

玻色型反氢原子结构及氘核 $P_B^+ 1n_B^0$ 和 $P_F^+ 1n_F^0$ 结构函数的矩*

The Structure of a Hydrogen Anti-atom of Bose Type and the Moment of the Structure Function of the Deuterons $P_B^+ 1n_B^0$ and $P_F^+ 1n_F^0$

焦善庆¹, 许弟余², 王蜀娟³

Jiao Shanqing¹, Xu Diyu², Wang Shujuan³

(1. 西南交通大学理学院物理系, 四川成都 610031; 2. 四川职业技术学院物理系, 四川遂宁 629000; 3. 中国科学院国家天文台, 北京 100012)

(1. Dept. of Phys., Sci. Coll., Southwest Jiaotong Univ., Chengdu, Sichuan, 610031, China; 2. Dept. of Phys., Sichuan Vocational and Technical Coll., Suining, Sichuan, 629000, China; 3. National Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sci., Beijing, 100012, China)

摘要: 根据费米型质子 P_F^+ 、中子 n_B^0 、电子 e^- 的超对称性伴子玻色型 P_B^+ 、 n_B^0 、 $\bar{U}_{c,b}$ 粒子, 讨论反氢原子的结构, 计算费米型氘核 $P_F^+ 1n_F^0$ 和玻色型氘核 $P_B^+ 1n_B^0$ 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, 增大的值是由于费米型中性矢量反轻子 $\bar{l}_{F,\tau}^0$ 结构函数的贡献所致。

关键词: 超对称伴子 氘核 反氢原子 结构函数的矩 玻色子与费米子

中图分类号: O572.32 文献标识码: A 文章编号: 1005-9164(2005)01-0025-04

Abstract Based on the particles of Bose type P_B^+, n_B^0 and $\bar{U}_{c,b}$, which are respectively the supersymmetry companions of the following particles of Fermi type: the proton P_F^+ , the neutron n_F^0 and the electron e^- , the structure of an anti-atom of hydrogen is discussed, and the structure function moment of the deuteron $P_F^+ 1n_F^0$ of Fermi type and that of the deuteron $P_B^+ 1n_B^0$ of Bose type are calculated. As a result, the structure of a hydrogen anti-atom is different from that of the present observed hydrogen anti-atom of Fermi type: the theoretical values of the structure function moment of the deuteron $P_F^+ 1n_F^0$ coincide well with the experimental data, but the calculated result of that of $P_B^+ 1n_B^0$ is bigger than that of $P_F^+ 1n_F^0$. The increase in value can be attributed to the contribution of the structure function of neutral vector antilepton $\bar{l}_{F,\tau}^0$ of Fermi type.

Key words supersymmetry companions, deuterons, an anti-atom of hydrogen, the moment of a structure function, bosons and fermions

费米型夸克 $u_F^{\frac{2}{3}}, d_F^{-\frac{1}{3}}$ 的反夸克有 2 类: 一类是与 $u_F^{\frac{2}{3}}, d_F^{-\frac{1}{3}}$ 有良好对称性的 $\bar{u}_F^{\frac{2}{3}}, \bar{d}_F^{-\frac{1}{3}}$; 另一类是在宇宙

早期因 CP 破坏而产生 $u_F^{\frac{2}{3}}, d_F^{-\frac{1}{3}}$ 的超对称伴子, 即玻色型反夸克 $\bar{y}_B^{\frac{2}{3}}, \bar{y}_B^{-\frac{1}{3}}$ [1,2]。以第一代而言, 对应于 $u_F^{\frac{2}{3}}, d_F^{-\frac{1}{3}}$ 构成的重子物态, 其反重子物态也有 2 类: 一类由 $\bar{u}_F^{\frac{2}{3}}, \bar{d}_F^{-\frac{1}{3}}$ 构成, 另一类由 $\bar{y}_B^{\frac{2}{3}}, \bar{y}_B^{-\frac{1}{3}}$ 构成 [3]。

最近 CERN 和费米实验室都先后制成并观测到反氢原子 [4]。当 1 个快速运动的反质子 P_F^+ 通过原子核时可以产生正、负电子对。在稀有的情况下, 1 个正

