

3. 光学调制器的构成与作用是什么?
4. 本实验采用了哪三种方法测量晶体的半波电压?
5. 了解用补偿法测样品相位差的原理.

## 五、思考题

1. 利用所测晶体的半波电压  $V_{\pi}$ , 计算晶体的电光系数; 在实验所加的直流高压下, 估算晶体感应轴之间的最大折射率差  $\Delta n'$ ; 这个折射率差远远小于云母片的折射率差  $\Delta n_s$ , 但电光晶体能够补偿云母片的相位差, 分析并讨论其原因.
2. 如果电光晶体的光轴与激光束不平行, 或者电光晶体的  $x$  轴、 $y$  轴分别与 P、A 不平行, 如何检查, 对测量结果有什么影响?

## 参考文献

- [1] A.Yariv.Quantum Electronics. New York:Wiley and Sons,1975.
- [2] 蒋民华.晶体物理.济南:山东科学技术出版社,1980.
- [3] 母国光,战元令.光学.北京:人民教育出版社,1979.
- [4] 张合义,张远鹏,汪太辅.一种新的光弹应力分析方法.力学学报,1980(3):289.
- [5] 沈元壤.非线性光学原理:上册.北京:科学出版社.

## 3-4 磁光克尔效应

1845 年,法拉第(M. Faraday)观察到平面偏振光穿过在光的传播方向加有磁场的玻璃时,偏振面会转过一个角度.1877 年,克尔(J. Kerr)发现平面偏振光从光洁磁极表面反射时,偏振面会发生微小偏转.1896 年塞曼(P. Zeeman)揭示,当光源置于磁场中时,原来的一条谱线会分裂成几条偏振化的谱线.按其发现者的姓氏,这三种现象分别被称为法拉第效应、克尔效应和塞曼效应.它们和后来相继发现的,同样反映了物质磁化状态对其光学性质影响的若干其他效应一起,被统称为磁光效应(magneto-optical effect).

借助磁光效应可以用光学方法探测物质的磁化状态.或者,在已知试样磁性质的情况下,测量其所在处的磁场.另外,还可以通过施加不同的外磁场来改变物质对光场的响应行为以达到某种应用目的.因此,磁光效应在磁畴观察、磁光存储、薄膜磁性原位表征、自旋电子学、太阳磁场测量、原子操纵和冷却、光隔离等方面都有重要应用.

由于磁光克尔效应观察的是样品表面的反射光,不要求样品透明,其适用范围更宽.早在 20 世纪 50 年代,磁光克尔效应就被用于观察磁性样品的磁畴结构,后来又以磁光克尔效应为基础发展出了磁光存储技术.近年来,克尔效应更被用于超薄磁性膜、磁化动态过程和自旋霍尔效应研究.作为一种将物质磁性(电子自旋)与光偏振联系在一起的效应,磁光克尔效应在自旋电子学的科学研究和技术应用方面正起着越来越重要的作用.

本实验希望通过测量一个磁性薄膜的磁光克尔磁滞回线,使同学们能够对磁光效应的物理起源、唯象理论和微观机理有较好的理解,并在同时学习了解椭圆偏检测技术.

## 一、原理

### 磁光克尔效应

磁光克尔效应是指介质磁性引起的反射光偏振特性的改变.为将问题限于磁性,我们不考虑磁性以外的各向异性.即使如此,要一般地描述磁光克尔效应依然相当复杂.所以,如图 3-4-1 所示,人们一般只讨论介质反射面、光入射面和磁化方向间关系比较简单的三种情况:(a) 磁化方向垂直于介质反射面——极克尔效应、(b) 磁化方向平行于介质反射面但垂直于光入射面——横向克尔效应和(c) 磁化方向既平行于介质反射面又平行于光入射面——纵向克尔效应.

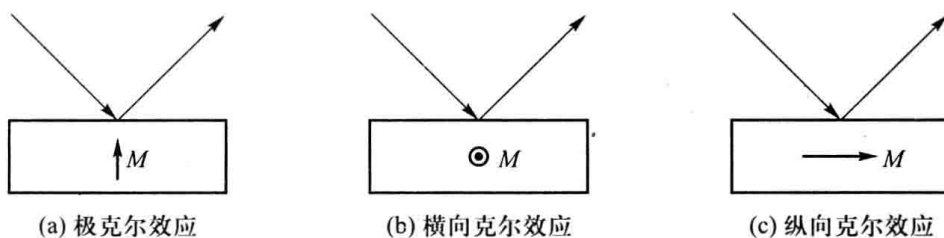


图 3-4-1 磁光克尔效应的三种典型配置

### 磁光效应的唯象理论

光在两个介质分界面的反射和折射现象可以用菲涅尔公式准确地描述,对磁性介质也不例外.原则上,只要知道两介质的折射率,界面处的包括偏振在内的折射、反射和透射性质就可以完全确定.

在光频段,相对磁导率可以视为 1,折射率由介电常量决定.因此,我们可以从介电常量入手来研究磁性介质的折射率会有哪些特性.

对磁光效应的描述不同作者采用的符号系统不同,还没有完全统一的约定.在后面讨论中,我们将采用 Atkinson 等推荐的方式,用  $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$  来描述光场相位(式中  $\mathbf{k}$ 、 $\mathbf{r}$  和  $\omega$  分别是波矢、位矢和角频率).

