

极向 Kerr 效应对电子自旋交换劈裂的依赖性

徐荣青¹⁾ 王嘉赋²⁾ 周青春³⁾

¹⁾ 华东船舶工业学院电子与信息系, 镇江 212003

²⁾ 南京大学物理系, 南京 210093

³⁾ 华东船舶工业学院基础学科系, 镇江 212003

(2001 年 9 月 5 日收到, 2002 年 1 月 6 日收到修改稿)

用量子理论处理了单原子四能级跃迁模型, 研究了自旋交换劈裂对磁光 Kerr 旋转的影响. 结果表明, 磁光 Kerr 转角与电子自旋交换劈裂能之间关系一般是非线性的, 仅当交换劈裂能很小时才有线性关系存在.

关键词: Kerr 转角, 磁性, 交换作用, 劈裂

PACC: 7820L, 7570

1. 引言

磁致旋光效应, 是指介质在其出现磁化时导致光的偏振状态等传输特性发生变化的现象. 从微观角度看, 磁性介质中出现自发磁化是由介质中电子之间的交换作用引起的. 电子自旋交换耦合作用, 不仅会使具有不同自旋的电子的能谱出现差异, 而且还会使得磁性系统的静态和动态的电、磁极化程度出现明显的改变, 也就是说, 磁性介质对光场的电磁响应会出现明显的变化, 这必然会在磁光效应中表现出来.

磁性材料的自发磁化现象主要是由局域性较好的 d 电子或 f 电子之间的交换作用引起的. 一个局域在某个离子实附近的电子, 不仅具有自旋角动量, 而且还有轨道角动量. 离子中心附近的“局域”电子周围离子实或电子的分布情况必然会影响到中心离子周围“局域”的磁性电子的存在状态. 在离子中心周围的电荷分布具有一定的对称性时, 磁性电子的轨道角动量往往出现猝灭现象. 过渡金属磁性体中正是出现这样现象. 这时“局域”电子的自旋-轨道耦合起码对磁性系统的基态的磁性能谱结构(自旋能级劈裂)并不能产生明显影响; 但是, 由于电子之间的自旋交换耦合作用导致的不同自旋能级上电子布居数的不同, 必然会使不同旋向的圆偏振光激发的电子能级跃迁有所不同, 从而对磁光旋转产生直接的影响. 文献[1, 2]对顺磁物质 Faraday 效应的三能级跃迁模型的研究结果也支持了这一点. 为了从

微观意义上突出地反映电子自旋交换作用对磁光效应的影响, 我们暂时不考虑自旋-轨道耦合作用对磁光 Kerr 效应的贡献. 这时, 磁光旋转将几乎全部来自电子之间的自旋交换耦合作用的贡献. 我们将直接从微观量子理论出发来研究电子自旋交换耦合作用对极向磁光 Kerr 效应的影响. 由于用于磁光记录的材料都具有单轴各向异性, 因此我们将仅研究这类材料.

对单色线性偏振的入射光, 在不考虑自旋-轨道耦合时, 无量纲的光电流线性响应核张量^[3]

$$\begin{aligned} \kappa_{\mu\nu} = & \delta_{\mu\nu} - \frac{i}{m_e \hbar N} \int dt e^{-i\omega t} \int d^3 r_1 \int d^3 r_2 \\ & \times \{ \hat{\Pi} [\psi^+ (r_1, 0) \hat{\Pi} p_1]_\mu \psi (r_1, 0) \\ & \times \psi^+ (r_2, t) \hat{\Pi} p_2]_\nu \psi (r_2, t)] \\ & + \frac{i\hbar}{2} \hat{\Pi} [\psi^+ (r_1, 0) \hat{\Pi} \tau \times q_1]_\mu \psi (r_1, 0) \\ & \times \psi^+ (r_2, t) \hat{\Pi} p_2]_\nu \psi (r_2, t)] \\ & - \frac{i\hbar}{2} \hat{\Pi} [\psi^+ (r_1, 0) \hat{\Pi} p_1]_\mu \psi (r_1, 0) \\ & \times \psi^+ (r_2, t) \hat{\Pi} \tau \times q_2]_\nu \psi (r_2, t)] \\ & + \frac{\hbar^2}{4} \hat{\Pi} [\psi^+ (r_1, 0) \hat{\Pi} \tau \times q_1]_\mu \psi (r_1, 0) \\ & \times \psi^+ (r_2, t) \hat{\Pi} \tau \times q_2]_\nu \psi (r_2, t)] \}, \quad (1) \end{aligned}$$

