

晶体电光、声光、磁光效应实验

# 实验讲义

# 实验 1 晶体的电光效应实验

## 1 引言

当给晶体或液体加上电场后，该晶体或液体的折射率发生变化，这种现象称为电光效应。电光效应在工程技术和科学研究中有许多重要应用，它有很短的响应时间（可以跟上频率为  $10^{10}\text{Hz}$  的电场变化），可以在高速摄影中作快门或在光速测量中作光束斩波器等。在激光出现以后，电光效应的研究和应用得到迅速的发展，电光器件被广泛应用在激光通讯、激光测距、激光显示和光学数据处理等方面。

## 2 实验目的

1. 掌握晶体电光调制的原理和实验方法；
2. 了解一种激光通信的方法。

## 3 实验原理

### 一次电光效应和晶体的折射率椭球

由电场所引起的晶体折射率的变化，称为电光效应。通常可将电场引起的折射率的变化用下式表示

$$n = n_0 + aE_0 + bE_0^2 + \dots \quad (1-1)$$

式中  $a$  和  $b$  为常数， $n_0$  为不加电场时晶体的折射率。由一次项  $aE_0$  引起折射率变化的效应，称为一次电光效应，也称线性电光效应或普克尔(Pockels)效应；由二次项  $bE_0^2$  引起折射率变化的效应，称为二次电光效应，也称平方电光效应或克尔(Kerr)效应。一次电光效应只存在于不具有对称中心的晶体中，二次电光效应则可能存在于任何物质中，一次效应要比二次效应显著。

光在各向异性晶体中传播时，因光的传播方向不同或者是电矢量的振动方向不同，光的折射率也不同。如图 1-1，通常用折射率球来描述折射率与光的传播方向、振动方向的关系。在主轴坐标中，折射率椭球及其方程为：

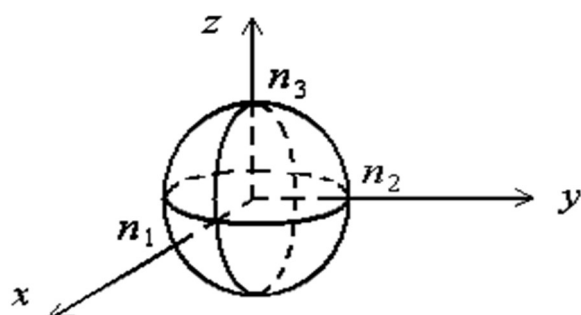
$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (1-2)$$


图 1-1 折射率球

式中  $n_1$ 、 $n_2$ 、 $n_3$  为椭球三个主轴方向上的折射率，称为主折射率。当晶体加上电场后，折射率椭球的形状、大小、方位都发生变化，椭球方程变成

$$\frac{x^2}{n_{11}^2} + \frac{y^2}{n_{22}^2} + \frac{z^2}{n_{33}^2} + \frac{2yz}{n_{23}^2} + \frac{2xz}{n_{13}^2} + \frac{2xy}{n_{12}^2} = 1 \tag{1-3}$$

晶体的一次电光效应分为纵向电光效应和横向电光效应两种。纵向电光效应是加在晶体上的电场方向与光在晶体里传播的方向平行时产生的电光效应；横向电光效应是加在晶体上的电场方向与光在晶体里传播方向垂直时产生的电光效应。通常  $KD^*P$ （磷酸二氘钾）类型的晶体用它的纵向电光效应， $LiNbO_3$ （铌酸锂）类型的晶体用它的横向电光效应。本实验研究铌酸锂晶体的一次电光效应，用铌酸锂晶体的横向调制装置测量铌酸锂晶体的半波电压及电光系数，并用两种方法改变调制器的工作点，观察相应的输出特性的变化。

表 1-1 电光晶体(electro-optic crystals)的特性参数

点群 对称性	晶体材料	折射率		波长 ( $\mu m$ )	一次光电系数 ( $10^{-12} m/V$ )
		$n_o$	$n_e$		
$3m$	$LiNbO_3$	2.286	2.203	0.633	$\gamma_{13} = \gamma_{23} = 10, \gamma_{33} = 32$ $\gamma_{42} = \gamma_{51} = 28, \gamma_{22} = 6.8$ $\gamma_{12} = \gamma_{61} = -\gamma_{22}$
32	Quartz ( $SiO_2$ )	1.544	1.553	0.589	$\gamma_{41} = -\gamma_{52} = 0.2$ $\gamma_{62} = \gamma_{21} = -\gamma_{11} = 0.93$
$\bar{4}2m$	$KH_2PO_4$ (KDP)	1.5115	1.4698	0.546	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = 8.77, \gamma_{63} = 10.3$
		1.5074	1.4669	0.633	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = 8, \gamma_{63} = 11$
$\bar{4}2m$	$NH_4H_2PO_4$ (ADP)	1.5266	1.4808	0.546	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = 23.76, \gamma_{63} = 8.56$
		1.5220	1.4773	0.633	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = 23.41, \gamma_{63} = 7.828$
$\bar{4}3m$	$KD_2PO_4$ ( $KD^*P$ )	1.5079	1.4683	0.546	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = 8.8, \gamma_{63} = 26.8$
$\bar{4}3m$	GaAs	3.60		0.9	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = \gamma_{63} = 1.1$
		3.34		1.0	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = \gamma_{63} = 1.5$
		3.20		10.6	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = \gamma_{63} = 1.6$
$\bar{4}3m$	InP	3.42		1.06	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = \gamma_{63} = 1.45$
$\bar{4}3m$	ZnSe	2.60		0.633	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = \gamma_{63} = 2.0$
$\bar{4}3m$	$\beta$ -ZnS	2.36		0.6	$\gamma_{41} = \gamma_{52} = \gamma_{63} = 2.1$

电光调制原理

要用激光作为传递信息的工具，首先要解决如何将传输信号加到激光辐射上去的问题，我们把信息加载于激光辐射的过程称为激光调制，把完

成这一过程的装置称为激光调制器。由已调制的激光辐射还原出所加载信息的过程则称为解调。因为激光实际上只起到了“携带”低频信号的作用，所以称为载波，而起控制作用的低频信号是我们所需要的，称为调制信号，被调制的载波称为已调波或调制光。按调制的性质而言，激光调制与无线电波调制相类似，可以采用连续的调幅、调频、调相以及脉冲调制等形式，但激光调制多采用强度调制。强度调制是根据光载波电场振幅的平方比例于调制信号，使输出的激光辐射的强度按照调制信号的规律变化。激光调制之所以常采用强度调制形式，主要是因为光接收器一般都是直接地响应其所接受的光强度变化的缘故。

激光调制的方法很多，如机械调制、电光调制、声光调制、磁光调制和电源调制等。其中电光调制器开关速度快、结构简单。因此，在激光调制技术及混合型光学双稳器件等方面有广泛的应用。电光调制根据所施加的电场方向的不同，可分为纵向电光调制和横向电光调制。下面我们来具体介绍一下调制原理和典型的调制器。

#### 铌酸锂晶体横调制(Transverse Modulation)

如图 1-2 为横调制器示意图。电极  $D_1$ 、 $D_2$  与光波传播方向平行。外加电场则与光波传播方向垂直。

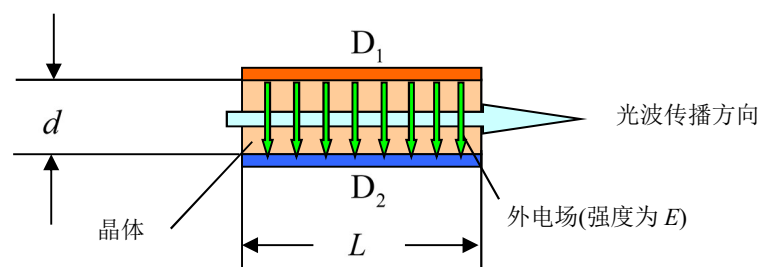


图 1-2 横调制器

我们已经知道，电光效应引起的相位差  $\Gamma$  正比于电场强度  $E$  和作用距离  $L$  (即晶体沿光轴  $z$  的厚度) 的乘积  $EL$ 、 $E$  正比于电压  $V$ ，反比于电极间距离  $d$ ，因此

$$\Gamma \sim \frac{LV}{d} \quad (1-4)$$

对一定的  $\Gamma$ ，外加电压  $V$  与晶体长宽比  $L/d$  成反比，加大  $L/d$  可使得  $V$  下降。电压  $V$  下降不仅使控制电路成本下降、而且有利于提高开关速度。

铌酸锂晶体具有优良的加工性能及很高的电光系数， $\gamma_{22} = 6.8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ ，常常用来做成横向调制器，铌酸锂为单轴晶体，有  $n_x = n_y = n_o = 2.286, n_z = n_e = 2.203$

把晶体的通光方向设为  $Z$  方向，沿  $X$  方向施加电场  $E$ 。晶体由单轴变为双轴，新的主轴  $X'$ 、 $Y'$ 、 $Z'$  轴又称为感应轴，其中  $X'$  和  $Y'$  绕  $Z$  轴转  $45^\circ$ ，而  $Z'$  与  $Z$  轴重合。晶体的线性电光系数  $\gamma$  是一个三阶张量，受晶体对称性的影响，铌酸锂的线性电光系数矩阵为

$$\gamma = \begin{bmatrix} 0 & -\gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{33} \\ 0 & \gamma_{42} & 0 \\ \gamma_{42} & 0 & 0 \\ -\gamma_{42} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

施加电场后，得到电场强度矩阵  $(E, 0, 0)$ ，此时在  $x$  轴上加上电场后的电光系数矩阵为

$$\begin{bmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} 0 & -\gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{33} \\ 0 & \gamma_{42} & 0 \\ \gamma_{42} & 0 & 0 \\ -\gamma_{42} & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \gamma_{42}E \\ -\gamma_{22}E \end{bmatrix} \quad (1-5)$$

