用可看成是光子被声子散射，相位匹配条件如图 6.5 所示。设 \mathbf{k}_1 和 \mathbf{k}_2 分别为入射光和衍射光的波矢，则

$$\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{K}$$

衍射光的频率为

$$\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega$$

由于声波的频率远小于光波的频率，有 $|\mathbf{k}_2| \approx |\mathbf{k}_1|$ 和 $\omega_2 \approx \omega_1$ 。布拉格衍射条件为

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2\Lambda}$$

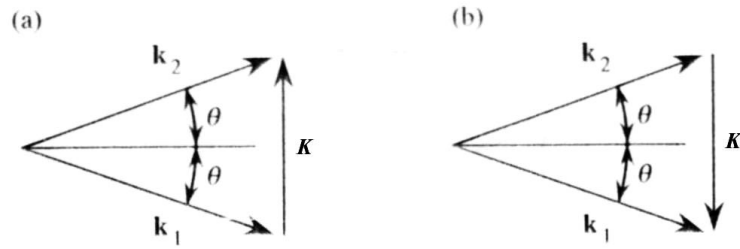


图 6.5 相位匹配条件

声光器件按光声作用区长度可分为两种，作用区长度较短时发生拉曼-奈斯衍射，这时相位匹配条件不重要，将产生多级衍射；作用区长度较长时发生布拉格衍射，此时相位匹配条件必须满足，只产生单一的衍射光，衍射效率可达 50% 以上。