式中 ψ 为电子场算符, q_1 和 q_2 分别为入射光和出射光波矢, p 为电子动量算符, τ 为 2×2 Pauli 矩阵. 对于沿 z 轴向磁化的材料, 在垂直入射时, q_1 和 q_2 都与 z 轴平行, 从而(1)式右端大括号内第二项和第三项都为 0, 但最后一项却明显地与电子的自旋关

联(动态自旋磁化率)有关.例如对于 κ_{xy} , 这最后一项将为 κ_{xy} 贡献一个与横向动态自旋磁化率 $\chi^{+-}(\omega)$ 成正比的项 $-(\hbar^2 \omega^2 / 2m_e c^2) \chi^{+-}(\omega)$, 它对应于电子磁偶极跃迁的影响. 在磁偶极跃迁的共振频区, 随频率变化的动态自旋磁化率存在一个尖锐的 Lorentz 峰, 从而可能对 κ_{xy} 具有明显的贡献. 不过, 实际用于磁光记录技术中的激光频率一般都离磁性系统的磁偶极跃迁的共振频区(远红外乃至微波频区)较远, 从而动态自旋关联对 κ_{xy} 只贡献一个 $\hbar\omega/m_e c^2$ 量级的小量, 完全可以忽略. 因此, 以下我们都不再考虑这种磁偶极跃迁对磁光 Kerr 效应的影响, 而只涉及磁性电子的电偶极跃迁情形, 即着重考虑(1)式右端大括号内第一项的影响.

在不考虑电子自旋-轨道耦合作用时, 描述磁性系统的哈密顿量可写为

$$H = H_0 + H_{ex} \equiv \int \psi^\dagger(\mathbf{r}) \left[\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_e} + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} + \frac{1}{2} \iint \psi^\dagger(\mathbf{r}_1) \tau \psi(\mathbf{r}_2) \cdot \psi^\dagger(\mathbf{r}_2) \tau \psi(\mathbf{r}_1) d^3\mathbf{r}_1 d^3\mathbf{r}_2. \quad (2)$$

这里按惯例略去了电子之间的电荷密度关联项(一般情况下它对系统的磁性影响不大); 并且忽略了电声相互作用的影响, 认为这一作用只是使电子能谱中的能级宽度表现为一定的展宽. 在对电子自旋交换耦合作用的平均场近似下, 原则上可由(2)式给出磁性系统的所有单粒子能谱. 当电子的局域性很好时, 电子的能谱结构可近似用单原子(离子)能级来描述.

2. 单原子能级跃迁模型

2.1. 一般描述

先考虑只有一种磁性原子(离子)的电子能级跃迁对极向 Kerr 效应有贡献的情形, 然后再作推广.

在铁磁性原子(离子)中, 由于电子之间的自旋关联作用, 各原子能级相对于自旋一般都是非简并的, 其中基态能级的自旋劈裂最明显; 只有当温度高于居里点时, 这一劈裂才会因热涨落的影响而不再表现出来. 一般地, 假设原子各轨道能级上电子能量为 $E_n^0 = E_n - \alpha\Delta_n$, α 表示电子自旋分量, E_n^0 为不考虑自旋劈裂 Δ_n 时第 n 轨道能级的电子能量. 这时, 由(1)式, 参照初等量子力学对单原子动态极化率的

处理^[4], 有

$$\kappa_{xy} = \delta_{xy} + (1/m_e) \sum_{mn} \sum_a [\mathcal{J}(E_n^a) \mathbf{I} - \mathcal{J}(E_m^a)] \times \left\{ \frac{n\alpha |p_\mu| m\alpha |p_\nu| n\alpha}{E_{mn}^a + \hbar\omega - i\Gamma_{mn}^a} + \frac{n\alpha |p_\nu| m\alpha |p_\mu| n\alpha}{E_{mn}^a - \hbar\omega + i\Gamma_{mn}^a} \right\}, \quad (3)$$

