

doi: 10.3969/j.issn.0490-6756.2018.03.017

类氖 Fe^{16+} 离子高激发态电子碰撞 激发特性理论研究

张春, 杨宁选, 范婷, 王锐, 孙茂珠

(石河子大学理学院物理系, 石河子 832000)

摘要: 基于全相对论扭曲波(RDW)电子碰撞激发计算程序 REIE06, 系统计算了类氖 Fe^{16+} 离子基态 $1s^2 2s^2 2p^6 1S_0$ 的 $2p$, $2s$ 和 $1s$ 电子激发到高激发态 $1s^2 2s^2 2p^5 ns$, $1s^2 2s 2p^6 ns$ 和 $1s 2s^2 2p^6 ns$ ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) 精细结构能级的碰撞激发截面, 详细研究了碰撞激发截面随入射电子能量和主量子数 n 的变化规律, 拟合了公式, 总结了一些有意义的结论.

关键词: 电子碰撞激发截面; 高激发态离子; 类氖 Fe^{16+} 离子

中图分类号: O562.5 **文献标识码:** A **文章编号:** 0490-6756(2018)03-0520-07

Theoretical study on electron impact excitation of Ne-like Fe^{16+} ion

ZHANG Chun, YANG Ning-Xuan, FAN Ting, WANG Rui, SUN Mao-Zhu

(Department of Physics, College of Science, Shihezi University, Shihezi 832000, China)

Abstract: The electron impact excitation (EIE) cross sections of Ne-like Fe^{16+} ion from the ground state $1s^2 2s^2 2p^6 1S_0$ to high excited states $1s^2 2s^2 2p^5 ns$, $1s^2 2s 2p^6 ns$ and $1s 2s^2 2p^6 ns$ ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) are calculated systematically by using the fully relativistic distorted-wave program. The EIE cross sections changing versus the principal quantum number are studied, the change rule of the formula is fitted and some important conclusions are summarized.

Keywords: Electron impact excitation cross sections; High excited state ion; Ne-like Fe^{16+} ion

1 引言

电子与原子(离子)碰撞激发是电子与原子(离子)碰撞中最常见的非弹性散射过程,是研究原子内部结构和性质的重要手段和方法之一. 电子与原子(离子)的碰撞不仅作为一门实验技术得到了快速发展,而且电子与原子(离子)碰撞作为重要的原子物理过程由于其在等离子体物理、天体物理以及材料物理等领域的重要性受到了人们的广泛关注^[1-4].

大量的理论计算和实验研究表明,类 Ne 离子

是容易通过电子碰撞激发机制产生 X 射线激光的理想介质^[5]. 而类 Ne 离子的碰撞激发截面、碰撞强度及速率系数等碰撞参数在惯性约束聚变的研究中也是十分重要的参量^[6,7]. 有关类 Ne 离子的电子碰撞激发特性的理论和实验方面的研究,人们已经做了很多工作^[8-11], 课题组成员 Yang 等人^[12-13]也在有关类 Ne 离子电子碰撞激发特性的理论方面做过大量工作.

此外,类 Ne 离子的基组态为 $1s^2 2s^2 2p^6$, 因其特殊的闭壳层结构,是高温等离子体中最为稳定的

收稿日期: 2017-03-21

基金项目: 石河子大学科研计划项目(ZZZC201614)

作者简介: 张春(1981-), 男, 河北唐山人, 硕士, 讲师, 主要研究方向为凝聚态介观物理输运研究. E-mail: 361262008@QQ.com

通讯作者: 杨宁选. E-mail: Yangnx_1981@163.com

离化态之一,在天体和实验等离子体中得到广泛应用.例如,类 Ne 离子的 $2p^5 3p-2p^5 3s$ 能级成功演示了 X 射线激光^[14]和在太阳耀斑光谱中认证出类 Ne 铁离子谱线^[15];类 Ne 铁离子 $n=3$ 和 $n=2$ 能级间的辐射跃迁也是各种天体光源,包括恒星日冕,椭圆星系等辐射分立特征光谱形成的重要原因.过去大量的理论和实验工作只是对类 Ne 铁离子谱线的强度比进行了研究,以期利用它来诊断各种实验室和宇宙天体等离子体^[16],但对类 Ne 离子高激发态电子碰撞激发过程研究甚少.

