

磁光 Kerr 效应

滕一鸣*

北京大学物理学院 学号: 2000011380

(实验日期: 2024 年 5 月 16 日)

本实验使用基于光弹调制器与锁相放大器的椭偏检测技术测量了 He-Ne 激光器的 632.8 nm 光在 $\text{Pt}_{73}\text{Co}_{27}$ 薄膜上反射的极 Kerr 效应导致的 Kerr 转角与 Kerr 椭偏率随外磁场强度变化的曲线. 实验发现样品的 Kerr 转角曲线展现了典型的磁滞回线特征, 据此确定得到样品的矫顽力为 390.4 mT, 其饱和 Kerr 转角为 0.301587° .

关键词: 磁光 Kerr 效应; Kerr 转角; 光弹调制器

I. 引言

1877 年, John Kerr 观察到了平面偏振光在光洁磁极表面反射后偏振面转过的微小角度, 自此该“磁光 Kerr 效应”便成为了用光学方法探测物质磁化状态的重要手段. 自上世纪五十年代起, 该效应便被广泛用于观察样品的磁畴结构、发展磁光存储技术、研究磁化的动态过程以及自旋 Hall 效应等诸多方面并在科学研究和技术应用上起着愈加重要的作用 [1].

介质的磁化方向与反射面垂直时产生的磁光 Kerr 效应又被称为极 Kerr 效应, 本实验便将研究 $\text{Pt}_{73}\text{Co}_{27}$ 薄膜产生的极 Kerr 效应以期待我们能对该效应获得更好的理解. 同时由于磁光 Kerr 效应造成的偏振面旋转角度很小, 本实验亦将应用基于光弹调制器与锁相放大器的椭偏检测技术来对这一微弱的效应进行探测. 实验发现该介质产生的 Kerr 转角与外磁场的关系具有磁滞回线的特征, 这使得我们可以进一步确定该样品的矫顽力为 390.4 mT, 而其饱和 Kerr 转角为 0.301587° .

II. 理论原理

A. 极 Kerr 效应

我们取磁化方向为 z 方向并假设介质的各向异性仅由磁化导致, 那么根据对称性分析可知介质的介电张量可以由如下拟式描述 [1]:

$$\epsilon = \epsilon_0 n^2 \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2/n^2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中 ϵ_0 为真空介电常量; n 为平均复折射率, 表现为介质磁化强度矢量 \vec{M} 的偶函数; Q 为复磁光常量, 表现为 \vec{M} 的奇函数. 这一张量的两个本征矢量为

$$\vec{v}_L = \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{v}_R = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{v}_z = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

* tengyiming@stu.pku.edu.cn; (45)91930454

前两个本征矢分别对应左右旋圆偏振光, 并且在这组基下原介电张量被对角化为

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} n_+^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_-^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中

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

为了在研究极 Kerr 效应对偏振态的影响时压低 Kerr 效应外的改变光线偏振态的因素, 我们会控制光近似垂直入射到反射面上. 记线偏振光入射时沿 x 方向偏振, 这一偏振态便可以被视为左右旋圆偏振光的叠加:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} \right]. \quad (5)$$

根据 Fresnel 公式, 介质对左右旋圆偏振光的复反射率为

$$r_{\pm} = \frac{1 - n_{\pm}}{1 + n_{\pm}}, \quad (6)$$

于是反射光态便为

$$\frac{1}{2} \left[r_+ \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} + r_- \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} \right] = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} r_+ + r_- \\ i(r_+ - r_-) \\ 0 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} r_F \\ k \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

进而复 Kerr 转角便为

$$\tilde{\theta}_k = \arctan \frac{k}{r_F}. \quad (8)$$

由于这个值一般很小, 我们可以将其近似为

$$\tilde{\theta}_k \approx \frac{k}{r_F} = -i \frac{n_+ - n_-}{1 - n_+ n_-} \approx -i \frac{nQ}{1 - n^2}. \quad (9)$$

偏振面旋转的 Kerr 转角 θ_k 便为复 Kerr 转角的实部 $\Re \tilde{\theta}_k$; 同时反射光实际上表现为一个椭圆偏振光, 其椭圆率 (椭圆短轴与长轴之比) ε_k 便为复 Kerr 转角的虚部 $\Im \tilde{\theta}_k$.

