

克尔磁光效应的经典理论分析*

刘公强 吴 蓓 虞志强

(上海交通大学应用物理系)

刘 湘 林

(中国科学院上海冶金研究所)

提 要

本文引入与自旋-轨道相互作用等有关的有效场概念,运用经典电磁场理论,推导了磁光克尔旋转的明确表达式。证明了各种磁光介质的极向克尔旋转 θ_k 的实部 θ_k^r 和虚部 θ_k^i 均与有效场 H_e 成正比,在铁磁性介质中近似与 νM 成正比, M 为磁化强度,在亚铁磁性等介质中近似与 $\sum_i \nu_i M_i$ 成正比, M_i 为 i 次点阵的磁化强度。同时还证明了近似的横向克尔旋转 θ_h 与 H_e^2 成正比; θ_k^r 和 θ_k^i 的温度特性取决于 H_e 的温度特性。

关键词: 克尔磁光效应,磁光介质,极向克尔旋转。

一、引 言

一束线偏振光入射到具有磁矩(包括感应磁矩)的介质界面上,反射后其偏振状态会发生变化,这一效应称为克尔磁光效应。根据磁化强度 M 与入射面和界面的不同相对取向,可以分为极向、横向和纵向三种克尔磁光效应。

光的透射和反射是有内在联系的,即反射光是由透射场产生的。因此,光的反射必然与具有磁矩的介质(以下简称为介质)的内在性质,以及该介质与入射光波相互作用的特性有关。人们常用介电系数张量来描述物质属性,并通过与麦克斯韦方程组的联合解来描述磁光效应——法拉第效应和磁(线振)双折射等;引入反射系数后,进而描述克尔效应^[1,2]。这种经典理论处理方法尚难得到极向克尔旋转 θ_k 与场化强度 M 等关系的明确表达式,更难明确得到极向克尔旋转 θ_k 的温度,应力和色散特性。作者等^[1]曾引入了有效场概念,通过麦克斯韦方程组与电子运动方程的联合解,较为成功地解释了法拉第效应和磁(线振)双折射的有关特性。在此基础上,本文进一步计算并描述了极向克尔效应及其温度,色散特性等,并与法拉第效应作了一些对比。

关于横向克尔效应的理论论述报道甚少,而且很少见到关于横向克尔旋转的有关定义。本文根据横向克尔效应的特点,定义了一个近似的横向克尔旋转 θ_h 。证明它与有效场 H_e^2 成正比,这一特性与磁(线振)双折射相类似。

二、极向克尔效应

1. 反射系数矩阵

如图 1 所示,介质的磁化强度 M 与界面垂直时的克尔效应称为极向克尔效应。

可以证明,反射光电矢量的平行分量 E_p^r , 垂直分量 E_s^r 与入射线偏振光电矢量的平行分量 E_p^i 、垂直分量 E_s^i 之间的关系为

$$\begin{bmatrix} E_s^r \\ E_p^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_s^i \\ E_p^i \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} r_{11} &= \frac{n_1^2 \cos^2 \theta_1 - n_{2+} n_{2-} \cos^2 \theta_2}{(n_1 \cos \theta_1 + n_{2+} \cos \theta_2)(n_1 \cos \theta_1 + n_{2-} \cos \theta_2)}, \\ r_{12} &= i \frac{n_1 \cos \theta_1 \cos \theta_2 (n_{2-} - n_{2+})}{(n_1 \cos \theta_2 + n_{2+} \cos \theta_1)(n_1 \cos \theta_2 + n_{2-} \cos \theta_1)}, \\ r_{21} &= i \frac{n_1 \cos \theta_1 \cos \theta_2 (n_{2-} - n_{2+})}{(n_1 \cos \theta_1 + n_{2+} \cos \theta_2)(n_1 \cos \theta_1 + n_{2-} \cos \theta_2)}, \\ r_{22} &= \frac{n_1^2 \cos^2 \theta_2 - n_{2+} n_{2-} \cos^2 \theta_1}{(n_1 \cos \theta_2 + n_{2+} \cos \theta_1)(n_1 \cos \theta_2 + n_{2-} \cos \theta_1)}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

