DOI: 10.13656/j.cnki.gxkx.2005.01.007
广西科学 Guangxi Sciences 2005, 12(1): 22~ 24, 28

磁光 Faraday效应的经典和量子理论描述*

The Classical and Quantum Theory of Magneto-Optical Faraday Effect

张学龙[1],张国营[2],殷春浩[2],韩　奎[2],程　勇[2]
Zhang Xuelong[1], Zhang Guoying[2], Yin Chunhao[2], Han Kui[2], Cheng Yong[2]

(1. 上海理工大学医疗器械学院,上海　200093;
2. 中国矿业大学理学院物理系,江苏徐州　221008)
(1. Medical Instrumentation Coll., Univ. of Shanghai for Sci. & Tech., Shanghai, 200093, China; 2. Dept. of Phy., Coll. of Sci., China Univ. of Mining and Tech., Xuzhou, Jiangsu, 221008, China)

摘要: 分别从经典电动力学和量子力学角度对磁光 Faraday效应进行描述,给出量子理论的计算方法,讨论稀土石榴石晶体中晶场和交换场的作用,指出产生磁光 Faraday效应的机制.
关键词: 磁光 Faraday效应　经典理论　量子理论　晶体场　交换作用
中图法分类号: O436.4; O442; O413.1　文献标识码: A　文章编号: 1005-9164(2005)01-0022-03

Abstract The magneto-optical Faraday effect is described by classical and quantum theories separately. The calculation method of quantum theory is given and the actions of the crystal field and exchange field are analyzed. The mechanics of the magneto-optical Faraday rotation is pointed out.

Key words magneto-optical Faraday effect, classical theory, quantum theory, crystal field, exchange action

由于能产生磁光 Faraday效应的晶体可成为新一代磁光记录材料,该类晶体受到了磁学界的高度关注,实验和理论研究日益活跃[1~3].磁光 Faraday效应是指平面偏振光透过磁性材料时,偏振面根据磁化强度发生偏转的现象,而且只有平行于光传播方向的磁化强度分量才对偏振面的旋转起作用.对一般磁性材料而言,在光频下可视磁导率 $\_ \approx 1$,电导率 $e \approx 0$.因而磁光效应问题可归结到介电张量 [X]来讨论.本文给出磁光 Faraday效应的经典和量子理论描述方法,并讨论稀土石榴石晶体中晶场和交换场的作用.

晶体的介电张量一般可表示为,

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} X_{11} & X_{12} & X_{13} \\ X_{21} & X_{22} & X_{23} \\ X_{31} & X_{32} & X_{33} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中,X_{ij} $(i, j = 1, 2, 3)$一般为复数.

对于对称性高于正交系的晶体,令 a, b, c轴分别平行于坐标轴 X, Y, Z,且磁化强度平行于 c轴 (Z轴),则有

$X_{11} = X_{22} = X_x, X_{12} = X_{xy} = iW, X_{21} = X_{yx} = -X_{12} = -iW, X_{13} = X_{31} = X_{23} = X_{32} = 0, X_{33} = X_z$.

于是(1)式变为

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} X_x & iW & 0 \\ -iW & X_y & 0 \\ 0 & 0 & X_z \end{pmatrix}. \quad (2)$$

若晶体无吸收,则(2)式表示的矩阵是厄米的,此时 W是实数,对角元亦是实数.有吸收时,W为复数.

1　Faraday转动的经典描述

1.1　偏振面的转动

对光频: $\_ = 1$, $e = 0$,则光波满足

$$\begin{cases} 5 \times \vec{E} = -\_{0} \dfrac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ 5 \times \vec{H} = X_0 [X] \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \end{cases} \quad (3)$$

设入射光波为线偏振波,则

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - kt)} = \vec{E}_0 e^{ik(\frac{N}{c}\vec{s}_k \cdot \vec{r} - t)}, \\ \vec{H} = \vec{H}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - kt)} = \vec{H}_0 e^{ik(\frac{N}{c}\vec{s}_k \cdot \vec{r} - t)}, \end{cases} \quad (4)$$

收稿日期: 2004-05-17
作者简介: 张学龙(1953-),男,江苏淮安人,教授,主要从事量子理论及其应用研究。
* 上海市自然科学基金(03ZR14071)和上海市高校科技发展基金(03SK03)资助项目。