本文利用了基于相对论多组态 Dirac-Fock (MCDF) 理论方法和相关的程序包 Grasp92^[17] 和 Ratip^[18] 基础上发展的研究电子-离子(原子)碰撞过程的相对论扭曲波方法和程序包 REIE06^[19]. 目前的方法不仅可以系统地考虑相对论效应和电子的关联效应,包括束缚-束缚和束缚-连续电子间的交换效应,同时也能考虑 Breit 相互作用以及高分波的贡献对碰撞强度的影响.本文系统计算了类氦 Fe¹⁶⁺ 离子基态 $1s^2 2s^2 2p^6 1S_0$ 到激发态 $1s^2 2s^2 2p^5 ns, 1s^2 2s 2p^6 ns$ 和 $1s 2s^2 2p^6 ns$ ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) 精细结构能级的碰撞激发截面,研究了碰撞激发截面随主量子数 n 的变化规律,拟合了公式,总结了一些有意义的结论.

2 理论方法

2.1 靶离子和连续电子波函数的计算

目前理论中,靶离子的波函数采用了多组态 Dirac-Fock (MCDF) 方法的波函数^[19],其原子态的波函数由具有相同宇称和总角动量的轨道波函数线形组合而成,即

$$|\alpha(PJM)\rangle = \sum_{r=1}^{n_c} C_r(\alpha) |\Gamma_r(PJM)\rangle \quad (1)$$

式中, n_c 是组态波函数的个数, $C_r(\alpha)$ 为组态混合系数. 它可以通过广泛使用的计算原子结构和性质的程序包 Grasp92^[17] 精确计算得到. 其中,相对论效应、电子关联效应、量子电动力学(QED)效应以及弛豫效应对波函数的影响也系统地考虑.

连续电子的波函数采用了相对论的 Dirac 自旋轨道波函数^[20],可表示为

$$u_{\kappa m} = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} P_{\kappa}(r) \chi_{\kappa m}(\theta, \varphi, \sigma) \\ i Q_{\kappa}(r) \chi_{-\kappa m}(\theta, \varphi, \sigma) \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中, κ 是相对论角量子数, $P_{\kappa}(r)$ 和 $Q_{\kappa}(r)$ 是径向波函数的大、小分量. 目前理论中,对于给定能量的连续电子,其径向波函数的大、小分量可以通

过求解耦合 Dirac 方程^[19]得到,

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d}{dr} + \frac{k_a}{r} \right) P_{n_a k_a}(r) - \\ & \left(2c - \frac{\varepsilon_a}{c} + \frac{Y_a(r)}{cr} \right) Q_{n_a k_a}(r) = -\frac{\chi_a^{(P)}(r)}{r} \\ & \left(\frac{d}{dr} - \frac{k_a}{r} \right) Q_{n_a k_a}(r) + \left(-\frac{\varepsilon_a}{c} + \frac{Y_a(r)}{cr} \right) P_{n_a k_a}(r) = \\ & \frac{\chi_a^{(Q)}(r)}{r} \end{aligned} \quad (3)$$

耦合 Dirac 方程的求解采用了类似于处理束缚电子态的冻结实迭代自洽的方法,计算中细致考虑了连续电子与束缚电子的直接效应和交换效应^[19],连续电子波函数的归一化采用了 WKB 近似方法^[21].

2.2 电子碰撞激发强度及截面的计算

具有能量 ε 的自由电子与靶离子碰撞,使靶离子从初态 i 跃迁到末态 f 的电子碰撞激发截面^[19]可表示为

$$\sigma_{(i \rightarrow f)}(\varepsilon) = \frac{\pi a_0^2}{k_i^2 g_i} \Omega_{(i \rightarrow f)}(\varepsilon) \quad (4)$$

式中, a_0 是 Bohr 半径, g_i 是具有 N 个束缚电子的靶离子初态的统计权重, κ_i 是入射电子的相对论波数,可表示为

$$k_i^2 = \varepsilon_i \left(1 + \frac{\alpha^2 \varepsilon_i}{4} \right) \quad (5)$$

$\Omega_{(i \rightarrow f)}(\varepsilon)$ 是碰撞强度^[19],可表示为

$$\begin{aligned} \Omega_{(i \rightarrow f)}(\varepsilon) &= 8 \sum_J (2J + 1) \\ & \sum_{\kappa, \kappa'} \left| \langle \Psi_{i \kappa} | \sum_{p, q, p < q}^{N+1} \left(\frac{1}{r_{pq}} + V_{\text{Breit}} \right) | \Psi_{f \kappa'} \rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (6)$$

式中, J 为碰撞体系的总角动量量子数, κ 和 κ' 分别为入射和散射电子的相对论量子数. 为了保证分波的收敛性,本文在碰撞强度(或截面)的计算中选取了 $\kappa = 50$. V_{Breit} 是 Breit 算符^[20], $\Psi_{i \kappa}$ 和 $\Psi_{f \kappa'}$ 分别是靶离子+连续电子构成的 $(N+1)$ 电子碰撞体系初、末态的波函数. 为了系统考虑连续与束缚电子间的相互作用(包括直接和间接),碰撞体系的波函数采用了 $(N+1)$ 电子反对称化波函数^[19],可表示为