当外加电场  $(E, 0, 0)$  时，电场作用下的光折射率椭球方程为

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2\gamma_{42}E_{xz} + 2\gamma_{22}E_{xy} = 1 \quad (1-6)$$

沿  $z$  轴方向射入入射光，令式 (1-16) 中的  $z=0$ ，折射率椭球就变为与波矢垂直的折射率平面，如图 1-3 所示为加了电场后的折射率椭球截面图，经过坐标转换，得到截迹方程为：

$$\left( \frac{1}{n_0^2} - \gamma_{22}E \right) x'^2 + \left( \frac{1}{n_0^2} + \gamma_{22}E \right) y'^2 = 1 \quad (1-7)$$

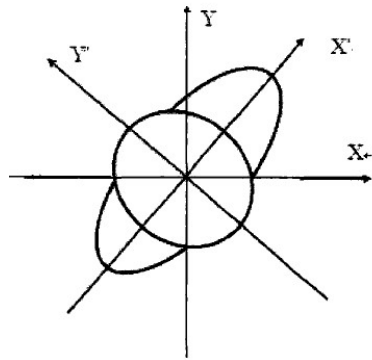


图 1-3 沿  $x$  轴方向施加电场后的折射率椭球

将 (1-7) 与椭圆标准式 (1-8)：

$$\frac{x'^2}{a^2} + \frac{y'^2}{b^2} = 1 \quad (1-8)$$

比较，可以算出新主轴折射率：

$$a = n_0 + \frac{1}{2}n_0^3\gamma_{22}E$$

$$b = n_0 - \frac{1}{2}n_0^3\gamma_{22}E$$

即

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n_0 + \frac{1}{2}n_0^3\gamma_{22}E \\ n_{y'} &= n_0 - \frac{1}{2}n_0^3\gamma_{22}E \end{aligned} \quad (1-9)$$

由于新主轴  $x'$  和  $y'$  的折射率不同, 当激光由晶体出射时两个分量会有一定的相位差。此相位差可以表示为:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} - n_{y'})L = \frac{2\pi}{\lambda}n_0^3\gamma_{22}V\frac{L}{d} \quad (1-10)$$

式中:  $\lambda$  为激光的波长,  $L$  为晶体的通光长度,  $d$  为晶体在  $x$  方向的厚度,  $V$  是外加电压。 $\varphi = \pi$  时所对应的  $V$  为半波电压, 于是可得:

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{2n_0^3\gamma_{22}L} \quad (1-11)$$

我们用到关系式  $E = V/d$ 。由上式可知半波电压  $V_\pi$  与晶体长宽比  $L/d$  成反比。因而可以通过加大器件的长宽比  $L/d$  来减小  $V_\pi$ 。

横调制器的电极不在光路中, 工艺上比较容易解决。横调制的主要缺点在于它对波长  $\lambda_0$  很敏感,  $\lambda_0$  稍有变化, 自然双折射引起的相位差即发生显著的变化。当波长确定时(例如使用激光), 这一项又强烈地依赖于作用距离  $L$ 。加工误差、装调误差引起的光波方向的稍许变化都会引起相位差的明显改变, 因此通常只用于准直的激光束中。或用一对晶体, 第一块晶体的  $x$  轴与第二块晶体的  $z$  轴相对, 使晶体的自然双折射部分相互补偿, 以消除或降低器件对温度、入射方向的敏感性。有时也用巴比涅-索勒尔(Babinet-Soleil)补偿器, 将工作点偏置到特性曲线的线性部分。

迄今为止, 我们所讨论的调制模式均为振幅调制, 其物理实质在于: 输入的线偏振光在调制晶体中分解为一对偏振方位正交的本征态, 在晶体中传播过一段距离后获得相位差  $\Gamma$ ,  $\Gamma$  为外加电压的函数。在输出的偏振元件透光轴上这一对正交偏振分量重新叠加, 输出光的振幅被外加电压所调制, 这是典型的偏振光干涉效应。

### (3) 改变直流偏压对输出特性的影响

①当  $U_0 = U_\pi/2$ 、 $U_m = U_\pi$  时, 将工作点选定在线性工作区的中心处, 如图 1-4-1 所示, 此时, 可获得较高效率的线性调制, 把  $U_0 = U_\pi/2$  代入式 (1-10), 得

$$\begin{aligned}
T &= \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2U_\pi} U_m \sin \omega t\right) \\
&= \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{U_\pi} U_m \sin \omega t\right)\right] \\
&= \frac{1}{2} \left[1 + \sin\left(\frac{\pi}{U_\pi} U_m \sin \omega t\right)\right]
\end{aligned} \tag{1-12}$$

由于  $U_m = U_\pi$  时,  $T \approx \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\pi U_m}{U_\pi}\right) \sin \omega t\right]$ ,

即  $T \propto \sin \omega t$  (1-13)

这时, 调制器输出的信号和调制信号虽然振幅不同, 但是两者的频率却是相同的, 输出信号不失真, 我们称为线性调制。

② 当  $U_0 = 0$ 、 $U_m = U_\pi$  时, 如图 1-7-2 所示, 把  $U_0 = 0$  代入式(1-20)

$$\begin{aligned}
T &= \sin^2\left(\frac{\pi}{2} U_m \sin \omega t\right) \\
&= \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi}{U_\pi} U_m \sin \omega t\right)\right] \\
&\approx \frac{1}{4} \left(\frac{\pi}{U_\pi} U_m\right)^2 \sin^2 \omega t \\
&\approx \frac{1}{8} \left(\frac{\pi}{U_\pi} U_m\right)^2 (1 - \cos 2\omega t)
\end{aligned}$$

即  $T \propto \cos 2\omega t$  (1-14)

从上式可以看出, 输出信号的频率是调制信号频率的二倍, 即产生“倍频”失真。若把  $U_0 = U_\pi$  代入式(1-20), 经类似的推导, 可得

$$T \approx 1 - \frac{1}{8} \left(\frac{\pi U_m}{U_\pi}\right)^2 (1 - \cos 2\omega t) \tag{1-15}$$

即  $T \propto \cos 2\omega t$ , 输出信号仍是“倍频”失真的信号。

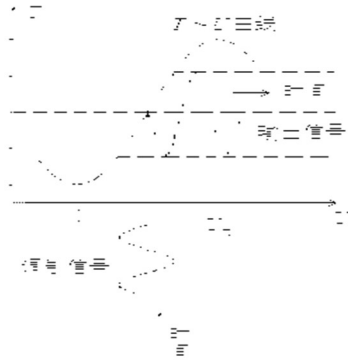


图 1-4-1

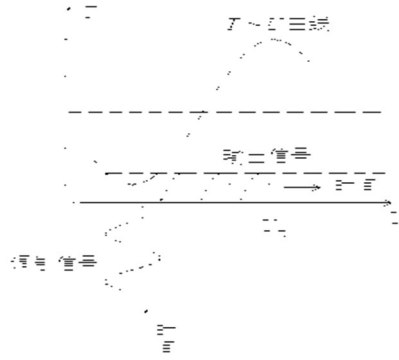


图 1-4-2

图 1-4

③直流偏压  $U_0$  在 0 伏附近或在  $U_\pi$  附近变化时，由于工作点不在线性工作区，输出波形将失真。

④当  $U_0 = U_\pi/2$ ， $U_m > U_\pi$  时，调制器的工作点虽然选定在线性工作区的中心，但不满足小信号调制的要求。因此，工作点虽然选定在了线性区，输出波形仍然是失真的。

#### (4)用 $\lambda/4$ 波片进行光学调制

上面分析说明电光调制器中直流偏压的作用主要是在使晶体中  $x', y'$  两偏振方向的光之间产生固定的位相差，从而使正弦调制工作在光强调制曲线上的不同点。直流偏压的作用可以用  $\lambda/4$  波片来实现。在起偏器和检偏器之间加入  $\lambda/4$  片，调整  $\lambda/4$  波片的快慢轴方向使之与晶体的  $x', y'$  轴平行，即可保证电光调制器工作在线性调制状态下，转动波片可使电光晶体处于不同的工作点上。

### 锥光干涉

锥光干涉的实质就是偏振干涉，偏振光干涉的条件与自然光的干涉条件是一致的，即：频率相同、振动方向相同，或存在互相平行的振动分量、位相差恒定。

典型的偏振光干涉装置是在两块共轴的偏振片  $P_1$  和  $P_2$  之间放一块厚度为  $d$  的波片  $E$ ，如图 1-5 所示。在这个装置中，波片同时起分解光束和相位延迟的作用。它将入射的线偏振光分解成振动方向互相垂直的两束线偏振光，这两束光射出波片时，存在一定的相位延迟。干涉装置中的第一块偏振片  $P_1$  的作用是把自然光转变为线偏振光。第二块偏振片  $P_2$  的作用是把两束光的振动引导到相同方向上，从而使经  $P_2$  出射的两束光满足产生干涉的条件。

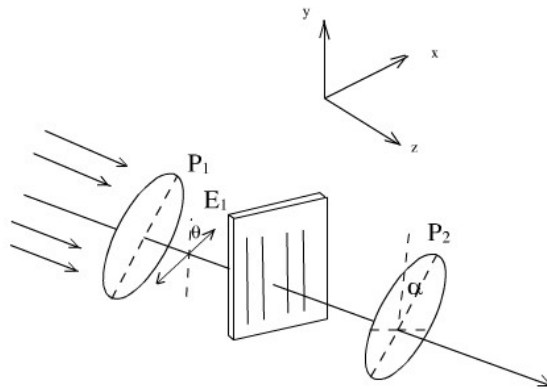


图 1-5 偏振光干涉装置

当振动方向互相垂直的两束线偏振光经偏振片  $P_2$  后，两束透射光的振幅为

$$\left. \begin{aligned} A_{2o} &= A_0 \sin \alpha = A_1 \sin \theta \sin \alpha \\ A_{2e} &= A_e \cos \alpha = A_1 \cos \theta \cos \alpha \end{aligned} \right\} \quad (1-16)$$