收稿日期: 2004-06-23

作者简介: 焦善庆 (1929-), 男, 云南南涧人, 教授, 长期从事理论物理研究

* 国家自然科学基金 (19973008) 和中国工程物理研究院科学技术基金 (990226, 9702034) 资助项目。

电子会粘在那个运动着的反质子 $P_F^+{}^1$ 上而构成 1 个费米型反氦原子 $P_F^+{}^1\bar{e}_F^+$ 。若超对称理论为真，“编外”粒子确实存在^[1,2]，那么玻色型反物质也可以产生反氦原子 $\bar{P}_B^+{}^1\bar{U}_{e,B}^+$ ，其中 $\bar{P}_B^+{}^1\bar{U}_{e,B}^+$ 中含有 $\bar{P}_F^+{}^1\bar{e}_F^+$ 的组分及费米型矢量轻子 $l_{F,T}^0$ ，结构比较复杂。

费米型氦核 $P_F^+{}^1n_F^0$ 结构函数的矩已有实验观测数据^[2]，它是检验氦核结构函数的敏感试剂，文献^[2]对费米型氦作了计算^[2]，其理论与实验较好相符。

据超对称理论，若玻色型反质子、反中子确实存在，从氦核 $P_B^+{}^1n_B^0$ 与 $\bar{P}_F^+{}^1n_F^0$ 和 $l_{F,T}^0$ 间存在的相互关系，可以算出 $P_B^+{}^1n_B^0$ 结构函数的矩，理论值比 $\bar{P}_F^+{}^1n_F^0$ 结构函数的矩要大一些，这是由于 $P_B^+{}^1n_B^0$ 除了具有 $\bar{P}_F^+{}^1n_F^0$ 的组分外， $l_{F,T}^0$ 粒子对结构函数的贡献不可忽略。

1 超对称粒子的反氦原子结构

费米型氦原子由 1 个质子和 1 个电子构成，它表示为 $P_F^+{}^1e_F^+$ 。反氦原子则由 1 个反质子和 1 个正电子组成，它表示为 $\bar{P}_F^+{}^1\bar{e}_F^+$ ，并先后被 CERN 及费米实验室观测到^[4]。

由于质子 $P_F^+{}^1$ 的超对称伴子为 $P_B^+{}^1$ ，由玻色型的反夸克 $y_{e,B}^+{}^{\frac{-2}{3}}, y_{e,B}^+{}^{\frac{+1}{3}}$ 组成， $y_{e,B}^+{}^{\frac{-2}{3}}, y_{e,B}^+{}^{\frac{+1}{3}}$ 与 $u_F^+{}^{\frac{+2}{3}}, d_F^+{}^{\frac{-1}{3}}$ 的关系为

$$\begin{cases} y_{e,B}^+{}^{\frac{-2}{3}}(q_2, \bar{b}_c) = \bar{u}_F^+{}^{\frac{+2}{3}}(\bar{q}_2\bar{b}_c\bar{g}) + l_{F,T}^0(\{q_1, q_2\}g), \\ y_{e,B}^+{}^{\frac{+1}{3}}(q_1, \bar{b}_c) = \bar{d}_F^+{}^{\frac{-1}{3}}(\bar{q}_2\bar{b}_c\bar{g}) + l_{F,T}^0(\{q_1, q_2\}g). \end{cases} \quad (1)$$

电子 e_F^+ 的超对称伴子是荷电微子 $U_{e,B}^+(q_1, \bar{g})$ ，其结构为

$$U_{e,B}^+(q_1, \bar{g}) = \bar{e}_F^+(\bar{q}_2\bar{g}\bar{g}) + l_{F,T}^0(\{q_1, q_2\}g). \quad (2)$$

由 (1)、(2) 式，可得玻色型的反氦原子结构为

$$P_B^+{}^1(y_{e,B}^+{}^{\frac{-2}{3}}, y_{e,B}^+{}^{\frac{+1}{3}})U_{e,B}^+(q_1, \bar{g}) =$$

$$P_F^+{}^1(\bar{u}_F^+{}^{\frac{+2}{3}}, \bar{d}_F^+{}^{\frac{-1}{3}})\bar{e}_F^+(\bar{q}_2\bar{g}\bar{g}) + 4l_{F,T}^0(\{q_1, q_2\}g). \quad (3)$$

可见与氦原子 $P_F^+{}^1e_F^+$ 相应的反氦原子有费米型 $\bar{P}_F^+{}^1\bar{e}_F^+$ 反氦原子和玻色型 $\bar{P}_B^+{}^1\bar{U}_{e,B}^+$ 反氦原子 2 个类型，后者含有 $\bar{P}_F^+{}^1\bar{e}_F^+$ 的组分和 4 个 $l_{F,T}^0$ 。