其中,$\vec{k}=\frac{\tilde{N}\mathrm{k}}{c}\vec{s}_k$;$\tilde{N}$是介质的复折射率;$\vec{s}_k$是波矢方向的单位矢量.将(4)式代入(3)式得:

$$\begin{cases}\frac{\tilde{N}}{c}(\vec{E}\times\vec{s}_k)=-\_{0}\vec{H},\\ \frac{\tilde{N}}{c}(\vec{H}\times\vec{s}_k)=\mathrm{X}_0[\mathrm{X}]\vec{E},\end{cases}\quad(5)$$

从(5)式中消去$\vec{H}$得:

$$\tilde{N}^2[\vec{E}-\vec{s}_k(\vec{s}_k\cdot\vec{E})]=[\mathrm{X}]\vec{E},\quad(6)$$

利用2个矢量点积的一般关系[4]

$$\vec{s}_k\cdot\vec{E}=\begin{cases}g_{11}s_{kx}E_x+g_{12}s_{kx}E_y+g_{13}s_{kx}E_z,\\ +g_{21}s_{ky}E_x+g_{22}s_{ky}E_y+g_{23}s_{ky}E_z,\\ +g_{31}s_{kz}E_x+g_{32}s_{kz}E_y+g_{33}s_{kz}E_z,\end{cases}\quad(7)$$

其中,度量系数g_{ij}表示2个矢量的单位矢量的点乘,$g_{11}=g_{21}=g_{31}=s_{kx}$,$g_{12}=g_{22}=g_{32}=s_{ky}$,$g_{13}=g_{23}=g_{33}=s_{kz}$,则(7)式变为

$$(\vec{s}_k\cdot\vec{E})\vec{s}_k=\begin{pmatrix}s_{kx}E_x & s_{kx}E_y & s_{kx}E_z\\ s_{ky}E_x & s_{ky}E_y & s_{ky}E_z\\ s_{kz}E_x & s_{kz}E_y & s_{kz}E_z\end{pmatrix}\begin{pmatrix}s_{kx}\\ s_{ky}\\ s_{kz}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}s_{kx}^2 & s_{kx}s_{ky} & s_{kx}s_{kz}\\ s_{ky}s_{kx} & s_{ky}^2 & s_{ky}s_{kz}\\ s_{kz}s_{kx} & s_{kz}s_{ky} & s_{kz}^2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_x\\ E_y\\ E_z\end{pmatrix}.\quad(8)$$

将(8)式代入(6)式可得,

$$(\mathrm{X}-\tilde{N}^2)\vec{E}+\tilde{N}^2(\vec{s}_k\cdot\vec{E})\vec{s}_k=0,\quad(9)$$

将(2)式代入(9)式得,

$$\begin{pmatrix}\tilde{N}^2s_{kx}^2+\mathrm{X}_x-\tilde{N}^2 & \tilde{N}^2s_{kx}s_{ky}+\mathrm{iW} & s_{kx}s_{kz}\tilde{N}^2\\ \tilde{N}^2s_{ky}s_{kx}-\mathrm{iW} & \tilde{N}^2s_{ky}^2+\mathrm{X}_y-\tilde{N}^2 & s_{ky}s_{kz}\tilde{N}^2\\ s_{kz}s_{kx}\tilde{N}^2 & s_{kz}s_{ky}\tilde{N}^2 & \tilde{N}^2s_{kz}^2+\mathrm{X}_z-\tilde{N}^2\end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix}E_x\\ E_y\\ E_z\end{pmatrix}=0.\quad(10)$$

该式有非零解的条件是系数行列式为0,由此得

$$\tilde{N}^4[\mathrm{X}_x(1-s_{ky}^2-s_{kz}^2)+\mathrm{X}_y(1-s_{kx}^2-s_{kz}^2)+\mathrm{X}_z(1-s_{kx}^2-s_{ky}^2)]+\tilde{N}^2[(\mathrm{X}_x\mathrm{X}_y-\mathrm{W}^2)(s_{kz}^2-1)+\mathrm{X}_x\mathrm{X}_z(s_{ky}^2-1)+\mathrm{X}_y\mathrm{X}_z(s_{kx}^2-1)]+(\mathrm{X}_x\mathrm{X}_y-\mathrm{W}^2)\mathrm{X}_z=0,\quad(11)$$

由(11)式解出$\tilde{N}^2$,再代入(10)式可得到不同折射率的传输模,(11)式是描述各种磁光效应的基础.

