

超精细结构效应对辐射光谱圆极化特性的影响

陈展斌 董晨钟

Hyperfine structure effect on circular polarization of X-ray radiation

Chen Zhan-Bin Dong Chen-Zhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 193401 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180322

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180322>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I19>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电子碰撞 Ne 和类 Ne 离子电离的三重微分截面理论研究

Theoretical studies of triple differential cross sections for electron impact ionization with neon and neon-like ions

物理学报.2017, 66(20): 203401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.203401>

高能脉冲 C<sup>6+</sup> 离子束激发 Ni 靶的 K 壳层 X 射线

K-shell X-ray emission from high energy pulsed C<sup>6+</sup> ion beam impacting on Ni target

物理学报.2017, 66(14): 143401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.143401>

电子垂直入射电离氦原子碰撞机理的理论研究

A theoretical study on collision mechanisms for low energy electron impact ionization of helium in the perpendicular geometry

物理学报.2017, 66(7): 073401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.073401>

Cd<sup>+</sup> 离子 5s<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub> → 5p<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub> 电子碰撞激发截面和退激辐射光子极化度的理论研究

Theoretical study on electron-impact excitation cross section and polarization for 5s<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub> → 5p<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub> of Cd

物理学报.2015, 64(23): 233401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.233401>

共面双对称条件下电子碰撞 Ar 原子单电离的一阶扭曲波 Born 近似

First-order distorted wave Born approximation for single ionization of Ar by electron impact in a coplanar doubly symmetric geometry

物理学报.2014, 63(15): 153401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.153401>

## 超精细结构效应对辐射光谱圆极化特性的影响\*

陈展斌<sup>1)2)3)†</sup> 董晨钟<sup>1)</sup>

1) (西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

2) (湖南工业大学理学院, 株洲 412007)

3) (国防科学技术大学理学院, 长沙 410073)

(2018年2月10日收到; 2018年7月19日收到修改稿)

在相对论多组态 Dirac-Fock 方法和密度矩阵理论的基础上, 利用发展的全相对论扭曲波程序, 系统研究了超精细结构效应对纵向极化电子碰撞激发过程以及退激发辐射光谱圆极化特性的影响. 计算得到了类氦  $\text{Sc}^{19+}$  和  $^{205}\text{Tl}^{79+}$  离子  $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2p\ ^3P_2$  超精细结构层次上  $M_F$  能级的碰撞强度, 考察了辐射衰变过程中发出特征光子的极化特性, 并分析了  $E1$ - $M2$  量子干涉效应以及电子-电子间相互作用的相对论修正对退激发辐射光子圆极化度的影响.

关键词: 圆极化,  $E1$ - $M2$  干涉效应

PACS: 34.80.Dp

DOI: 10.7498/aps.67.20180322

## 1 引言

近些年来, 高分辨率和高灵敏度的激光光谱技术的发展为人们探究超精细结构开启了一个崭新的窗口, 使得一些复杂原子的超精细结构以及相关效应的研究成为可能. 例如, 同位素位移效应<sup>[1]</sup>、核自旋引起的超精细猝灭效应<sup>[2]</sup>以及宇称不守恒效应<sup>[3]</sup>等. 考虑到超精细结构效应后, 原子体系的角动量  $F$  将由电子的总角动量  $J$  和原子核的角动量  $I$  耦合而成, 即  $F = I + J$ . 不同于精细结构情况下的总角动量  $J$ , 此时原子体系能级之间的跃迁选择定则由体系总角动量  $F$  描述. 这将导致在某些情况下, 在精细结构层次上选择定则禁戒的跃迁也可能发生. 实验上, Wada 等<sup>[4]</sup>通过对  $^7\text{Be}^+$  超精细光谱的高精度测量, 确定了  $^7\text{Be}^+$  核的磁偶极矩. Brandau 等<sup>[5]</sup>在储存环上利用电子与高离化态离子碰撞的方法测定了  $\text{Nd}^{57+}$  的同位素偏移, 进而得到了相应的原子核半径. Trotsenko 等<sup>[6]</sup>在类锂  $\text{U}^{89+}$  离子双激发态的实验中发现, 一些禁戒跃迁

的概率随着原子序数增大, 甚至变为主要的退激发通道. 理论方面, Yu 等<sup>[7]</sup>利用相对论多体理论计算了  $^{43}\text{Ca}^+$  和  $^{87}\text{Sr}^+$  中的超精细结构常数, 并探讨了极化效应和关联效应的影响. Sahoo<sup>[8]</sup>利用相对论耦合簇理论计算得到了高精度  $\text{Ba}^+$  离子  $5d\ ^2D_{3/2}$  态和  $5d\ ^2D_{5/2}$  态的超精细结构常数, 并分析了核极化效应的影响. Cheng 等<sup>[9]</sup>利用相对论多组态模型计算了类铍离子 ( $Z = 6-92$ ) 超精细诱导  $2s2p\ ^3P_0 \rightarrow 2s^2\ ^1S_0$  的跃迁概率, 并与实验测量进行了比较. 其他有关报道见文献<sup>[10-14]</sup>.

考虑原子核的性质后, 电子、光子和离子等粒子与高离化态原子的碰撞动力学过程也将受到影响. 例如, Zolotarev 和 Budkes<sup>[15]</sup>讨论了在储存环上开展研究宇称不守恒实验研究的可行性. Henderson 等<sup>[16]</sup>通过测量类氦  $\text{Sc}^{19+}$  离子退激发辐射 X 射线的线性极化度, 发现超精细结构效应极大地影响了谱线的极化特性. Gumberidze 等<sup>[17]</sup>测量了裸铀离子在辐射复合过程辐射的 X 射线光谱, 并确定了类氢  $\text{U}^{91+}$  离子基态的 Lamb 位移. James

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11504421) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [chenzb008@qq.com](mailto:chenzb008@qq.com)

等<sup>[18]</sup>从实验上测量了电子碰撞激发氢原子的截面以及退激发光谱的线性极化度, 并利用经验公式进行了拟合. Dubau等<sup>[19]</sup>利用相对论扭曲波方法估算了超精细结构效应对类氢 $\text{Sc}^{19+}$ 退辐射X射线的线性极化度的影响, 发现超精细结构相互作用具有较强的去极效应.

事实上, 电子与高离化态离子碰撞激发中辐射跃迁光谱极化和角向特性的研究, 为人们探究强库仑场中各种物理效应提供了重要的路径<sup>[20–22]</sup>. 我们之前也已开展过一些研究工作<sup>[23–30]</sup>, 然而就我们所知, 目前电子碰撞激发的研究大部分集中在精细结构层次, 超精细结构层次上的研究工作较少. 此外, 由于大部分研究采取非极化电子入射, 有关退激辐射过程的报道只涉及光谱的线性极化特性. 例如, Bensaid等<sup>[22]</sup>研究了非极化电子碰撞激发类氢 $^{205}\text{Tl}^{79+}$ 离子 $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2p\ ^3P_2$ 过程以及退激发过程中 $E1-M2$ 干涉效应对光谱线性极化度的影响. 由极化电子与高离化态离子碰撞引起的辐射光谱圆极化度的研究非常匮乏.