在很高能量下， $\bar{P}_B^+{}^1\bar{U}_{e,B}^+$ 原则上应能被发现，但困难之处在于对 $l_{F,T}^0$ 所产生效应的观测。

2 费米型氦核及玻色型氦核结构函数的矩

结构函数的矩是检验结构函数正确与否的敏感试剂。已知费米型氦核由一个质子和一个中子 $P_F^+{}^1n_F^0$ 构成，反氦也有费米型反氦 $\bar{P}_F^+{}^1n_F^0$ 和玻色型反氦 $\bar{P}_B^+{}^1n_B^0$ 2 类。由于 C 破坏， $P_F^+{}^1n_F^0$ 与 $\bar{P}_B^+{}^1n_B^0$ 间的对称性有所偏离，但 $\bar{P}_B^+{}^1n_B^0$ 中含有 $P_F^+{}^1n_F^0$ 的组分， $\bar{P}_B^+{}^1n_B^0$ 中也含有 $P_F^+{}^1n_F^0$ ，只要能给出 $P_F^+{}^1n_F^0$ 和 $\bar{P}_B^+{}^1n_B^0$ 的结构函数，

算出结构函数的矩，便可判断理论正确与否。关于 $P_F^+{}^1n_F^0$ 结构函数的矩已有实验数据加以对比。

利用 (1) 式易得玻色型氦核 $P_B^+{}^1n_B^0$ 和反氦核 $\bar{P}_B^+{}^1n_B^0$ 的结构为

$$P_B^+{}^1(y_{e,B}^+{}^{\frac{-2}{3}}, y_{e,B}^+{}^{\frac{+1}{3}}) + \bar{n}_B^0(y_{e,B}^+{}^{\frac{+1}{3}}, y_{e,B}^+{}^{\frac{-2}{3}}) = 3\bar{u}_F^+{}^{\frac{+2}{3}} + 3\bar{d}_F^+{}^{\frac{-1}{3}} + 6l_{F,T}^0(\{q_1, q_2\}g) = [\bar{P}_F^+{}^1 + 3l_{F,T}^0(\{q_1, q_2\}g)] + [\bar{n}_F^0 + 3l_{F,T}^0(\{q_1, q_2\}g)] = [P_F^+{}^1 + \bar{n}_F^0 + 6l_{F,T}^0] \quad (4)$$

$$\text{或 } P_B^+{}^1 + n_B^0 = [P_F^+{}^1 + n_F^0 + 6l_{F,T}^0]. \quad (5)$$

由 (4) 和 (5) 式可见超对称玻色型反氦核由费米型反氦核与 6 个 $l_{F,T}^0$ 轻子构成；玻色型氦核与费米型氦核的关系亦然。若不考虑 $l_{F,T}^0$ ，则玻色型氦与费米型氦等同，可与实验作对比。

如果能给出 $P_F^+{}^1, n_F^0$ 及 $3l_{F,T}^0$ 轻子集团的结构函数，则玻色型氦的结构函数表为

$$F_{2,B}^{p_2}(x, Q^2) = [F_{2,F}^{p_2}(x, Q^2) + F_{2,F,T}^{p_2}(x, Q^2)] + [F_{2,F}^{n_2}(x, Q^2) + F_{2,F,T}^{n_2}(x, Q^2)]. \quad (6)$$

若不考虑 $F_{2,F,T}^{p_2}(x, Q^2)$ 的贡献，则玻色型氦核与费米型氦核的结构函数等同：

$$F_{2,B}^{p_2}(x, Q^2) = F_{2,F}^{p_2}(x, Q^2) = F_{2,F}^{n_2}(x, Q^2) + F_{2,F,T}^{n_2}(x, Q^2). \quad (7)$$

在亚夸克层次， n' 个亚夸克构成的系统，动量分布函数 $f(x)$ 由 U 函数表示^[5]， x 为动量分布分数。

$$f^{n'}(x) = \frac{\Gamma(n'W)}{\Gamma(U)\Gamma(n'W-U)}x^{U-1}(1-x)^{n'W-U-1}. \quad (8)$$

其中， $\Gamma(\dots)$ 为 Γ 函数，参数 $W = \frac{1}{2}, U = \frac{1}{2}$ ，对质子有 2 个 $q_1, 1$ 个 $q_2, 3$ 个 $b_c, 3$ 个 $g, n' = 9$ ；中子有 1 个 $q_1, 2$ 个 $q_2, 3$ 个 $b_c, 3$ 个 $g, n' = 9$ ；对 $3l_{F,T}^0$ 的亚夸克集团有 3 个 $q_1, 3$ 个 $q_2, 3$ 个 $g, n' = 9$ 。