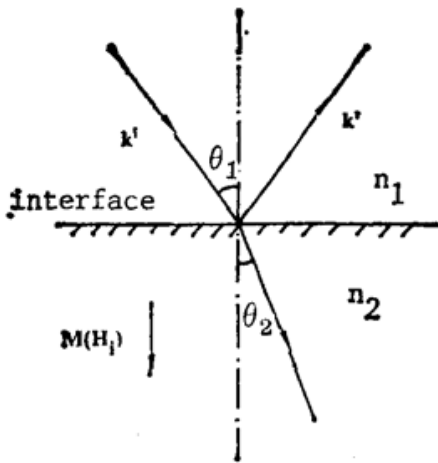


Fig. 1 The polar Kerr effect

式中 r_{11} 、 r_{12} 、 r_{21} 、 r_{22} 为反射系数矩阵元, n_{2+} 、 n_{2-} 为在介质 2 中传播的右、左圆偏振光折射率。在实际应用中,通常使线偏振光垂直入射到介质界面上,此时 $\theta_1 = \theta_2 = 0$ 。且 $E_p^i = 0$, 代入(1)、(2)式得

$$\begin{bmatrix} E_s^r \\ E_p^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_s^i \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} r_{11} = r_{22} &= \frac{n_1^2 - n_{2+} n_{2-}}{(n_1 + n_{2+})(n_1 + n_{2-})}, \\ r_{12} = r_{21} &= i \frac{n_1 (n_{2-} - n_{2+})}{(n_1 + n_{2+})(n_1 + n_{2-})}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

极向克尔旋转 θ_k 为

$$\tan \theta_k = -\frac{E_p^r}{E_s^r} = -\frac{r_{21}}{r_{11}} = -i \frac{n_1 (n_{2+} - n_{2-})}{n_{2+} n_{2-} - n_1^2}, \quad (5)$$

通常 $|\theta_k| < 5^\circ$, 故 $\tan \theta_k \cong \theta_k$ 若介质 1 为空气或真空, $n_1 = 1$ 。设介质 2 的折射率 $n_2 = n$, 当介质 2 存在吸收时, $n = N - ik$, 相应的右、左圆偏振光折射率 n_{\pm} 为

$$n_{\pm} = N_{\pm} - iK_{\pm}, \quad (6)$$

令

$$\left. \begin{aligned} N_+ - N_- &= \Delta N, & K_+ - K_- &= \Delta K, \\ N &\cong \frac{1}{2}(N_+ + N_-), & K &\cong \frac{1}{2}(K_+ + K_-) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

则复极向克尔旋转 $\theta_k = \theta'_k + i\theta''_k$ 的实部 θ'_k 和虚部 θ''_k 分别为

$$\left. \begin{aligned} \theta'_k = \text{Re} \theta_k &= \frac{2NK\Delta N - \Delta K(N^2 - K^2 - 1)}{(N^2 - K^2 - 1)^2 + 4N^2K^2}, \\ \theta''_k = \text{Im} \theta_k &= \frac{2NK\Delta K + \Delta N(N^2 - K^2 - 1)}{(N^2 - K^2 - 1) + 4N^2K^2}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

2. 极向克尔旋转

根据文献[3], 当一束线偏振光在介质中传播时, 会分解成左、右两个圆偏振光。当光的传播方向 \mathbf{k} 与有效场 \mathbf{H}_i 平行时, 应用电子运动方程和麦克斯韦方程组的联合解, 可计算得右、左圆偏振光的折射率为

$$\left. \begin{aligned} n_+^2 - 1 &= \frac{\frac{\mu_0 N_0 e^2 c^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega - \frac{Ne^2}{3\epsilon_0 m} + \frac{e\mu_0\omega H_i}{m}}, \\ n_-^2 - 1 &= \frac{\frac{\mu_0 N_0 e^2 c^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega - \frac{Ne^2}{3\epsilon_0 m} - \frac{e\mu_0\omega H_i}{m}}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中 μ_0 、 ϵ_0 为真空磁导率和真空介电常数, N_0 为单位体积中的电子数, m 、 e 为电子质量和电量, ω_0 为电子运动固有圆频率, c 、 ω 为真空中的光速和圆频率 $\gamma = (g/m)$, g 为与辐射阻尼等有关的阻尼系数。作用于轨道运动电子上的有效场 \mathbf{H}_i 为