本文在相对论多组态Dirac-Fock方法和密度矩阵理论的基础上, 利用发展的处理纵向极化电子碰撞激发的程序, 系统研究了超精细结构效应对纵向极化电子碰撞激发过程以及退激发辐射光谱圆极化特性的影响. 计算了纵向极化电子碰撞激发类氢 $\text{Sc}^{19+}$ 和 $^{205}\text{Tl}^{79+}$ 离子 $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2p\ ^3P_2$ 精细结构层次上的碰撞强度, 进而转化得到了超精细结构层次上 $M_F$ 能级的碰撞强度, 并在超精细结构层次上考察了辐射衰变过程中发出特征光子的极化特性. 随后, 分析了 $E1-M2$ 量子干涉效应对相关谱线极化特性的贡献, 并研究了电子-电子间相互作用的相对论修正(即Breit相互作用)对碰撞激发过程及退激发辐射光子极化特性的影响.

## 2 理论模型

考虑到处于激发态的原子发生辐射跃迁, 从较高的 $\Delta_i J_i M_i$ 态到低的 $\Delta_f J_f M_f$ 态, 其中 $\Delta$ 表示惟一描述激发态所需的除 $JM$ 之外的量子数, 由密度矩阵理论可知, 原子系统与电磁场的相互作用势 $V$ 的跃迁矩阵元 $\Delta_i J_i M_i \rightarrow \Delta_f J_f M_f$ 可以展开成电和磁多极组分, 表示为<sup>[22]</sup>

$$\begin{aligned} & \langle \Delta_f J_f M_f, \hat{n} \lambda | V | \Delta_i J_i M_i \rangle \\ &= C(2J_i + 1)^{1/2} \sum_{j,m} (-1)^{J_i + M_i} (2j + 1)^{1/2} \\ & \times \begin{pmatrix} J_f & j & J_i \\ M_f & m & -M_i \end{pmatrix} \times D_{m\lambda}^{(j)}(\phi, \theta, 0) \\ & \times [\gamma(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; E_j) \\ & + \lambda \gamma(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; M_j)], \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\begin{pmatrix} J_f & j & J_i \\ M_f & m & -M_i \end{pmatrix}$ 表示3j符号,  $D_{m\lambda}^{(j)}(\phi, \theta, 0)$ 定义为Wigner矩阵元,  $\gamma(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \pi j)$ 与 $\pi j$ 跃迁振幅相关, 表示为

$$\begin{aligned} & \gamma(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \pi j) \\ &= \frac{j^{j+A(\pi)}}{(2J_i + 1)^{1/2}} \left[ \frac{2(j+1)\omega^{2j+1}}{j(2j+1)[(2j-1)!!]^2} \right]^{1/2} \\ & \times \langle \Delta_f J_f || Q_j^{(\pi)} || \Delta_i J_i \rangle, \end{aligned} \quad (2)$$

$\omega$ 为发射光子的能量,  $A(\pi)$ 取值0和1, 分别表示电和磁多极.  $\langle \Delta_f J_f || Q_j^{(\pi)} || \Delta_i J_i \rangle$ 为多极矩算符 $Q_j^{(\pi)}$ 下的矩阵元. 跃迁概率表示为

$$\begin{aligned} & A_{\pi j}(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f) \\ &= \sum_{\pi, j} |\gamma(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \pi j)|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

自然地, 所有满足选择定则的跃迁都包含在(1)式中.

光子的密度矩阵可以写为<sup>[22]</sup>

$$\begin{aligned} & \rho_{\lambda\lambda'}^{\text{ph}}(\theta) \\ &= \hat{J}^2 \sum_{\text{Keven}} \hat{K} Y_{Kq}(\theta, 0) \sum_{M_i} N_{M_i} (-1)^{J_f - M_i} \begin{pmatrix} K & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \left[ \hat{j}^2 \begin{pmatrix} K & j & j \\ q & \lambda & -\lambda' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{pmatrix} A_{Ej} + \hat{j}'^2 \lambda \lambda' \right. \\ & \left. \times \begin{pmatrix} K & j' & j' \\ q & \lambda & -\lambda' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K & J_i & J_i \\ J_f & j' & j' \end{pmatrix} A_{Mj'} \pm 2i^{j-j'-1} \hat{j} \hat{j}' \lambda \lambda' \begin{pmatrix} K & j & j \\ q & \lambda & -\lambda' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K & J_i & J_i \\ J_f & j & j' \end{pmatrix} A_{Ej} \sqrt{A_{Ej} A_{Mj'}} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

式中, 纯的电偶极 ( $E1$ ) 跃迁和磁四极 ( $M2$ ) 跃迁以及干涉项的贡献都清楚地分离开来. 进一步, 极化参量可以表示为<sup>[22]</sup>

$$\eta_3 = -\frac{\rho_{1-1}^{\text{ph}} + \rho_{-11}^{\text{ph}}}{\rho_{11}^{\text{ph}} + \rho_{-1-1}^{\text{ph}}} = -\frac{\rho_{1-1}^{\text{ph}}}{\rho_{11}^{\text{ph}}}. \quad (5)$$

限于篇幅, 具体表达式见文献<sup>[22]</sup>. 超精细结构层次上, 需将超精细结构能级上占据数  $N_{M_F}$  替换  $N_{M_i}$ . 转化公式为

$$\Omega_{M_F} = \frac{1}{2I+1} \sum_{M_J} \langle 2IM_F M_J (M_F - M_J) \times |FM_F\rangle^2 \Omega_{M_J}, \quad (6)$$

式中,  $I$  为核自旋,  $F$  为系统总角动量,  $\Omega_{M_J}$  为精细结构层次上磁量子数  $M$  的激发强度.

在目前的计算中, 我们使用发展的全相对论扭曲波程序来计算精细结构层次上纵向极化电子碰撞激发截面及相关的辐射线圆极化特性, 相关理论及计算流程在文献<sup>[23—30]</sup>中已有介绍. 相对论散射矩阵元如下

$$R(\gamma_i, \gamma_f) = \langle \alpha_f P_f J_f M_f, \varepsilon_f k_f; J | \sum_{p,q,p<q}^{N+1} (V_{\text{Coul}} + V_{\text{Breit}}) \times | \alpha_i P_i J_i M_i, \varepsilon_i k_i; J \rangle, \quad (7)$$

式中, 碰撞体系初、末态反对称化的波函数分别为  $| \alpha_i P_i J_i M_i, \varepsilon_i k_i; J \rangle$  和  $\langle \alpha_f P_f J_f M_f, \varepsilon_f k_f; J |$ ,  $V_{\text{Coul}}$  表示 Coulomb 算符, 具体形式如下:

$$V_{\text{Coul}} = 1/r_{qp}, \quad (8)$$

$r_{qp}$  表示任意两个单电子间的距离;  $V_{\text{Breit}}$  表示 Breit 相互作用算符, 具体形式如下:

$$V_{\text{Breit}} = -\alpha_q \alpha_p \frac{\cos(\omega_{qp} r_{qp})}{r_{qp}} + (\alpha_p \nabla_p)(\alpha_q \nabla_q) \frac{\cos(\omega_{qp} r_{qp}) - 1}{\omega_{qp}^2 r_{qp}},$$

式中,  $\omega_{qp} = |(\varepsilon_q - \varepsilon_p)/c|$  表示任意两个单电子能量差.  $\alpha_q$  与  $\alpha_p$  为 Dirac 矩阵.