在最一般的情况下,介电常量为复张量.在笛卡尔坐直角标系下,介电常量复张量可记为:

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (3-4-1)$$

为将注意力集中在磁光性质上,我们假定只有磁化沿  $z$  方向所引起的各向异性.由空间对称性分析有:  $\epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{zy} = 0$ 、 $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = \delta$  和  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon$ . 由时间反演不变性(推广的昂沙格倒易关系)有:  $\epsilon_{ij}(M) = \epsilon_{ji}(-M)$ . 这里  $M$  是磁化强度矢量,也可以理解为一切在时间反演变换下会反号的量.由空间和时间对称性很容易看出,介电常量的对角元和非对角元分别是磁化强度  $M$  的偶函数和奇函数.如果再将  $\epsilon_z$  简写成  $\epsilon_z$ ,有:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon & \delta & 0 \\ -\delta & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} = \varepsilon_0 n^2 \begin{bmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{n_z^2}{n^2} \end{bmatrix} \quad (3-4-2)$$

其中,  $\varepsilon_0$  为真空介电常量,  $n$  为平均复折射率, 是  $M$  的偶函数,  $Q = -\frac{i\delta}{\varepsilon_0 n^2}$  是  $M$  的奇函数, 被称为复磁光常量. 如采用新的坐标系, 可使式 (3-4-2) 最右边的矩阵对角化. 由本征值方程  $(1-\lambda)^2 - Q^2 = 0$ , 容易解出, 本征值  $\lambda_{\pm} = 1 \pm Q$ , 对应的本征态分别为:  $(1, i, 0)$  和  $(1, -i, 0)$ . 两个本征态的  $x$  和  $y$  方向的电矢量振幅相同, 但  $y$  方向的相位分别比  $x$  方向的滞后和超前了  $\pi/2$ , 分别对应相对于磁场方向左旋和右旋的圆偏振光. 如果以左旋和右旋的圆偏振光为新的基 (另一个基仍为电场沿  $z$  方向的单位矢量), 介电常量张量将被对角化:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\varepsilon} &= \varepsilon_0 n^2 \begin{bmatrix} 1+Q & 0 & 0 \\ 0 & 1-Q & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2/n^2 \end{bmatrix} \\ &= \varepsilon_0 \begin{bmatrix} n_+^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_-^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3-4-3)$$

其中:

$$n_{\pm}^2 = n^2 (1 \pm Q) \quad (3-4-4)$$

因为  $Q$  总是远小于 1, 故有:

$$n_{\pm} = n \sqrt{1 \pm Q} \approx n \left( 1 \pm \frac{Q}{2} \right) \quad (3-4-5)$$

$$n = \frac{n_+ + n_-}{2} \quad (3-4-6)$$

其中  $n$  是  $n_+$  和  $n_-$  的平均值, 如果忽略磁化或磁场的偶次项, 也可以认为是无磁化时的折射率. 这表明, 沿磁化强度方向传播的光的本征态为左旋或右旋圆偏振光, 对应的折射率之差  $n_+ - n_-$  为  $nQ$  ( $Q$  可以是负的).

由于平行于和垂直于表面的电磁场分量会分别满足不同的边界条件, 光即使从各向同性的均匀介质表面反射, 其偏振状态也会发生变化. 例如, 当反射光方向与折射光方向垂直时, 无论入射光的偏振态如何, 反射光都只能沿垂直于入射面的方向偏振, 即会有所谓布儒斯特效应. 为了去除能引起偏振状态改变的其他因素以使磁光效应更清晰地显现出来, 我们将讨论光垂直入射时的极克尔效应.

我们仍然取沿  $x$ 、 $y$  和  $z$  方向的单位电场矢量为基. 设光沿  $z$  方向 (磁化方向) 传播.  $x$  方向偏振的光记为  $(1, 0, 0)$ . 显然,  $(1, 0, 0)$  偏振态可以视为一个左旋和一个右旋的等幅圆偏振光的叠加:

$$(1, 0, 0) = [(1, i, 0) + (1, -i, 0)]/2 \quad (3-4-7)$$

注意到沿  $z$  方向传播的左、右旋偏振光是本征态, 其透射和反射态分别为复振幅透射率和复振幅反射率乘以入射光态. 设左/右旋偏振光的复振幅反射率为  $r_{\pm}$ , 反射光态可记为:

$$[r_+(1, i, 0) + r_-(1, -i, 0)]/2 = (r_+ + r_-, i(r_+ - r_-), 0)/2 \quad (3-4-8)$$

对比式(3-4-7)与式(3-4-8)会发现:若磁光常量  $Q$  不为零,原来沿  $x$  方向偏振,振幅为 1 的入射光,反射后,不仅有原  $x$  方向偏振的分量  $r_F = (r_+ + r_-)/2$  (称为菲涅尔分量),而且还有沿  $y$  方向偏振的分量  $k = i(r_+ - r_-)/2$  (称为克尔分量).由于  $r_F$  与  $k$  间一般还存在一定的位相差,所以反射光为主轴相对于入射光偏振面转过了一个微小角度的椭偏光.一般用复克尔转角  $\tilde{\theta}_k$  来描述这样一种偏振状态的改变.这里,我们将采用 R. Atkinson 等建议的方式来定义  $\tilde{\theta}_k$ :

$$\tan \tilde{\theta}_k = \frac{k}{r_F} = i \frac{r_+ - r_-}{r_+ + r_-} \quad (3-4-9)$$

这意味着,顺着磁场方向看,反射椭偏光长轴方向相对于入射光偏振方向顺时针转过的角度取正号.如果将反射光的菲涅尔公式:

$$r_{\pm} = \frac{1 - n_{\pm}}{1 + n_{\pm}} \quad (3-4-10)$$

代入式(3-4-9),并注意到  $\tilde{\theta}_k$  一般很小,可得:

$$\tilde{\theta}_k = \theta_k + i\varepsilon_k \approx \tan \tilde{\theta}_k = \frac{k}{r_F} = -i \frac{n_+ - n_-}{1 - n_+ n_-} \approx -i \frac{nQ}{1 - n^2} \quad (3-4-11)$$

其中,  $\theta_k$  和  $\varepsilon_k$  分别为复克尔转角的实部和虚部.图 3-4-2 示出了复克尔转角的几何意义和正负号取法.设入射光是沿  $x$  方向偏振的光电场矢量幅度为一个单位的面偏振光,反射光在  $x$  和  $y$  方向的复振幅分别为  $r_F$  和  $k$ .可以证明,椭圆的长轴与入射偏振面的夹角就是克尔转角  $\theta_k$ ;当克尔转角很小时,椭圆的短轴与长轴之比  $b/a$  就等于复克尔转角的虚部(克尔椭偏率  $\varepsilon_k$ ).所以,复克尔转角的实部和虚部常被分别称为克尔转角和克尔椭偏率.按式(3-4-9)的定义,图 3-4-2 中箭头所示的方向分别为 Atkinson 所建议的克尔转角  $\theta_k$  和椭偏率  $\varepsilon_k$  的正方向.图中,  $z$  轴正方向、入射光方向、磁场或磁化强度方向均指向纸面内.