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_v + \mathbf{H}_d + \dots, \quad (10)$$

式中 \mathbf{H}_e 为外磁场, \mathbf{H}_v 为与电子自旋-轨道相互作用和电子自旋之间交换作用(间接交换作用)有关的有效场(以下简称 \mathbf{H}_v 场), \mathbf{H}_d 为退磁场。 H_e 、 H_v 和 H_d 分别表示 \mathbf{H}_i 中各矢量沿光传播方向上的分量。令

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\mu_0 N_0 e^2 c^2}{m}, & B &= \omega_0^2 - \omega^2 - \frac{N_0 e^2}{3\epsilon_0 m}, \\ C &= \frac{e\mu_0\omega}{m} H_i, & D &= \gamma\omega. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

考虑到通常光波圆频率 $\omega \sim 10^{15}$ rad/s, $N_0 \sim 10^{27} \sim 10^{30}$ m⁻³, $H_i \lesssim 10^9$ A/m, 故 $|B| > 10^{30}$, $C \sim 10^{29}$, $D \sim 10^{21}$, 将(9)式中的两式相减, 并略去 D^2 得

$$n_+^2 - n_-^2 = \frac{2AC[(B^2 - C^2) + 2iBD]}{(B^2 - C^2)^2 + 4B^2D^2}, \quad (12)$$

由(6)、(7)式可得

$$n_+^2 - n_-^2 = 2(N\Delta N - K\Delta K) - 2i(N\Delta K + K\Delta N), \quad (13)$$

由(12)、(13)两式得

$$\left. \begin{aligned} \Delta N &= \frac{1}{N^2 + K^2} \frac{AC[2BDK - N(B^2 - C^2)]}{(B^2 - C^2)^2 + 4B^2D^2} \cong -\frac{ACN}{B^2(N^2 + K^2)}, \\ \Delta K &= \frac{1}{N^2 + K^2} \frac{AC[2BDK + K(B^2 - C^2)]}{(B^2 - C^2)^2 + 4B^2D^2} \cong \frac{ACK}{B^2(N^2 + K^2)}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

将(11)、(14)两式代入(8)式得

$$\left. \begin{aligned} \theta'_k &= b_1 H_i, & \theta''_k &= b_2 H_i, \\ b_1 &= \frac{\mu_0^2 N_0 e^3 \omega C^2 K (3N^2 - K^2 - 1)}{m^2 (N^2 + K^2) \left(\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{N_0 e^2}{3\epsilon_0 m} \right)^2 [(N^2 - K^2 - 1)^2 + 4N^2 K^2]}, \\ b_2 &= \frac{\mu_0^2 N_0 e^3 \omega C^2 N (N^2 - 3K^2 - 1)}{m^2 (N^2 + K^2) \left(\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{N_0 e^2}{3\epsilon_0 m} \right)^2 [(N^2 - K^2 - 1)^2 + 4N^2 K^2]}. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

在铁磁性, 亚铁磁性和反铁磁性介质中, 通常 $H_v \gg H_e, H_d$, 故

$$\theta'_k \cong b_1 H_v, \quad \theta''_k \cong b_2 H_v. \quad (17)$$

3. 有效场

从微观角度看, 对于铁磁性和亚铁磁性等介质, 法拉第和克尔等磁光效应主要来源于激发态的自旋-轨道相互作用^[4], 在有些材料中, 还与电子自旋之间的交换作用(间接交换作用)有关^[5]。下面将证明, 这些相互作用对轨道上运动的电子的影响可等效于作用在轨道电子上的有效场 $H_v = \nu M$ 或 $\sum_i \nu_i M_i$ 。