其中 Γ_{mn}^a 为电子在态 $|m\alpha\rangle$ 和 $|n\alpha\rangle$ 间跃迁时的谱线宽度(通常可以认为 $\Gamma_{mn}^a = \Gamma_{mn}$), $\mathcal{J}(E)$ 为平衡态 Fermi 分布函数,

$$\mathcal{J}(E) = \{1 + \exp[(E - \mu)/k_B T]\}^{-1}, \quad (4)$$

$$E_{mn}^a \equiv E_m^a - E_n^a = (E_m^0 - E_n^0) - \alpha(\Delta_m - \Delta_n) \equiv E_{mn}^0 - \alpha\Delta_{mn}. \quad (5)$$

在非相对论情形下, 正则动量算符 $\mathbf{p} = -i\hbar \nabla$ 在电子态 $|m\alpha\rangle$ 和 $|n\alpha\rangle$ 之间矩阵元

$$m\alpha | \mathbf{p} | n\alpha = (m_e E_{mn}^a / \hbar e) m\alpha | \mathbf{Q} | n\alpha, \quad (6)$$

这里 $\mathbf{Q} = e\mathbf{r}$ 为原子偶极矩.

引入升、降算符 $Q_\pm \equiv Q_x \pm iQ_y$, 并注意到

$$\begin{aligned} n\alpha | Q_x | m\alpha &= m\alpha | Q_y | n\alpha \\ &= -n\alpha | Q_y | m\alpha = m\alpha | Q_x | n\alpha \\ &= \frac{1}{4i} [|m\alpha | Q_+ | n\alpha|^2 - |m\alpha | Q_- | n\alpha|^2], \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} n\alpha | Q_x | m\alpha &= m\alpha | Q_x | n\alpha \\ &= \frac{1}{4i} [|m\alpha | Q_+ | n\alpha|^2 + |m\alpha | Q_- | n\alpha|^2]. \end{aligned} \quad (7b)$$

将(6)(7)式代入(3)式并将其写成对称的形式, 有

$$\begin{aligned} \kappa_{xy} &= \frac{im_e}{2\hbar^2 e^2} \sum_{m>n} \sum_a [\mathcal{J}(E_n^a) - \mathcal{J}(E_m^a)] E_{mn}^a \times [|m\alpha | Q_+ | n\alpha|^2 - |m\alpha | Q_- | n\alpha|^2] \\ &\times \frac{\hbar\omega - i\Gamma_{mn}}{(E_{mn}^a)^2 - (\hbar\omega - i\Gamma_{mn})^2}, \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{xx} &= 1 + \frac{m_e}{2\hbar^2 e^2} \sum_{m>n} \sum_a [\mathcal{J}(E_n^a) - \mathcal{J}(E_m^a)] E_{mn}^a \times [|m\alpha | Q_+ | n\alpha|^2 + |m\alpha | Q_- | n\alpha|^2] \\ &\times \frac{E_{mn}^a}{(E_{mn}^a)^2 - (\hbar\omega - i\Gamma_{mn})^2}. \end{aligned} \quad (8b)$$

这里 $\sum_{m>n}$ 表明对能级 m, n 的求和不重复. 容易发现, 如果某个能级的两个自旋态都被占据, 则由它们参与的跃迁过程将对 κ_{xy} 没有贡献, 从而不会对磁光 Kerr 旋转给出分量; 对磁光 Kerr 效应有贡献的跃迁

必然涉及两种自旋态上电子占据数不等的磁性能级.因此,后面的研究也侧重于这种与磁性能级相联系电子跃迁.

定义振子强度

$$F_{mn,\alpha}^{\pm}=(m_eE_{mn}^{\alpha}/\hbar^2e^2)|\langle m\alpha|Q^{\pm}|n\alpha\rangle|^2\quad(9)$$

它表示由右(+)、左(-)旋圆偏光激发的自旋为 α 的电子从能态 $|n\alpha\rangle$ 到态 $|m\alpha\rangle$ 的跃迁概率.根据文献

[15],在两个确定的轨道能级之间,当不考虑自旋-轨道耦合时,一种旋向的圆偏振光只会激发一种自旋取向的电子跃迁;不妨假定

$$\begin{aligned}F_{mn,\uparrow}^{+}&=F_{mn}^{+}, & F_{mn,\uparrow}^{-}&=0, \\F_{mn,\downarrow}^{+}&=0, & F_{mn,\downarrow}^{-}&=F_{mn}^{-},\end{aligned}$$

