

一种完整测量磁光克尔效应和 法拉第效应的方法*

钱栋梁 陈良尧 郑卫民 张颖君 郑玉祥 周仕明 杨月梅 钱佑华

(复旦大学物理系, 上海 200433)

尚昌和 王荫君

(中国科学院物理研究所, 北京 100083)

摘 要 详细给出了一种测量完整克尔和法拉第效应的原理和实验装置。该装置简单可靠, 完全由计算机控制。利用傅里叶变换方法, 实验系统可以在从 0.01 度至几百度的克尔和法拉第旋转角范围内以及在 1.5~ 6.0 eV 的光子能量范围内, 准确地测量克尔和法拉第效应的绝对值。作为实验测量的例子, 给出了 MnBiAl 合金薄膜样品和 GaP 块状样品的克尔和法拉第效应的光谱。由于法拉第旋转角的值正比于样品厚度, 当采用单一的法拉第谱测定磁性样品的基本吸收边时应注意这一特点。

关键词 克尔效应, 法拉第效应, 光谱学。

1 引 言

为了深刻理解一些材料的磁光现象及其物理原理, 以及使这些效应在数据存储和磁光开关等器件中获得重要应用, 人们对磁光克尔效应和法拉第效应产生了研究兴趣。克尔和法拉第旋转角以及与此相应的椭偏率, 直接与复介电函数的对角元和非对角元相联系, 并与材料内部微观的带内和带间光跃迁有关。出于测量方便的考虑, 在很多情况下, 人们只是测量旋转角。但在有些场合, 磁光旋转角和椭偏率都能获得应用。

对于磁光效应的测量, 已经发展了许多方法^[1-7]。例如, 可采用调制方法测量克尔效应^[3, 6, 7]。采用这种方法, 可得到最终被检测的光信号中的交流成分 I_A 为:

$$I_A = I_{A_0} \cos(2\alpha + \theta_0 \sin \omega t) = \\ I_{A_0} [\cos 2\alpha - \sin 2\alpha (\theta_0 \sin \omega t) - \cos 2\alpha (\theta_0 \sin \omega t)^2/2 + \\ \sin 2\alpha (\theta_0 \sin \omega t)^3/6 + \dots + \cos(2\alpha + n\pi/2) (\theta_0 \sin \omega t)^n/n!], \quad (1)$$

式中, α 为包括磁光旋转在内的被探测光偏振面旋转的方位角, θ_0 为磁光调制器的角调制振幅, ω 为调制频率。因此, 当 $\alpha = 45^\circ$ 和 $\alpha = 0^\circ$ 时, 信号中分别含有振幅最大的基频和倍频信

* 国家自然科学基金、国家教育部和上海应用物理研究中心基金资助项目。

收稿日期: 1998-01-12; 收到修改稿日期: 1998-09-11

号, 以及其它高次频成分。虽然可通过测量基频和倍频信号并调节 α , 使得振幅最大来确定磁光旋转角的值, 但 $\cos 2\alpha$ 和 $\sin 2\alpha$ 在极值附近对 α 的变化不敏感, 会给测量精度带来影响。同时, 高次频的存在使波形产生失真, 也给波形判断带来困难。它的另一缺点是不易实现自动化操作和难于测定椭偏率的值。其原因是受调制的线偏振光经过磁光样品后将含有旋转角和椭偏率两个参数的变化, 其绝对值的准确测量会受到很多因素的影响^[3, 8]。

最近, Mansuripur 等人^[6]提出一种方法, 可测量克尔旋转角和椭偏率, 但在测克尔旋转角时, 难以确定其正负符号。

本文将给出一种波长扫描并结合傅里叶变换的磁光谱测量方法, 既可以测量克尔和法拉第旋转角, 又可以测量相应的椭偏率。其中利用了旋转检偏器和加入了一块无色 1/4 波片的方法。实验系统具有稳定性好、测量光谱区宽的优点。