自旋-轨道相互作用能量为

$$H_{LS}^0 = v' \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = v m_L \cdot m_S, \quad (18)$$

式中 $v = (2m^2 c^2 / e^2) v'$ 。假定每个原子只有一个电子对磁性有贡献, 则(18)式中的 \mathbf{L} 、 \mathbf{S} 、 m_L 和 m_S 分别为原子的轨道动量矩、自旋动量矩、轨道磁矩和自旋磁矩。在铁磁性介质中的自旋-轨道相互作用

$$H_{LS} = \sum_i \sum_j v_{ij} m_{L_i} \cdot m_{S_j}, \quad (19)$$

通常不同原子间的自旋-轨道相互作用可以忽略, 设每个原子的相互作用系数 v 均相同, 即 $v_{ij} = v \delta_{ij}$, 则

$$H_{LS} = v \sum_i m_{L_i} \cdot m_{S_i}, \quad (20)$$

因原子磁矩 $m_i = m_{L_i} + m_{S_i}$, 故(21)式变为

$$H_{LS} = v \left(\sum_i m_{L_i} \cdot m_i - \sum_i m_{L_i} \cdot m_{L_i} \right). \quad (21)$$

在大多数铁磁性介质中, $\sum_i m_{L_i} \cdot m_{L_i}$ 项为一小量, 在一级近似下可以忽略不计。在饱和情况下, 介质中所有的 m_i 均沿同一方向, 且 $m_i = (M_S / N_0)$, M_S 为饱和磁化强度。于是

$$H_{LS}(\text{饱和}) = \nu M_S \cdot \sum_i m_{L_i}, \quad (22)$$

式中 $\nu = (v/v_0)$ 。当外磁场 $H_e = 0$ 时, 介质中各磁畴磁矩混乱排列, 此时(21)式可写成

$$H_{LS} = 0, \quad \sum_i m_{L_i} = 0.$$

考虑到磁光效应是各个电子的贡献的总和, 磁化强度 M 为各磁畴内磁化强度的平均值, 故在一般情况下, 可将(21)式近似地写成

$$H_{LS} = \nu M \cdot \sum_i m_{L_i}, \quad (23)$$

式中的 νM 即为作用于电子轨道磁矩(轨道运动电子)上的自旋-轨道相互作用等效场。

在亚铁磁性和反铁磁性介质情形, 用文献[3]相似的方法可以证明相应的自旋-轨道相互作用等效场为 $\sum_i \nu_i M_i$, M_i 为第 i 次点阵的磁化强度。

在铁磁性介质中, 交换作用场或分子场为 $\nu' M$ 。显然, 磁化强度 M 与分子场的大小成正比。换句话说, (23)式中的 M 本身亦包含了交换作用对磁光效应的贡献。同理, 在亚铁磁性和反铁磁性介质中, 各次点阵磁化强度 M_i 本身亦包含了间接交换作用对磁光效应的贡献。

综上所述,作用在轨道运动电子上的、与自旋-轨道相互作用和交换作用(间接交换作用)有关的有效场在铁磁性介质中为 $H_v = \nu M$, 在亚铁磁性和反铁磁性介质中为

$$H_v = \sum_i \nu_i M_i.$$

4. 讨论

(1) 与法拉第旋转相类似,极向克尔旋转的实部 θ'_k 和虚部 θ''_k 均与有效场 H_v 成正比。在铁磁性介质中, $\theta'_k = b_1 \nu M$ 、 $\theta''_k = b_2 \nu M$, 且都随 M 饱和而饱和; 在亚铁磁性和反铁磁性介质中, $\theta'_k = b_1 \sum_i \nu_i M_i$, $\theta''_k = b_2 \sum_i \nu_i M_i$, 且亦随 M 而饱和。