其中， $A_1$  是射向波片  $E_1$  的线偏振光的振幅， $\theta$  为起偏器  $P_1$  出射线偏振光方向与波片光轴的夹角， $\alpha$  为检偏器  $P_2$  透光轴方向与波片光轴的夹角。



若两束光之间的相位差为  $\Delta\varphi'$ ，那么合强度为：

$$I = A^2 = A_{2o}^2 + A_{2e}^2 + 2A_{2o}A_{2e} \cos \Delta\varphi' = A_1^2 \left[ \cos^2(\alpha - \theta) - \sin 2\theta \sin 2\alpha \sin^2 \frac{\Delta\varphi'}{2} \right] \quad (1-17)$$

其中  $\Delta\varphi'$  是从偏振片  $P_2$  出射时两束光之间的相位差。入射在波片上的光是线偏光时， $o$  光和  $e$  光的相位相等，波片引入的相位差为  $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d$ ，其中  $d$  是波片的厚度。

产生锥光干涉是因为当在晶体前放置毛玻璃时，光会发射漫散射，沿各个方向传播。不同方向入射光经过晶体后会引入不同的相位差，不同入射角的入射光将落在接收屏上不同半径的圆周上，因为相同入射角的光通过晶体的长度是一样的，所以引入的相位差也是一样的，所以每一个圆环上光程差是一致的。从而就造成了圆环状的明暗干涉条纹。

因为正交偏振系统中，设入射光振幅为  $E$ ，入射面与起偏器的夹角为  $\theta$ ，经过前后两个偏振片后，两束光的振幅为  $E \cos \theta$  和  $E \sin \theta$ 。当时， $E$  都趋向于 0。所以干涉图中有一个与偏振片透光方向相同的黑十字。

### 测量半波电压的两种方法：

#### 1、极值法

当输入直流电压  $V = V_{\pi}$  时，透过率最大，所以只要不断增加输入电压，观测功率计的示数，将会出现极小值和极大值，相邻极小值和极大值对应的直流电压之差即是半波电压。

当晶体所加的电压为半波电压时，光波出射晶体时相对于入射光产生的相位差为  $\pi$ ，而偏转方向旋转了  $\pi/2$ 。当电压为 0 时，通过检偏器的光强最小，电压逐渐增大，相位差逐渐增大，检偏器的输出光强也增大；当光强最大时，通过检偏器的光偏振方向旋转了  $\pi/2$ ，则此时的电压就是半波电压，即半波电压为光强最大时的电压。

对于不同的偏置电压点，相同的电压变化量对光强将产生不同的变化。因此，要达到线性调制，必须选择合适的偏置电压和调制幅度。实验曲线上零偏置电压点处的光强不为 0，而是相对于理论曲线发生偏移，一般是晶体自身生长不均匀，入射光通过时光路改变造成的现象。

#### 2、倍频法

晶体上同时加直流电压和交流信号，与直流电压调到输出光强出现极小值或极大值对应的电压值时，输出的交流信号出现倍频失真，出现相邻倍频失真对应的直流电压之差就是半波电压。

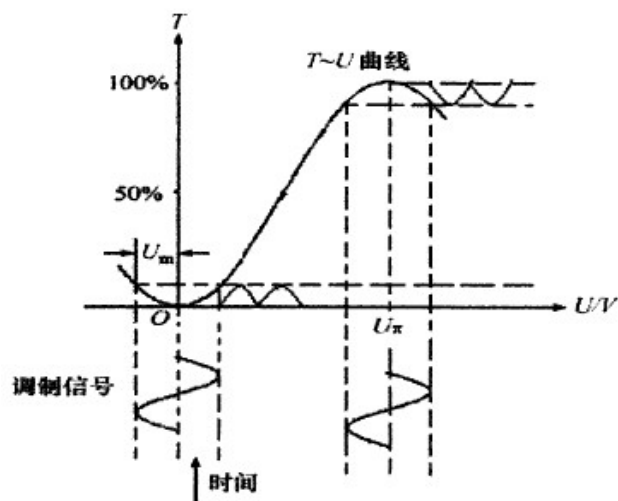


图 1-6 输出图形的倍频失真图

#### 4 仪器清单

产品编号	产品名称	规格	数量
1	电光效应晶体部件		1
2	电光效应实验电源	600V 输出, 含电源线	1
3	激光功率计	100nW-100mW 测试范围	1
4	90mm 导轨	90mm 宽, 30mm 高, 1200mm 长	1
5	90mm 滑块	120mm 宽, 40mm 长	6
6	90mm Y 向移动滑块	120mm 宽, 40mm 长, Y 轴平移	1
7	调节套筒	L76mm	7
8	支杆	L76mm, 双头阳螺纹	7
9	干板夹	外形 60×26×24mm	2
10	激光管夹持器	Φ25~Φ50mm, V 型	1
11	可调棱镜支架	最大夹持物体 44×50×50mm	1
12	可变光阑	通光 Φ2~Φ28mm, 外径 Φ50mm	1
13	大气光通信接收模块	400~1100nm, 音频接口输出	1
14	偏振片及偏振片架 (标定方向)	Φ25.4, 标定好偏振方向并贴签	2
15	波片及偏振片架 (标定方向)	Φ25.4, 655nm, 1/4,	1
16	光纤准直镜	通光 Φ1mm FC/PC,	1
17	半导体激光器驱动电源及系统	650nm, 激光器内置, 2mW,	1
18	窗口	单面毛玻璃	1
19	白屏(带刻度)	外形 210×150×2mm, 单面带一维刻度	1
20	MP3 播放器	音频播放器	1
21	Q9 线	双 Q9 插头, 1m	1
22	电光晶体信号线	1 套 2 根, 分红蓝, 1m	1
23	探测器信号输出线	一端 Q9 插头, 一端 AV 插头, 1m	1
24	直流电源	5V, 1A	1

## 5 实验内容

光路调整以及半波电压的测量

极值法测量半波电压：

1、 按照“晶体的电光效应实验装配图”摆放激光器，激光器开机预热 5-10 分钟。

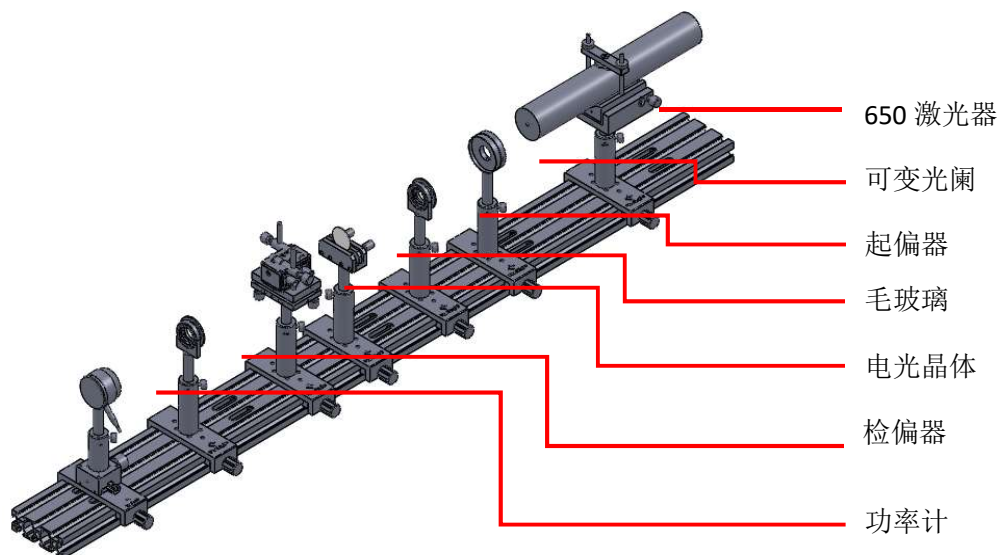


图 1-6 晶体的电光效应实验装配图

2、 调整激光器水平，固定可变光阑的高度和孔径，使出射光在近处和远处都能通过可变光阑。调整完成后将电光晶体放入光路，并保持与激光束同轴等高。

3、 调节晶体，使激光器出射的光斑通过晶体的中心，并使晶体前后表面的反射光均通过可变光阑小孔中心（注意：此时电光调制电源应处于关闭状态）。

4、 插入起偏器、毛玻璃和检偏器，在检偏器后观察光斑图案，调节起偏器和检偏器的角度，使干涉图的暗十字互相垂直，且各自在水平和竖直方向（图 1-7-1），此时起偏器与检偏器的偏振方向互相垂直，且在水平和竖直方向上。

5、 放置白屏于检偏器之后，微调晶体，使锥光干涉效果图的暗十字中心与激光器光点重合，观察锥光干涉效果图，如图 1-7 所示。（注意：晶体没有正负极，必须调出图 1-7 的锥光干涉图才能准确测量半波电压）

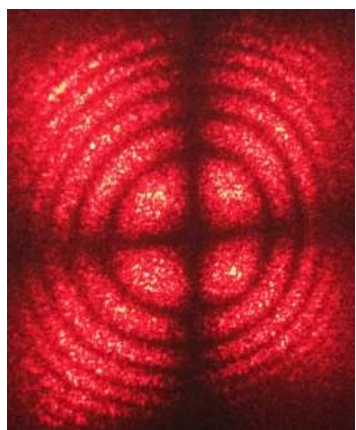


图 1-7 锥光干涉效果图

6、取下毛玻璃，打开晶体调制电源的开关，装上三波长功率计，调制切换选择“内调”，旋转电光调制器上“晶体高压”旋钮，加在晶体上的电压在电源面板上的数字表读出，每隔 10V 记录一次功率计读数。功率值将会出现极小值和极大值，相邻极小值和极大值对应的电压之差即是半波电压，如果只出现一次极值，且为极大值时，改变电源的极性，就会找到两次极值点，再根据式，计算出半波电压的理论值  $V_{\pi} = \frac{\lambda d}{2n_0^3 \gamma_{22} L}$ ，与测量值进行对比。