2 测量原理

对于沿 z 轴方向均匀磁化的各向同性材料, 磁化强度 M 沿 z 方向。设一束线偏振光的电场 E_x 沿 x 方向振动, 沿 z 方向传播, 则 E_x 可以被分解成左旋 E_l 和右旋 E_r 两个圆偏振光电场, 即

$$E_x = E_l + E_r \quad (2)$$

如果材料具有克尔效应, 则被测样品反射的光是椭圆偏振的,

$$E' = E'_l + E'_r = \mathcal{Y}_- E_l + \mathcal{Y}_+ E_r = E'_x + E'_y \quad (3)$$

其中 \mathcal{Y}_- 和 \mathcal{Y}_+ [$\mathcal{Y}_\pm = \mathcal{Y}_\pm \exp(i\theta_\pm)$] 分别是左、右圆偏振光的反射系数。电场的 y 分量 E'_y 来自材料磁光效应的贡献。 E'_y 与 E'_x 的比率为:

$$\frac{E'_y}{E'_x} = \frac{i(\mathcal{Y}_+ - \mathcal{Y}_-)}{(\mathcal{Y}_+ + \mathcal{Y}_-)} \quad (4)$$

克尔旋转角 θ_k 和克尔椭偏率 ϵ_k 有以下形式:

$$\theta_k = -\frac{(\theta_+ - \theta_-)}{2}, \quad \epsilon_k = -\frac{\mathcal{Y}_+ - \mathcal{Y}_-}{\mathcal{Y}_+ + \mathcal{Y}_-} \quad (5)$$

可定义复克尔参数 ϕ 为^[9, 10]:

$$\phi = \theta_k - i\epsilon_k = \frac{\epsilon_{xy}}{\sqrt{\epsilon}(\epsilon - 1)} = \frac{E'_y}{E'_x} \quad (6)$$

其中, ϵ 和 ϵ_{xy} 分别是材料介电函数张量的对角元和非对角元。因此有两种方法可以增强克尔效应: 一是找到具有很大 ϵ_{xy} 值的材料, 使 E'_y 很大; 另一种是降低 E'_x (正比于材料的赝反射系数) 的值。例如, 如果材料的赝介电函数 ϵ 接近于 1, 克尔效应会显著增加^[11]。但是, 在这种条件下, 光几乎是零反射, 光强很弱^[12], 并不一定有利于器件的应用。

在实验中, 用检偏器来测量从样品反射回来的光的偏振态。相对于 x 轴, 检偏器的方位角为 A , 则从检偏器出来的电场强度为:

$$E'' = E'_x \cos A + E'_y \sin A \quad (7)$$

光强为 I ,

$$I \sim \frac{E''^2}{4} [\mathcal{Y}_+^2 + \mathcal{Y}_-^2 + 2\mathcal{Y}_+ \mathcal{Y}_- \cos(2A - 2\theta_k)] \quad (8)$$

从原理上来说, 通过傅里叶变换, θ_k 和 ϵ_k 都可确定, 但要精确测定椭偏率 ϵ_k 特别是它的

符号有一定的困难,因为在光强的直流分量中含有背景成分,不易在测量中被校正,以及在公式中含有平方项。但如在样品和起偏器之间,加入一个1/4波片,可解决此问题。设 α 是1/4波片的延迟位相,则(3)式可修改为:

$$E' = E_x' + \exp(i\alpha) E_y' \quad (9)$$

被检测的光强为

$$I = I_0 + I_1 \cos 2A + I_2 \sin 2A \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} I_0 &= f(\mathcal{Y}_+^2 + \mathcal{Y}_-^2) \\ I_1 &= f(2\mathcal{Y}_+ \mathcal{Y}_- \cos 2\theta_k) \\ I_2 &= f[-(\mathcal{Y}_+^2 - \mathcal{Y}_-^2) \sin \alpha + 2\mathcal{Y}_+ \mathcal{Y}_- \sin 2\theta_k \cos \alpha] \end{aligned} \quad (11)$$