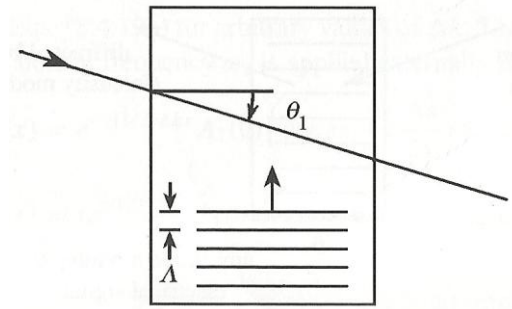


图 6.6 布拉格衍射情况

设声光相互作用区的长度为 L ，当入射光在传播过程中与很多的波前相互作用时发生布拉格衍射，如图 6.6 所示。即

$$L \tan \theta_1 \gg \Lambda$$

其中 θ_1 应满足布拉格条件，

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda}{2\Lambda}$$

通常的判据是定义特征长度 L_0

$$L_0 = \frac{\Lambda^2}{\lambda}$$

对于拉曼-奈斯衍射

$$L \leq \frac{L_0}{2}$$

对于布拉格衍射

$$L \geq 2L_0$$

过渡区为

$$\frac{L_0}{2} \leq L \leq 2L_0$$

对于拉曼-奈斯衍射，当入射光垂直于声波传输方向入射时，产生对称且间隔相等的衍射极值分布，其中零级光强最强，级数越高光强越弱。衍射极值角度由公式

$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

来决定，式中 θ_m 是第 m 级衍射极值的偏角。 m 级衍射光频率为

$$\omega_m = \omega + m\Omega$$

对于布拉格衍射，由于体光栅中的多光束干涉，只能存在+1 级衍射光。

6.2.3 声光器件

一. 声光调制器

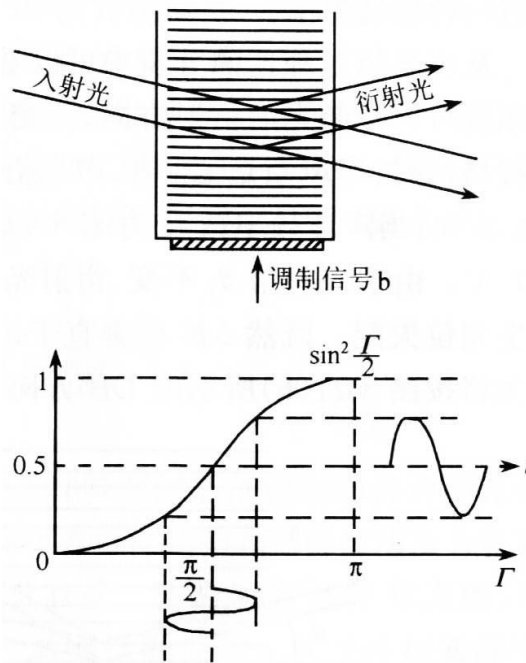


图 6.7 布拉格声光调制器

由于布拉格衍射效率高，只有一级衍射光，通常采用布拉格型声光调制器。如图 6.7 所示，衍射效率为

$$\eta = \frac{I_d}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi l}{\sqrt{2} \lambda} \sqrt{M I_s} \right)$$

其中 I_d 、 I_0 和 I_s 分别为入射光、衍射光和声波强度， M 为材料的品质因数， l 为相互作用长度。

二. 声光偏转器

声光效应的另一重要应用是使光束偏转。实现声光偏转可以有两种办法：一是利用声波使介质折射率在空间形成梯度分布，当光束通过介质时，传播方向将向折射率增加的方向偏转；二是利用布拉格声光衍射，衍射角与声频在一定范围内存在着比例关系，通过改变声频来改变衍射角，使得光束偏转。如图 6.8 所示，当声频为 Ω_0 时，声光衍射满足布拉格条件，

衍射光沿 OA 方向；当声波频率改变为 $\Omega = \Omega_0 + \Delta\Omega$ 时，由于声波波矢 $K = \Omega/v$ ， v 是声速，引起声波波矢的变化量为 $\Delta K = \Delta\Omega/v$ 。由于入射角 θ_i 不变，衍射光波矢的大小基本不变，将产生相位失配 Δk ，

$$\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{K} - \Delta\mathbf{K} = -\Delta\mathbf{k}$$

在讨论布拉格体光栅衍射时通常认为沿着光栅波矢方向是无限的，此方向的分量通常不出现，此处也要求相位失配在光栅波矢方向为零，即 $\Delta\mathbf{k}$ 与 \mathbf{K} 方向垂直，如图中所示。而衍射光沿 OB 方向。

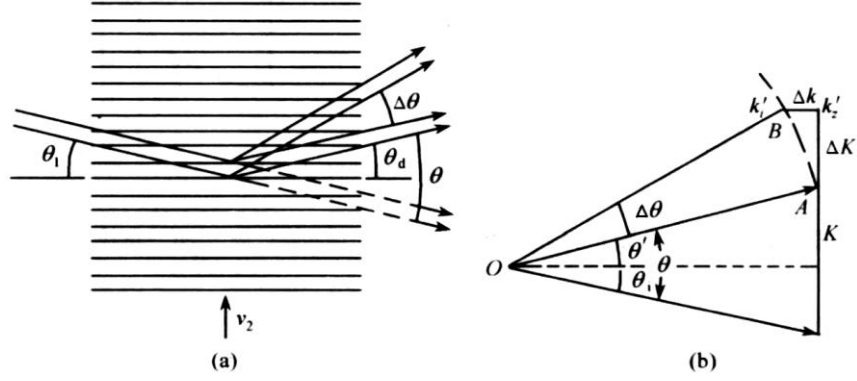


图 6.8 布拉格声光偏转

当满足布拉格条件时，衍射光与入射光之间的夹角为

$$\theta_i + \theta' = 2\theta_B = 2\sin^{-1}\left(\frac{\lambda_0\Omega}{4\pi nv}\right) \approx \frac{\lambda_0\Omega}{2\pi nv}$$