用克尔旋转测试装置测量了镀有 SiO 保护层的非晶膜 GdFeCo 的 $\theta'_k \sim H_e$ 关系如图 2 中 a 曲线, 测试光波长为 6328 \AA ; 用振动样品磁强计测量了同一样品的 $M \sim H_e$ 关系如图 2 中的 b 曲线, 实验结果与理论符合得相当好。图 2 中曲线 a 在 θ'_k 低值时, 其实验值有些偏离是由于电磁铁存在剩磁之故。

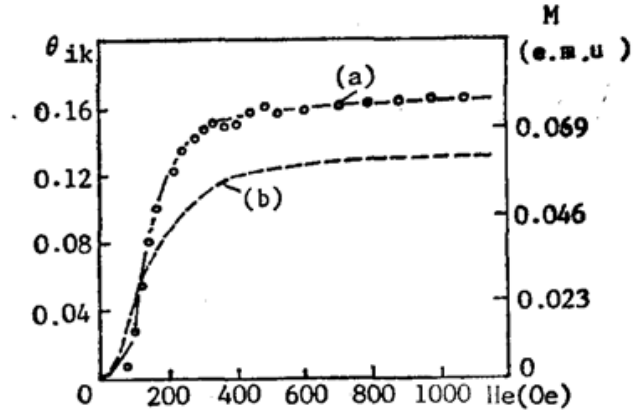


Fig. 2 (a) θ'_k vs H_e and (b) M vs H_e for the amorphous film GdFeCo

(2) 在常用的光波区域,就绝大多数磁性介质而言, θ'_k 、 θ''_k 均小于 2° 。在弱磁性介质中, θ'_k 、 θ''_k 主要与 H_e 成正比(顺磁性介质中的 θ'_k 、 θ''_k 还与 H_v 有关,但其值远小于磁性介质中的 H_e 值),因此其 θ'_k 、 θ''_k 极小,实用价值很小。

(3) 由(1)点可知,在铁磁性介质中, θ'_k 、 θ''_k 的温度特性取决于 M 的温度特性。文献[6]报道了在铁磁性非晶膜 CoCr 中,归一化的克尔旋转随温度变化与归一化的磁化强度随温度变化是一致的,这一实验结果与本文理论是吻合的。

由(1)点同样可以看出,在亚铁磁性和反铁磁性介质中, θ'_k 、 θ''_k 的温度特性取决于 $\sum_i \nu_i M_i$ 的温度特性。

(4) 在正常色散区,法拉第旋转的实部 θ' 与波长 λ 关系符合科希公式,在一定条件下,虚部 θ'' 亦有相似的色散特性^[8]。从(15)式(16)式可见,极向克尔旋转的 θ'_k 、 θ''_k 与 λ 的关系,显然与前者不同,其色散特性相当复杂。

(5) 在法拉第效应中,通常实部 θ' 比虚部 θ'' 大一个数量级以上;但在极向克尔效应中,实部 θ'_k 不一定比虚部 θ''_k 大,特别是在低损耗区域,即 $N \gg K$ 区域,由(15)、(16)两式知, $\theta' \sim (K/N^4)$, $\theta'' \sim (N/N^4)$,此时 θ''_k 比 θ'_k 大得多。

顺便指出, $K=0$ 时, $\theta'_k=0$, 但 $\theta''_k \neq 0$, 换句话说,不管有否极向克尔旋转实部 θ'_k , 反射光总是椭圆偏振的。

三、横向克尔效应

如图 3 所示,介质的磁化强度 M 与界面平行,并与入射面垂直时的克尔效应称为横向克尔效应。

将坐标系 z 轴沿逆时针旋转 θ_2 角。新、老坐标系之间的关系为

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_2 & \sin \theta_2 & 0 \\ -\sin \theta_2 & \cos \theta_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}. \quad (24)$$