式中, f 是依赖于光电探测器特性的常数。因为 ϵ_k 为很小的量(在大多数情况下小于1°),有 $\mathcal{Y}_+ \approx \mathcal{Y}_- \approx \mathcal{Y}$,因此

$$\begin{aligned} \frac{I_2}{I_1} &\approx \frac{-(\mathcal{Y}_+ - \mathcal{Y}_-) \sin \theta + \mathcal{Y} \sin 2\theta_k \cos \alpha}{\mathcal{Y} \cos 2\theta_k} \approx \\ &2(\theta_k \cos \theta + \epsilon_k \sin \alpha) \end{aligned} \quad (12)$$

若 $\alpha = 0$, (相当于移去1/4波片),或 $\alpha = 90^\circ$, (相当于置入1/4波片),从上式可分别求得 θ_k 和 ϵ_k ,而 I_0 、 I_1 和 I_2 可通过傅里叶变换得到:

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n I_i \\ I_1 &= \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n I_i \cos 2A_i \\ I_2 &= \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n I_i \sin 2A_i \end{aligned} \quad (13)$$

同样,上述原理可被用来测量法拉第效应。在法拉第效应的透射测量中,透射光的电场强度与(3)式有相同的形式

$$E' = E_l' + E_r' = \tilde{t}_- E_l + \tilde{t}_+ E_r = E_x' + E_y' \quad (14)$$

其中 \tilde{t}_- 和 \tilde{t}_+ 分别是左旋和右旋圆偏振光的透射系数。

与克尔效应不同的是,法拉第参数既依赖于磁场,又依赖于样品厚度。对于很薄的样品或具有很小法拉第效应的样品,(12)式仍然有效:

$$\frac{I_2}{I_1} \approx 2(\theta_f \cos \alpha + \epsilon_f \sin \alpha) \quad (15)$$

如果样品很厚,有很大的 θ_f 值,但在 $t_+ \approx t_- \approx t$ 仍满足的条件下,仍可以得到:

$$\frac{I_2}{I_1} \approx \tan 2\theta_f \cos \alpha + 2\epsilon_f \sin \alpha / \cos 2\theta_f \quad (16)$$

当 $\alpha = 0$ 时, θ_f 可很精确地被测定。但从上式可看到,在 $\alpha = 90^\circ$ 条件下测定 ϵ_f 时,将包含旋转角 θ_f 的影响。因此在分析数据时,需对此作出修正。

3 实验和结果

整个光学系统被建立在一个防震光学平台上,如图1所示。由弧光放电氙灯提供连续光源,耦合至光栅单色仪,出射的单色光能量范围为1.5~6 eV。采用MgF₂晶体材料,设计成

“洛匈”式偏振器, 分别作为起偏和检偏器。从“洛匈”偏振器出射为两束偏振面互相垂直的光。一束与光路同轴的光用作探测光。另一束偏离光路约 2° 的光需被隔离。从起偏器出射的线偏振光经反射镜反射, 并以约 2° 的角度穿过磁极上的小孔, 以近似正入射条件入射到置于磁场中样品的表面。在一般状态下, 一个线偏振光经反射后, 将成为椭圆偏振光。但仔细调节反射镜面使其垂直于入射面, 可依然保持射向样品表面的光为纯的线偏振光状态不变。从样品表面反射后含有克尔效应信息的椭圆偏振光由检测器检测, 并由一个具有 S20 光频响应特性的光电倍增管接收后转换成电信号, 再通过 A-D 接口送到计算机进行处理。检偏器的方位角由步进马达控制, 步进马达的轴被加工成中空, 检偏器被直接安装固定在轴上, 光线可无阻挡地从轴中穿过, 步进马达每圈转 1000 步, 每步 0.36° 。以熔石英制备的无色 $1/4$ 波片在 $200\sim 800\text{ nm}$ 范围内的延迟位相误差可控制在 0.3° 的范围内^[13]。

如图 1 所示, 在磁场的左、右两半部分分别用于测量克尔和法拉第磁光效应。光路的准直由 He-Ne 激光器完成, 磁场由高斯计校验。可用一块非铁磁性样品, 例如用一个 Al 薄膜样品(几乎无克尔效应), 来校准 $1/4$ 波片的快轴, 使其垂直于入射面。用一个步进马达精确控制 $1/4$ 波片的位置, 当其移入光路时, 会在磁光信号的垂直和平行入射面分量间引入 90° 位相延迟, 便于测量克尔椭圆偏率 ϵ_k 。