求微分得

$$d\theta \approx \frac{\lambda_0}{2\pi nv} d\Omega$$

可见光束偏转角 $d\theta$ 与声频的变化 $d\Omega$ 成正比，因而改变声频就可以改变光束的方向。

6.3 磁光效应

6.3.1 法拉第磁光效应

1845 年，法拉第以磁场作用于玻璃，观察到一束沿磁场方向传播的线偏振光通过玻璃时，其偏振面发生旋转。这效应就称为法拉第磁光效应。后来，发现了有很多其它物质也表现出法拉第磁光效应。这一效应中，线偏振光旋转的角度 θ 与所加的磁场强度 B 和介质的长度 L 成正比，即 $\theta = fBL$ ， f 为与材料有关的常数。

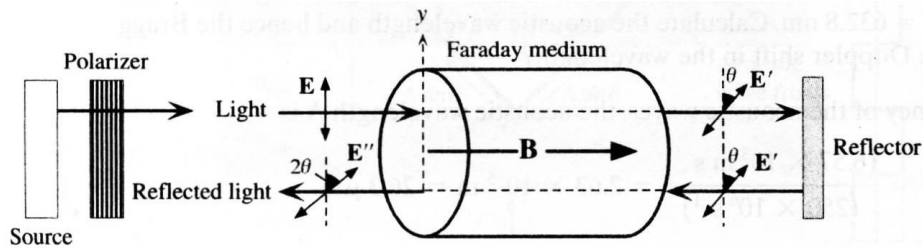


图 6.9 法拉第效应示意图

法拉第磁光效应最重要的特性是：不管光的传播方向与磁场平行或反平行，线偏振光的旋转方向是相同的，如图 6.9 所示。利用这一特点，法拉第磁光效应的最重要应用是光隔离器，如图 6.10 所示。在激光与实验光路之间放置一起偏器和旋转角度为 45° 的法拉第盒，这样线偏振光经过法拉第盒将旋转 45° 。如果实验研究光路把光束沿原路反射回法拉第盒，第二次通过再旋转，使得反射光的偏振垂直于起偏器的偏振方向而被阻断。从而保证了光束不能返回激光器，起到保护激光器的作用。

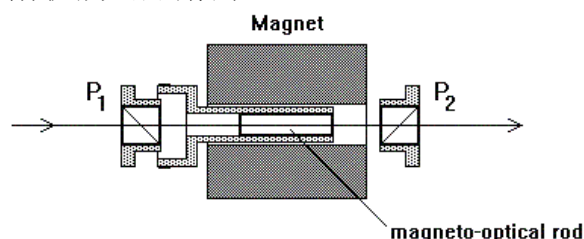


图 6.10 法拉第磁光隔离器示意图

6.3.2 其它磁光效应

除了法拉第磁光效应，磁场对光的作用还有塞曼效应和克尔磁光效应。塞曼效应指的是原子在外加磁场下，能级发生分裂，出现了多条发射谱。而且沿磁场方向，各谱线的偏振为不同的圆偏振。克尔磁光效应则是指一束线偏振光垂直入射于磁极表面所出现的反射光转变为椭圆偏振光的现象。克尔磁光效应物理解释为：在垂直于表面的磁场作用下，线偏振光分解的左圆偏振光和右圆偏振光分量的传播速度和反射率不相同，结果反射回来的左圆偏振光和右圆偏振光分量重新合成就形成了椭圆偏振光。

6.4 集成光学调制器

集成光学指的是将不同的光学器件和元件集成到单一的基底上，例如在光通信中将半导体激光器、波导、分束器、光调制器和光探测器集成在一起实现小型化，并提高系统的性能。集成光学中一个重要的组成部分就是集成光学调制器。