### 3 结果与讨论

在前期工作的基础上<sup>[23—30]</sup>, 我们进一步编写了相应的代码拓展到超精细结构层次. 其中, 靶态离子波函数的计算由相对论原子结构程序包 GRASP92 得到, 连续电子波函数由 RATIP 程序包的子程序 COWF 计算得到. 在电子碰撞激发截面

的计算中, 为了保证计算的收敛, 我们取最大分波数  $\kappa = 90$ . 在目前的工作中, 我们考虑了高离化态类氩  $\text{Sc}^{19+}$  离子和  $^{205}\text{Tl}^{79+}$  离子, 选择这两个离子作为研究对象的原因在于: 1)  $\text{Sc}^{19+}$  离子具有较大的核自旋 ( $I = 7/2$ ), 由于原子序数较低, 一些高阶效应相对较小, 因而可以较容易地反映超精细结构效应的影响; 2) 相比于  $\text{Sc}^{19+}$  离子,  $^{205}\text{Tl}^{79+}$  离子具有较大的原子序数和较小的核自旋 ( $I = 1/2$ ), 相对论效应, 量子电动力学效应等显著, 为我们分析和探讨高阶物理效应提供了条件; 3) 早期已有相关实验测量了其电子碰撞激发过程及退激发辐射光谱的极化特性, 便于比较, 同时也能对我们发展的计算程序进行检验.

#### 3.1 辐射跃迁分支比

表 1 给出了高离化态类氩  $\text{Sc}^{19+}$  离子和  $^{205}\text{Tl}^{79+}$  离子在  $1s2p^3P_2 \rightarrow 1s^2 1S_0$  超精细结构层次上不同  $F$  能级退激到基态的电偶极  $E1$  跃迁概率以及电偶极  $E1$  和磁四极  $M2$  跃迁的分支比, 同时与文献<sup>[22]</sup>中的结果进行了比较. 注意到, 由于还存在着其他高阶的跃迁, 因而表中各  $F$  能级电偶极  $E1$  和磁四极  $M2$  分支比之和并不等于 1. 我们的计算与早期文献中的结果符合得非常好. 对于  $\text{Sc}^{19+}$  离子, 核自旋  $I = 7/2$ , 与电子总角动量  $J = 2$  耦合后将出现 5 个  $F$  能级. 对于  $^{205}\text{Tl}^{79+}$  离子, 核自旋  $I = 1/2$ , 耦合后将出现两个  $F$  能级. 从表 1 中可以看到, 除占主导的磁四极  $M2$  跃迁概率显著大于电偶极  $E1$  跃迁外, 不同  $F$  能级到基态的跃迁并不呈现明显的规律性. 对于  $\text{Sc}^{19+}$  离子,  $F_f = 7/2 \rightarrow F_i = 5/2$  能级之间的跃迁纯磁四极与纯电偶极  $R_{M2}/R_{E1}$  的比率为 2.673, 而  $F_f = 7/2 \rightarrow F_i = 7/2$  能级之间的跃迁纯磁四极与纯电偶极  $R_{M2}/R_{E1}$  的比率为 1.502.

表 2 和表 3 分别给出了纵向极化电子在不同入射能量下与高离化态类氩  $\text{Sc}^{19+}$  离子和  $^{205}\text{Tl}^{79+}$  离子  $1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2p^3P_2$  的碰撞激发强度. 计算中我们忽略了超精细结构效应对靶态结构的影响, 同时散射矩阵元中没有考虑 Breit 相互作用的贡献. 从表 2 可以看到, 对于氩  $\text{Sc}^{19+}$  离子的激发过程, 在较低的入射能量下, 磁量子能级  $M_f = 1$  的碰撞强度最大,  $M_f = -2$  的最小, 随着入射能量的增大, 各磁量子能级强度逐渐减小.  $^{205}\text{Tl}^{79+}$  离子的计算结果与  $\text{Sc}^{19+}$  离子的情况类似, 呈现出相同的变化规律.

表1 类氩 Sc<sup>19+</sup> 离子和 <sup>205</sup>Tl<sup>79+</sup> 离子 1s2p <sup>3</sup>P<sub>2</sub> → 1s<sup>2</sup> <sup>1</sup>S<sub>0</sub> 不同超精细组分能级 E1 跃迁概率以及 E1 和 M2 跃迁的分支比 (a[b] = a × 10<sup>b</sup>)

Table 1. Branching ratios  $R_{E1}$  and  $R_{M2}$  for the E1 and M2 decay channels occurring in each hyperfine component 1s2p <sup>3</sup>P<sub>2</sub> → 1s<sup>2</sup> <sup>1</sup>S<sub>0</sub> for both ions Sc<sup>19+</sup> and <sup>205</sup>Tl<sup>79+</sup>. The calculated transition probabilities  $A_{E1}$  from the different F-sublevels are also given (a[b] means a × 10<sup>b</sup>).

	Sc <sup>19+</sup>					<sup>205</sup> Tl <sup>79+</sup>	
	F = 3/2	F = 5/2	F = 7/2	F = 9/2	F = 11/2	F = 3/2	F = 5/2
$A_{E1}/s^{-1}$	0	4.21[8]	7.46[8]	7.20[8]	0	2.11[13]	0
$A_{E1}/s^{-1}$ [22]		4.20[8]	7.48[8]	7.21[8]	0	2.10[13]	0
$R_{E1}$	0	0.197	0.305	0.298	0	0.186	0
$R_{E1}$ [22]		0.199	0.306	0.299	0	0.186	0
$R_{M2}$	0.663	0.532	0.461	0.461	0.662	0.633	0.779
$R_{M2}$ [22]	0.663	0.532	0.461	0.465	0.633	0.634	0.779

表2 纵向极化电子碰撞激发类氩 Sc<sup>19+</sup> 离子 1s<sup>2</sup> <sup>1</sup>S<sub>0</sub> → 1s2p <sup>3</sup>P<sub>2</sub> 在不同磁子能级碰撞强度 (X 为阈值能量单位) (a[b] = a × 10<sup>b</sup>)

Table 2. Calculated collision strengths for longitudinally-polarized EIE of He-like Sc<sup>19+</sup> ions from the ground level 1s<sup>2</sup> <sup>1</sup>S<sub>0</sub> to each magnetic sublevels of the 1s2p <sup>3</sup>P<sub>2</sub> level (X is the threshold energy unit) (a[b] means a × 10<sup>b</sup>).