B. 椭圆检测技术

由于复 Kerr 转角通常很小, 因此合适的探测这一微小转角的椭圆检测技术是本实验的关键. 实验选用的椭圆检测技术依赖于一个光弹调制器: 这一元件使用压电材料在各向同性的光学材料的某一方向上施加周期性变化的应力, 进而使得出射光的两个相互垂直的偏振分量的相位差产生周期性变化. 不妨取光弹调制器的振动轴为 y 轴, 那么其 Jones 矩阵便为

$$\mathbf{J}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta(t)} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

实验会在光弹调制器后设置一个透光轴与光弹调制器振动轴成 45° 角的检偏器, 其 Jones 矩阵为

$$\mathbf{J}_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

因此电矢量为 $(E_x \ E_y)^T$ 的入射光在通过光弹调制器-检偏器组合后的电矢量会变为

$$\tilde{\mathbf{E}}' = \mathbf{J}_2 \mathbf{J}_1 \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_x + E_y e^{i\delta(t)} \\ E_x + E_y e^{i\delta(t)} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

进而检偏器后的光电探测器探测到的光强为

$$I(t) = \tilde{\mathbf{E}}'^{\dagger} \tilde{\mathbf{E}}' = \frac{1}{2} (E_x^2 + E_y^2 + 2E_x \Re E_y \cos \delta(t) - 2E_x \Im E_y \sin \delta(t)). \quad (13)$$

对于极 Kerr 效应, $E_x = r_F, E_y = k$, 并且我们取光弹调制器带来的相位差为

$$\delta(t) = \delta_0 \sin \omega t, \quad (14)$$

那么我们将 $I(t)$ 按三角函数展开即得

$$I(t) = \frac{r_F^2 + k^2}{2} [1 + 2\theta_k J_0(\delta_0) - 4\varepsilon_k J_1(\delta_0) \sin \omega t + 4\theta_k J_2(\delta_0) \cos 2\omega t + \dots]. \quad (15)$$

其中 $J_i(x)$ 为第 i 阶 Bessel 函数, 实验中我们会取 δ_0 为零阶 Bessel 函数的第一零点. 记锁相放大器对信号交流分量的放大率是对直流分量放大率的 B 倍, 那么我们在测得光电探测器输出信号的直流分量 V_0 、一次谐波分量 V_ω 和二次谐波分量 $V_{2\omega}$ 后可通过

$$\theta_k = \frac{B\sqrt{2}V_{2\omega}}{4V_0 J_2(\delta_0)}, \quad \varepsilon_k = -\frac{B\sqrt{2}V_\omega}{4V_0 J_1(\delta_0)} \quad (16)$$

确定 Kerr 转角和 Kerr 椭偏率, 这里的 B 可以通过测量不同起偏器角度下输出信号的二次谐波幅度与直流分量幅度定标得到.