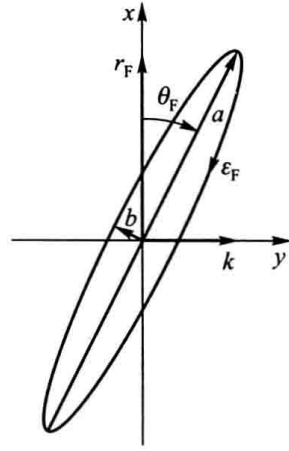


图 3-4-2 极克尔效应中的反射椭偏光及复克尔转角的方向定义.

图中,  $z$  轴正方向、入射光方向、磁场或磁化强度方向均指向纸面内,反射光沿  $z$  轴负方向

显然,在此情形下透射光也应该是绕磁化强度方向左旋和右旋偏振光的叠加,光在磁介质中传播单位长度时左右旋偏振光间的位相差为:

$$\Delta\phi = \text{Re} \left[ \frac{2\pi(n_+ - n_-)}{\lambda} \right] = \frac{2\pi n Q'}{\lambda} \quad (3-4-12)$$

这里,  $\text{Re}$  为取实部之意.法拉第旋光率为:

$$\theta_F = \frac{\Delta\phi}{2} = \frac{\pi n Q'}{\lambda} \quad (3-4-13)$$

式(3-4-12)和式(3-4-13)中  $Q'$  为磁光常量的实部.比较式(3-4-13)和式(3-4-11)可以看出,法拉第旋光率和克尔转角分别由磁光常量的实部和虚部决定.

从上面讨论可以看出,磁光法拉第和克尔效应实际上就是光在磁化介质中透射和在界面处反射性质的反映,它们有共同的物理起源,都可以用菲涅尔公式来统一描述与解释.可以说,只要笛卡尔坐标系下介电常量的非对角元不为零,就一定会产生克尔效应和法拉第效应.

下面再来考察磁场或磁化是如何影响介电常量张量的.

### 磁光常量的动力学解释

由经典电动力学中的介质极化和色散的振子模型可以得到磁光常量的动力学解释.在该模型中,受束缚的电子被视作偶极振子,光波产生的极化和色散被认为是这些偶极振子在外场作用下作受迫振动的结果.现在,除了光波以外,还有一个静磁场  $B$  作用在电子上,于是电子的运动方程被写为:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -k\mathbf{r} - e\mathbf{E} - m\gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} - e \left( \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) \times \mathbf{B} \quad (3-4-14)$$

式中黑体字母表示的都是矢量. $k$  是偶极子的弹性回复系数, $\mathbf{r}$  是电子相对平衡位置的位移, $\mathbf{E}$  是光电场矢量, $m$  和  $e$  分别是电子的质量和电荷的绝对值, $m\gamma$  为阻尼系数.上式等号右边第一项是弹性回复力,第二项是光电场对电子的作用力,第三项是阻尼力,最后一项是磁场作用于电子的洛伦兹力.式中略去了光波中磁场分量对电子的作用,因为这些小的效应对于磁光效应的主要特征并不重要.

假定入射光电场具有简谐波的时间变化形式  $e^{-i\omega t}$ , 由于我们要求的特解是在外加光场作用下受迫振动的稳定解,也即是本征态,所以  $\mathbf{r}$  随时间变化的形式也应是  $e^{-i\omega t}$ , 因此式(3-4-14)可以写成:

$$[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega] \mathbf{r} + i \frac{e}{m} \omega \mathbf{r} \times \mathbf{B} = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \quad (3-4-15)$$

式中  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ , 为振子的固有频率.设磁场沿  $+z$  方向,又设光波也沿此方向传播并且是左旋圆偏振光,用复数形式表示为:

$$\mathbf{E} = (E_x + iE_y) e^{-i\omega t} \quad (3-4-16)$$

将式(3-4-15)写成分量形式:

$$[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega] x + i \frac{e\omega}{m} B y = -\frac{e}{m} E_x \quad (3-4-17)$$

$$[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega] y - i \frac{e\omega}{m} B x = -\frac{e}{m} E_y \quad (3-4-18)$$

将式(3-4-18)乘以  $i$  并与式(3-4-17)相加,可得:

$$[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega] (x + iy) + \frac{e\omega}{m} B (x + iy) = -\frac{e}{m} (E_x + iE_y) \quad (3-4-19)$$

因此,电子振荡的复振幅为

$$x + iy = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega + \frac{e\omega}{m} B} (E_x + iE_y) \quad (3-4-20)$$

设单位体积内有  $N$  个振子,则介质的电极化强度矢量  $\mathbf{P} = -Ner$ .由宏观电动力学的电极化矢

量表达式  $P = \epsilon_0 \chi E$  ( $\chi$  为有效极化率) 可得左旋光的极化率:

$$\chi_+ = \frac{P_+}{\epsilon_0 E_+} = \frac{-N e r_+}{\epsilon_0 E_+} = \frac{-N e (x + i y) e^{-i\omega t}}{\epsilon_0 (E_x + i E_y) e^{-i\omega t}} \quad (3-4-21)$$

将式(3-4-20)代入式(3-4-21), 有:

$$\chi_+ = \frac{N e^2 / m \epsilon_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \gamma \omega + \frac{e \omega}{m} B} = \frac{N e^2 / m \epsilon_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \gamma \omega + \omega \omega_c} \quad (3-4-22)$$

其中最后一个等式的分母中代入了  $\omega_c = eB/m$  ( $\omega_c$  称为回旋加速角频率).