则由(8a)和(8b)式,

$$\begin{aligned}\kappa_{xy}=\frac{i}{2}\sum_{m>n}\bigg\{\frac{[\langle E_n^0-\Delta_n\rangle-\langle E_m^0-\Delta_m\rangle]F_{mn}^{+}(E_{mn}^0-\Delta_{mn})\hbar\omega-i\Gamma_{mn}}{(E_{mn}^0-\Delta_{mn})^2-(\hbar\omega-i\Gamma_{mn})^2}\times\\ \times\frac{[\langle E_n^0+\Delta_n\rangle-\langle E_m^0+\Delta_m\rangle]F_{mn}^{-}(E_{mn}^0+\Delta_{mn})\hbar\omega-i\Gamma_{mn}}{(E_{mn}^0+\Delta_{mn})^2-(\hbar\omega-i\Gamma_{mn})^2}\bigg\},\end{aligned}\quad(10a)$$

$$\begin{aligned}\kappa_{xx}=1+\frac{1}{2}\sum_{m>n}\bigg\{\frac{[\langle E_n^0-\Delta_n\rangle-\langle E_m^0-\Delta_m\rangle]F_{mn}^{+}(E_{mn}^0-\Delta_{mn})}{(E_{mn}^0-\Delta_{mn})^2-(\hbar\omega-i\Gamma_{mn})^2}+\\ +\frac{[\langle E_n^0+\Delta_n\rangle-\langle E_m^0+\Delta_m\rangle]F_{mn}^{-}(E_{mn}^0+\Delta_{mn})}{(E_{mn}^0+\Delta_{mn})^2-(\hbar\omega-i\Gamma_{mn})^2}\bigg\}.\end{aligned}\quad(10b)$$

由(10a)和(10b)可以看出,当磁化反向($\Delta_n\rightarrow-\Delta_n$)时,有 $\kappa_{xy}\rightarrow-\kappa_{xy}$,而 $\kappa_{xx}\rightarrow-\kappa_{xx}$,于是 $\Phi_K=\kappa_{xy}/\kappa_{xx}$ 在反向磁化时将反号,从而由^[3]

$$\operatorname{tg}2\theta_K=\frac{2R\phi_K}{1-|\phi_K|^2}\quad(11)$$

给出的磁光转角 θ_K 也反号.

当磁性材料有多种不等价的原子(或离子)的电子能级跃迁都对极向 Kerr 效应有贡献时,材料的总的磁光旋转应为对各种原子上能级的贡献取平均.这时

$$\kappa_{\mu\nu}=\sum_i\frac{N_i}{N}\kappa_{\mu\nu}^i,\quad(12)$$

从而

$$\Phi_K=\frac{\kappa_{xy}}{\kappa_{xx}}=\frac{\sum_iN_i\kappa_{xy}^i}{\sum_iN_i\kappa_{xx}^i},\quad(13)$$

其中 $N=\sum_iN_i$, N_i 为第 i 种原子数目; $\kappa_{\mu\nu}^i$ 分别为第 i 种原子的 $\kappa_{\mu\nu}$ 值,求算方法与(3)式至(10)式介绍的完全相同,只要将其 E_{mn}^0 、 Δ_{mn} 、 Γ_{mn} 换成第 i 种原子的相应值即可.

2.2. 四能级跃迁情形

如果已经知道了磁性材料中各原子周围(局域)电子的能级结构,就可以借助于(10)至(13)诸式来计算材料的磁光 Kerr 转角.特别地,当某原子的两

个特定的轨道能级(每个轨道能级又会因为自旋交换耦合或外磁场的影响而按自旋分裂成两个 Zeeman 子能级)之间的跃迁贡献最大时,对材料的磁光旋转的理论计算可以主要集中于这两对能级间的跃迁.下面对这样一个四能级跃迁系统进行具体的处理,以考察交换耦合作用的影响趋势.当多种原子的许多对能级跃迁对磁光旋转的贡献在量级上相近时,处理方法与四能级系统基本相同,实际上可以分别对每两对能级求 $\kappa_{\mu\nu}$ 值,然后对各对能级的贡献求和,再对各种原子求平均,最后由(14)式确定磁光 Kerr 转角即可.