令波矢$\vec{k}(\vec{s}_k)$平行磁化强度$\vec{M}$的方向,则$s_{kx}=s_{ky}=0$,$s_{kz}=1$,对单轴晶体$\mathrm{X}_x=\mathrm{X}_y=\mathrm{X}$,由(11)式立即可得

$$\tilde{N}^2=\mathrm{X}\pm\mathrm{W},\text{或写为}\ \tilde{N}_{\pm}^2=\mathrm{X}\pm\mathrm{W}.\quad(12)$$

若介质无吸收,则(12)式简化为

$$\tilde{N}=n,\ n_{\pm}^2=\mathrm{X}\pm\mathrm{W}.\quad(13)$$

为简便起见,仅考虑不吸收的情况,有吸收时仅将n换成$\tilde{N}$即可.将(12)式代入(10)式可得:

$$E_y=\mp\mathrm{i}E_x,\ E_z=0.\quad(14)$$

显然,对应n_+:$E_y=-\mathrm{i}E_x$,右旋偏振光(有吸收时是椭圆);对应n_-:$E_y=\mathrm{i}E_x$,左旋偏振光.

注意,利用$\pm\mathrm{i}=\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\pi/2}$加到$E_x$上,可知$E_x$比$E_y$落后或超前$\pi/2$,从而判断转向.

可见,沿$\vec{M}$方向传播的线偏振光分解成沿相反方向转动的圆偏振光,即

$$\mathrm{e}^{-\mathrm{ik}(\frac{n_+}{c}Z-t)}(\text{右})\quad\text{和}\quad\mathrm{e}^{\mathrm{ik}(\frac{n_-}{c}Z-t)}(\text{左}),\quad(15)$$

其速度分别为$\frac{c}{n_+}$和$\frac{c}{n_-}$,二者稍有不同,故产生位相差,合成后导致偏振面旋转.

1.2 单位长度偏振面的转角

因为$\vec{s}_k$沿$Z(\vec{M})$方向,所以可设$\vec{E}$沿x方向(偏振方向),取电磁波表达式的实部有,

$$E_x=E_0\cos(\frac{n\mathrm{k}}{c}Z-\mathrm{k}t)=E_0\cos(\frac{2\pi n}{\lambda_0}Z-\mathrm{k}t),\quad(16)$$

其中,k和λ_0是入射光的圆频率和波长.该光进入介质后可分解成2个圆偏振光(无吸收).由(15)式得

$$E_x^+=\frac{1}{2}E_0\cos(\frac{2\pi n_+}{\lambda_0}Z-\mathrm{k}t),\quad(17)$$

再由(14)式得

$$E_y^+=-\frac{1}{2}E_0\sin(\frac{2\pi n_+}{\lambda_0}Z-\mathrm{k}t),\quad(18)$$

同理得到

$$E_x^-=\frac{1}{2}E_0\cos(\frac{2\pi n_-}{\lambda_0}Z-\mathrm{k}t)\quad(19)$$

和

$$E_y^-=\frac{1}{2}E_0\sin(\frac{2\pi n_-}{\lambda_0}Z-\mathrm{k}t).\quad(20)$$

当上述2个圆偏振光在晶体中前进L距离(即$Z=L$)后,合成的线偏振光为

$$E_x=E_x^++E_x^-=E_0\cos[\frac{\pi(n_+-n_-)}{\lambda_0}Z]\cos[\frac{\pi(n_++n_-)}{\lambda_0}Z-\mathrm{k}t],\quad(21)$$

$$E_y=E_y^++E_y^-=-E_0\cos[\frac{\pi(n_++n_-)}{\lambda_0}Z-\mathrm{k}t]\sin[\frac{\pi(n_+-n_-)}{\lambda_0}Z].\quad(22)$$

可见,合成光仍是线偏振光,只是电场强度相对原来方向(x方向)转过一个角度θ.

$$\tan\theta=\frac{E_y}{E_x}=-\tan\frac{\pi(n_+-n_-)}{\lambda_0}L,\quad(23)$$

故

$$\theta=\frac{\pi}{\lambda_0}(n_--n_+)L.\quad(24)$$

单位长度的Faraday转动角(比Faraday转动)为

$$\theta_F=\frac{\theta}{L}=\frac{\pi}{\lambda_0}(n_--n_+)=\frac{\mathrm{k}}{2c}(n_--n_+).\quad(25)$$

该式仅对未考虑吸收(即$\tilde{N}=n$),且$\vec{s}_k$沿$\vec{M}$方向的单轴晶体成立.