由折射率与极化率的关系  $n^2 = \epsilon / \epsilon_0 = 1 + \chi$ , 得到:

$$n_+^2 = 1 + \frac{N e^2 / m \epsilon_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \gamma \omega + \omega \omega_c} \quad (3-4-23)$$

对于可见光,  $\omega$  为  $(2.7-4.7) \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ , 当  $B = 1 \text{ T}$  时,  $\omega_c \approx 1.7 \times 10^{11} \text{ s}^{-1} \ll \omega$ , 式(3-4-23)可表示为:

$$n_+^2 = 1 + \frac{N e^2 / m \epsilon_0}{(\omega_0 + \omega_L)^2 - \omega^2 - i \gamma \omega} \quad (3-4-24)$$

式中  $\omega_L = \omega_c / 2 = (e/2m)B$ , 为电子轨道磁矩在外磁场中的经典拉莫尔 (Larmor) 进动频率.

若入射光改为右旋圆偏振光, 结果只是使式(3-4-24)中  $\omega_L$  前的符号改变, 即:

$$n_-^2 = 1 + \frac{N e^2 / m \epsilon_0}{(\omega_0 - \omega_L)^2 - \omega^2 - i \gamma \omega} \quad (3-4-25)$$

对比无磁场时的色散公式:

$$n^2 = 1 + \frac{N e^2 / m \epsilon_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \gamma \omega} \quad (3-4-26)$$

可推出:

$$Q = - \frac{2 N e^2 \omega_0 \omega_L / m \epsilon_0}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i \gamma \omega) \left[ (\omega_0^2 - \omega^2 - i \gamma \omega) + \frac{N e^2}{m \epsilon_0} \right]} \quad (3-4-27)$$

通过图 3-4-3(a) 我们可以较好地建立起各向同性振子模型下的介质极化物理图像. 在光频电场  $E$  作用下电子位置会不断地变化. 对圆偏振光, 电子的稳定运动状态为电场所在平面上以平衡位置为圆心的匀速圆周运动. 图 3-4-3a 给出了无磁场时电子受力分析: 法向受回复力和法向电场力; 切向受切向电场力和阻尼力. 法向所受合外力提供了电子作匀速圆周运动的向心力, 切向所受合外力应为零. 单个振子的电偶极子为:  $-e\mathbf{r}$ , 是沿法向指向圆心的. 如果没有阻尼, 电场切向方向的分量为零, 只有法向的分量, 则电偶极子与电场的方向平行. 由于电偶极子和电场都是圆偏振的, 它们的大小不变, 均以角速度  $\omega$  转动. 这意味着, 电偶极子与电场的相位差要么是零要么是  $\pi$ , 即, 电极化率、介电常量和折射率是实数. 当存在阻尼时, 电场的切向分量不为零, 与电极化矢量的方向不再一致, 意味着交变电场与交变电偶极子间存在一定的相位差, 相应地, 电极化率是复数. 显然, 可以将电场分解为相位与电极化矢量相同 (法向分量) 和超前  $\pi/2$  的分量 (切向分量). 由此可得极化率:

$$\chi = \frac{P e^{-i\eta}}{\epsilon_0 \left[ E_n e^{-i\eta} + E_t e^{-i(\eta + \frac{\pi}{2})} \right]} = \frac{P}{\epsilon_0 (E_n - iE_t)} \quad (3-4-28)$$

其中,  $\eta$  是电偶极子的旋转相位. 如果将  $\mathbf{P} = -Ne\mathbf{r}$ ,  $E_n$  和  $E_t$  的表达式(运动方程)代入式(3-4-28)就可以得到式(3-4-22).

有磁场时的电子受力分析见图 3-4-3(b). 有无磁场的差别仅在于径向多了一个洛伦兹力. 由于洛伦兹力与回复力都同样与回旋半径成正比, 相当于回复力系数, 也即固有频率作了相应的改变.

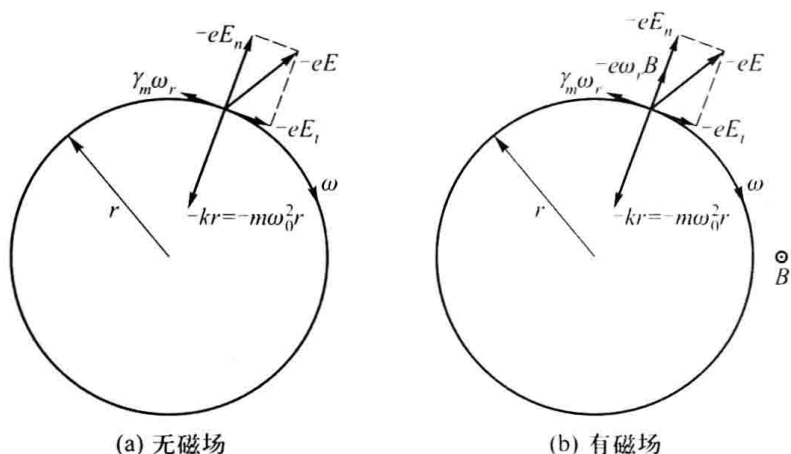


图 3-4-3 振子模型中电子在光场作用下稳定运动时的受力分析

如果不考虑阻尼, 当  $\omega$  小于振子的固有频率时, 回复力大于电子作回旋运动所需的向心力, 电场力沿法线正向, 电场沿法线负向, 与电偶极子的一致, 对应的折射率大于 1; 当  $\omega$  大于振子的固有频率时, 回复力小于电子作回旋运动所需的向心力, 电场力应该指向圆心, 电场沿法线正向, 与电偶极子的相反, 对应的折射率小于 1. 当  $\omega$  等于振子的固有频率时, 回复力正好等于电子作回旋运动所需的向心力, 电子作稳定回旋运动的条件是电场力只能沿切向. 但如果没有阻尼, 切向电场力会使电子加速, 得不到稳定解, 所以要求电场力为零, 对应的折射率为无限大. 为得到偶极振子固有频率处有限的极化率, 阻尼不能忽略, 电极化率由阻尼力与电场力平衡决定. 此时, 电场与电极化矢量的相位差为  $\pi/2$ , 电极化率是纯虚数.