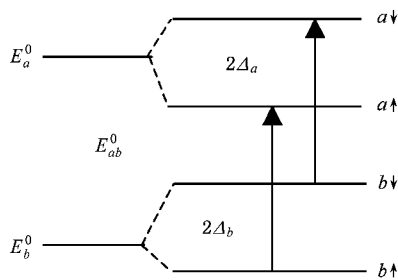


图 1 存在交换劈裂时四能级跃迁

假设跃迁的初始占据态和中间激发态分别以 b 和 a 标记(如图1),并假设系统的自发磁化主要源于轨道能级两个自旋子能级上电子占有数不等, a 轨道能级对系统自发磁化基本无贡献(如果初态与

中间态关系在对自发磁化的贡献方面情况刚好相反,则只需将 a, b 互换来考虑即可).这时 E_b^0 基本上就落在 Fermi 能级 $E_F = \mu$ (并选为能量零点),而一般 $|\Delta_b| \gg |\Delta_a|$, 从而 $\Delta_{ab} \equiv \Delta_a - \Delta_b \approx -\Delta_b \equiv \Delta$. 由于在常规温度下,光子能量 $\hbar\omega \geq k_B T$, 因此由光激发的电子跃迁的激发态电子分布概率 $f(E_a^0) \approx 0$. 另外,注意到 $F_{ab,\alpha}^\pm$ 与 E_{ab}^α 成正比(见(9)式),不妨记

$$F_{ab}^+ = F_{ab}^0 (1 - \Delta_{ab}/E_{ab}^0),$$

$$F_{ab}^- = F_{ab}^0 (1 + \Delta_{ab}/E_{ab}^0),$$

其中 F_{ab}^0 为无磁影响时 $a \rightarrow b$ 能级跃迁振子强度(对于不考虑自然旋光的材料,这时左、右旋圆偏光激发的 $a \rightarrow b$ 轨道跃迁的概率相等).此时(10a)和(10b)式化为

$$\kappa_{xy} \approx \frac{(\hbar\omega - i\Gamma_{ab})E_{ab}^0 F_{ab}^0}{2} \left\{ \frac{f(-\Delta)(1 + \Delta/E_{ab}^0)^2}{(E_{ab}^0 + \Delta)^2 - (\hbar\omega - i\Gamma_{ab})^2} - \frac{f(\Delta)(1 - \Delta/E_{ab}^0)^2}{(E_{ab}^0 - \Delta)^2 - (\hbar\omega - i\Gamma_{ab})^2} \right\}, \quad (14)$$

$$\kappa_{xx} \approx 1 + \frac{(E_{ab}^0)^2 F_{ab}^0}{2} \left\{ \frac{f(-\Delta)(1 + \Delta/E_{ab}^0)^2}{(E_{ab}^0 + \Delta)^2 - (\hbar\omega - i\Gamma_{ab})^2} + \frac{f(\Delta)(1 - \Delta/E_{ab}^0)^2}{(E_{ab}^0 - \Delta)^2 - (\hbar\omega - i\Gamma_{ab})^2} \right\}. \quad (15)$$

引入无量纲参数

$$\Omega \equiv \hbar\omega/E_{ab}^0, \quad \gamma \equiv \Gamma_{ab}/E_{ab}^0, \\ \delta \equiv \Delta/E_{ab}^0, \quad \tau \equiv k_B T/E_{ab}^0, \quad (16)$$

并记 $F^0 \equiv F_{ab}^0$, 则有

$$\kappa_{xy} = \frac{-iF^0(\Omega - i\gamma)}{2} \frac{\left\{ (1 - \delta^2) \operatorname{th} \frac{\delta}{2\tau} + (\Omega - i\gamma) [2\delta - (1 + \delta^2) \operatorname{th} \frac{\delta}{2\tau}] \right\}}{[(\Omega - i\gamma)^2 - (1 + \delta)^2][(\Omega - i\gamma)^2 - (1 - \delta)^2]}, \quad (17a)$$

$$\kappa_{xx} = 1 + \frac{F^0}{2} \left\{ \frac{(1 - \delta^2) \left(1 - \delta \operatorname{th} \frac{\delta}{2\tau} \right)}{[(\Omega - i\gamma)^2 - (1 + \delta)^2][(\Omega - i\gamma)^2 - (1 - \delta)^2]} - \frac{(\Omega - i\gamma) [(1 + 3\delta^2) - \delta(3 + \delta^2) \operatorname{th} \frac{\delta}{2\tau}]}{[(\Omega - i\gamma)^2 - (1 + \delta)^2][(\Omega - i\gamma)^2 - (1 - \delta)^2]} \right\}. \quad (17b)$$