在大多情况下, 克尔磁光效应是磁化强度的奇函数, 因此, 在测量时, 可分别测量正负磁场下的克尔函数 $\tilde{\phi}_k$, 实际的克尔函数值可取其平均值得到:

$$\tilde{\phi}_k = \frac{1}{2} [\tilde{\phi}_k(+H) - \tilde{\phi}_k(-H)] \quad (17)$$

这可消除一些与磁场无关的系统误差因素, 如由检偏器方位角引进的误差, 光路稍有偏离时引起的误差, 以及电子检测线路的相位滞后引起的误差等。在测量法拉第效应时, 也采用同样的步骤。

在本实验系统中, 在光源稳定和光的强度适中的情况下, 被仔细校准的磁光参数的绝对测量灵敏度可优于 0.01° 。对实验系统来说, 这意味着被探测光信号的稳定性要优于 2×10^{-4} 。因此, 对于影响光信号稳定性的各种因素都需被仔细考虑和控制。光学部件都紧固安装在平台上, 以免检偏器转动时各部件发生振动。光源、光电倍增管和电磁铁的供电电源, 都经过特殊设计, 具有很高的稳定性和极小的纹波。实验中发现造成数据微小涨落的主要因素是来自光强的随机扰动。当在实验光谱区的两端, 光的信号强度很弱或是样品表面的反射率很低

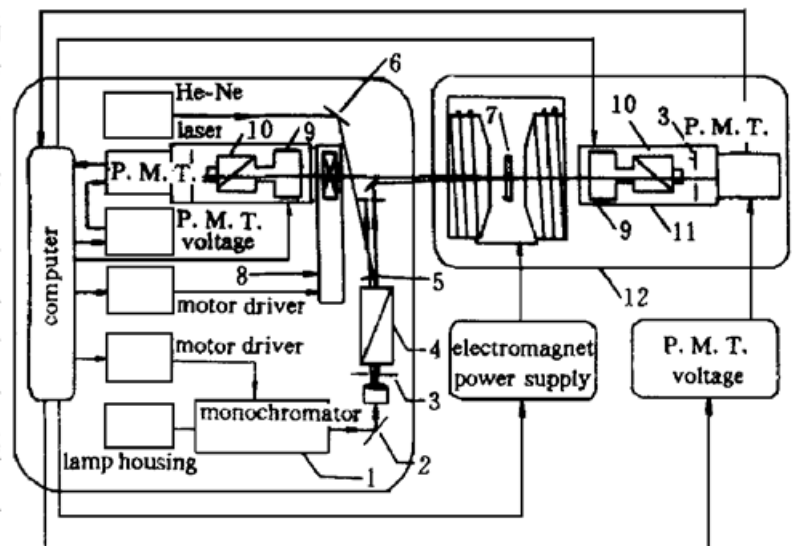


Fig. 1 System configuration of the polar Kerr and Faraday spectrometer. 1: grating monochromator, 2: front mirror, 3: optical apertures, 4: polarizer, 5 and 6: front mirrors for the laser beam and sample alignment, 7: sample, 8: quarter-wave-length retarder, 9: stepping motor with hollow shaft, 10: analyzer mounted directly on shafts, 11: light shielding box, 12: vibration-isolated optic table

时, 克尔旋转角的测量误差会在 0.02° 到 0.05° 的范围内。为减小光电倍增管的非线性效应, 实验中保持光电倍增管的阳极电流与倍增极电流之比小于 10^{-2} , 使得由非线性效应引起的数据误差可被忽略。从(12)式和(16)式可以看出, 采用傅里叶变换的方法, 可以在 0.01 度到几百度的很宽的数据范围内测量到克尔旋转角和法拉第旋转角的绝对值^[14]。