III. 实验设备

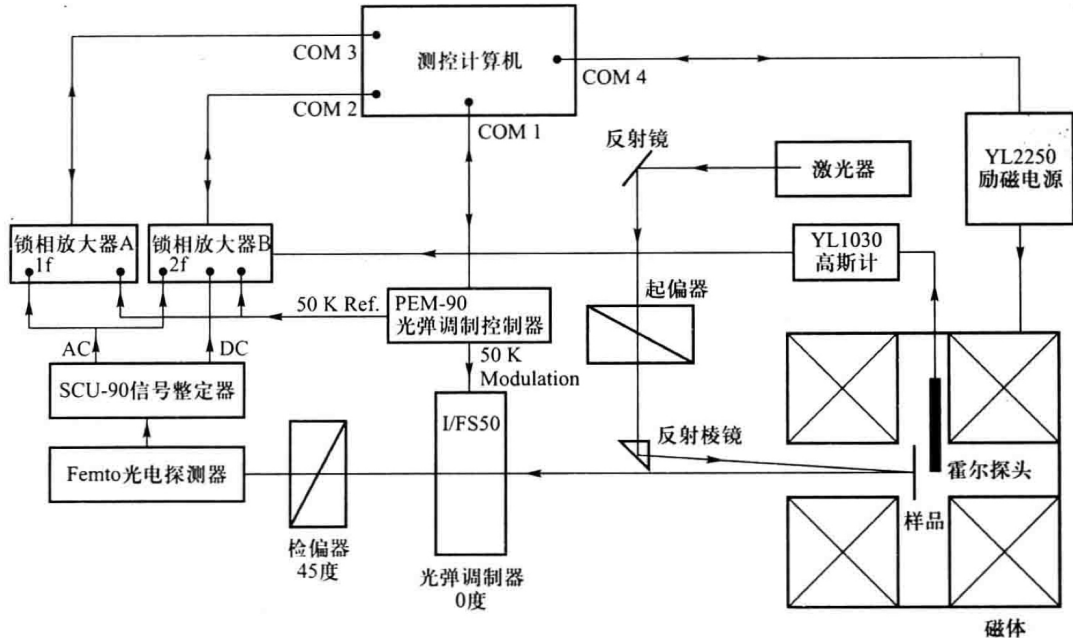


图 1: 实验装置示意图 [1]

图 1 为实验装置示意图. 实验使用的光源为波长为 632.8 nm 的 He-Ne 激光器, 装置中的起偏器和检偏器为安装在刻度轮上的偏振片, 绝大多数测量工作均通过测控计算机上的软件完成. 测量

Kerr 转角要求起偏器透振方向和光弹调制器振动方向平行而于检偏器透振方向成 45° 角, 为满足这一要求我们需要按如下步骤调整光路:

1. 固定起偏器方向并关闭光弹调制器, 转动检偏器至完全消光, 此时起偏器与检偏器的透振方向正交.
2. 向光弹调制器输入驱动信号并转动光弹调制器至锁相放大器上显示的信号强度最小, 此时光弹调制器振动轴方向与起偏器透振方向平行.
3. 根据检偏器上的刻度值将其转过 45° 角.

IV. 实验结果与分析

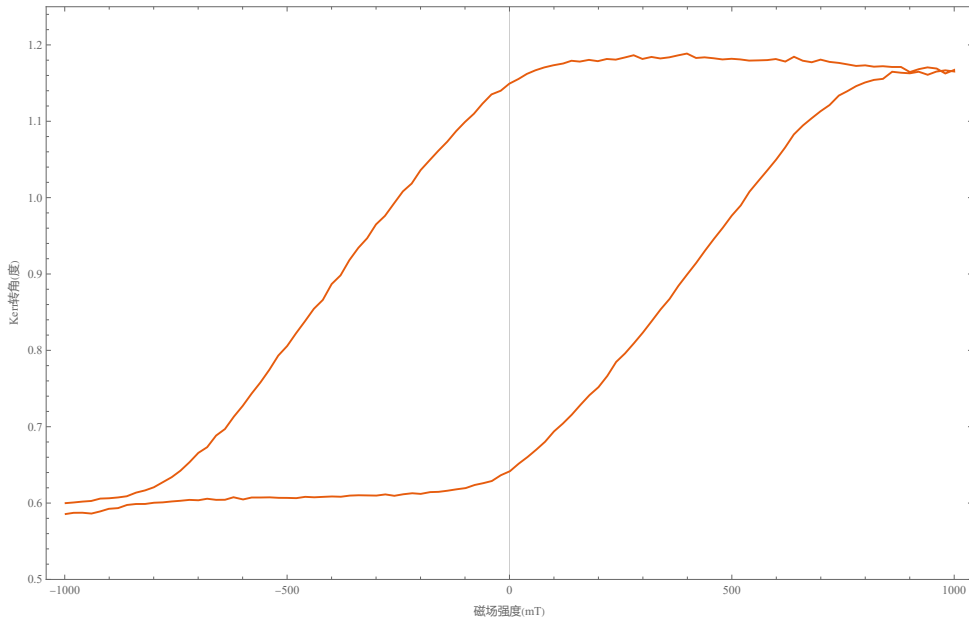


图 2: 实验测得的 Kerr 转角随磁场强度的变化

图 2 展示了在磁场强度由 -1.0 T 到 1.0 T 再到 -1.0 T 的循环中 Kerr 转角的变化情况, 可以看到这与铁磁体的磁滞回线高度相似. 我们取该图线的中心线高度为各个数据点对应的 Kerr 转角的均值 0.891147° , 据此我们通过插值得到该材料的矫顽力大小为