将(17a)(17b)式代入 $\Phi_K = \kappa_{xy}/K_{xx}$, 可得

$$\Phi_K = \frac{-i(\Omega - i\gamma)F^0[A + B(\Omega - i\gamma)^2]}{\mathcal{X}(\Omega - i\gamma)^4 - \mathcal{A}(\Omega - i\gamma)^2 + D} \quad (18)$$

其中

$$A \equiv (1 - \delta^2) \operatorname{th}(\delta/2\tau), \quad (19a)$$

$$B \equiv 2\delta - (1 + \delta^2) \operatorname{th}(\delta/2\tau), \quad (19b)$$

$$C \equiv 4(1 + \delta^2) + F^0[(1 + 3\delta^2) - \delta(3 + \delta^2) \operatorname{th}(\delta/2\tau)], \quad (19c)$$

$$D \equiv (1 - \delta^2)^2 \{2 + F^0[1 - \delta \operatorname{th}(\delta/2\tau)]\} \quad (19d)$$

从(18)(19)各式可以看出,当 $\delta \rightarrow -\delta$ 时, $\Phi_K \rightarrow -\Phi_K$ 从而 $\theta_K \rightarrow -\theta_K$ (见(11)式).磁光记录存储技术中正是利用材料的磁化强度(正比于 δ)反向时极向 Kerr 转角 θ_K 也反向这一特性来识别并读出记录信息.

由(18)式可以求出 Φ_K 的实部和虚部分别为

$$\operatorname{Re}\Phi_K = -F^0(\gamma X + \Omega Y)YZ, \quad (20a)$$

$$\operatorname{Im}\Phi_K = -F^0(\Omega X + \gamma Y)YZ, \quad (20b)$$

这里

$$X \equiv [A + B(\Omega^2 - \gamma^2)][D - \mathcal{A}(\Omega^2 - \gamma^2)]$$

$$+ \mathcal{X}(\Omega^2 - \gamma^2)^2 - 8\Omega^2\gamma^2] \\ + 4B\Omega\mathcal{X}[4(\Omega^2 - \gamma^2) - C], \quad (21a)$$

$$Y \equiv \mathcal{X}[A + B(\Omega^2 - \gamma^2)][C - 4(\Omega^2 - \gamma^2)] \\ + 2B\Omega\mathcal{X}[D - \mathcal{A}(\Omega^2 - \gamma^2) \\ + \mathcal{X}(\Omega^2 - \gamma^2)^2 - 8\Omega^2\gamma^2], \quad (21b)$$

$$Z \equiv [D - \mathcal{A}(\Omega^2 - \gamma^2) + \mathcal{X}(\Omega^2 - \gamma^2)^2 \\ - 8\Omega^2\gamma^2]^2 + 4[C - 4(\Omega^2 - \gamma^2)]^2 \quad (21c)$$

容易发现, A, B, C, D, X, Y, Z 从而 Φ_K 不仅随自旋交换劈裂(δ)变化,而且还是光频(Ω)和温度(τ)的函数.

对于给定的材料,当其能级结构已知时,各 E_{mn}^α , Γ_{mn} 和 $F_{mn}^\pm$ 都是确定值.只考虑两对能级之间的跃迁对磁光 Kerr 效应的影响时,由上述已知,磁光 Kerr 旋转将只依赖于 Δ , Γ_{ab} 及 $\hbar\omega$ 与 E_{ab}^0 的相对值以及 F^0 的大小(小于1的正数).不同材料系统的 δ, γ 和 F^0 值都不相同.为了突出地考察 Kerr 旋转对交换耦合作用引起的 Zeeman 分裂的本征依赖性,对于 Δ 值不是非常小的强磁性材料,我们先考察 $2k_B T \ll$