（已知：  $\lambda = 0.650\mu m, n_0 = 2.286, \gamma_{22} = 6.8 \times 10^{-12} m/V, L = 35mm, d = 3mm$  ）

偏压 U/V	0	10	20	30	...	590	600
功率值读数 P/mw							

表 1 极值法测量半波电压

倍频法测量半波电压：

7、将功率计换成探测器，把电源前面板上的调制信号“输出”接到示波器的 CH1 上，把探测器的解调信号接到示波器的 CH2 上，根据输出的波形在晶体电源的面板上选择合适的调制幅度以及调制频率。

8、把 CH1、CH2 上的信号做比较，调节直流电压，当晶体上所加直流电压达到某一值 U1 时，输出信号出现倍频失真，如图 1-8 所示。

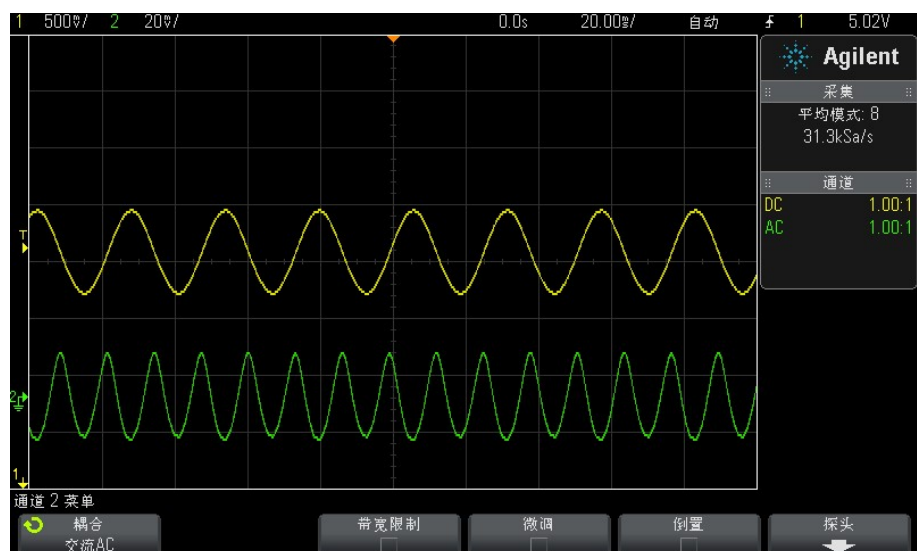


图 1-8 一次倍频波形图

9、继续调节直流电压，当晶体上加的直流电压到另一值  $U_2$  时，输出信号又出现倍频失真如下图所示 1-9 所示。

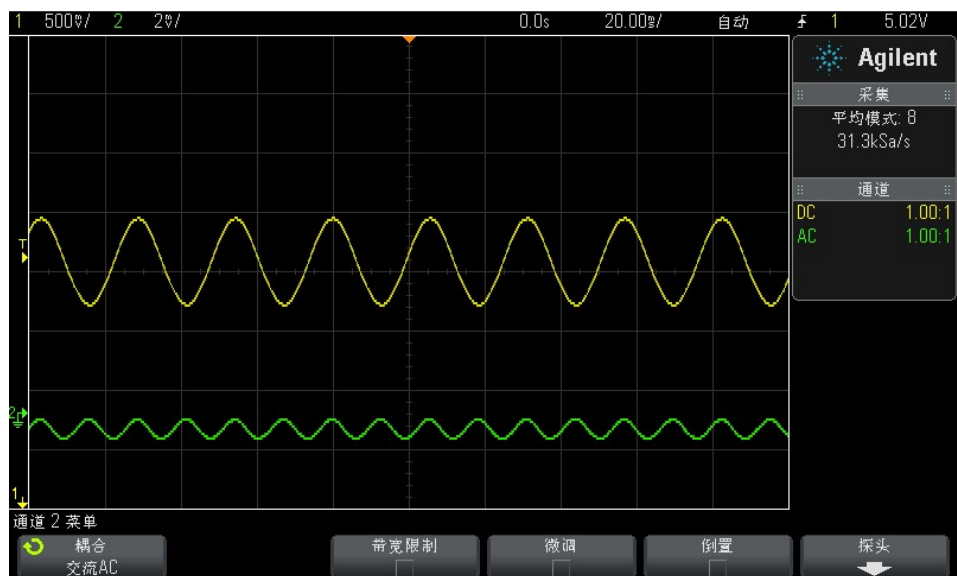


图 1-9 一次倍频波形图

10、相继两次出现倍频失真时对应的直流电压之差  $U_2 - U_1$  就是半波电压，如果晶体电源从 0 加到 600V 只能出现一次倍频时，改变电源的极性，就会找到两次倍频点，如果噪声过大，输出解调信号的波形不好时，可以利用示波器的平均功能去掉噪声。

## 音频信号的电光调制与解调

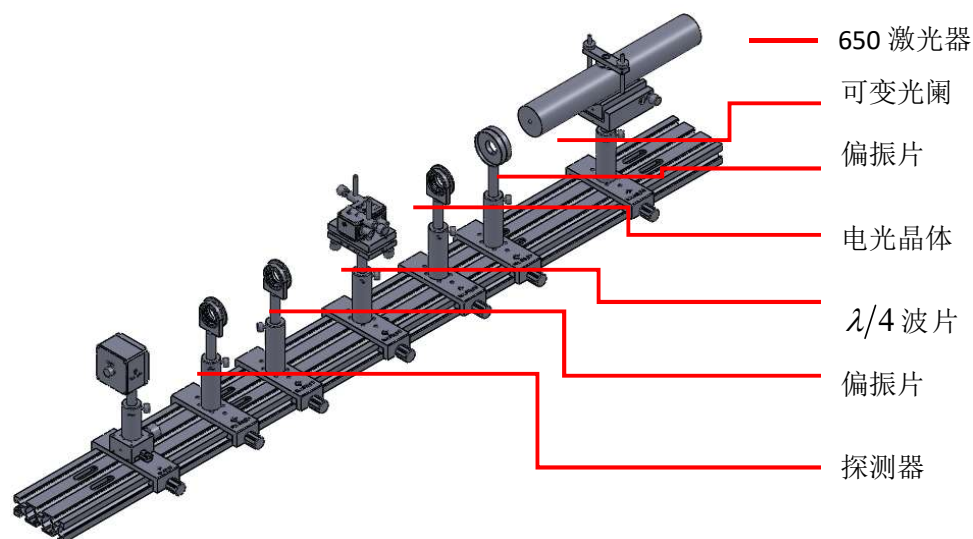


图 1-10 信号解调实验装配图

11、如图 1-10，在检偏器和电光晶体间插入  $\lambda/4$  波片，将示波器 CH1 与探测器接通，则观测到解调出来的信号，适当调整“调制幅度”和“高压调节”旋钮，观察解调波形的变化，如图 1-11。适当旋转光路中的  $\lambda/4$  波片，得到最清晰稳定波形。将示波器的 CH2 与电光调制箱的“信号监测”连接，则可直接得到内置波形信号，与解调出来的波形信号作对比。效果如图 1-12 所示。

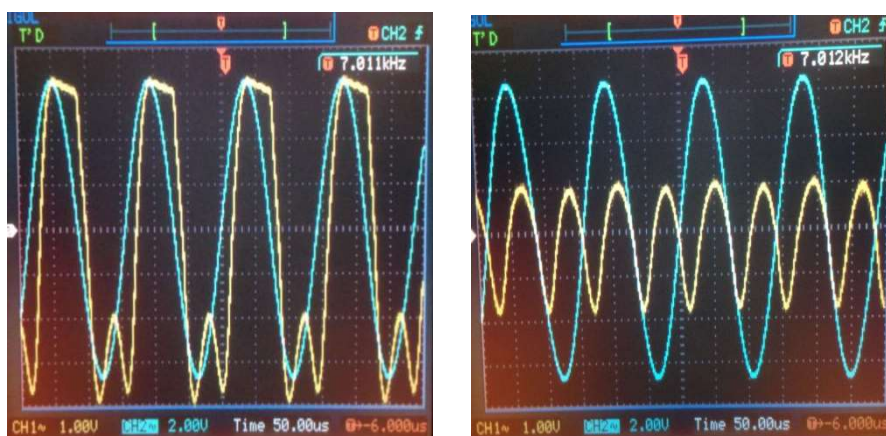


图 1-11 失真解调波形

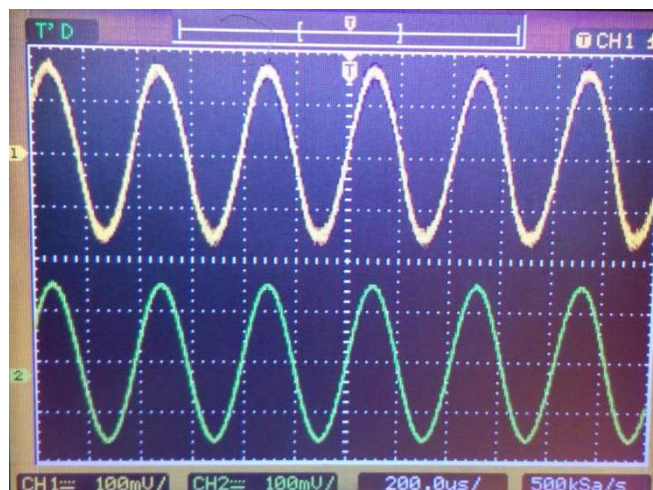


图 1-12 不失真信号解调观察

12、将 MP3 音源与电光调制实验箱的“外部输入”连接，调制切换选择“外调”。

13、将探测器与扬声器连接，此时可通过扬声器听到 MP3 中播放的音乐。适当调整“调制幅度”和“高压调节”旋钮，旋转光路中的  $\lambda/4$  波片，使音乐最清晰。