作为本实验装置演示性的结果, 图 2 和图 3 给出了在室温下实验测量到的一块 $\text{MnBi}_{0.48}\text{Al}_{0.18}$ 合金薄膜样品的克尔光谱图及其磁光磁滞回线。采用电子束蒸发的方法, 样品被制备在 0.2 mm 厚的玻璃衬底上, 表面淀积一层薄的 SiO_2 的覆盖层, 以防止样品氧化。样品在真空条件下 300°C 退火 5 小时。在玻璃面进行测量。玻璃衬底的法拉第效应被校正。有趣的是, 在低能区的克尔旋转角的值比椭偏率的值大, 而在高能区则反之。与文献中他人的结果相比, 可发现这一类掺杂 MnBi 合金的克尔旋转角谱的主要特征是相似的, 即约在 1.8 eV 和 3.5 eV 处都存在这类合金的特征峰, 尽管其峰位和绝对值大小随掺杂成分和组份不同而有变化^[15]。依据理论计算的结果, 在 1.8 eV 处的峰主要由 $(\text{Bi}-p \downarrow)$ 到 $(\text{Mn}-d \downarrow)$ 能级的电子跃迁引起, 3.5 eV 处的峰很可能由样品制备和处理过程中所带进的氧(以氧化铝的形式)引起^[15]。所测量的克尔谱与 Kohler 等人的结果仍有一个符号的差别, 这是由不同实验组对磁场方向的不确定性引起的。这种现象在其他小组的实验结果中也可看到。例如, 同是过渡金属, 不同小组测量的克尔谱的符号相反, 而本文作者测量的符号与 Moog 等人的相同^[16, 17]。要解决这一分歧, 需对实验中磁场的方向有一个共同的约定。对于高能区中克尔旋转角和椭偏率谱的结构仍需作更多理论和实验的分析和研究, 方能对其起源作出合理的解释。而从应用的角度出发, 这类掺铝 MnBi 合金材料在短波区所显示的较大磁光克尔椭偏率的特点, 将具有实际应用的价值。

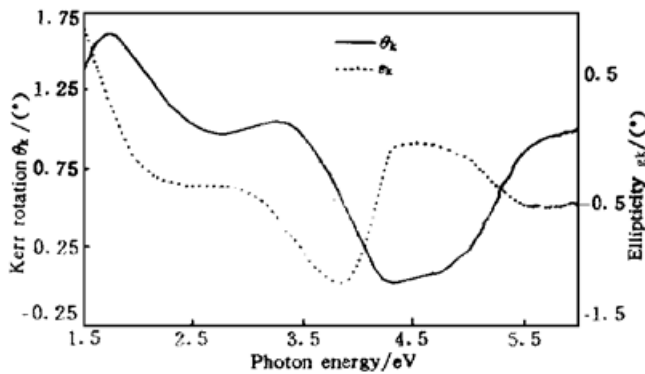


Fig. 2 The complex polar magneto-optical Kerr spectra of the $\text{MnBi}(\text{Al})$ thin alloy film sample measured at room temperature

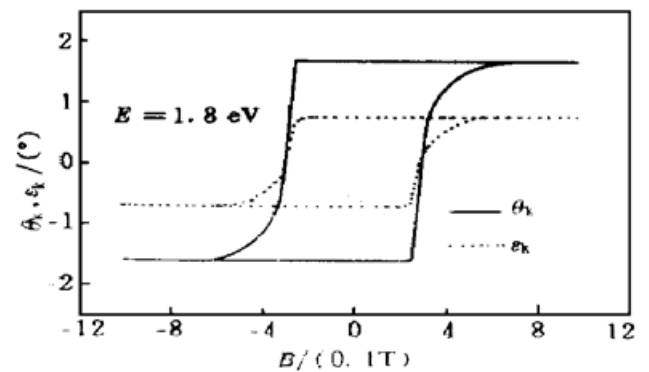


Fig. 3 The magneto-optical Kerr hysteresis loop of the $\text{MnBi}(\text{Al})$ thin alloy film sample measured at the 1.5 eV photon energy and at room temperature