对于沿  $x$  方向偏振的光, 作受迫振动的电子会有  $x$  方向的速度, 并会因之受到  $y$  方向的洛伦兹力, 引起  $y$  方向的极化, 使介电常量张量的非对角元不为零.

按照经典的偶极辐射观点, 原子发光的频率就是偶极振子的固有频率. 对于一个三维各向同性偶极振子, 存在固有频率相等的 3 个简正模. 此振子沿所有方向发出的光都具有相同的频率  $\omega_0$ , 并且偏振态可以是两种独立偏振模的线性组合.

当存在外加磁场时, 按照我们上面的讨论, 固有频率原来的 3 重简并会消除: 电子绕磁场右/左旋也即电子回旋磁矩与外磁场反向/同向时简正模的固有频率为  $\omega_0 \pm \omega_L$ , 沿磁场方向线振动简正模的固有频率仍为  $\omega_0$ . 所以, 对于无磁场时原子发出的每一条谱线, 加磁场后都会变成 3 条. 沿磁场方向只能观察到频率为  $\omega_0 \pm \omega_L$  的左/右旋偏振光. 垂直于磁场方向可以观察到一条沿磁场方向偏振、频率为  $\omega_0$  的谱线和垂直于磁场方向偏振, 频率分别为  $\omega_0 + \omega_L$  和  $\omega_0 - \omega_L$  的两条谱线. 显然, 这正是所谓正常塞曼效应.

从上面的讨论可以看出,法拉第效应、克尔效应和塞曼效应都源于外加磁场所带来的洛伦兹力.当电子在垂直于外磁场的平面内相对于磁场作左旋/右旋运动时,固有频率会由  $\omega_0$  变成  $\omega_0 \pm \omega_L$ .固有频率的改变既会带来折射率的改变,也会引起发射光谱线的改变.前者导致了法拉第效应和克尔效应,后者则导致了塞曼效应.

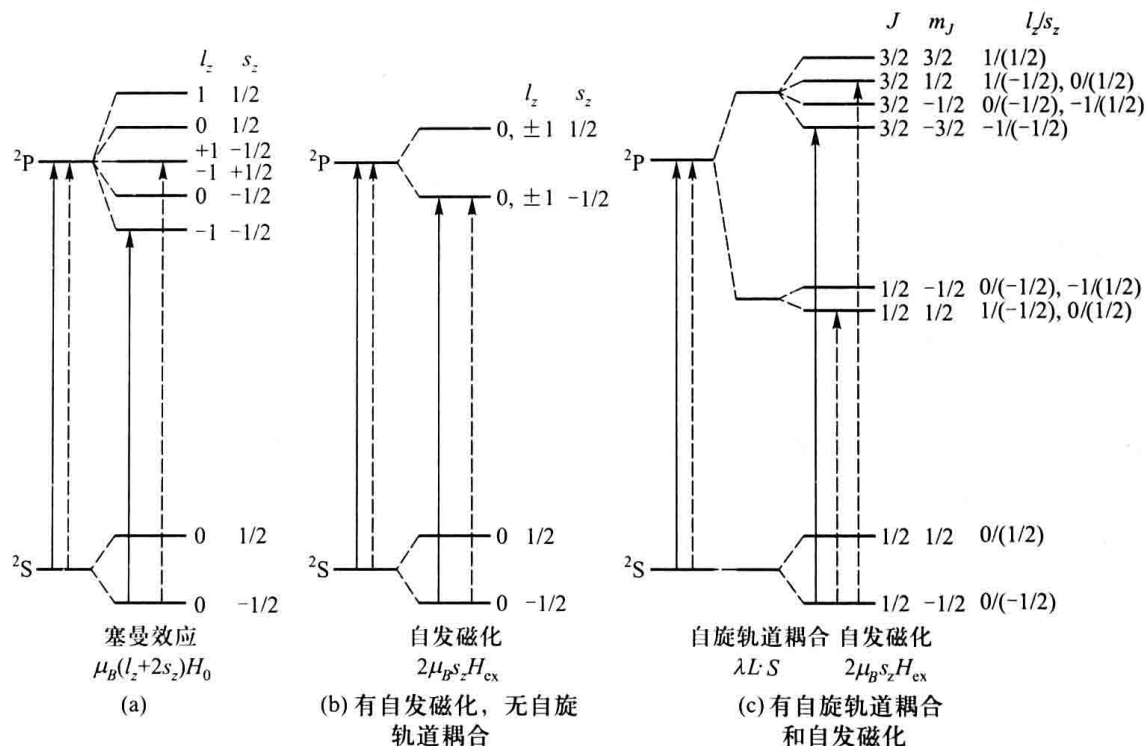


图 3-4-4 从能级结构看外磁场或自发磁化如何导致磁光效应

从量子力学的观点看,磁光效应是外加磁场或物质磁化状态改变导致的电子结构改变对发光和光响应性质的影响.图 3-4-4 给出了几种不同情况下,外磁场、自发磁化和自旋轨道耦合对磁光效应影响的示意图.图中实线和虚线箭头分别表示沿磁化方向入射的右旋和左旋偏振光的允许跃迁; $l_z$ 和  $s_z$ 分别表示轨道和自旋角动量在磁化方向上的分量; $H_0$ 和  $H_{ex}$ 分别表示外加磁场和分子场; $\mu_B$ 是波尔磁子, $\lambda$ 为自旋轨道耦合系数.为了使问题简单,我们考虑 $^2S$ 能级半满的情况.此时,只有最低能级  $|0, -1/2\rangle$  被占据.