注：电源的旋钮顺时针方向为增益加大的方向，因此，电源开关打开前，所有旋钮应该逆时针方向旋转到头，关仪器前，所有旋钮逆时针方向旋转到头后再关毕电源。

## 6 实验报告

### 1、极值法测量半波电压

偏压 U/V	0	10	20	30	...	590	600
功率值读数 P/mw							

表 1 极值法测量半波电压

再根据式，计算出半波电压的理论值  $V_{\pi} = \frac{\lambda d}{2n_0^3 \gamma_{22} L}$ ，与测量值进行对比。

（已知：  $\lambda = 0.650 \mu m, n_0 = 2.286, \gamma_{22} = 6.8 \times 10^{-12} m/V, L = 35 mm, d = 3 mm$  ）

### 2、倍频法测量半波电压：

记录相继两次出现倍频失真时图形，对应的直流电压之差  $U_2 - U_1$  就是半波电压。

#### 思考题

a. 什么叫电光效应？

答：当给晶体或液体加上电场后，该晶体或液体的折射率发生变化，这种现象称为电光效应。



## 实验 2 晶体的声光效应实验

### 1 引言

声光效应是指光通过某一受到超声波扰动的介质时发生衍射的现象,这种现象是光波与介质中声波相互作用的结果。早在本世纪 30 年代就开始了声光衍射的实验研究。60 年代激光器的问世为声光现象的研究提供了理想的光源,促进了声光效应理论和应用研究的迅速发展。声光效应为控制激光束的频率、方向和强度提供了一个有效的手段。利用声光效应制成的声光器件,如声光调制器、声光偏转器、和可调谐滤光器等,在激光技术、光信号处理和集成光通讯技术等方面有着重要的应用。

### 2 实验目的

1. 了解声光效应的原理;
2. 了解拉曼-奈斯衍射 (Raman-Nath Diffraction) 和布拉格衍射 (Bragg Diffraction) 的实验条件和特点;
3. 测量声光偏转和声光调制曲线;
4. 完成声光通信实验光路的安装及调试。

### 3 实验原理

当超声波在介质中传播时,将引起介质的弹性应变作时间和空间上的周期性的变化,并且导致介质的折射率也发生相应变化。当光束通过有超声波的介质后就会产生衍射现象,这就是声光效应。有超声波传播的介质如同一个相位光栅。

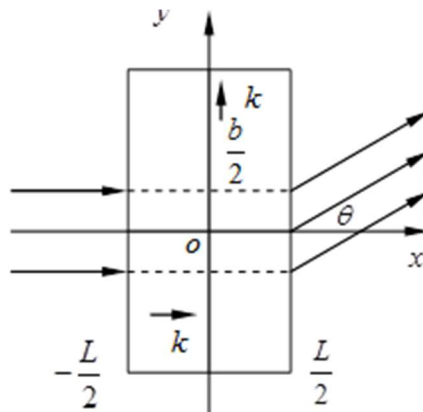


图 2-1 声光衍射

声光效应有正常声光效应和反常声光效应之分。在各项同性介质中,声-光相互作用不导致入射光偏振状态的变化,产生正常声光效应。在各项异性介质中,声-光相互作用可能导致入射光偏振状态的变化,产生反常声光效应。反常声光效应是制造高性能声光偏转器和可调滤波器的基础。正常声光效应可用拉曼-奈斯的光栅假设作出解释,而反常声光效应不能用光栅假设作出说明。在非线性光学中,利用参量相互作用理论,可建立起声-光相互作用的统一理论,并且运用动量匹配和失配等概念对正常和反常声光效应都可作出解释。本实验只涉及到各项同性介质中的正常声光效应。

设声光介质中的超声行波是沿  $y$  方向传播的平面纵波,其角频率为  $\omega_s$ , 波长



为  $\lambda_s$  波矢为  $\mathbf{k}_s$ 。入射光为沿  $x$  方向传播的平面波，其角频率为  $\omega$ ，在介质中的波长为  $\lambda$ ，波矢为  $\mathbf{k}$ 。介质内的弹性应变也以行波形式随声波一起传播。由于光速大约是声速的  $10^5$  倍，在光波通过的时间内介质在空间上的周期变化可看成是固定的。

由于应变而引起的介质的折射率的变化由下式决定

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)PS \quad (2-1)$$

式中， $n$  为介质折射率， $S$  为应变， $P$  为光弹系数。通常， $P$  和  $S$  为二阶张量。当声波在各项同性介质中传播时， $P$  和  $S$  可作为标量处理，如前所述，应变也以行波形式传播，所以可写成

$$S = S_0 \sin(\omega_s t - k_s y) \quad (2-2)$$

当应变较小时，折射率作为  $y$  和  $t$  的函数可写作

$$n(y, t) = n_0 + \Delta n \sin(\omega_s t - k_s y) \quad (2-3)$$

式中， $n_0$  为无超声波时的介质的折射率， $\Delta n$  为声波折射率变化的幅值，由 (2-1) 式可求出

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 P S_0$$

设光束垂直入射 ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{k}_s$ ) 并通过厚度为  $L$  的介质，则前后两点的相位差为

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= k_0 n(y, t) L \\ &= k_0 n_0 L + k_0 \Delta n L \sin(\omega_s t - k_s y) \\ &= \Delta\Phi_0 + \delta\Phi \sin(\omega_s t - k_s y) \end{aligned} \quad (2-4)$$

式中， $k_0$  为入射光在真空中的波矢的大小，右边第一项  $\Delta\Phi_0$  为不存在超声波时光波在介质前后两点的相位差，第二项为超声波引起的附加相位差（相位调制）， $\delta\Phi = k_0 \Delta n L$ 。可见，当平面光波入射在介质的前界面上时，超声波使出射光波的波振面变为周期变化的皱折波面，从而改变出射光的传播特性，使光产生衍射。

设入射面上  $x = -\frac{L}{2}$  的光振动为  $E_i = A e^{i\omega t}$ ， $A$  为常数，也可以是复数。考虑到在出射面  $x = \frac{L}{2}$  上各点相位的改变和调制，在  $xy$  平面内离出射面很远一点的衍射光叠加结果为

$$E \propto A \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{i[(\omega t - k_0 n(y, t) - k_0 y \sin \theta)]} dy$$

写成等式为

$$E = C e^{i\omega t} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{i\delta\Phi \sin(k_s y - \omega_s t)} e^{-ik_0 y \sin \theta} dy \quad (2-5)$$

式中， $b$  为光束宽度， $\theta$  为衍射角， $C$  为与  $A$  有关的常数，为了简单可取为实数。利用与贝塞耳函数有关的恒等式

$$e^{iasin\theta} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(a) e^{im\theta}$$

式中  $J_m(a)$  为（第一类） $m$  阶贝塞耳函数，将 (2-5) 式展开并积分得

$$E = Cb \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\delta\Phi) e^{i(w-mw_s)t} \frac{\sin[b(mk_s-k_0 \sin \theta)/2]}{b(mk_s-k_0 \sin \theta)/2} \quad (2-6)$$

上式中与第  $m$  级衍射有关的项为

$$E_m = E_0 e^{i(w-mw_s)t} \quad (2-7)$$

$$E_0 = Cb J_m(\delta\Phi) \frac{\sin[b(mk_s-k_0 \sin \theta)/2]}{b(mk_s-k_0 \sin \theta)/2} \quad (2-8)$$

因为函数  $\sin x/x$  在  $x=0$  取极大值，因此有衍射极大的方位角  $\theta_m$  由下式决定：

$$\sin \theta_m = m \frac{k_s}{k_0} = m \frac{\lambda_0}{\lambda_s} \quad (2-9)$$

式中， $\lambda_0$  为真空中光的波长， $\lambda_s$  为介质中超声波的波长。与一般的光栅方程相比可知，超声波引起的有应变的介质相当于光栅常数为超声波长的光栅。由 (2-7) 式可知，第  $m$  级衍射光的频率  $w_m$  为

$$w_m = w - mw_s \quad (2-10)$$

可见，衍射光仍然是单色光，但发生了频移。由于  $w \gg w_s$ ，这种频移是很小的。

第  $m$  级衍射极大的强度  $I_m$  可用 (2-7) 式模数平方表示：

$$\begin{aligned} I_m &= E_0 E_0^* \\ &= C^2 b^2 J_m^2(\delta\Phi) \\ &= I_0 J_m^2(\delta\Phi) \end{aligned} \quad (2-11)$$

式中， $E_0^*$  为  $E_0$  的共轭复数， $I_0 = C^2 b^2$

第  $m$  级衍射极大的衍射效率  $\eta_m$  定义为第  $m$  级衍射光的强度与入射光的强度之比。由 (2-11) 式可知， $\eta_m$  正比于  $J_m^2(\delta\Phi)$ 。当  $m$  为整数时， $J_{-m}(a) = (-1)^m J_m(a)$ 。由 (2-9) 式和 (2-11) 式表明，各级衍射光相对于零级对称分布。

当光束斜入射时，如果声光作用的距离满足  $L < \lambda_s^2 / 2\lambda$ ，则各级衍射极大的方位角  $\theta_m$  由下式决定

$$\sin \theta_m = \sin i + m \frac{\lambda_0}{\lambda_s} \quad (2-12)$$

式中  $i$  为入射光波矢  $k$  与超声波波面的夹角。上述的超声衍射称为拉曼-奈斯衍射，有超声波存在的介质起一平面位光栅的作用。

当声光作用的距离满足  $L > 2\lambda_s^2 / \lambda$ ，而且光束相对于超声波波面以某一角度斜入射时，在理想情况下除了 0 级之外，只出现+1 级或-1 级衍射。如图 2-2 所示。