$M_f$	入射能量						
	1 X	1.5 X	2 X	2.5 X	3 X	4 X	5 X
-2	1.70[-8]	2.91[-9]	2.84[-9]	2.62[-9]	2.37[-9]	2.01[-9]	1.70[-9]
-1	7.73[-5]	3.65[-5]	2.33[-5]	1.65[-5]	1.23[-5]	1.15[-5]	5.90[-6]
0	5.41[-4]	2.87[-4]	1.71[-4]	1.11[-4]	7.70[-5]	4.67[-5]	2.59[-5]
1	7.86[-4]	4.30[-4]	2.56[-4]	1.66[-4]	1.15[-4]	6.23[-5]	3.88[-5]
2	2.76 [-4]	1.43[-4]	9.16[-5]	6.50[-5]	4.88[-5]	3.45[-5]	2.35[-5]

表3 纵向极化电子碰撞激发类氩 <sup>205</sup>Tl<sup>79+</sup> 离子 1s<sup>2</sup> <sup>1</sup>S<sub>0</sub> → 1s2p <sup>3</sup>P<sub>2</sub> 在不同磁子能级碰撞强度 (X 为阈值能量单位) (a[b] = a × 10<sup>b</sup>)

Table 3. Calculated collision strengths for longitudinally-polarized EIE of He-like <sup>205</sup>Tl<sup>79+</sup> ions from the ground level 1s<sup>2</sup> <sup>1</sup>S<sub>0</sub> to each magnetic sublevels of the 1s2p <sup>3</sup>P<sub>2</sub> level (X is the threshold energy unit) (a[b] means a × 10<sup>b</sup>).

$M_f$	入射能量						
	1.3 X	1.5 X	2 X	2.5 X	3 X	4 X	5 X
-2	3.50[-8]	2.65[-8]	2.28[-8]	1.74[-8]	1.52[-8]	1.33[-8]	1.10[-8]
-1	4.19[-6]	2.88[-6]	2.02[-6]	1.46[-6]	9.69[-7]	6.42[-7]	4.32[-7]
0	1.82[-5]	1.51[-5]	8.40[-6]	5.31[-6]	3.95[-6]	1.92[-6]	1.15[-6]
1	2.67[-5]	2.22[-5]	1.24[-5]	7.81[-6]	5.05[-6]	2.84[-6]	1.70[-6]
2	1.25[-5]	8.32[-6]	6.09[-6]	4.35[-6]	2.54[-6]	1.97[-6]	1.35[-6]

利用表2和表3, 我们进一步将磁量子能级  $|M_f|$  上的碰撞强度转化到超精细能级  $|M_F|$  上, 转化的结果分别列在表4和表5中 (X 为阈值能量单位). 不难发现, 在不同能量情况下, 从基态激发到超精细能级  $M_F$  的强度并不相同, 随着能量的增大, 超精细能级  $M_F$  的强度逐渐减

小. 此外, 由同一角动量  $F$  不同超精细  $M_F$  能级之间转化的碰撞强度也不一样. 例如, 对于类氩 Sc<sup>19+</sup> 离子的碰撞激发过程, 角动量  $F = 11/2$ ,  $M_F = 11/2, 7/2, 5/2, 3/2$  能级的碰撞强度较大, 而  $M_F = -11/2$  上的碰撞强度为0. 对于角动量  $F = 9/2$ ,  $M_F = 9/2, 7/2, 5/2$  能级的碰撞强度较

大,  $M_F = -7/2$  能级的碰撞强度最小. 这说明, 碰撞激发过程中, 纵向极化电子在超精细能级层次上的布局情况并不相同, 可以发现, 对于给定的角动量  $F$ , 纵向极化电子优先占据  $M_F$  较大的几个能级

上, 而在  $M_F$  较小能级的占据相对较小. 其原因在于电子的方向性导致了这些激发的离子成行排列, 引起了不同能级的优先集居.

表 4 与表 2 类似, 但是对于  $M_F$  超精细能级  
Table 4. The same as in table 2, but for the different  $M_F$  of hyperfine sublevels.