其中,图 3-4-4(a)给出了无自旋轨道耦合时外磁场对电子能级的影响,这实际上就是所谓的正常塞曼效应.在没有外加磁场时,系统对左右旋偏振光是对称的,没有磁光效应.外加磁场  $H_0$ 后,上下能级都发生了分裂,可以用  $|l_z, s_z\rangle$  来标记.

从我们前面关于磁光的经典图像的讨论可以看出,只要系统对沿磁场方向传播的左右旋偏振光的响应不同就存在磁光效应.在无自旋轨道耦合时,光场不会改变电子的自旋,就如图 3-4-4(a)中所标出的那样,左/右旋圆偏振光只会分别使电子的轨道磁量子数增加/减少 1.显然,不同能级间左/右旋圆偏振光跃迁几率不同,无论是按量子的观点还是按经典的观点,都应该有外场导致的磁光效应.

图 3-4-4(b)给出了无自旋轨道耦合但存在自发磁化的情况.此时,电子波函数可以写成轨道波函数和自旋波函数之积.一方面,光场不直接作用于电子自旋,只会引起轨道量子数的改变;

另一方面,此时能级分裂只与电子的自旋量子数有关,与轨道量子数无关.所以,如图 3-4-4(b) 所示,虽然左旋和右旋圆偏振光会使电子跃迁到不同的轨道态,但对应的能级间距和跃迁几率都相同,不存在磁光效应.

图 3-4-4(c) 描绘的情况既有自旋轨道耦合又有自发磁化,且自旋轨道耦合远强于交换作用的情况.在不考虑交换场时,六重简并的<sup>2</sup>P 态首先因自旋轨道耦合分裂成总角动量量子数  $J$  分别为  $3/2$  和  $1/2$  对应的简并度分别为 4 和 2 的两个子能级.其中,只有  $J=3/2, m_J=\pm 3/2$  的两个态依然是  $s_z$  的本征态,而另外四个态由于更强的自旋轨道耦合,  $s_z$  的测量值可能有  $-1/2$  和  $1/2$  两种可能.我们用  $l_z/s_z$  给出了构成  $|J, m_J\rangle$  态的  $|l_z, s_z\rangle$  基,并按比例画出了各能级的裂距.同样也按照单电子的选择定则标出了基态和各能级间可能的跃迁.从图中可以看出左旋和右旋圆偏振光对应的跃迁有很大不同,右旋光的可能跃迁甚至要多一个,一定存在磁光效应.

比较图 3-4-4 中各能级图可以看出:磁光效应是一种介电效应,只直接与电子轨道状态的极化有关.但如果存在自旋轨道耦合,发生自发磁化时电子自旋的对称性破缺也会通过自旋轨道耦合影响电子轨道的对称性,使其对左旋和右旋圆偏振光不再对称,从而表现出磁光效应.由于自旋轨道耦合等效场和自发磁化等效分子场的强度一般会比外磁场强,所以,虽然所有物质都会有磁光效应,强磁性物质的磁光效应还是会更明显.对强磁性物质,即使有外加磁场,磁光效应主要还是来源于自旋轨道耦合效应.此时,外加磁场的影响往往只是改变了磁体中的磁畴取向.当然,磁畴取向的改变会影响磁化方向与光的传播方向和偏振方向的几何关系,从而影响表观磁光效应.

## 样品

强磁性物质的磁光效应相对较强,但由于退磁场的影响,绝大多数磁性薄膜的磁化强度方向平行于薄膜表面,不符合极磁光克尔效应的观察要求.要使样品的磁化强度垂直于薄膜表面,需要施加非常大的外磁场,实验上有一定难度.为避免此种困难,本实验所用样品为具有垂直磁各向异性的 PtCo 合金薄膜.

一般说来,强磁物质的磁化方向不同其自由能也会不同,与自由能最低和最高相对应的磁化方向分别被称为易磁化方向和难磁化方向.在薄膜的沉积过程中,生长面上的原子在膜面方向和垂直于膜面方向的行为显然会有所不同,在某些情况下,通过采用合适的生长工艺可以生长出沿膜面方向和垂直于膜面方向性质有很大不同的薄膜,称之为生长感生(调制)的各向异性.  $\text{Pt}_{73}\text{Co}_{27}$  合金膜的垂直磁各向异性就属于生长感生(调制)的各向异性.为消除多重反射的影响,所用 PtCo 合金薄膜足够厚,以至于可见光的透过率可以忽略.

磁光克尔效应通常比较弱,反射光偏振方向的改变一般不到  $1^\circ$ ,常常只有百分之几度,需要用到高灵敏的椭偏检测技术.在本实验中我们采用了光弹调制技术来同时测量样品的克尔转角和克尔椭圆率.

## 光弹调制器

光弹调制器(Photoelastic Modulator)是一种基于透明光学材料光弹效应的相位调制器件.自从 1969 年被发明以来,因其孔径大、调制频率高、功耗小、光频段宽等一系列优点,光弹调制技术在椭偏检测领域得到了广泛的应用.在光弹调制器中,电压驱动的压电材料(如压电陶瓷)在各向

同性的光学材料(如熔融石英)的某一方向上施加周期性变化的应力,使光学材料共振而产生应变和应变双折射.经过光弹调制器后,出射光两个相互垂直的偏振分量的位相差会作周期性变化.由施加在光弹调制器振动轴方向的应力幅度可以控制相位差变化的振幅.光弹调制器的工作方式一般有两种:一种是通过相位调制使偏振态以特定的方式随时间快速变化,称偏振态调制器.例如,偏振方向与振动轴成  $45^\circ$  角的面偏振光经过相位差振幅为  $\pi/2$  的光弹调制器后偏振状态将会在线偏振光、椭圆偏振光和圆偏振光间交替变化,且椭圆和圆偏振光的旋向也会作相应变化.另一种是在光弹调制器的后面放置一个透光轴与振动轴成  $45^\circ$  角的检偏器来实现对偏振态的检测,称偏振态分析器.显然,调制模式和检测模式间是时间反演关系.对于某一具体应用,任一种模式都是可行的,本实验采用的是检测模式.