图 4 给出的是在室温下实验测量到的 GaP 块状样品的法拉第光谱图。样品厚为 0.4 mm , 双面抛光, 晶向取向为 (111) 。实线是在克尔位形下测到的谱线, 点划线是在法拉第位形下测到的谱线。当用测量克尔效应的方法测量法拉第效应时, 需在样品的背面放一面 Al 镜, 这样测得的是双光程法拉第旋转角。 GaP 是一种间接禁带半导体, 禁带宽度 2.24 eV ^[18], 从图 4 可看出这一点, 虽然在吸收边附近, 其吸收系数远小于具有直接禁带结构的半导体, 但在此附近吸收系数仍急剧增长。在基本带隙 E_g 底下, 样品是透明的, 两种位形下的法拉第曲线符合得很好。在基本带隙 E_g 以上, 由于间接禁带结构的缘故, 样品随光子能量的增大逐渐变得不透明。在克尔位形下测得的谱峰位置接近于 E_g 的值, 但在法拉第位形下测得的谱峰位置超过

了 E_g 。这是因为在克尔位形下, 光经过了光程加倍的多重界面, 光强衰减很快。因此, 当仅根据在法拉第谱的截止边附近获得的数据来确定材料的基本带隙 E_g 时应特别注意这一点, 需同时结合其他的光学方法才能准确测定 E_g 的值。最后, 两种位形的磁光谱都在 2.76 eV 能量位置附近截止, 在此位置附近, 发生了很强的直接带间跃迁过程, 样品变得完全不透明。

结 论 给出了一种利用旋转检偏器的方法测量完整克尔和法拉第效应的实验装置。采用在光路中加入一块无色 1/4 波片的方法, 既可以测量克尔和法拉第旋转角, 又可以测量相应的椭偏率。该装置简单可靠, 完全由计算机控制。文中给出了 MnBiAl 合金薄膜样品和 GaP 块状样品的克尔和法拉第效应光谱。由于法拉第旋转角的值正比于样品厚度, 当采用单一的法拉第谱测定磁性样品的基本吸收边时应注意这一特点。利用傅里叶变换的方法, 本实验系统可以在从 0.01 度至几百度的克尔和法拉第旋转角范围内, 以及在 1.5~ 6 eV 的光子能量范围内, 准确地测量克尔和法拉第效应的绝对值。

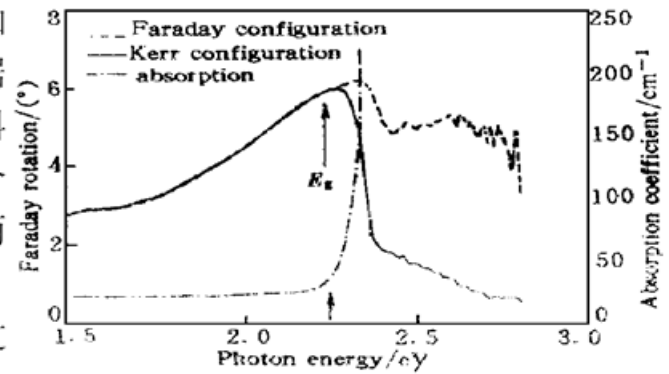


Fig. 4 The magneto-optical Kerr and Faraday spectra of the GaP crystal sample measured at room temperature and presented by the solid and dashed lines, respectively, with a comparison to the measured spectrum of the absorption coefficient. The intensity of the Kerr spectrum is divided by 2 as compare to that of the Faraday spectrum