$F$	$M_F$	能量						
		1 X	1.5 X	2 X	2.5 X	3 X	4 X	5 X
$F = 11/2$	$M_F = 11/2$	3.45[-5]	1.78[-5]	1.14[-5]	8.12[-6]	6.09[-6]	4.31[-6]	2.93[-6]
	$M_F = 9/2$	5.77[-5]	3.09[-5]	1.89[-5]	1.27[-5]	9.12[-6]	5.58[-6]	3.63[-6]
	$M_F = 7/2$	7.06[-5]	3.81[-5]	2.30[-5]	1.52[-5]	1.07[-5]	6.25[-6]	3.94[-6]
	$M_F = 5/2$	7.48[-5]	4.04[-5]	2.42[-5]	1.59[-5]	1.11[-5]	6.40[-6]	3.93[-6]
	$M_F = 3/2$	7.20[-5]	3.87[-5]	2.32[-5]	1.51[-5]	1.06[-5]	6.11[-6]	3.66[-6]
	$M_F = 1/2$	6.39[-5]	3.42[-5]	2.04[-5]	1.33[-5]	9.30[-6]	5.47[-6]	3.21[-6]
	$M_F = -1/2$	5.18[-5]	2.76[-5]	1.65[-5]	1.08[-5]	7.53[-6]	4.55[-6]	2.60[-6]
	$M_F = -3/2$	3.84[-5]	2.02[-5]	1.21[-5]	7.95[-6]	5.57[-6]	3.51[-6]	1.97[-6]
	$M_F = -5/2$	2.45[-5]	1.27[-5]	7.69[-6]	5.08[-6]	3.58[-6]	2.41[-6]	1.32[-6]
	$M_F = -7/2$	1.23[-5]	6.23[-6]	3.81[-6]	2.56[-6]	1.83[-6]	1.37[-6]	7.29[-7]
$M_F = -9/2$	3.51[-6]	1.66[-6]	1.06[-6]	7.48[-7]	5.60[-7]	5.23[-7]	2.68[-7]	
$M_F = -11/2$	0	0	0	0	0	0	0	
$F = 9/2$	$M_F = 9/2$	7.51[-5]	4.07[-5]	2.45[-5]	1.62[-5]	1.14[-5]	6.52[-6]	4.15[-6]
	$M_F = 7/2$	5.44[-5]	2.87[-5]	1.75[-5]	1.17[-5]	8.35[-6]	5.28[-6]	3.23[-6]
	$M_F = 5/2$	4.34[-5]	2.27[-5]	1.39[-5]	9.37[-6]	6.73[-6]	4.44[-6]	2.70[-6]
	$M_F = 3/2$	4.01[-5]	2.11[-5]	1.29[-5]	8.69[-6]	6.23[-6]	4.02[-6]	2.47[-6]
	$M_F = 1/2$	4.12[-5]	2.20[-5]	1.33[-5]	8.88[-6]	6.30[-6]	3.86[-6]	2.39[-6]
	$M_F = -1/2$	4.38[-5]	2.36[-5]	1.42[-5]	9.34[-6]	6.56[-6]	3.84[-6]	2.36[-6]
	$M_F = -3/2$	4.49[-5]	2.42[-5]	1.45[-5]	9.45[-6]	6.59[-6]	3.78[-6]	2.27[-6]
	$M_F = -5/2$	4.13[-5]	2.21[-5]	1.32[-5]	8.57[-6]	5.95[-6]	3.46[-6]	2.00[-6]
	$M_F = -7/2$	2.96[-5]	1.56[-5]	9.32[-6]	6.07[-6]	4.22[-6]	2.61[-6]	1.44[-6]
$M_F = -9/2$	6.15[-6]	2.90[-6]	1.85[-6]	1.31[-6]	9.81[-7]	9.15[-7]	4.70[-7]	
$F = 7/2$	$M_F = -7/2$	3.54[-5]	1.85[-5]	1.11[-5]	7.29[-6]	5.11[-6]	3.30[-6]	1.80[-6]
	$M_F = -5/2$	4.29[-5]	2.32[-5]	1.39[-5]	9.06[-6]	6.32[-6]	3.61[-6]	2.19[-6]
	$M_F = -3/2$	4.13[-5]	2.22[-5]	1.34[-5]	8.79[-6]	6.18[-6]	3.59[-6]	2.22[-6]
	$M_F = -1/2$	3.53[-5]	1.87[-5]	1.14[-5]	7.60[-6]	5.40[-6]	3.36[-6]	2.07[-6]
	$M_F = 1/2$	3.02[-5]	1.58[-5]	9.72[-6]	6.59[-6]	4.76[-6]	3.17[-6]	1.96[-6]
	$M_F = 3/2$	3.13[-5]	1.64[-5]	1.01[-5]	6.89[-6]	4.99[-6]	3.32[-6]	2.08[-6]
	$M_F = 5/2$	4.43[-5]	2.36[-5]	1.44[-5]	9.60[-6]	6.84[-6]	4.24[-6]	2.64[-6]
	$M_F = 7/2$	7.55[-5]	4.06[-5]	2.43[-5]	1.59[-5]	1.11[-5]	6.41[-6]	3.84[-6]
$F = 3/2$	$M_F = -3/2$	5.55[-5]	2.96[-5]	1.81[-5]	1.21[-5]	8.63[-6]	5.30[-6]	3.35[-6]
	$M_F = -1/2$	5.45[-5]	2.92[-5]	1.76[-5]	1.16[-5]	8.16[-6]	4.90[-6]	2.97[-6]
	$M_F = 1/2$	3.95[-5]	2.10[-5]	1.26[-5]	8.29[-6]	5.82[-6]	3.55[-6]	2.08[-6]
	$M_F = 3/2$	1.85[-5]	9.75[-6]	5.87[-6]	3.87[-6]	2.73[-6]	1.75[-6]	9.92[-7]
$F = 5/2$	$M_F = -5/2$	6.80[-5]	3.66[-5]	2.18[-5]	1.42[-5]	9.89[-6]	5.68[-6]	3.37[-6]
	$M_F = -3/2$	3.00[-5]	1.56[-5]	9.61[-6]	6.52[-6]	4.71[-6]	3.20[-6]	1.94[-6]
	$M_F = -1/2$	2.44[-5]	1.27[-5]	7.93[-6]	5.45[-6]	3.99[-6]	2.70[-6]	1.73[-6]
	$M_F = 1/2$	3.54[-5]	1.90[-5]	1.15[-5]	7.71[-6]	5.49[-6]	3.32[-6]	2.11[-6]
	$M_F = 3/2$	4.82[-5]	2.59[-5]	1.56[-5]	1.02[-5]	7.16[-6]	4.17[-6]	2.54[-6]
$M_F = 5/2$	4.74[-5]	2.51[-5]	1.51[-5]	9.90[-6]	6.94[-6]	4.28[-6]	2.47[-6]	

表5 与表3类似, 但是对于  $M_F$  超精细能级  
Table 5. The same as in table 3, but for the different  $M_F$  of hyperfine sublevels.

$M_F$	能量						
	1.3 X	1.5 X	2 X	2.5 X	3 X	4 X	5 X
$M_F = -3/2$	4.25[-7]	2.95[-7]	2.11[-7]	1.53[-7]	1.03 [-7]	6.95[-8]	4.76[-8]
$M_F = -1/2$	4.91[-6]	3.88[-6]	2.29[-6]	1.51[-6]	1.08[-6]	5.77[-7]	3.62[-7]
$M_F = 1/2$	1.17[-5]	9.66[-6]	5.39[-6]	3.41[-6]	2.31[-6]	1.24[-6]	7.41[-7]
$M_F = 3/2$	5.01[-6]	5.53[-6]	4.37[-6]	2.97[-6]	1.82[-6]	1.32[-6]	8.61[-7]

### 3.2 超精细结构效应对圆极化的影响

表6给出了纵向极化电子碰撞类氩  $\text{Sc}^{19+}$  离子(核自旋  $I = 7/2$ ,  $F_i = 7/2$ )在  $1s2p\ ^3P_2F_f \rightarrow 1s^2\ ^1S_0F_i$  过程中不同超精细能级退激到基态辐射光子的圆极化度随入射能量的变化关系. 为了便于比较, 表中同时给出了 Inal 等<sup>[20]</sup> 的理论结果. 可以看到, 不同超精细能级  $F$  组分上的圆极化度并不相同, 同时各超精细能级  $F$  组分上辐射衰变的类型也不一样. 以近阈值入射能量 320 Ry 为例, 末态  $F_f = 3/2 \rightarrow F_i = 7/2$  和  $F_f = 11/2 \rightarrow F_i = 7/2$  的辐射衰变均以磁四极  $M2$  跃迁占主导, 所得的圆极化度  $P_c$  分别为 0.1489 和 0.3872, 而  $F_f = 5/2, 7/2, 9/2 \rightarrow F_i = 7/2$

的辐射衰变过程既满足磁四极  $M2$  跃迁同时也满足电偶极  $E1$  跃迁, 且  $E1$  跃迁的概率相对较大, 计算的磁四极  $M2$  跃迁圆极化度  $P_c$  分别为 0.1063, 0.1308 和 0.2797. 因而, 统计权重后, 可以得到高电荷态类氩  $\text{Sc}^{19+}$  离子(核自旋  $I = 7/2$ )在  $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  跃迁辐射衰变过程中最终所辐射出光子的圆极化度  $P_c = 0.243$ , 对比于精细结构层次上  $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  磁四极  $M2$  跃迁辐射衰变的圆极化度  $P_c = 0.891$  (由表2计算得到), 超精细结构效应使得该线圆极化度减少了近 72%, 具有非常强的去极效应. 这些结果与 Inal 等<sup>[20]</sup> 利用扭曲波理论计算的结果符合得非常好. 此外, 除主要的电偶极禁戒  $M2$  (磁四极) 跃迁之外, 超精细结构还诱导了某些电偶极  $E1$  跃迁的发生, 且电偶

表6 超精细结构层次上类氩  $\text{Sc}^{19+}$  离子  $1s2p\ ^3P_2F_f \rightarrow 1s^2\ ^1S_0F_i$  的圆极化度 (%)  
Table 6. The circular polarization (%) of the  $1s2p\ ^3P_2F_f \rightarrow 1s^2\ ^1S_0F_i$  hyperfine-induced transition for He-like  $\text{Sc}^{19+}$  ions following longitudinally polarized EIE process.