设 $\bar{n} = \frac{1}{2}(n_+ + n_-)$ 为平均折射率,则 (25) 式变为

$$\theta_F = \frac{k}{2c}\frac{(n_-^2 - n_+^2)}{2\bar{n}}. \tag{26}$$

利用 (13) 式给出的关系,可得

$$\theta_F = -\frac{k}{2c\bar{n}}W. \tag{27}$$

比较 (1) 和 (2) 式知

$$X_2 = X_{xy} = iW,$$

所以 $W = -iX_{xy}$, (28)

而介电张量 X_{ij} 与极化率张量的关系为

$$X_{ij} = W_{ij} + 4\pi N i_{ij}, \tag{29}$$

其中,$W_{ij} = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}$,$N$ 是单位体积中的原子或离子数,故

$$W = -iX_{xy} = -i4\pi N i_{xy}, \tag{30}$$

于是 (27) 式可以写成

$$\theta_F = i\frac{2\pi N k}{c\bar{n}}i_{ij}. \tag{31}$$

若介质存在吸收,则圆偏振光变成椭圆偏振光,此时有

$$\theta_F = \theta_F' + ij, \tag{32}$$

其中,θ_F' 是真正的 Faraday 转动,而 j 是椭偏率 (短轴与长轴之比).即

$$\theta_F' = \frac{2\pi N k}{c}\mathrm{Re}[\frac{i\, i_{xy}}{\bar{n}}]; \tag{33}$$

$$j = \frac{2\pi N k}{c}\mathrm{Im}[\frac{i\, i_{xy}}{\bar{n}}]. \tag{34}$$

2 Faraday转动的量子理论

根据 Condon and Shortley 关于极化率的量子力学表达式[5]

$$i_{xy} = \sum_g \frac{d_g}{\hbar}\sum_n [\frac{P_{gn}^x P_{ng}^y}{k_{gn} + k - i\Gamma_{gn}} + \frac{P_{gn}^y P_{ng}^x}{k_{gn} - k + i\Gamma_{gn}}], \tag{35}$$

其中,d_g 是粒子基态占有几率;$\hbar k_{ng}$ 是能级间隔;k 是入射光频率;Γ_{gn} 是线宽.

$P_{gn}^x = \langle h_g | ex | h_n \rangle$, $P_{gn}^y = \langle h_g | ey | h_n \rangle$, $P_{ng}^x = \langle h_n | ex | h_g \rangle$, $P_{ng}^y = \langle h_n | ey | h_g \rangle$ 是电偶极跃迁矩阵元.

定义

$$P_{gn}^{\pm} = P_{gn}^x \pm iP_{gn}^y, P_{ng}^{\pm} = P_{ng}^x \pm iP_{ng}^y. \tag{36}$$

由 Hermit 算符的性质可以证明

$$P_{gn}^{\pm} = P_{ng}^{\mp}. \tag{37}$$

由此可得

$$P_{gn}^x P_{ng}^y = \frac{P_{ng}^+ + P_{ng}^-}{2}\cdot\frac{P_{ng}^+ - P_{ng}^-}{2i} = \frac{i}{4}[|P_{ng}^-|^2 - |P_{ng}^+|^2], \tag{38}$$

$$P_{gn}^y P_{ng}^x = \frac{P_{ng}^- - P_{ng}^+}{2i}\cdot\frac{P_{ng}^+ + P_{ng}^-}{2} = \frac{i}{4}[|P_{ng}^+|^2 - |P_{ng}^-|^2], \tag{39}$$

将 (38) 和 (39) 式代入 (35) 式得

$$i_{xy} = \frac{i}{4\hbar}\sum_{gn} d_g[\frac{|P_{ng}^-|^2 - |P_{ng}^+|^2}{k_{gn} + k - i\Gamma_{gn}} - \frac{|P_{ng}^-|^2 - |P_{ng}^+|^2}{k_{gn} - k + i\Gamma_{gn}}] = \frac{i}{2\hbar}\sum_{gn}[(|P_{ng}^-|^2 - |P_{ng}^+|^2)\cdot\frac{-k(k_{gn}^2 - k^2 - \Gamma_{gn}^2) + i\Gamma_{gn}(k_{gn}^2 + k^2 + \Gamma_{gn}^2)}{(k_{gn}^2 - k^2 + \Gamma_{gn}^2) + 4k^2\Gamma_{gn}^2}]. \tag{40}$$