### 琼斯矩阵(Jones matrix)

任何一个纯偏振态都可以表示为两个独立偏振模的叠加.如果以独立偏振模为基,任一纯偏振态可以用一个二维矢量表示.偏振光经过一个线性器件后的偏振状态依然可以用一个二维矢量描述.此出射偏振态矢量可以通过对入射偏振态矢量作一线性变换得到,该线性变换矩阵被称为琼斯矩阵(Jones matrix).

我们取光沿  $-z$  方向传播,光弹调制器的振动轴沿  $x$  方向, $y$  方向由右手螺旋定则决定.取沿  $x$  和  $y$  方向偏振的模为基.我们略去  $x$  和  $y$  方向光电场分量的共同相位,将进入到光弹调制器的光的偏振态记为  $(E_x, E_y)$ ,不妨取  $E_x$  为实数,  $E_y$  一般是复数.容易看出,光弹调制器和与  $x$  方向成  $45^\circ$  角的检偏器对应的琼斯矩阵分别为:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad \text{和} \quad \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 \\ 1/2 & 1/2 \end{pmatrix}$$

其中,  $\delta$  为经过光弹调制器后  $y$  方向电场分量相对于  $x$  方向电场分量的相位延迟量.进入光电探测器前的偏振态为:

$$\begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 \\ 1/2 & 1/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_x + E_y e^{i\delta} \\ E_x + E_y e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (3-4-29)$$

光电探测器测得的光强为光振幅矢量的内积:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} (E_x + E_y^* e^{-i\delta} \quad E_x + E_y^* e^{-i\delta}) \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_x + E_y e^{i\delta} \\ E_x + E_y e^{i\delta} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} (E_x^2 + E_y^2 + 2 E_x E_y' \cos \delta - 2 E_x E_y'' \sin \delta) \end{aligned} \quad (3-4-30)$$

其中,  $E_y'$  和  $E_y''$  分别为  $E_y$  的实部和虚部.

如果要检测的是极向磁光克尔效应,取沿  $x$  和  $y$  方向的偏振态为琼斯矩阵的基矢,射向样品的光偏振态为  $(1, 0)$ ,容易看出,克尔效应对应的琼斯矩阵为:

$$\begin{pmatrix} r_F & -k \\ k & r_F \end{pmatrix}$$

经样品反射后光的偏振态为  $(r_F, k)$ .光弹调制器产生  $y$  方向偏振分量相对于  $x$  方向偏振分量的相位延迟可以表示为:

$$\delta = \delta_0 \sin \omega t \quad (3-4-31)$$

其中,  $\delta_0$  为相位调制振幅. 将式(3-4-31)和反射光的偏振态矢量代入式(3-4-30), 并利用贝塞尔公式:

$$\begin{aligned} \sin \delta &= \sin(\delta_0 \sin \omega t) = 2J_1(\delta_0) \sin \omega t + 2J_3(\delta_0) \sin 3\omega t + \cdots \\ \cos \delta &= J_0(\delta_0) + 2J_2(\delta_0) \cos 2\omega t + J_4(\delta_0) \cos 4\omega t + \cdots \end{aligned} \quad (3-4-32)$$

有:

$$\begin{aligned} I(t) &\approx \frac{r_F^2 + k^2}{2} (1 + 2\theta_k \cos \delta - 2\varepsilon_k \sin \delta) \\ &= \frac{r_F^2 + k^2}{2} [1 + 2\theta_k J_0(\delta_0) - 4\varepsilon_k J_1(\delta_0) \sin \omega t + 4\theta_k J_2(\delta_0) \cos 2\omega t + \cdots] \end{aligned} \quad (3-4-33)$$

式中  $J_i$  是  $i$  阶贝塞尔函数, 推导过程用到了  $k^2 \ll r_F^2$  和式(3-4-9).

如果取  $\delta_0 = \delta_{j_0} = 2.405$ , 为零阶贝塞尔函数的零点, 使  $J_0(\delta_{j_0}) = 0$ . 并测出光强信号的直流分量  $V_0$ 、一次谐波分量  $V_\omega$  和二次谐波分量  $V_{2\omega}$ , 即可求出:

$$\theta_k = \frac{\sqrt{2} V_{2\omega}}{4 V_0 J_2(\delta_{j_0})} \quad (3-4-34a)$$

和

$$\varepsilon_k = -\frac{\sqrt{2} V_\omega}{4 V_0 J_1(\delta_{j_0})} \quad (3-4-34b)$$

式(3-4-34a)和式(3-4-34b)中的  $\sqrt{2}$  是由于锁相放大器给出的是各谐波分量的有效值而不是振幅值. 锁相放大器给出的各谐波分量有效值恒为正, 要决定克尔转角和克尔椭圆率的正负还需要测量光弹调制信号与各次谐波信号间的位相差.

本实验用到的另一种重要仪器——锁相放大器在  $C-V$  法测量 pn 结杂质分布实验中已有介绍, 这里就不赘述. 我们可以简单地认为通过锁相放大器可以测量信号的各谐波分量.

## 二、实验装置

如图 3-4-5 所示, 实验装置为一自行搭建的磁光克尔效应测量系统. 从激光器发出的激光依次经反射镜、起偏棱镜和反射棱镜后, 穿过电磁铁铁芯中轴上的小孔垂直入射到装在 5 维调节架上的样品表面. 从样品表面反射回的光依次通过振动轴沿  $x$  方向、调制频率为 50 KHz 的 L/FS50 型光弹调制器和通光方向与  $x$  方向夹角为  $45^\circ$  的棱镜检偏器后进入一 Femto HCA-S-200M 光电探测器. 光电探测器的输出信号被送入 SCU-90 型信号整定器, 该整定器可将输入信号的直流和交流分量分离后再分别放大输出. 整定器输出信号的交流分量被送到 Signal Recovery 7265 DSP 锁相放大器 A 和 B 的输入端; 直流分量送到锁相放大器 B 的模数转换 AD1 口. PEM-90 光弹调制器控制器为光弹调制器提供调制信号, 并向两台锁相放大器提供同频率的参考信号. 锁相放大器 A 和 B 并被分别设置为测量参考信号频率的一次和二次谐波分量.