6.4.1 相位和偏振调制器

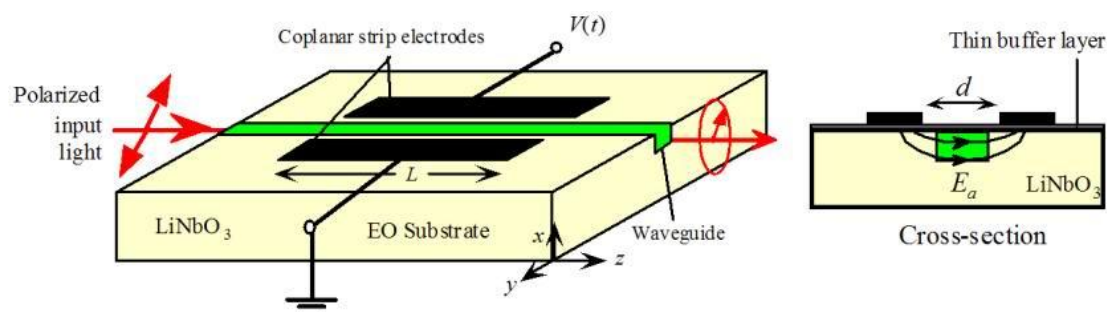


图 6.11 集成横向普克尔相位调制器示意图

如图 6.11 所示，在铌酸锂基底上部分区域注入钛原子提高折射率形成波导，两个平面电极在波导内形成电场，由于电光效应波导中的折射率被改变。入射光场两个正交分量 E_x

和 E_y 通过波导后的相位差为

$$\Delta\phi = \Gamma \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{22} \frac{L}{d} V$$

其中 Γ 是由于外加电场的不均匀性而加入的一个效率因子，通常 $\Gamma \approx 0.5 \sim 0.7$ 。

6.4.2 麦克耳逊调制器

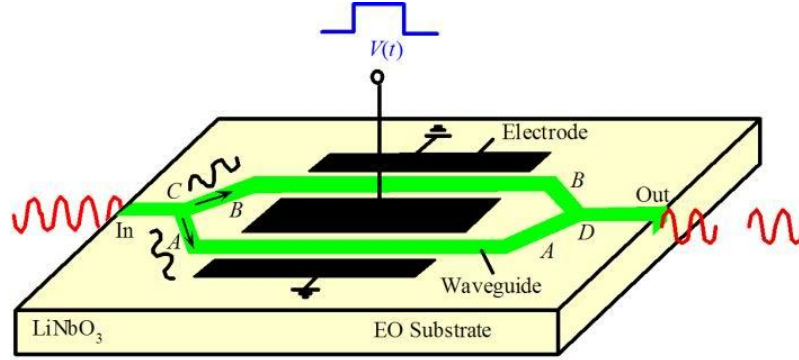


图 6.12 集成麦克耳逊光强调制器

图 6.12 是利用相长或相消干涉的麦克耳逊光强调制器示意图。耦合到波导中的入射光在 C 处分为 A、B 两束光，并在 D 处合成一束输出光。外加电场 $V(t)$ 用来改变 A、B 两束光的相位。例如 A 光束的相位改变量为 $\pi/2$ ，则 B 光束的相位改变量为 $-\pi/2$ ，两光束的相位差为 π ，如果两光束的强度相等，则输出光强为零。

$$E_{output} \propto A \cos(\omega t + \phi) + A \cos(\omega t - \phi) = 2A \cos \phi \cos(\omega t)$$