$|\Delta|$ 的低温区,这时 Δ 和 Γ 基本上不随温度变化,且 $\hbar(\Delta/2k_B T) \approx \Delta/|\Delta| = \delta/|\delta|$.不妨假设 $\delta > 0$ (对 $\delta < 0$ 情形,只要将下面各式中的 $\delta \rightarrow |\delta|$,并让 $\Phi_K \rightarrow -\Phi_K$,即可得出 Φ_K 随 δ 值的依赖关系).这时,

$$A \rightarrow (1 - \delta^2)^2, \tag{22a}$$

$$B \rightarrow -(1 - \delta)^2, \tag{22b}$$

$$C \rightarrow 4(1 + \delta^2) + F^0(1 - \delta)^2, \tag{22c}$$

$$D \rightarrow (1 - \delta^2)[1 + F^0(1 - \delta)]. \tag{22d}$$

将此式代入 (20) (21) 诸式,即可求出低温下 Φ_K 随 δ 的变化规律.注意到在共振跃迁频区 ($\hbar\omega \approx E_{ab}^0$) 的磁光效应较强,考虑 $\Omega \approx 1$ 情形,我们对给定的 γ, F^0 和 Ω 值的 Φ_K - δ 关系进行了数值计算,结果示于图 2.由于 $\Phi_K \ll 1$,因此 Φ_K 的实部和虚部可以近似认为分别就是磁光 Kerr 转角 θ_K 和 Kerr 椭圆率 η_K .

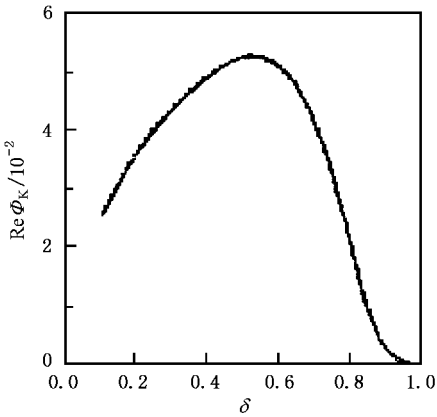


图 2 $\tau \ll \delta/2$ 时 $\text{Re}\Phi_K$ 与 δ 的关系 ($\Omega = 1, \gamma = 0.05, F^0 = 0.5$)

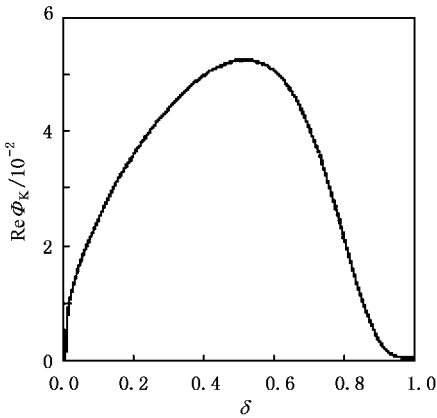


图 3 给定温度下 $\text{Re}\Phi_K$ 与 δ 的关系 ($\Omega = 1, \gamma = 0.05, F^0 = 0.5, \tau = 0.005$)

由图 2 可以看出,在 $0.05 < \delta < 0.5$ 区间(对应可见光频区 Δ 在 $0.1\text{--}1\text{eV}$ 量级),低温下 $\text{Re}\Phi_K$ 随 δ 值增大而单调增加,当 δ 值更大时, θ_K 反而逐渐减少.可见,单从交换耦合作用的影响来讲,磁性稀土元素 4f 电子很大的在位 (on-site) 交换劈裂 (2Δ 在 $5\text{--}10\text{eV}$ 之间)也未必对磁性及磁光 Kerr 旋量具有较大的贡献(当然,影响稀土金属磁性及磁光 Kerr 效应的因素还有轨道角动量、大的自旋轨道耦合和 5d 能级的位置及 5d 电子能带的展宽等).当 $\delta \rightarrow 0$ 时 Φ_K 并不趋于 0.不过当 δ 更小时, $|\delta| \gg 2\tau$ 的条件已不再能够满足而必须考虑温度的直接影响.

图 3 给出了在给定温度下 $\text{Re}\Phi_K$ 随 δ 值大小的变化规律,为便于比较, F^0, γ 及 Ω 与图 2 中取值相同.由图可看出,当 δ 值较大时,温度 τ 的影响几乎可以忽略;当 $\delta \rightarrow 0$ 时, θ_K 和 η_K 都很快趋向于 0,并不出现类似文献 5 中给出的与 δ 无关的剩余项.