参 考 文 献

- [1] Robinson C C. Longitudinal Kerr magneto-optic effect in thin films of iron, nickel, and permalloy. *J. Opt. Soc. Am.*, 1963, **53**(3) : 681~ 690
- [2] Suits J C. Magneto-optical rotation and ellipticity measurements with a spinning analyzer. *Rev. Sci. Instrum.*, 1971, **42**(1) : 19~ 22
- [3] Sato K. Measurement of magneto-optical Kerr effect using a piezo-birefringent modulator. *J. Appl. Phys. Jpn.*, 1981, **20**(12) : 2403~ 2409
- [4] Chen L Y, Woollm J A. Rotating analyzer magneto-optic spectroscopy. *Proc. SPIE*, 1989, (Polarization Considerations for Optical System), **1166**(2) : 267~ 277
- [5] Wartens J W D, Peeters W L, Nederpel P Q J. Polar magneto-optical Kerr effect and the dielectric tensor elements of $\text{CoFe}_{2-x}\text{Al}_x\text{O}_4$ $0.1 \leq x \leq 1$ in the photon energy range $0.65 \leq h\nu \leq 4.5$ eV. *J. Appl. Phys.*, 1984, **55**(4) : 1100~ 1104
- [6] Mansuripur M, Zhou F, Erwin J K. Measuring the wavelength dependence of magneto-optical Kerr (or Faraday) rotation and ellipticity: a technique. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(9) : 1308~ 1312
- [7] 刘公强, 刘湘林. 磁光调制和法拉第旋转测量. *光学学报*, 1984, **4**(7) : 588~ 592
- [8] Jellison G E, Jr, Modine F A. Two-channel polarization modulation ellipsometer. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(9) : 959~ 974
- [9] Freiser M J. A survey of magneto-optic effects. *IEEE Tran. Mag.*, 1968, **Mag-4**(2) : 152~ 161
- [10] Argyres P N. Theory of the Faraday and Kerr effect in ferromagnetics. *Phys. Rev.*, 1955, **97**(2) : 334~ 345
- [11] Feil H, Haas C. Magneto-optical Kerr effect, enhanced by the plasma resonance of charge carriers. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(1) : 65~ 67
- [12] Chen L Y, McGahan W A, Shan Z S *et al.*. Kerr effect of two-medium layered systems. *J. Appl.*

- Phys.*, 1990, **67**(12) : 7547~ 7555
- [13] Bennett J M. A critical evaluation of rhomb-type quarterwave retarders. *Appl. Opt.*, 1970, **9**(9) : 2123 ~ 2128
- [14] Chen L Y, Zhou S M, Su Y *et al.*. Study of optical and magneto-optical anisotropy of the $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ crystal. *Solid State Commun.*, 1996, **98**(9) : 829~ 833
- [15] Kohler J, Kubler J. Calculated magneto-optical properties of pure and doped MnBi. *J. Phys.: Condens Matter*, 1996, **8**(44) : 8681~ 8694
- [16] Moog E R, Zak J, Bader S D. Analysis of Kerr rotation from Cu/Co, Pd/Co, and Pt/Co superlattices. *J. Appl. Phys.*, 1991, **69**(8) : 4559~ 4561
- [17] Reim W, Weller D. Magneto-optical properties of metallic bilayer thin films. *IEEE Trans. Mag.*, 1989, **25**(5) : 3752~ 3754
- [18] Aspnes D E, Studna A A. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV. *Phys. Rev. B*, 1983, **27**(2) : 985~ 1009

A Method to Measure Completely the Magneto-Optical Kerr and Faraday Effects

Qian Dongliang Chen Liangyao Zheng Weiming Zhang Yinjun

Zheng Yuxiang Zhou Shiming Yang Yuemei Qian Youhua

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433)

Shang Changhe Wang Yinjun

(Physics Institute, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

(Received 12 January 1998; revised 11 September 1998)

Abstract The principle with the experimental configuration to measure both the magneto-optical Kerr and Faraday effects are given. The system is simple and is fully controlled by computer. Using the Fourier transfer analysis method, the spectra of the absolute Kerr and Faraday parameters can be measured in the precision data range from 0.01° to a few hundred degrees and in the photon energy range from 1.5 to 6.0 eV. Taking for examples, the measured spectra of Kerr and Faraday effects for MnBiAl alloy thin film sample and GaP bulk sample were given. Since the Faraday rotation angle is proportional to the thickness of the sample, the data should be carefully analyzed in the situation in which the fundamental absorption edge of the magnetic sample is only determined by the Faraday spectra.

Key words Kerr effect, Faraday effect, spectroscopy.