对 (8) 式乘以 $\sum_i q_i^2 x, \sum_i q_i^2$ 为对系统所含亚夸克的电荷平方求和，得到质子 $P_F^+{}^1$ ，中子 n_F^0 以及轻子 $l_{F,T}^0$ 集团的标度函数分别为

$$F_{2,F}^{p_2}(x) = \frac{175}{96}x^{\frac{1}{2}}(1-x)^3,$$

$$F_{2,F}^{n_2}(x) = \frac{35}{24}x^{\frac{1}{2}}(1-x)^3; \quad (9)$$

$$\sum_{i=1}^3 l_{F,T}^0 F_{2,F}^{l_{F,T}^0}(x) = \frac{35}{16}x^{\frac{1}{2}}(1-x)^3. \quad (10)$$

如果结构函数的标度破坏是来源于夸克或轻子的形状因子，利用 Drell-yan 关系，夸克、轻子的形状因子为^[6]

$$G^A(Q^2) \sim (Q^2)^{-\frac{1}{2}(n'W-U)}. \quad (11)$$

因夸克、轻子均为亚夸克的三体结构，故有

$$G^{\otimes} (Q^2) = G^0 (Q^2) = (Q^2)^{-\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

在标度极限情况下, Λ^2 表截断动量, 则有

$$[G^{\otimes} (Q^2)]^2 = [G^0 (Q^2)]^2 = [(1 + \frac{Q^2}{\Lambda^2})^{-\frac{1}{2}}]^2. \quad (12')$$

于是质子、中子、轻子集团的结构函数为

$$F_{2,F}^p(x, Q^2) = \frac{175}{96} (1 - \frac{Q^2}{\Lambda^2}) x^{\frac{1}{2}} (1-x)^3, \\ F_{2,F}^n(x, Q^2) = \frac{35}{24} (1 - \frac{Q^2}{\Lambda^2}) x^{\frac{1}{2}} (1-x)^3; \quad (13)$$

$$F_{2,F}^{\nu_0}(x, Q^2) = \frac{35}{16} (1 - \frac{Q^2}{\Lambda^2}) x^{\frac{1}{2}} (1-x)^3. \quad (14)$$

QCD理论的结构函数的矩为:

$$M_2(n, Q^2) = \int_0^1 \frac{a^{n-1}}{x^3} F_2^D(x, Q^2) [(n^2 + 2n + 3) + 3(n+1) \frac{1 + (\frac{4M^2 x^2}{Q^2})}{Q^2} + n(n+2) \frac{M^2 x}{Q^2}] dx / (n+2)(n+3). \quad (15)$$

其中,

$$a = 2x / (1 + \frac{1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2}}{Q^2}) \approx x - \frac{M^2 x^2}{Q^2}. \quad (16)$$

利用(6)式, 不计 $\sum \bar{t}_{F,T}$ 效应, 有 $F_{2,F}^D(x, Q^2) = F_{2,F}^p(x, Q^2) + F_{2,F}^n(x, Q^2)$. 由(13)式得费米型核的结构函数为

$$F_{2,F}^D(x, Q^2) = 3.28 (1 - \frac{Q^2}{\Lambda^2}) x^{\frac{1}{2}} (1-x)^3. \quad (17)$$

由于在质子、中子体系内, 夸克的动量分布函数并非严格归一, 为保证归一结果, (17)式的系数应由3.28压低到3.00. 将(17)式代入(15)式, 并考虑到(16)式, 计算得到的结果如表1所示. 图1~图3对费米型核 D_F 结构函数的矩的计算结果与实验数据作比较. 从图1~图3可以看出, 对于费米型核结构函数的矩, 理论计算结果与实验数据两者的相符程度是令人满意的.

对于玻色型核结构函数的矩, 则应考虑轻子集团对结构函数的贡献. 由(6)、(13)、(14)式得

$$F_{2,F}^D(x, Q^2) = [F_{2,F}^p(x, Q^2) + 3F_{2,F}^{\nu_0}(x, Q^2)] + [F_{2,F}^n(x, Q^2) + 3F_{2,F}^{\nu_0}(x, Q^2)] = 3.00(1 - \frac{Q^2}{\Lambda^2}) x^{\frac{1}{2}} (1-x)^3 + \frac{35}{8} (1 - \frac{Q^2}{\Lambda^2}) x^{\frac{1}{2}} (1-x)^3 = 7.37(1 - \frac{Q^2}{\Lambda^2}) x^{\frac{1}{2}} (1-x)^3. \quad (18)$$

将(18)式代入(15)式, 计算得到的结果如表2所示. 图1~图3对玻色型核 D_B 结构函数的矩的计算结果与实验数据作比较, 从图1~3可以看出, 玻色型核 D_B 与费米型核 D_F 结构函数的矩大不相

同, 差异主要来源于费米型“编外”中性轻子集团对 D_B 核结构函数的贡献.