6.4.3 耦合波导调制器

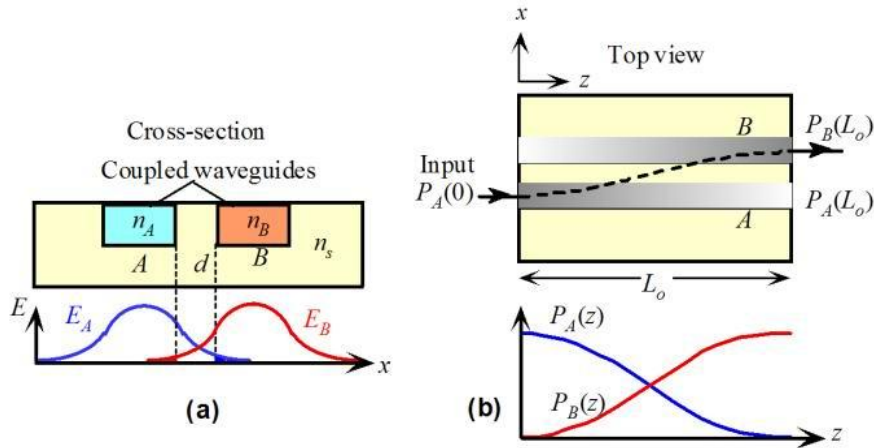


图 6.13 两波导耦合示意图

如图 6.13 所示，当两个波导之间的距离足够小，使得它们的传播模式有所重叠，则光可以从一个波导耦合到另一个波导中。耦合效率与几何结构、基底和波导的折射率等因素有关。如果两波导中的两个模式之间的相位差为零，即能够相位匹配，则耦合效率可以达到 100%，此时定义耦合效率为 100% 时的耦合长度 L_0 为转移长度。定义 $\Delta\beta = \beta_A - \beta_B$ 为单位

长度的相位失配，当相位匹配条件不满足时，耦合效率会下降。设 $P_A(z)$ 和 $P_B(z)$ 分别为两个波导在 z 处的光功率，耦合效率与相位失配的关系如图 6.14 所示。

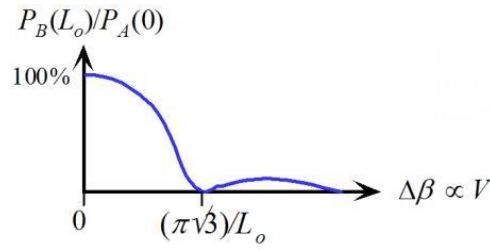


图 6.14 透射功率比随 $\Delta\beta$ 的变化

当相位失配 $\Delta\beta = \pi\sqrt{3}/L_0$ 时，耦合效率下降到零，因此我们可以利用电光效应改变波导中的折射率来改变相位失配达到调制两波导中光强的目的。

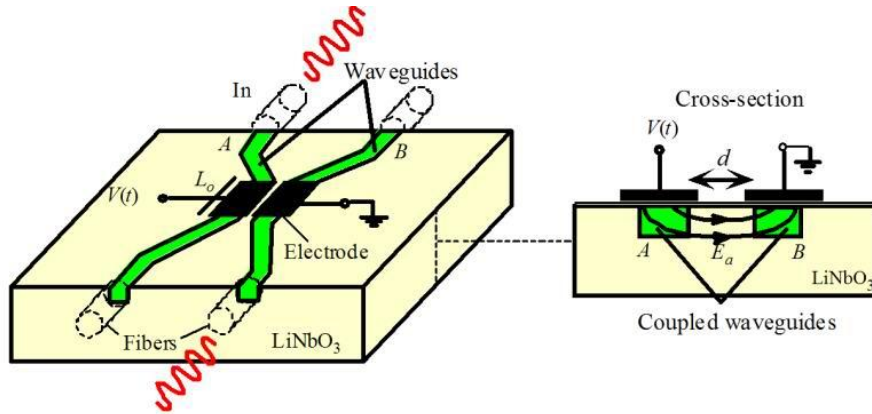


图 6.15 集成耦合波导调制器示意图

集成耦合波导调制器如图 6.15 所示，不加电压时两波导中折射率相同， $\Delta\beta = 0$ ，耦合效率为 100%，当在两电极之间加电压 V ，两波导中的电场方向相反， $E_a \approx V/d$ ，相位失配为

$$\Delta\beta = \Delta n_{AB} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \approx 2 \left(\frac{1}{2} n^3 r \frac{V}{d} \right) \frac{2\pi}{\lambda}$$

其中 r 为普克尔系数。当 $\Delta\beta = \pi\sqrt{3}/L_0$ 时可以阻止能量耦合，此时的开关电压为

$$V_0 = \frac{\sqrt{3}\lambda d}{2n^3 r L_0}$$

参考文献：

1. 《光电子技术基础》，朱京平 编著。
2. 《光电子技术》，安毓英 刘继芳 李庆辉 编
3. Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices, S. O. Kasap 著