$$B_{\text{矫顽力}} = 390.4\text{ mT}. \quad (17)$$

为了计算饱和 Kerr 转角, 我们首先寻找到了实验数据中的最大值 $\theta_{\text{max}} = 0.58549^\circ$ 与最小值 $\theta_{\text{min}} = 1.18867^\circ$, 于是饱和 Kerr 转角便为

$$\theta_{\text{full}} = 0.301587^\circ. \quad (18)$$

外加磁场为零时非零的 Kerr 转角自然反映了样品的磁化, 但是实验发现矫顽力处的 Kerr 转角非零则反映了起偏器、光弹调制器与检偏器的相对角度关系并非理论上的完美状态. 图 3 展示了我们调整起偏器角度后得到的诸 Kerr 磁滞回线, 在图中我们定义逆入射光方向看去顺时针旋转偏振片角度为正、逆时针旋转偏振片角度为负. 可以看到, 调整起偏器的角度确实可以实现对 Kerr 磁滞回线的上下平移, 因此确实有可能是未调整到位的角度导致了在矫顽力处测量到了非零的 Kerr 转角. 在图中也可以看到角度为 $+1^\circ$ 时的 Kerr 磁滞回线相对其余四条回线而言存在一个镜像翻转, 这可

能是因为锁相放大器对信号的特殊处理方式使得曲线整体沿 x 轴做了镜像翻转, 但是我们并未对此找到一个详尽的解释.

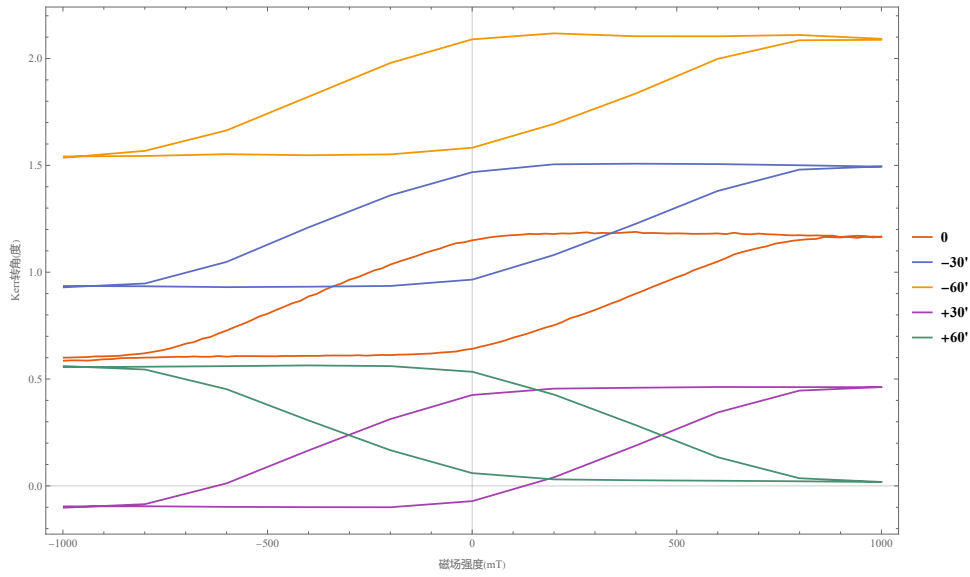


图 3: 调整起偏器角度得到的 Kerr 磁滞回线

与高度类似磁滞回线的 Kerr 转角曲线不同, 图 4 展示的 Kerr 椭偏率曲线并未表现出多少磁滞回线的特征. 这是因为光路中存在的多重反射导致的干涉会显著影响末态光线的椭圆偏振率, 进而使椭偏率曲线形态显著异于标准的磁滞回线.