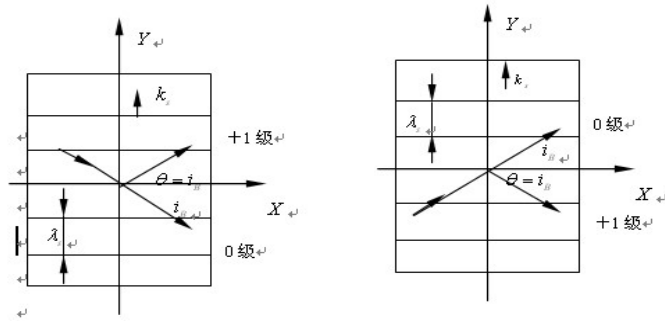


图 2-2 布拉格衍射

这种衍射与晶体对  $X$  光的布拉格衍射很类似，故称为布拉格衍射。能产生这种衍射的光束入射角称为布拉格角。此时有超声波存在的介质起体积光栅的作用。

测量光屏上 0 级到+1 级或者 0 级到-1 级的衍射光斑中心见的距离  $a$  及光屏到声光器件的距离  $r$ ，可计算出空气中的发散角  $\theta_V$ 。由于  $\theta_V$  很小，所以其正弦值与其弧度值可以看作相等，所以

$$\theta_V \approx \sin \theta_V = \frac{a}{r} \quad (2-13)$$

根据折射率定律，将  $\theta_V$  转换到声光介质中，可得到介质中的衍射角

$$\theta_D = 2i_B = \frac{n_V \cdot \theta_V}{n_D} \quad (2-14)$$

而衍射角  $\theta_D$  的理论计算值可由

$$\sin \theta_D = \frac{\lambda \cdot f}{n_D \cdot v} \quad (2-15)$$

给出，由于  $\theta_D$  很小，其正弦值与其弧度值可看作相等，从而得到

$$\theta_D \approx \frac{\lambda \cdot f}{n_D \cdot v} \quad (2-16)$$

若已知激光的波长及其在声光调制晶体中的折射率，则可通过

$$v = \frac{\lambda \cdot f}{n_D \cdot \theta_D} \quad (2-17)$$

计算出激光在声光调制晶体中的传播速度。

**衍射效率**是指在某一个衍射方向上的光强与入射光强的比值，定义为：

$$\eta = \frac{P_m}{P} \quad (2-18)$$

其中， $P_m$  为第  $m$  级衍射的光功率， $P$  为入射光的功率。

在布拉格衍射条件下，一级衍射光的效率为

$$\eta = \sin^2 \left[ \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{M_2 L P_s}{2H}} \right] \quad (2-19)$$

式中， $P_s$  为超声波功率， $L$  和  $H$  为超声换能器的长和宽， $M_2$  为反映声光介质本身性质的常数， $M_2 = n^6 p^2 / \rho v_s^2$ ， $\rho$  为介质密度， $p$  为光弹系数。在布拉格衍射下，衍射光的效率也由(2-10)式决定。理论上布拉格衍射的衍射效率可达 100%，

拉曼—奈斯衍射中一级衍射光的最大衍射效率仅为 34%，所以使用的声光器件一般都采用布拉格衍射。

由(2-16)式和(2-18)式可看出，通过改变超声波的频率和功率，可分别实现对激光束方向的控制和强度的调制，这是声光偏转器和声光调制器的基础。从(2-10)式可知，超声光栅衍射会产生频移，因此利用声光效应还可以制成频移器件。超声频移器在计量方面有重要应用，如用于激光多普勒测速仪。

以上讨论的是超声行波对光波的衍射。实际上，超声驻波对光波的衍射也产生拉曼—奈斯衍射和布拉格衍射，而且各衍射光的方位角和超声频率的关系与超声行波的相同。不过，各级衍射光不再是简单地产生频移的单色光，而是含有多个傅立叶分量的复合光。

4 仪器清单

产品编号	产品名称	规格	数量
1	激光功率计	100nW-100mW 测试范围	1
2	90mm 导轨	90mm 宽，30mm 高，1200mm 长	1
3	90mm 滑块	120mm 宽，40mm 长	2
4	90mm Y 向移动滑块	120mm 宽，40mm 长，Y 轴平移	1
5	调节套筒	L76mm	3
6	支杆	L76mm，双头阳螺纹	3
7	干板夹	外形 60×26×24mm	1
8	激光管夹持器	Φ25~Φ50mm，V 型	1
9	可调棱镜支架	最大夹持物体 44×50×50mm	1
10	可变光阑	通光 Φ2~Φ28mm，外径 Φ50mm	1
11	大气光通信接收模块	400~1100nm，音频接口输出	1
12	光纤准直镜	通光 Φ1mm FC/PC，	1
13	半导体激光器驱动电源及系统	650nm，激光器内置，2mW，	1
14	白屏(带刻度)	外形 210×150×2mm，单面带一维刻度	1
15	MP3 播放器	音频播放器	1
16	Q9 线	双 Q9 插头，1m	1
17	探测器信号输出线	一端 Q9 插头，一端 AV 插头，1m	1
18	直流电源	5V，1A	1
19	直流电源	24V，1A	1
20	音箱	有源音箱	1
21	声光调制器	波长：655±10nm；频率：100±0.1MHz；带宽：±10MHz；外控信号偏置、增益可调	1

TSGMG-1/Q 型高速正弦声光调制器及驱动电源，可用在激光照排机、激光传真机、电子分色机或者其他文字、图像处理等系统中。

主要技术指标

激光波长	650nm
------	-------

工作频率	100MHz
衍射效率	≥70%
正弦重复频率	≥8MHz
静态透过率	≥90%

工作原理

本产品由声光调制器及驱动电源两部分组成。驱动电源产生 100MHz 频率的射频功率信号加入声光调制器，压电换能器将射频功率信号转变为超声信号，当激光束以布拉格角度通过时，由于声光互作用效应，激光束发生衍射(如图 2-3)，这就是布拉格衍射效应。外加文字和图像信号以正弦（连续波）输入驱动电源的调制接口“调制”端，衍射光光强将随此信号变化，从而达到控制激光输出特性的目的，如图 2-4 所示。

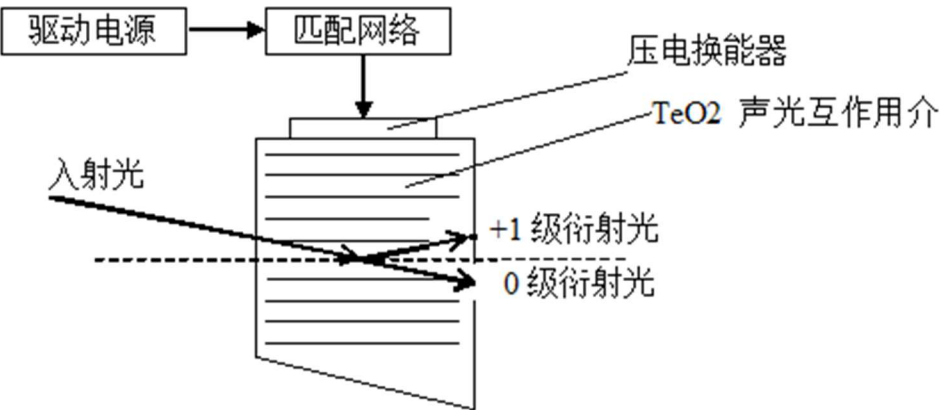


图 2-3 布拉格衍射原理图

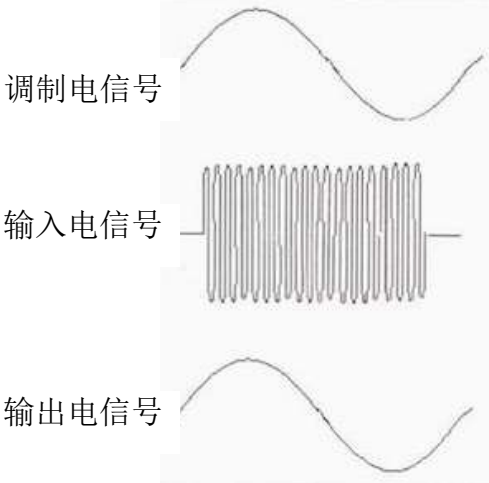


图 2-4 衍射光随调制信号的变化

声光调制器由声光介质（氧化碲晶体）和压电换能器（铌酸锂晶体）、阻抗匹配网络组成，声光介质两通光面镀有 650nm 的光学增透膜。整个器件由铝制外壳安装。外形尺寸和安装尺寸如图 2-5 示（单位：mm）。

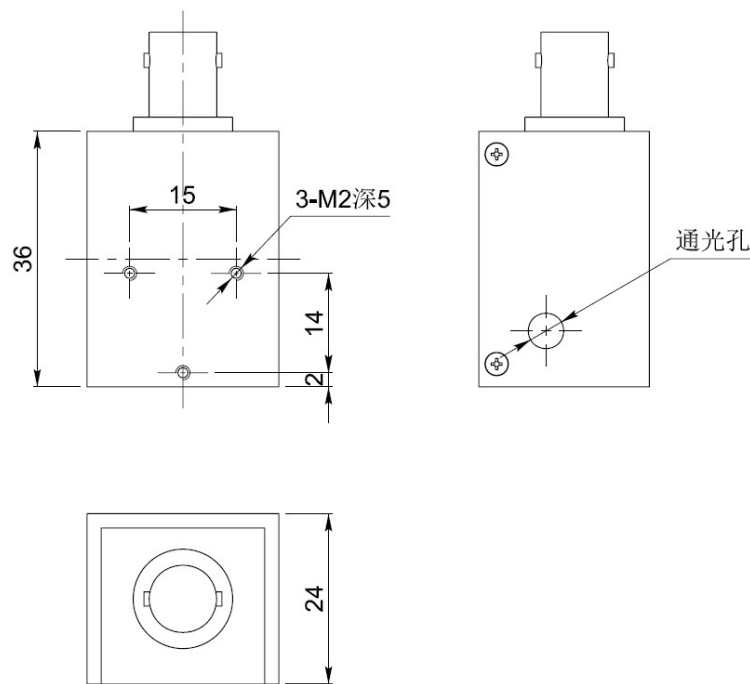


图 2-5 声光调制器外形尺寸

驱动电源由振荡器、转换电路、调制门电路、电压放大电路、功率放大电路组成。音频信号由“**Vtone**”端输入，工作电压为直流+24V，“**输出**”端输出驱动功率，用高频电缆线与声光器件相联。