当温度接近于铁磁材料的居里点时, $|\delta| \ll 2\tau$,从而 $\hbar(\delta/2\tau) \approx \delta/2\tau$.这时,在准至 δ^2 项的近似下,

$$A \approx \delta/2\tau, \tag{23a}$$

$$B \approx (2 - 1/2\tau)\delta, \tag{23b}$$

$$C \approx (2 + F^0) + [2 + 3F^0(1 - 1/2\tau)]\delta^2, \tag{23c}$$

$$D \approx (2 + F^0) - (4 + 2F^0 - F^0/2\tau)\delta^2. \tag{23d}$$

将此式代入 (20) (21) 式,可知

$$\Phi_K \propto \delta/\tau + O(\delta^3), \tag{24}$$

即 θ_K 与 δ 近似成正比,比例系数与 F^0, γ, Ω 及 τ 都有关,在 δ 的更高阶的近似下, Φ_K 的展开式中只出现 δ 的奇次项.磁化强度 M_s (正比于 δ) 高次项的出现,可能会使得 θ_K 在 M_s 接近于 0 的地方随 M_s 变化更陡,因而有利于制备宽温磁光记录材料^[6].

文献 [7] [8] 考虑了电子自旋-轨道相互作用对稀土材料磁光效应的影响,也得出了磁光效应与自旋-轨道耦合作用不存在比例关系的结论.

3. 结 论

本文介绍了直接从微观量子理论出发描述磁性电子自旋耦合作用对磁光 Kerr 旋转影响的方法,并对电子局性较好的磁性材料采用单原子能级跃迁模型,研究了电子自旋-轨道劈裂可以忽略时磁光 Kerr 旋转随自旋交换劈裂的变化规律.理论分析和数值计算结果都表明,磁光 Kerr 转角 θ_K 与磁性电子自

旋交换劈裂能 Δ 之间并非简单的线性关系,在 θ_K (包括与 Δ 无关的自然旋光项);仅当电子自旋交换劈裂很小(磁光很弱)时, θ_K 才与材料的磁化强度(正比于 Δ)呈简单的正比关系.

[1]

Liu G Q and Huang Y P 1988 *Acta Phys. Sin.* **37** 1626[刘公强、黄燕萍 1988 物理学报 **37** 1626]

[2]

Liu G Q ,Huang Y P and Yu Z Q 1990 *Phys. Rev. B* **41** 749

[3]

Wang J F and Li Z Y 1995 *Journal of Hahong University of Science and Technology* **23** 19[in Chinese] 王嘉赋、李佐宜 1995 华中理工大学学报 **23** 19]

[4]

Condon E U and Shortley G H 1957 *The Theory of Atomic Spectra* (London :Cambridge Univ. Press) p 79

[5]

Zuo W D and Liu G Q 1994 *Commun. Theor. Phys.* **20** 153

[6]

Zu P 1992 *PhD dissertation* (Huazhong university of science and technology) [in Chinese] 朱平 1992 博士学位论文 (华中理工大学)]

[7]

Yang J H *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 807[in Chinese] 杨杰慧等 2000 物理学报 **49** 807].

[8]

Zhou Q C *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1639[周青春等 2002 物理学报 **51** 1639]

Dependence of polar Kerr effect on electron spin exchange splitting

Xu Rong-Qing¹⁾ Wang Jia-Fu²⁾ Zhou Qing-Chun³⁾

¹⁾*Department of Electronics and Information ,East China Shipbuilding Institute ,Zhenjiang 212003 ,China)*

²⁾*Department of Physics ,Nanjing University ,Nanjing 210093 ,China)*

³⁾*Department of Basic Courses ,East China Shipbuilding Institute ,Zhenjiang 212003 ,China)*

(Received 5 September 2001 ; revised manuscript received 6 January 2002)

Abstract

The four-level transition atomic model is dealt with by pure quantum theory. The effect of spin exchange splitting on the Kerr rotation is investigated. The relation between Kerr rotation and the electron exchange splitting energy is generally nonlinear ,and their linear relationship exists only when the splitting energy is very small.

Keywords : Kerr rotation , magnetism , exchange interaction , splitting

PACC : 7820L , 7570