计算机通过 4 个扩展的 RS232 通信口对系统进行测控. 其中, COM1 连接 PEM-90 光弹调制器控制器, COM2 和 COM3 分别连接 7265 DSP 锁相放大器 B 和 A, COM4 连接 YL2250 程控电磁铁电源. 电脑控制 YL2250 程控励磁电源可以使电磁铁的磁场在  $\pm 1$  T 范围内变化. 磁场强度



路,使激光束能够顺利地进入光电探测器,并保证光弹调制器振动轴与起偏器的通光方向一致,检偏器通光方向与光弹调制器振动轴成  $45^\circ$  角.要求自己给出调节方案并与教师讨论.

在无光照时检查光电探测器的输出是否为零.若不为零可用钟表起子调节探测器的偏置调节电位器使读数为零.光电探测器输出可以由锁相放大器 B 上显示的 ADC1 指示读出.

分别调节样品架的每一个维度,使光束最正地照在光电探测器窗口上,这可以由锁相放大器 B 上显示的 ADC1 指示绝对值最大来判断.

#### 5. 高斯计探头调节

用手动的方式给电磁铁加 1 A 的电流.然后,使高斯计霍尔探头正好位于样品后方,再调节霍尔探头取向使高斯计显示的磁场强度绝对值最大.

#### 6. 信号波形观察

分别用示波器的直流和交流耦合模式观察光电探测器输出信号.改变光弹调制器相位延迟振幅,观察信号波形的变化.

#### 7. 克尔转角的标度

由于整定器分别对信号的直流和交流分量进行了放大,所以锁相放大器测得的信号各次谐波分量和直流分量幅度比与光电探测器输出的不一致,在应用式(3-4-33)时还需要引入一标度系数 B.实际使用时,式(3-4-34)将变成:

$$\theta_k = B \frac{V_{2\omega}}{4 V_0 J_2(\delta_{J_0})} \quad (3-4-35a)$$

和

$$\varepsilon_k = -B \frac{V_\omega}{4 V_0 J_1(\delta_{J_0})} \quad (3-4-35b)$$

上两式中  $V_0$ 、 $V_\omega$  和  $V_{2\omega}$  都是由锁相放大器测得的量.

从锁相放大器 B 上读出当前信号的二次谐波幅度(R)和直流分量幅度(ADC1).依次使起偏器顺时针转过  $1^\circ$ 、 $2^\circ$  和  $3^\circ$ ,再读出相应的信号二次谐波幅度和直流分量幅度,由此求得标度系数 B.

#### 8. 克尔磁滞回线测量

启动 MOHyst 软件,进入测量界面.选定测量量:克尔转角、克尔椭偏率或复克尔转角(同时测量克尔转角和克尔椭偏率),输入起始磁场、末磁场、步长和采样时间、选定回线模式,输入上节测得的标度系数 B.按采集按钮后,系统将自动开始采集并显示数据曲线.采集结束后,点击“文件”菜单中的“保存”,将测量数据保存为 txt 格式.

#### (二) 选做实验

使用另一种波长的激光,再次测量同一样品的磁滞回线.

#### (三) 报告要求

要求画出样品的磁滞回线,给出样品的矫顽力和对应波长下的克尔转角.分析各种可能因素对测量误差的影响,估计实验装置的测量灵敏度和测量精度.

### 四、预习要求

1. 除本实验讲义外,还要仔细阅读实验 9-2 中关于锁相放大器的相关内容.

2. 阅读塞曼效应实验中关于能级分裂和选择定则方面的内容.
3. 阅读 7265 型数字锁相放大器使用说明书.
4. 磁光效应与旋光效应有何区别? 如何区分?
5. 为什么检偏器通光方向要与光弹调制器振动轴成  $45^\circ$  角?
6. 能否简单地解释为什么克尔转角正比于信号二次谐波而克尔椭圆率正比于信号一次谐波?

## 五、思考题

### (一) 实验过程思考题

1. 如何确定检偏器通光方向与光弹调制器的振动轴方向一致?
2. 如何确定克尔转角的符号?
3. 面偏振光经过反射棱镜后偏振状态会作何变化? 如果将反射棱镜换成平面反射镜会有什么区别.
4. 为什么外加磁场为零时样品依然有不为零的克尔转角?

### (二) 实验报告思考题

1. 我们的实验装置对克尔转角和克尔椭圆率的测量精度是否一样高,为什么?
2. 如果用一个以角速度  $\omega$  旋转的  $\lambda/2$  玻片代替光弹调制器,光电探测器的输出信号会如何变化,是否也能测出复克尔转角?

## 参考文献

- [1] L. D. Landau and E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, *Electrodynamics of Continuous Media*. 2nd ed. 北京:世界图书出版公司,2007.
- [2] R. Atkinson and P. H. Lissberger, Sign conventions in magneto-optical calculations and measurements, *Applied Optics*, Vol.31 (1992) 6076.
- [3] R.P.费曼, R.B.雷登, M.桑兹.费曼物理学讲义:第一卷.本书翻译组,译.上海:上海科技出版社,1983.
- [4] 近聪角信,等.磁性体手册.韩俊德,杨膺善,译.北京:冶金工业出版社,1985.
- [5] 刘公强,乐志强,沈德芳,磁光学.上海:上海科学技术出版社,2002.
- [6] R. M. A. 阿查姆, N.M.巴夏拉.椭圆偏振测量术和偏振光.梁民基,尹树百,张福初,王广阳,译.北京:科学出版社,1986.