在新坐标系 \$(x', y', z')\$ 中, 光在介质 2 中的传播方向 \$\mathbf{k}\$ 与 \$x'\$ 轴重合, \$k_{x'}=1, k_{y'}=k_{z'}=0\$, 有效场方向 \$\mathbf{h}\$ 为 \$h_{x'}=h_{y'}=0, h_{z'}=1\$. 这与文献[3]中的磁(线振)双折射情况相同, 故可用文献[3]同样的经典理论处理方法, 求得如下两个方程解:

$$(1) \quad \alpha' - \varepsilon_0 n_f^2 \alpha = 0, \quad (25)$$

式中 \$n_f\$ 为偏振在有效场方向 \$\mathbf{h}\$ 的光折射率,

$$\alpha' = \varepsilon_0 \alpha + 1, \\ \alpha = \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}{(Ne^2/m)} - \frac{1}{3\varepsilon_0}, \quad (26)$$

相应的解为

$$E_{z'} = \alpha P_{z'}, \quad P_{z'} = P_{y'} = 0, \quad (27)$$

式中 \$E_{z'}\$ 是介质 2 中光波的电矢量垂直入射面的分量, 它由原来 \$z'\$ 方向振动的电矢量和感生的 \$z'\$ 方向极化矢量叠加形成的线偏振光。应用菲涅尔公式, 可得光波 \$s\$ 分量的反射比(介质 1 为空气)为

$$r_s = \frac{\cos \theta_1 - n_f \cos \theta_2}{\cos \theta_1 + n_f \cos \theta_2}, \quad (28)$$

$$(2) \quad \alpha' (\varepsilon_0 \alpha n_{\perp}^2 - \alpha') + \varepsilon_0^2 \beta^2 (1 - n_{\perp}^2) = 0, \quad (29)$$

式中 \$n_{\perp}\$ 为偏振在与 \$\mathbf{h}\$ 垂直方向上的光的折射率。相应的解为

$$\left. \begin{aligned} E_{y'} &= -iQ E_{z'}, & E_{z'} &= 0 \\ Q &= \frac{\beta}{\alpha + \varepsilon_0 (\alpha^2 - \beta^2)}, & \beta &= \frac{\mu_0 \omega H_i}{Ne} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

(30)式代表在 \$x'y'\$ 平面内的一个椭圆偏振光。这表面线偏振光进入介质 2 后, 在光的传播方向(\$x'\$ 向)感生出了电场分量 \$E_{z'}\$, \$E_{z'}\$ 随 \$H_i\$ 而变化。由于 \$Q\$ 是一个小量, \$E_{z'} \ll E_{y'}\$, 故(30)式可视为一个准横波。

由界面两边磁场强度矢量的切线分量连续性条件和应用 \$\mathbf{H} = n(\mathbf{k} \times \mathbf{E})\$ 关系可得

$$E_p^i - E_p^r = n_{\perp} E_{y'}, \quad (31)$$

由电场强度矢量的切线分量连续性条件得

$$\cos \theta_1 (E_p^i + E_p^r) = (\cos \theta_2 + iQ \sin \theta_2) E_{y'}, \quad (32)$$

由(31)、(32)两式联立解得

$$r_p = \frac{E_p^r}{E_p^i} = \frac{\cos \theta_2 - n_{\perp} \cos \theta_1 + iQ \sin \theta_2}{\cos \theta_2 + n_{\perp} \cos \theta_1 + iQ \sin \theta_2}. \quad (33)$$

为便于与磁(线振)双折射对比, 设入射光为正入射情形, \$\theta_1 = \theta_2 = 0\$, 又 \$E_s^i = E_p^i\$, 则定义近似的横向克尔旋转为

$$\tan(45^\circ - \theta_k^i) = \frac{E_p^r}{E_s^i} = \frac{r_p}{r_s} \cong 1 + \frac{2(n_f - n_{\perp})}{1 - n_f n_{\perp}} \cong 1 + \frac{2(n_f - n_{\perp})}{1 - n^2}, \quad (34)$$