### 连接方法

- (1). 用高频电缆将声光器件和驱动电源“**输出**”端联接；
- (2). 接上+24V 的直流工作电压。
- (3). 调整声光器件在光路中的位置和角度，使一级衍射光达到最好状态；
- (4). 驱动电源“**Vtone**”端接上外调制信号；
- (5). 驱动电源不得空载，即加上直流工作电压前，应先将驱动电源“**输出**”端与声光器件或其他  $50\Omega$  负载相连；
- (6). 产品应小心轻放，特别是声光器件更应注意，否则将可损坏晶体而报废；
- (7). 声光器件的通光面不得接触，否则损坏光学增透膜。

## 5 实验内容

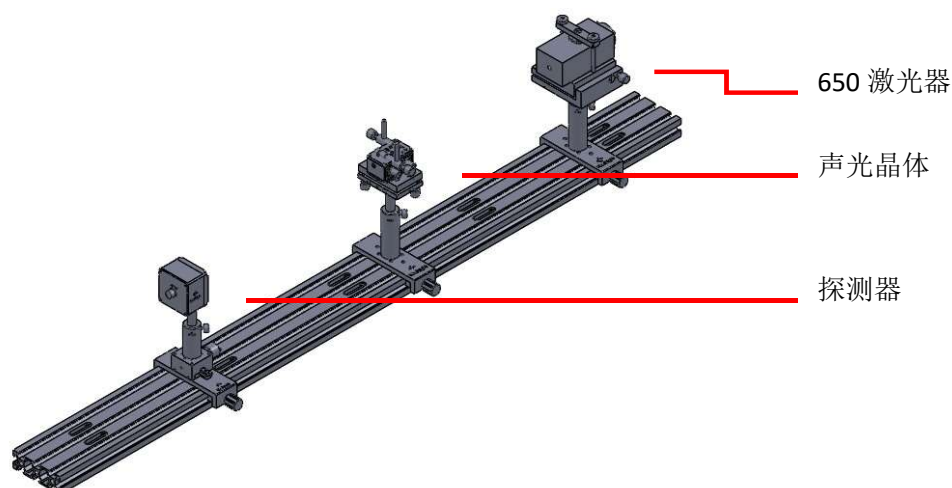


图 2-6 晶体的声光效应实验装配图

### 声光效应的检验：

- 1、正确连接声光调制器各个部分，激光器开机预热 5-10 分钟。
- 2、调整激光器水平，固定可变光阑的高度和孔径，使出射光在近处和远处都能通过可变光阑。调整完成后将其它器件依次放入光路。
- 3、调整光路同轴等高，声光调制电源处于关闭状态，微调声光调制器的角度，使激光束按照一定角度入射声光调制器晶体，激光不发生衍射现象。
- 4、开启声光调制电源，微调声光调制器的角度，使激光束按照一定角度入射声光调制器晶体，可观察到衍射现象；

### 声速测量：

- 5、继续调节声光调制器，使得只出现 0 级和+1 级衍射或者只出现 0 级和-1 级衍射，用白屏测量 0 到+1 级或者 0 到-1 级衍射光斑的距离  $a$  和声光晶体调制器到白屏的距离  $r$ ，代入式  $\theta_v \approx \frac{a}{r}$  计算出空气中的角度，再将  $\theta_v$  代入式  $\theta_d = \frac{n_v \theta_v}{n_d}$  算出衍射角。（注意：距离  $r$  越大越好）

- 6、将算出的衍射角  $\theta_d$  代入式  $v = \frac{\lambda \cdot f}{n_d \cdot \theta_d}$  计算出超声波的速度，与理论声速进行对比。（ $\lambda = 650\text{nm}$ ,  $f = 100\text{MHz}$ ,  $n_d = 2.81$ ,  $n_v \approx 1$ ）（声波在二氧化碲晶体中的速度为  $4200\text{m/s}$ ）

### 衍射效率测量：

- 7、用功率计测量并记录激光器的功率  $P$ ；
- 8、在 Vtone 端输入正弦信号，调整出激光正入射时的拉曼-奈斯衍射，测量 +1 级或者-1 级的衍射光功率  $P_1$ ；
- 9、调整出激光以一定角度入射时的布拉格衍射，即只有 0 级和+1 级或者只有 0 级和-1 级，测量+1 级或者-1 级的衍射光功率  $P_2$ ；
- 10、把功率值代入式  $\eta = \frac{P_m}{P}$ ，得出两种衍射的衍射效率，并对比两种衍射的

效率。

### 语音传输实验：

11、调整探测器的一维平移台，用探测器接收+1 级或-1 级衍射光斑。

12、将 mp3 与声光调制器驱动电源连接，扬声器与探测器连接，则可听到 mp3 播出的音乐声。

## 6 实验报告

声速测量：（ $\lambda = 650\text{nm}$ ,  $f = 100\text{MHz}$ ,  $n_D = 2.81$ ,  $n_V \approx 1$ ）（声波在二氧化碲晶体中的速度为  $4200\text{m/s}$ ）

0 到+1 级或者 0 到-1 级衍射光斑的距离 $a$	
声光晶体调制器到白屏的距离 $r$	
$\theta_V \approx \frac{a}{r}$	
$\theta_D = \frac{n_V \theta_V}{n_D}$	
$v = \frac{\lambda \cdot f}{n_D \cdot \theta_D}$	

### 衍射效率测量：

激光器的功率 $P$	
+1 级或者-1 级的衍射光功率 $P_1$ （激光正入射）	
+1 级或者-1 级的衍射光功率 $P_2$ （一定角度入射）	
$\eta = \frac{P_m}{P}$	

得出两种衍射的衍射效率，并对比两种衍射的效率。

### 思考题

a.简述声光效应。

答：声光效应是指光通过某一受到超声波扰动的介质时发生衍射的现象，这种现象是光波与介质中声波相互作用的结果。



## 实验 3 晶体的磁光效应实验

### 1 引言

磁光效应是指光与磁场中的物质，或光与具有自发磁化强度的物质之间相互作用所产生的各种现象，主要包括法拉第(Faraday)效应、柯顿-莫顿(Cotton-Mouton)效应、克尔(Kerr)效应、塞曼(Zeeman)效应、光磁效应等。

磁场中某些非旋光物质具有旋光性，该现象称为“法拉第(Faraday)效应”或“磁致旋光效应”。法拉第于 1845 年发现该效应，故称法拉第效应。

### 2 实验目的

1. 掌握磁光效应的原理和实验方法。
2. 计算磁光介质的维尔德常数。

### 3 实验原理

#### 磁场和磁场方向

安培定则，也叫右手螺旋定则，是表示电流和电流激发磁场的磁感线方向间关系的定则。通电直导线中的安培定则（安培定则一）：用右手握住通电直导线，让大拇指指向电流的方向，那么四指的指向就是磁感线的环绕方向；通电螺线管中的安培定则（安培定则二）：用右手握住通电螺线管，使四指弯曲与电流方向一致，那么大拇指所指的那一端是通电螺线管的 N 极。

磁感线：在磁场中画一些曲线，用（虚线或实线表示）使曲线上任何一点的切线方向都跟这一点的磁场方向相同（且磁感线互不交叉），这些曲线叫磁感线。磁感线是闭合曲线。磁铁的磁感线都是从 N 极出来进入 S 极，在磁铁内部磁感线从 S 极到 N 极。在这些曲线上，每一点的切线方向都在该点的磁场方向上。

#### 磁光效应

一束入射光进入具有固有磁矩的物质内部传输或者在物质界面反射时，光的传播特性，例如偏振面、相位、或者散射特性发生变化，这个物理现象被称为磁光效应。磁光效应包括法拉第效应、克尔效应、塞曼效应、磁线振双折射(科顿-莫顿效应或者佛赫特效应)、磁圆振二向色性、磁线振二向色性和磁激发光散射等许多类型。迄今为止，法拉第效应和克尔效应是被最广泛的研究和应用的磁光效应。

1845 年，法拉第将一片玻璃置于一对磁极之间，发现沿外磁场方向的入射光经玻璃透射后的光偏振面发生了旋转。这是历史上第一次发现光与磁场的相互作用现象，后来就被称为法拉第效应。受法拉第效应的启发，1876 年又发现了光在物质表面反射时光偏振面发生旋转的现象，即克尔效应；1896 年，塞曼在观察置于磁场中的钠蒸气光谱时发现了塞曼效应；1989 年，发现了与横向塞曼效应有相似特性的佛赫特效应；接着于 1907 年艾梅·科顿（Aime Cotton）和亨利·莫顿(Henri Monton)在做液体实验时又发

现了科顿—莫顿效应；之后又陆续发现了磁圆振二向色性、磁线振二向色性、磁激发光散射、磁光吸收、磁等离子体效应和光磁效应等。1956年，美国贝尔实验室的狄龙等利用透射光的磁致旋光效应，观察了钇铁石榴石单晶材料中的磁畴结构，此后磁光效应才被大量应用于各方各面。由于第一台激光器于1960年问世，使的对磁光效应的研究与发展此后走上了深入扩展的道路，之后许多磁光性质和现象相继被发现，因此新的磁光材料和器件随之被研制出来，在此时磁光理论也得到了完善与补充。