能量	跃迁类型	$F = 3/2$	$F = 5/2$	$F = 7/2$	$F = 9/2$	$F = 11/2$	最后结果
1 X	$E1+M2$	14.89	-6.68	16.98	21.75	38.72	20.9
	$E1+M2$ <sup>[20]</sup>	15.10	-6.30	17.30	22.10	38.50	21.3
	$M2$	14.89	10.63	13.08	27.97	38.72	24.3
	$M2$ <sup>[20]</sup>	15.10	10.90	13.50	28.60	38.50	24.8
	$E1$		3.06	3.92	31.38		16.5
	$E1$ <sup>[20]</sup>		2.60	4.00	31.90		15.5
2 X	$E1+M2$	15.24	-6.15	16.92	22.12	38.58	21.1
	$M2$	15.24	10.82	13.30	28.42	38.58	24.1
	$E1$		3.13	4.01	32.11		16.8
3 X	$E1+M2$	15.71	-5.46	15.55	22.08	38.73	21.0
	$M2$	15.71	9.85	12.48	27.47	38.73	24.0
	$E1$		3.20	4.09	33.08		17.4

极  $E1$  跃迁占有较大分支比, 是重要的衰变通道之一. 例如, 对于  $F_f = 5/2 \rightarrow F_i = 7/2$  和  $F_f = 7/2 \rightarrow F_i = 7/2$  的跃迁过程, 超精细诱导的电偶极  $E1$  跃迁光谱的的圆极化度分别为 0.0306 和 0.0392. 约为磁四极跃迁机制下的 3% 左右. 而对于  $F_f = 9/2 \rightarrow F_i = 7/2$  的  $E1$  跃迁, 超精细诱导的电偶极  $E1$  跃迁光谱的的圆极化度达到了 0.3138, 超过了该线磁四极  $M2$  跃迁机制下的圆极化度 0.2797. 究其原因, 还是核自旋破坏了精细结构层次上总角动量守恒, 诱导了新的跃迁光谱.

### 3.3 干涉效应对圆极化度的影响

任何一种跃迁概率占到总跃迁概率的 1% 时, 不同跃迁类型振幅之间将会发生量子干涉. 为了探讨超精细结构层次上  $E1-M2$  干涉效应对辐射光子圆极化度的影响, 我们在表 6 中给出了  $F_f = 5/2, 7/2, 9/2$  组分的考虑干涉效应的结果以及统计权重后的结果. 作为比较, 同时给出了 Inal 等 [20] 利用扭曲波计算的结果. 可以看到, 当纵向极化电子以近阈值能量 320 Ry 入射时, 对于超精细组分  $F_f = 5/2 \rightarrow F_i = 7/2$  之间的跃迁过程,  $E1-M2$  干涉效应使得退激发辐射光谱圆极化度由 0.1063 变为  $-0.0668$ , 减小了近 40%, 同时导致了符号发生相反的情况, 具有较强的去极化效应. 然而, 对于超精细组分  $F_f = 7/2 \rightarrow F_i = 7/2$  之间的跃迁,  $E1-M2$  干涉效应使得圆极化度从 0.1308 变为 0.1698, 增大了近 23%. 因此, 不难看出, 占主导的磁四极  $M2$  跃迁通道和由超精细结构诱导的电偶极  $E1$  跃迁通道之间的量子干涉效应既能增大也能减少辐射光谱的极化度. 这一现象与近期 Surzhykov 等 [21] 研究辐射电子俘获机制下形成的类氦离子  $1s2p_{3/2} \ ^1,^3P_2 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$  跃迁线非常类似. 此外, 我们发现,  $E1-M2$  干涉效应对纵向极化电子的能量并不敏感. 例如, 在近 3 倍阈值能量时, 干涉效应使得超精细组分  $F_f = 5/2 \rightarrow F_i = 7/2$  之间的跃迁辐射光子的圆极化度从 0.0985 变为  $-0.0546$ , 减小了近 43%, 而使得超精细组分  $F_f = 7/2 \rightarrow F_i = 7/2$  之间的辐射光子的圆极化度从 0.1248 变为 0.1555, 增大了近 20%. 这些贡献的大小与近阈值入射能量 320 Ry 情况下基本相同. 由此可见, 干涉效应导致光谱极化的加强或减弱依赖于特定的跃迁类型和初末态总角动量. 另一方面, 可以看到, 考虑超精细结构各组分统计权重后纵向极化电子碰撞类氦

$Sc^{19+}$  离子 (核自旋  $I = 7/2, F_i = 7/2$ ) 在  $1s2p \ ^3P_2 \ F_f \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0 \ F_i$  过程中的结果与 Inal 等 [20] 的计算结果符合得非常好.

### 3.4 Breit 相互作用效应对圆极化度的影响

为了更清晰地反映超精细层次上  $E1-M2$  量子干涉效应对退激发辐射 X 射线光子极化特性的影响, 图 1 给出了纵向极化电子碰撞激发类氦  $^{205}Tl^{79+}$  离子  $1s2p \ ^3P_2 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$  过程中超精细诱导的  $F_f = 3/2 \rightarrow F_i = 1/2$  退激发辐射光子的圆极化度随入射电子能量的变化关系. 图中, NB 表示仅包括库仑排斥相互作用时的相对论计算结果, B 表示包括库仑和 Breit 相互作用时的相对论计算结果. 由图 1 (a) 可见, 在纯电偶极  $E1$  跃迁情况下, 超精细诱导的  $F_f = 3/2 \rightarrow F_i = 1/2$  退激发辐射光子具有较大的圆极化度, 且随着入射电子能量的增大保持不变, 这些特征与 Inal 等 [20] 在精细结构层次上对类氦  $Fe^{24+}$  离子  $1s2p \ ^3P_2 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$  磁四极  $M2$  线研究得到的结论非常相似. 在他们的研究