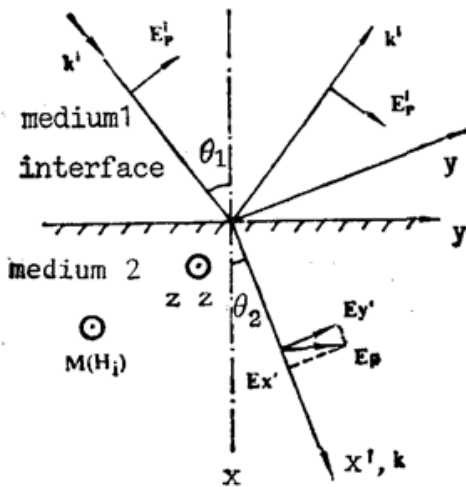


Fig. 3 The transverse Kerr effect

又因为 $\tan \theta_k^t \cong \theta_k^t$, $\tan(45^\circ - \theta_k^t) \cong 1 - 2\theta_k^t$, 代入(34)式得

$$\theta_k^t = \frac{n_{\perp} - n_{\parallel}}{1 - n^2} \cong \frac{n_{\perp}^2 - n_{\parallel}^2}{2n(1 - n^2)}. \quad (35)$$

由(25)、(26)、(29)、(30)和(34)式近似可得

$$\left. \begin{aligned} \theta_k^t &= b_3 H_i^2, \\ b_3 &= \frac{27Ne^4\omega^2}{2n(1-n^2)c^4[3\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega) + 2Ne^2][3\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega) - Ne^2]} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

综上所述,可以概括为:(1)近似的横向克尔旋转 θ_k^t 与磁(线振)双折射中的相位延迟率 θ_0 相似,均与有效场 H_i^2 成正比;(2)在铁磁性介质中, $\theta_k^t \cong b_3(\nu M)^2$, θ_k^t 的温度特性取决于 $M^2 \sim T$ 关系;(3)在亚铁磁性和反铁磁性介质中, $\theta_k^t \cong b_3(\sum \nu_i M_i)^2$, θ_k^t 的温度特性取决于 $(\sum \nu_i M_i)^2 \sim T$ 关系;(4)在各种磁性介质中, θ_k^t 的色散特性都是十分复杂的。

参 考 文 献

- [1] G. B. Scott, D. E. Lacklison; *IEEE Trans on Magnetics*, 1976, **MAG-12**, No. 1 (Jan), 292.
- [2] J. F. Dillon Jr.; «A. Papletti ed.; *Physics of Magnetic Garnets*», North-Holland, New York, 1978, 379.
- [3] 刘公强, 吴 蓓; «光学学报», 1988, **8**, No. 2 (Feb), 105.
- [4] 上村 光; «磁性体ハ=ドアツク», (近南聡信等编, 1974)。
- [5] J. F. Dillon Jr.; «J. Smit ed.; *Magnetic Properties of Materials*», (McGraw-Hill, 1971), 152.
- [6] K. Tsutsumi, Y. Fujii et al.; *IEEE Trans, on Magnetics*, 1983, **MAG-19**, No. 5 (Sep), 1760.

Classical theoretical analysis of Kerr magneto-optical effects

LIU GONGQIANG, WU PEI AND YU ZHIQIANG

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiao Tong University)

LIU XIANGLIN

(Shanghai Institute of Metallurgy, Academic Sinica)

(Received 14 October 1987; revised 18 July 1989)

Abstract

The effective field acting on orbital motion electrons, which is relative to the interaction between spin and orbit and so on, is introduced into this paper. The definite expression of magneto-optical Kerr rotation is deduced by means of the classical electromagnetic field theory. It is proved that the real part θ_k' and imaginary part θ_k'' of the polar Kerr rotation θ_k are directly proportional to the effective field H_i . The quasi-transverse Kerr rotation θ_k^t is directly to H_i^2 . The temperature characters of θ_k and θ_k^t depend on that of H_i .

Key words: Kerr magneto-optical effect; magneto-optical medium; polar Kerr rotation.