目前在光学信息处理、光纤通信、计算机技术、以及在工业、国防、宇航和医学等领域，这些磁光器件即磁光偏转器、磁光开关、磁光调制器、隔离器、环行器、显示器、旋光器、磁强计、磁光存储器（可擦除光盘）和各类磁光传感器等，已经有了一定方面的应用。

磁场可以使某些非旋光物质具有旋光性。该现象称为磁致旋光（法拉第）效应，是磁光效应的一种形式。如图3-1所示。

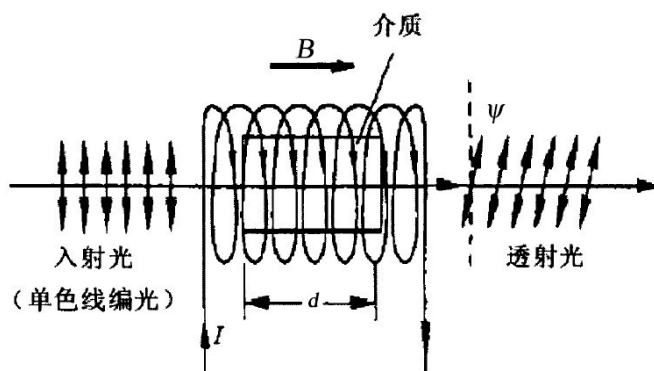


图 3-1 法拉第磁致旋光效应示意图

当线偏振光在媒质中沿磁场方向传播距离  $d$  后，振动方向旋转的角度  $\psi$

$$\psi = V_c dB \quad (3-1)$$

式中  $B$  是磁感应强度（注意此时  $B$  的方向是线圈内部的磁场方向，即：穿过晶体的磁场方向）， $V_c$  是物质常数，称为维尔德(Verdet)常数。

面对光传播的方向观察，当振动面旋转绕向与磁场方向满足右手螺旋定则时叫做“正旋”亦称作右旋，此时维尔德常数  $V > 0$ ；反之，则称为“负旋”，亦称为左旋，此时维尔德常数  $V < 0$ 。分析得到对于不同的旋光介质来说，发生法拉第磁致旋光效应时，光振动面的旋转方向就会不同。图3-1即为“负旋”也称左旋的磁旋光示意图。（图中，面对光的传播方向，偏振光顺时针偏转  $\psi$ ）

对于每一种给定的旋光物质，无论传播方向与  $B$  同向或是反向，磁光旋转方向与光波的传播方向无关，仅有磁场  $B$  的方向决定。

法拉第效应产生的旋光与自然旋光物质产生的旋光有一个重大区别。自然旋光效应是由晶体的微观螺旋状晶格结构引起的，与光波传播的正反向有关。设光波沿光轴传播一段距离  $L$ ，并沿原路反向时，偏振面的旋向

也相反，因而光波传播到原始位置时偏振面也将回转到原始方向。而对于磁致旋光，当光波往返通过磁光介质传播到原始位置时，旋转角 $\psi$ 将加倍，这一特殊的现象称为非互易性(Nonreciprocal Property)，又称不可逆性或单向性。图 3-2 是利用光的反射来增强磁光效应的示意图，我们在螺线管的两端放置了两块平行的反射镜，当光线进入时，光在平行端被反射，这样就可以使光束多次通过同一介质，所以就达到了增加光在放射镜间传播的几何光路的目的，从而使旋光的旋转角度变大，最后达到提高测量精度的最终目标。

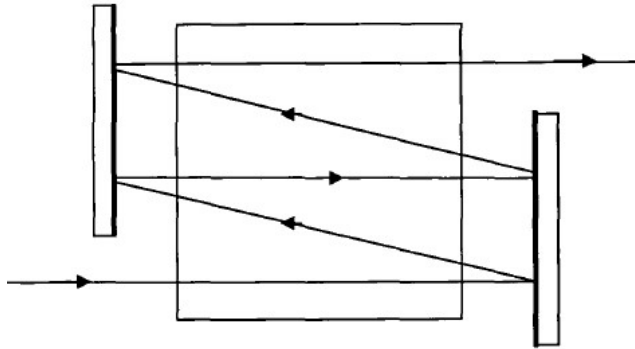


图 3-2 利用多次反射来增大磁致旋光角

法拉第效应与自然旋光效应相似，也有维尔德常数随波长变化的色散效应。旋光本领与波长的平方成反比，所以当我们把一束复合光穿过旋光介质，这时就会发现紫光的振动面要比红光的振动面转过的角度大，也就是不同波长的光在同一旋光介质中，其旋光本领是会有所不同。

4 仪器清单

产品编号	产品名称	规格	数量
1	磁光效应实验部件		1
2	90mm 导轨	90mm 宽，30mm 高，1200mm 长	1
3	90mm 滑块	120mm 宽，40mm 长	3
4	调节套筒	L76mm	3
5	支杆	L76mm，双头阳螺纹	3
6	干板夹	外形 60×26×24mm	1
7	激光管夹持器	Φ25~Φ50mm，V 型	1
8	可变光阑	通光 Φ2~Φ28mm，外径 Φ50mm	1
9	光纤准直镜	通光 Φ1mm FC/PC，	1
10	半导体激光器驱动电源及系统	650nm，激光器内置，2mW	1
11	半导体激光器驱动电源及系统	520nm，2mW，单模输出，FC 接头	1
12	白屏(带刻度)	外形 210×150×2mm，单面带一维刻度	1
13	导光柱	Φ5×20mm	1
14	导光柱	Φ5×50mm	1

## 5 实验内容

1. 按照晶体的磁光效应实验光路图搭建光路。激光器开机预热 5-10 分钟。

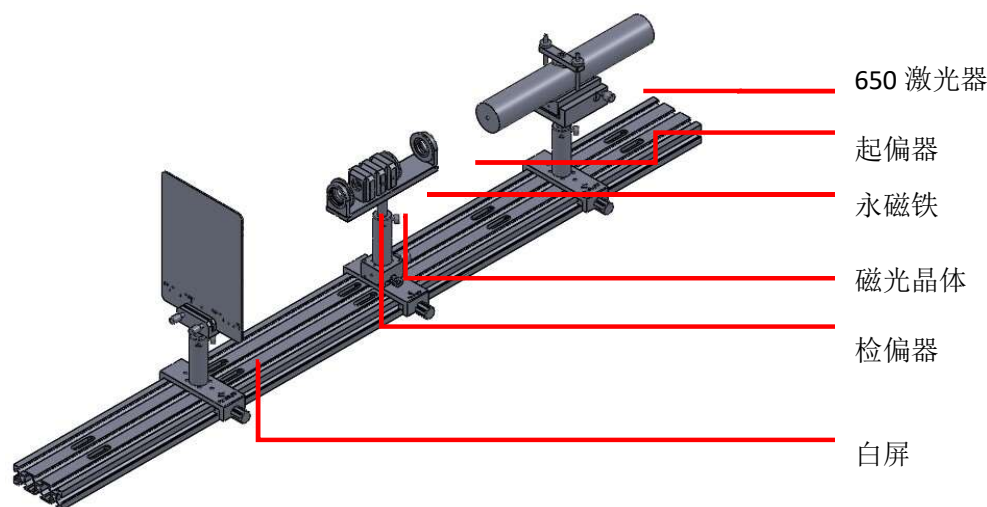


图 3-3 磁光效应实验光路图

2. 调整激光器水平，固定可变光阑的高度和孔径，使出射光在近处和远处都能通过可变光阑。调整完成后将其它器件依次放入光路，调节同轴等高。

3. 调整出射位置偏振片角度，**使得出射光强最弱**，记录此时检偏器刻度  $\psi_0$ 。

4. 放入  $d = 50\text{mm}$  导光柱，此时出射光光强变强。已知磁光晶体为负旋晶体，再根据穿过晶体的磁场方向，用右手螺旋定则判断出偏振光的旋转方向，根据偏振光旋转方向调整检偏器使得出射光强最弱。记录此时检偏器刻度  $\psi_1$ ，磁致旋转角度  $|\psi| = |\psi_1 - \psi_0|$ ，由公式  $\psi = V_e dB$ ，计算维尔德常数。 $d$  是导光柱的长度， $B$  是磁感应强度，三块磁铁平均磁感应强度  $B = 122\text{mT}$ 。

5. 换上  $d = 20\text{mm}$  的导光柱，重复实验步骤 3、4。

6. 去掉中间磁铁，使用  $d = 50\text{mm}$  导光柱，此时内部磁感应强度  $B = 82\text{mT}$ ，根据步骤 5 计算出来的维尔德常数，计算磁致旋转角度。通过实验得出实际旋转角，并与理论旋转角对比。（在  $\lambda = 650\text{nm}$  处的维尔德常数参考值  $V = -980^\circ / \text{m} \cdot \text{T}$ ）

7. 取下 650nm 激光器，安装 **532nm 半导体激光器**，重复上述 6 个步骤。计算此磁光介质在 **532nm** 处的维尔德常数。

8. 将实验数据填入下表，计算维尔德常数。

导光柱	磁感应强度 $B$	角度变化 $\psi$	维尔德常数
50mm (650nm)			
20mm (650nm)			

50mm (532nm)			
20mm (532nm)			

## 6 实验报告

导光柱	磁感应强度 B	角度变化 $\psi$	维尔德常数
50mm (650nm)			
20mm (650nm)			
50mm (532nm)			
20mm (532nm)			

### 思考题

a. 什么是磁光效应？

答：磁光效应是指光与磁场中的物质，或光与具有自发磁化强度的物质之间相互作用所产生的各种现象。