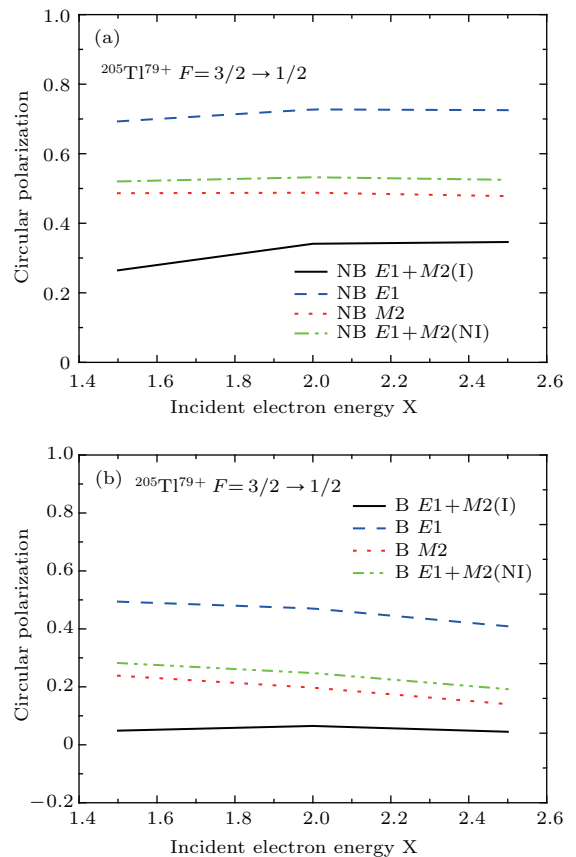


图 1  $E1-M2$  量子干涉效应对退激发辐射 X 射线光子极化特性的影响

Fig. 1. Influence of  $E1-M2$  quantum interference on the polarization of the X-ray photoemission.



中该线近乎于完全圆极化, 且不依赖纵向极化电子的能量.  $E1-M2$ 干涉效应使得超精细诱导的  $F_f = 3/2 \rightarrow F_i = 1/2$ 退激发辐射光子的圆极化度减小到0.3左右, 相对于纯电偶极  $E1$ 跃迁圆极化度0.7减少了近55%, 相对于纯磁四极  $M2$ 跃迁圆极化度0.5减小了近40%. 此外, 为了评估  $E1-M2$ 之间干涉项的贡献, 在图1中我们还给出了不考虑干涉项  $E1-M2$ 统计权重后的计算结果, 其圆极化度曲线处于纯  $E1$ 跃迁和纯  $M2$ 跃迁之间为0.53. 不难看出,  $E1-M2$ 干涉效应导致圆极化度的减小很大程度上依赖于  $E1-M2$ 之间的干涉相互作用. 事实上, 对于中性原子及高电荷态离子, 要获得准确的碰撞动力学过程的信息, 在计算中除了包括电子间的静电库仑排斥相互作用, 还必须包括电子间的磁相互作用和延迟效应贡献. 为了探讨 Breit相互作用效应在超精细层次上对退激发辐射 X射线光子极化特性的影响, 我们在跃迁矩阵元中加入了 Breit相互作用算符, 并计算了磁子能级碰撞强度进行了相应的转化. 图1(b)给出了考虑 Breit相互作用后, 纵向极化电子碰撞激发类氦  $^{205}\text{Tl}^{79+}$ 离子  $1s2p^3P_2 \rightarrow 1s^2^1S_0$ 过程中超精细诱导的  $F_f = 3/2 \rightarrow F_i = 1/2$ 退激发辐射光子的圆极化度随入射电子能量的变化关系. 结合图1(a)可以看出, 这两种计算情况下的碰撞激发总截面都随入射电子能量的增加以相似的方式缓慢减小. Breit相互作用使得不同类型跃迁对应的圆极化度在目前能区内都减小, 同时两种情况下的差别随着极化电子能量的增加变得越来越明显. 例如, 在阈值附近, Breit相互作用效应使得纯电偶极  $E1$ 跃迁的圆极化度由0.7减少到0.5, 使得纯磁四极  $M2$ 跃迁的圆极化由0.48减少到0.22. 另一方面, Breit相互作用效应对考虑干涉效应后的结果也产生了重要影响. 使得考虑超精细诱导的  $F_f = 3/2 \rightarrow F_i = 1/2$ 退激发辐射光子的圆极化度由0.3进一步减少到0.1. 这些变化规律意味着在高能电子与高  $Z$ 离子的碰撞激发过程研究中, Breit相互作用必须予以考虑.

## 4 结 论

利用相对论多组态 Dirac-Fock方法和密度矩阵理论, 系统研究了超精细结构效应对退激发辐射光子圆极化特性的影响. 计算了纵向

极化电子碰撞激发类氦  $\text{Sc}^{19+}$ 和  $^{205}\text{Tl}^{79+}$ 离子在  $1s^2^1S_0 \rightarrow 1s2p^3P_2$ 过程中精细结构层次上的碰撞强度, 进而转化得到超精细结构层次上的  $M_F$ 磁子能级布局情况. 获取了不同超精细能级之间辐射衰变过程中发出的特征光子的极化特性, 同时讨论了超精细诱导跃迁的贡献, 分析了  $E1-M2$ 量子干涉效应和 Breit相互作用效应对超精细诱导跃迁辐射衰变过程放出光子极化特性的影响. 研究发现: 超精细结构效应,  $E1-M2$ 量子干涉效应以及 Breit相互作用效应均具有较强的去极化作用, 能较大地消减辐射光子的极化度. 例如, 在近阈值能量入射情况下, 超精细结构效应使得类氦  $\text{Sc}^{19+}$ 离子在  $1s2p^3P_2 \rightarrow 1s^2^1S_0$ 磁四极跃迁辐射衰变过程中所辐射出光子的圆极化度减少了近72%.  $E1-M2$ 干涉效应使得类  $^{205}\text{Tl}^{79+}$ 离子在  $1s2p^3P_2 \rightarrow 1s^2^1S_0$ 超精细诱导的  $F_f = 3/2 \rightarrow F_i = 1/2$ 退激发辐射光子的圆极化度相对于纯磁四极跃迁减小了近40%. Breit相互作用效应使得类  $^{205}\text{Tl}^{79+}$ 离子在  $1s2p^3P_2 \rightarrow 1s^2^1S_0$ 超精细诱导的  $F_f = 3/2 \rightarrow F_i = 1/2$ 退激发辐射光子的圆极化度相对于纯磁四极跃迁减小了近50%. 我们希望随着 X射线极化测量技术的不断升级, 这些强的高阶物理效应能进一步在储存环或 EBIT 装置上得到证实.