晶体内光作用于原子 (离子) 后会使物质产生介电响应,引起一附加场,考虑该情况后,Lorentz[6] 认为应该在 (40) 式前加一因子 $\frac{(\bar{n}^2 + 2)^2}{9}$.将 (40) 式代入 (33) 和 (34) 式得

$$\theta_F' = \frac{N\pi(\bar{n}^2 + 2)^2}{9\bar{n}c\hbar}\cdot\sum_{ng}\frac{k^2(k_{ng}^2 - k^2 - \Gamma_{ng}^2)(|P_{ng}^-|^2 - |P_{ng}^+|^2)}{(k_{ng}^2 - k^2 + \Gamma_{ng}^2)^2 + 4k^2\Gamma_{ng}^2}d_g, \tag{41}$$

$$j = -\frac{N\pi(\bar{n}^2 + 2)^2}{9\bar{n}c\hbar}\cdot\sum_{ng}\frac{k\Gamma_{ng}(k_{ng}^2 + k^2 + \Gamma_{ng}^2)(|P_{ng}^-|^2 - |P_{ng}^+|^2)}{(k_{ng}^2 - k^2 + \Gamma_{ng}^2)^2 + 4k^2\Gamma_{ng}^2}d_g. \tag{42}$$

若 $k \gg \Gamma_{gn}$,则上二式分别退化为

$$\theta_F' = \frac{N\pi(\bar{n}^2 + 2)^2}{9\bar{n}c\hbar}\sum_{ng}\frac{k^2(|P_{ng}^-|^2 - |P_{ng}^+|^2)}{(k_{ng}^2 - k^2)}d_g, \tag{43}$$

$$j = -\frac{N\pi(\bar{n}^2 + 2)^2}{9\bar{n}c\hbar}\cdot\sum_{ng}\frac{k\Gamma_{ng}(k_{ng}^2 + k^2)(|P_{ng}^-|^2 - |P_{ng}^+|^2)}{(k_{ng}^2 - k^2)^2}d_g, \tag{44}$$

其中 (43) 式最常用.

在用量子理论对磁光 Faraday 效应计算时,首先根据晶体对称性计算 (或拟合) 晶场参数,解出晶场能级.然后考虑外磁场 (或交换场) 的作用,对于 Kramers 离子,该作用将使晶场能级发生 Zeeman 分裂,解除能级简并;对非 Kramers 离子,外磁场 (或交换作用) 将导致晶场能级的互组合[7],晶场态发生混合,而使晶体产生磁性.经晶场和外磁场 (或交换场) 作用后的离子能级和波函数分别用 E_n, $|n>$ 和 E_g, $|g>$ 表示,由此可计算电偶极跃迁矩阵元 P_{ng}^-, P_{ng}^+ 和粒子基态占有几率 d_g.

3 结束语

计算表明[8,9]: 对稀土石榴石晶体 (Re: YIG),经晶场和交换作用劈裂后的稀土离子子能级,从 4f 子能级到 5d 能级间的跃迁几率对右旋和左旋偏振光是

(下转第 28 页 Continue on page 28)

表 1　费米型氘 D_F 结构函数的矩

Table 1　The moment of the structure function of deuteron D_F of Fermi type

$n,\Lambda^2(\mathrm{GeV})^2$	2	3	4	6	8
2, 569	0. 3194	0. 3184	0. 3151	0. 3112	0. 3082
4, 57. 41	0. 0390	0. 0382	0. 0367	0. 0323	0. 0278
6, 41. 75	0. 0127	0. 0098	0. 0095	0. 0084	0. 0072

$n,\Lambda^2(\mathrm{GeV})^2$	10	20	30	40	50	100
2, 569	0. 3061	0. 2982	0. 2924	0. 2873	0. 2824	0. 2608
4, 57. 41	0. 0272	0. 0237	0. 0211	0. 0189	0. 0171	0. 0117
6, 41. 75	0. 0060	0. 0053	0. 0046	0. 0041	0. 0036	0. 0024

表 2　玻色型氘 D_B 结构函数的矩

Table 2　The moment of the structure function of deuteron D_B of Bose type

$n,\Lambda^2(\mathrm{GeV})^2$	2	3	4	6	8
2, 569	0. 7857	0. 7833	0. 7752	0. 7656	0. 7582
4, 57. 41	0. 0959	0. 0940	0. 0903	0. 0795	0. 0684
6, 41. 75	0. 0312	0. 0241	0. 0234	0. 0207	0. 0177