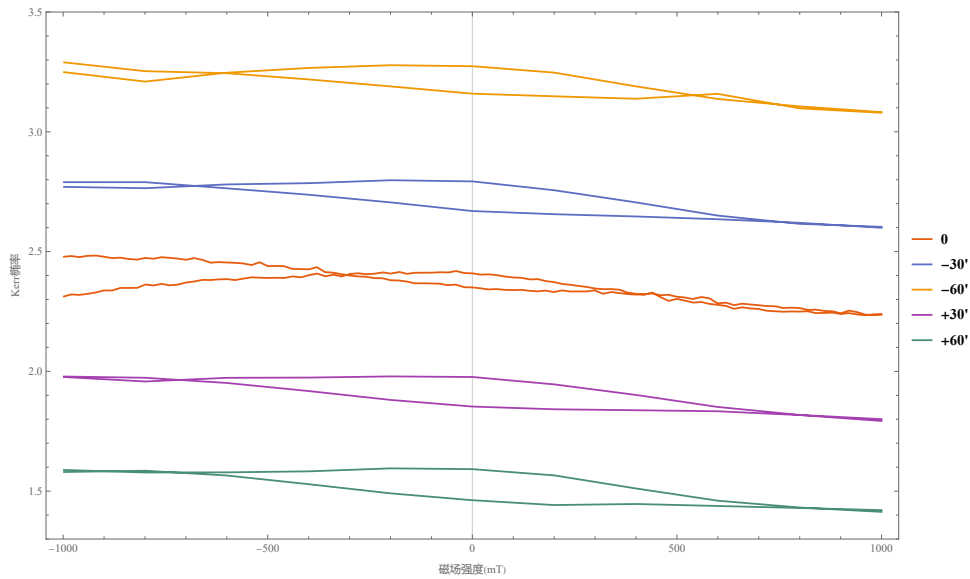


图 4: 实验测得的 Kerr 椭偏率随磁场强度的变化

V. 结论

本实验使用基于光弹调制器与锁相放大器的椭偏检测技术测量了 He-Ne 激光器的 632.8 nm 光在 $\text{Pt}_{73}\text{Co}_{27}$ 薄膜上反射的极 Kerr 效应导致的 Kerr 转角与 Kerr 椭偏率随外磁场强度变化的曲线. 实验测量得到的 Kerr 转角曲线表现出来良好的磁滞回线的特征, 而 Kerr 椭偏率曲线形态则与磁滞

回线相比存在显著差异. 我们根据 Kerr 转角曲线确定的样品矫顽力为 390.4 mT, 其饱和 Kerr 转角为 0.301587° . 实验发现样品在矫顽力大小的磁场下依旧存在非零的 Kerr 转角, 这很有可能是因为起偏器、光弹调制器和检偏器的角度关系没有调整到位, 而改变起偏器角度后对 Kerr 磁滞回线进行的测量在一定程度上支持了我们的猜想.

[1] 吴思诚, 荀坤. 近代物理实验. 高等教育出版社, 4 edition, 2015.

附录 A: 思考题

1. 我们的实验装置对 Kerr 转角和 Kerr 椭偏率的测量精度是否一样高?

不一样高. 如前文所述, 光路中存在的多次反射及反射光之间的干涉会显著影响椭偏率并为我们对它的测量带来难以抑制的噪声.

2. 如果用一个以角速度 ω 旋转的 $\lambda/2$ 波片代替光弹调制器, 光电探测器的输出信号会如何变化? 是否也能测出复 Kerr 转角?

此时旋转的波带片的 Jones 矩阵为

$$\mathbf{J}(t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \omega t & -\sin \omega t \\ \sin \omega t & \cos \omega t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \omega t & -\sin \omega t \\ i \sin \omega t & i \cos \omega t \end{pmatrix}. \quad (\text{A1})$$

进而此时出射光的电矢量将正比于

$$\tilde{\mathbf{E}}'' = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \omega t & -\sin \omega t \\ i \sin \omega t & i \cos \omega t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_F \\ k \end{pmatrix} = \frac{1}{2} e^{i\omega t} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_F \\ k \end{pmatrix} \quad (\text{A2})$$

可以看到出射光强将不具有时间依赖性, 进而我们将无法测出复 Kerr 转角.