## 参考文献

- [1] Shahbaz A, Bürvenich T J, Müller C 2010 *Phys. Rev. A* **82** 013418
- [2] Indelicato P, Birkett B B, Briand J P, Charles P, Dietrich D D, Marrus R, Simionovici A 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1307
- [3] Bennett S C, Wieman C E 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2484
- [4] Okada K, Wada M, Nakamura T, Takamine A, Lioubimov V, Schury P, Ishida Y, Sonoda T, Ogawa M, Yamazaki Y, Kanai Y, Kojima T M, Yoshida A, Kubo T, Katayama I, Ohtani S, Wollnik H, Schuessler H A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 212502
- [5] Brandau C, Kozhuharov C, Harman Z, Müller A, Schippers S, Kozhedub Y S, Bernhardt D, Böhm S, Jacobi J, Schmidt E W, Mokler P H, Bosch F, Kluge H J, Stöhlker T, Beckert K, Beller P, Nolden F, Steck M, Gumberidze A, Reuschl R, Spillmann U, Currell F J, Tupitsyn I I, Shabaev V M, Jentschura U D, Keitel C H, Wolf A, Stachura Z 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 073201
- [6] Trotsenko S, Stöhlker T, Banas D, Dong C Z, Fritzsche S, Gumberidze A, Hagmann S, Hess S, Indelicato P,

- Kozhuharov C, Nofal M, Reuschl R, Rzadkiewicz J, Spillmann U, Surzhykov A, Trassinelli M, Weber G 2007 *J. Phys. Conf. Ser.* **58** 141
- [7] Yu K Z, Wu L J, Gou B C, Shi T Y 2004 *Phys. Rev. A* **70** 012506
- [8] Sahoo B K 2006 *Phys. Rev. A* **74** 020501
- [9] Cheng K T, Chen M H, Johnson W R 2008 *Phys. Rev. A* **77** 052504
- [10] Zheng S D, Li B W, Li J G, Dong C Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1556 (in Chinese) [郑曙东, 李博文, 李冀光, 董晨钟 2009 物理学报 **58** 1556]
- [11] Chen Z B 2014 *Ph. D. Dissertation* (Lanzhou: Northwest Normal University) (in Chinese) [陈展斌 2014 博士学位论文 (兰州: 西北师范大学)]
- [12] Song S Q, Wang G F, Ye A P, Jiang G 2007 *J. Phys. B* **40** 475
- [13] Itano W M 2006 *Phys. Rev. A* **73** 022510
- [14] Thierfelder C, Schwerdtfeger P, Saue T 2007 *Phys. Rev. A* **76** 034502
- [15] Zolotarev M, Budker D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4717
- [16] Henderson J R, Beiersdorfer P, Bennett C L, Chantrenne S, Knapp D A, Marrs R E, Schneider M B, Wong K L, Doschek G A, Seely J F, Brown C M, LaVilla R E, Dubau J, Levine M A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 705
- [17] Gumberidze A, Stöhlker T, Banaś D, Beckert K, Beller P, Beyer H F, Bosch F, Hagmann S, Kozhuharov C, Liesen D, Nolden F, Ma X, Mokler P H, Steck M, Sierpowski D, Tashenov S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 223001
- [18] James G K, Slevin J A, Dziczek D, McConkey J W, Bray I 1998 *Phys. Rev. A* **57** 1787
- [19] Dubau J, Garbuzov Y, Urnov A 1994 *Phys. Scr.* **49** 39
- [20] Inal M K, Sampson D H, Zhang H L 1997 *Phys. Scr.* **55** 170
- [21] Surzhykov A, Litvinov Y, Stöhlker T, Fritzsche S 2013 *Phys. Rev. A* **87** 052507
- [22] Bensaid R, Inal M K, Dubau J 2006 *J. Phys. B* **39** 4131
- [23] Chen Z B, Dong C Z, Jiang J 2014 *Phys. Rev. A* **90** 022715
- [24] Chen Z B, Dong C Z, Xie L Y, Jiang J 2014 *Phys. Rev. A* **90** 012703
- [25] Chen Z B, Dong C Z, Jiang J 2015 *Phys. Scr.* **90** 054007
- [26] Chen Z B, Dong C Z, Jiang J, Xie L Y 2015 *J. Phys. B* **48** 144030
- [27] Chen Z B, Zeng J L, Hu H W, Dong C Z 2015 *J. Phys. B* **48** 144005
- [28] Chen Z B, Zeng J L, Dong C Z 2015 *J. Phys. B* **48** 045202
- [29] Chen Z B, Zeng J L 2015 *J. Phys. B* **48** 245201
- [30] Chen Z B, Zeng J L 2015 *Eur. Phys. J. D* **69** 148

# Hyperfine structure effect on circular polarization of X-ray radiation\*

Chen Zhan-Bin<sup>1)2)3)†</sup> Dong Chen-Zhong<sup>1)</sup>

1) (Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics and Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

2) (School of Science, Hunan University of Technology, Zhuzhou 412007, China)

3) (College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

( Received 10 February 2018; revised manuscript received 19 July 2018 )

## Abstract

During the last decades, the electron impact excitation (EIE) process has aroused much interest in various research areas. This process is crucial to the diagnoses of astrophysical and laboratory plasmas. Moreover, the EIE studies play an important role in understanding the quantum electrodynamic, many-electron, and hyperfine interaction effects in heavy atomic systems. As is well known, when ions are excited by collisions with a unidirectional beam of electrons, the magnetic sublevels of the excited state may be populated with nonstatistical probability. In the decay of the excited state, the emitted radiation is found to be anisotropic and polarized. From the analysis of the polarization, valuable information can be obtained. These properties have become indispensable tools for the diagnosis of plasma state and the analysis of complex spectrum formation mechanism. Up to now, however, most of studies have dealt with the linear polarization of X-ray radiation. Fewer publications have reported the circular polarization. Moreover, theoretical studies of the characteristic X-ray emission have just dealt with ions having zero nuclear spin, or have simply omitted all contributions that arise from such a spin. It is known that some kinds of ions each have a nuclear spin  $I \neq 0$ . Owing to the hyperfine coupling, new decay channel will be open, namely, hyperfine-induced transition. It is thus important to analyze how the hyperfine interaction affects the polarization properties of X-ray radiation.

In this study, we present a systematically theoretical analysis of the polarization and angular distribution of X-ray radiation during the hyperfine-induced transition. The calculations are performed by using a fully relativistic distorted-wave method. Special attention is paid to the studies of angular correlations and polarization properties of the  $1s2p\ ^3P_2\ F_i = 3/2 \rightarrow 1s^2\ ^1S\ F_f = 1/2$  decay for highly charged He-like  $\text{Sc}^{19+}$  and  $^{205}\text{Tl}^{79+}$  ions with nuclear spin  $I = 1/2$  following impact excitation by a completely longitudinally-polarized electron beam. Two effects, i.e. the BI and the multipole mixing between the leading  $M2$  decay and hyperfine-induced  $E1$  decay, on the polarization of the emitted radiation are discussed. Our results show that both the BI and the  $E1$ - $M2$  interference effects may significantly affect the polarization and angular emission pattern of the transition line. For example, the BI and the  $E1$ - $M2$  mixing lead the circular polarization to increase by about 50% and 40% for  $^{205}\text{Tl}^{79+}$  ions, respectively. With the development of the X-ray detectors, the measurement on the polarization during the hyperfine-induced transition becomes feasible. We hope that the present results would be useful in resolving some disagreement between the theories and experiments relating to the polarization properties of the X-ray radiation.

**Keywords:** circular polarization,  $E1$ - $M2$  interference effects

**PACS:** 34.80.Dp

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180322

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11504421).

† Corresponding author. E-mail: [chenzb008@qq.com](mailto:chenzb008@qq.com)