$n,\Lambda^2(\mathrm{GeV})^2$	10	20	30	40	50	100
2, 569	0. 7470	0. 7336	0. 7203	0. 7068	0. 6948	0. 6419
4, 57. 41	0. 0669	0. 0583	0. 0519	0. 0465	0. 0421	0. 0288
6, 41. 75	0. 0148	0. 0130	0. 0113	0. 0101	0. 0089	0. 0059

3　结束语

本文根据超对称理论,讨论了反氢原子的结构和计算费米型氘核 $P_F^{+}\,{}^1n_F^0$,以及玻色型氘核 $P_B^{+}\,{}^1n_B^0$ 结构函数的矩,结果发现反氢原子的结构与目前观测到费米型反氢原子不同,氘核 $P_F^{+}\,{}^1n_F^0$ 结构函数的矩的理论值与实验数据较好相符,$P_B^{+}\,{}^1n_B^0$ 结构函数的矩的计算结果比 $P_F^{+}\,{}^1n_F^0$ 要大,这是由于 $P_B^{+}\,{}^1n_B^0$ 除了具有 $P_F^{+}\,{}^1n_F^0$ 的组分外,$l^0_{F,T}$ 粒子对结构函数的贡献不可忽略.

参考文献:

[1] 焦善庆,唐　敏.在亚夸克模型中的新粒子族系[J].云南工学院学报,1990,8(2): 87-96.

[2] 焦善庆,兰其开.亚夸克理论[M].重庆: 重庆出版社,1996. 191,159.

[3] 焦善庆,江光佐,兰其开.编内费米子反物质和“编外”玻色子反物质对称性的讨论[J].江西师范大学学报(自然科学版),2002,26(4): 288-293.

[4] 费米实验室.费米实验室探测到反氢原子肯定了 1996年 CERN对反氢的观测实验[J]. CERN Courier,1997,1: 21.

[5] 焦善庆.价-海亚夸克混合模型的 U-分布,Γ 分布[J].云南大学学报(自然科学版),2002,24(1): 34-37.

[6] 焦善庆.夸克集团的形状因子和结构函数[C].全国高能物理会议文集.济南: 山东大学出版社,1980. 64-67.

(责任编辑: 黎贞崇)

(上接第 24页　Continue from page 24)

相同的,但各个子能级的占有几率不同,从而导致磁光 Faraday旋转.晶场的作用使得自由稀土离子的 5d能级产生较大的劈裂,以致 4f和 5d态的晶场能级差与入射光子能量ℏk相差的不是太远,否则不会产生大的磁光偏转.可见晶场的大小对磁光效应影响很大,选择合适的晶体材料,使置入其中的稀土离子受到较强的晶体场作用是必要的.交换作用使晶场能级进一步劈裂或混合是产生磁光效应的关键,它导致粒子的基态占有几率不同.所以,较强的交换作用对产生较强的磁光效应有利.

参考文献:

[1] Gomi M, K Satoh H, Furuyama. et al. Sputter deposition of Ce-substituted iron garnet films with giant magneto-optical effect[J]. IEEE Trans Magn(in Japan),1990,5: 294.

[2] Higuchi S, Ueda K, Yahiro F, et al. Fabrications of Cerium-substituted YIG thin films for magnetic field sensor by pulsed-laser deposition [J]. IEEE Trans Magn, 2001,37: 2451.

[3] Zhang G Y, Xu Y, Yang J H. The influence of the admixing of different multiples on the spin magnetic moment and Faraday effect of rare earth ions in garnets [J]. Acta Phys Sinica, 1994, 3: 608.

[4] 丁石孙.解析几何[M].北京: 人民教育出版社,1978. 151.

[5] Condon E U, Shortley G H. The Theory of Atomic Spectra[M]. Cambridge: Cambridge University, 1951.

[6] Freiser M J. A Survey of Magneto optic Effects[J]. IEEE Trans Magn, 1968, MAG-4(2): 152.

[7] 张国营,杨杰惠,徐　游.稀土石榴石晶体磁光效应微观机制研究[J].南京大学学报,1993,29: 586.

[8] Xu Y, Zhang G Y, Duan M Q. Calculations of the Faraday rotation in Re-substituted iron garnets[J]. J Appl Phys, 1993, 73: 6133.

[9] Xu Y, Yang J H, Zhang G Y. A theoretical investigation on the magneto-optical spectra of Ce-substituted yttrium aluminium garnet[J]. J Phys Condense Matter, 1995, 7: 6151.

(责任编辑: 黎贞崇)