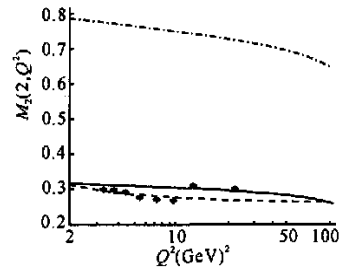


图1 矩为 $M_2^{D_F}(2, Q^2)$ 的实验值与矩为 $M_2^{D_F}(2, Q^2)$ 和 $M_2^{D_B}(2, Q^2)$ 的理论值对比

Fig. 1 The contrast between the experimental data of the moment of $M_2^{D_F}(2, Q^2)$ and the theoretical values of those of $M_2^{D_F}(2, Q^2)$ and $M_2^{D_B}(2, Q^2)$
 - - - - : D_F 的 $M_2^{D_F}(2, Q^2)$ 实验值, — : 理论值;
 · · · · : D_B 的 $M_2^{D_B}(2, Q^2)$ 理论值
 - - - - : $M_2^{D_F}(2, Q^2)$ experimental data of D_F , — : The theoretical values, · · · · : $M_2^{D_B}(2, Q^2)$ theoretical values

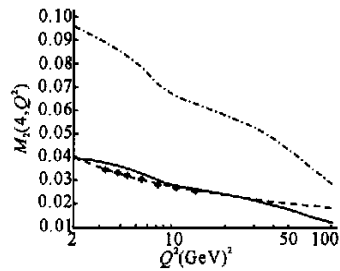


图2 矩为 $M_2^{D_F}(4, Q^2)$ 的实验值与矩为 $M_2^{D_F}(4, Q^2)$ 和 $M_2^{D_B}(4, Q^2)$ 的理论值对比

Fig. 2 The contrast between the experimental data of the moment of $M_2^{D_F}(4, Q^2)$ and the theoretical values of those of $M_2^{D_F}(4, Q^2)$ and $M_2^{D_B}(4, Q^2)$
 - - - - : D_F 的 $M_2^{D_F}(4, Q^2)$ 实验值, — : 理论值,
 · · · · : D_B 的 $M_2^{D_B}(4, Q^2)$ 理论值
 - - - - : $M_2^{D_F}(4, Q^2)$ experimental data of D_F , — : The theoretical values, · · · · : $M_2^{D_B}(4, Q^2)$ theoretical values

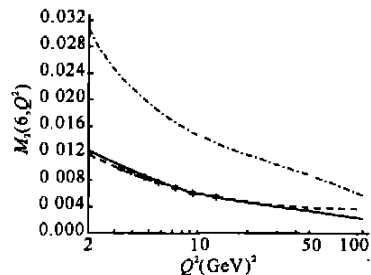


图3 矩为 $M_2^{D_F}(6, Q^2)$ 的实验值与矩为 $M_2^{D_F}(6, Q^2)$ 和 $M_2^{D_B}(6, Q^2)$ 的理论值对比

Fig. 3 The contrast between the experimental data of the moment of $M_2^{D_F}(6, Q^2)$ and the theoretical values of those of $M_2^{D_F}(6, Q^2)$ and $M_2^{D_B}(6, Q^2)$
 - - - - : D_F 的 $M_2^{D_F}(6, Q^2)$ 实验值, — : 理论值;
 · · · · : D_B 的 $M_2^{D_B}(6, Q^2)$ 理论值
 - - - - : $M_2^{D_F}(6, Q^2)$ experimental data of D_F , — : The theoretical values, · · · · : $M_2^{D_B}(6, Q^2)$ theoretical values

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

$n, \Delta^2(\text{GeV})^2$	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

$n, \Delta^2(\text{GeV})^2$	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

$n, \Delta^2(\text{GeV})^2$	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

$n, \Delta^2(\text{GeV})^2$	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,讨论了反氘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,结果发现反氘原子的结构与目前观测到费米型反氘原子不同,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, $L_{T,T}$ 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氘原子肯定了1996年CERN对反氘的观测实验[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 $h k$ 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)