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{1}{(N+1)^{\frac{1}{2}}} \sum_{p=1}^{N+1} (-1)^{N+1-p} \\ & \sum_{M, m} C(J, i, j, M, m; JM) \Phi_{\beta, J, i}(x_p^{-1}) u_{\kappa m}(x_p) \end{aligned} \quad (7)$$

式中, $C(J, i, j, M, m; JM)$ 是 CG 系数, $\Phi_{\beta, J, i}$ 是靶离子的波函数, $u_{\kappa m}$ 是连续电子的波函数.

3 结果与讨论

3.1 类氦 Fe^{16+} 离子的能级、碰撞激发的比较

表 1 列出了类氦 Fe^{16+} 离子 $2p-3s$ 的跃迁能,

表 1 类氦 Fe^{16+} 离子 $2p-3s$ 的跃迁能(单位: Ry)

Tab. 1 Comparison of the transition energies (in Ry) of He-like Fe^{16+} ions

Level	This work	NIST[22]	Expt. [23]	Expt. [24]	Ref. [25]	Ref. [26]
$(2p_{3/2}3s_{1/2})_2$	53.321	53.304	53.295	53.361	53.301	53.515
$(2p_{3/2}3s_{1/2})_1$	53.442	53.444	53.434	53.507	53.443	53.585
$(2p_{1/2}3s_{1/2})_0$	54.237	54.232	54.223	54.280	54.228	53.585
$(2p_{1/2}3s_{1/2})_1$	54.328	54.319	54.311	54.375	54.321	53.518

表 2 类氦 Fe^{16+} 离子基态 $2p-3s$ 的碰撞强度, ϵ_i 表示入射电子能量(单位: Ry)

Tab. 2 Comparisons of the collision strengths of $2p-3s$ of Ne-like Fe^{16+} ions, ϵ_i represents the incident electron energies (in Ry)

Level	$E_i = 76.83 \text{ Ry}$				$E_i = 120.93 \text{ Ry}$		
	This work	Ref. [27]	Ref. [25]	Ref. [28]	This work	Ref. [26]	Ref. [27]
$(2p_{3/2}3s_{1/2})_2$	1.252[-03]	1.351[-03]	1.073[-03]	1.125[-03]	7.946[-04]	8.600[-04]	7.900[-04]
$(2p_{3/2}3s_{1/2})_1$	2.648[-03]	2.439[-03]	2.603[-03]	2.671[-03]	4.265[-03]	4.130[-03]	3.670[-03]
$(2p_{1/2}3s_{1/2})_0$	2.313[-04]	2.730[-04]	2.118[-04]	2.169[-04]	1.678[-04]	1.700[-04]	1.600[-04]
$(2p_{1/2}3s_{1/2})_1$	2.390[-03]	2.266[-03]	2.227[-03]	2.234[-03]	4.008[-03]	3.600[-03]	4.190[-03]

表 2 给出了类氦 Fe^{16+} 离子 $2p-3s$ 且入射电子能量分别为 76.83 和 120.93 Ry 时的碰撞强度以及部分已有的理论计算结果. 从表 2 中可以看出, 对于碰撞强度, 在低能区 ($E_i = 76.83 \text{ Ry}$), 除 $(2p_{3/2}3s_{1/2})_1$ 态偏差稍大些外, 目前计算的结果与 Alexander 等人^[28] 使用微扰理论 (the formally exact QED perturbation theory) 有效考虑高阶关联的计算结果符合得非常好. 在 高能区 ($E_i = 120.93 \text{ Ry}$), 除 $(2p_{3/2}3s_{1/2})_1$ 态偏差稍大些外, 目前计算的结果和 Bhatia 等人^[26] 使用 DW (Distorted-Wave) 方法计算的结果符合得非常好; 但是对于 $(2p_{3/2}3s_{1/2})_1$ 态, 除 $(2p_{3/2}3s_{1/2})_1$ 态偏差稍大些外, 目前计算的结果和 Mohan 等人^[26] 使用 R-matrix 方法计算的结果符合得非常好.

3.2 类氦 Fe^{16+} 离子 $2p-ns$ ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) 的碰撞激发

图 1 和图 2 展示了类氦 Fe^{16+} 离子 $2p$ 电子碰撞激发到 ns ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) 电子碰撞激发截面随主量子数 n 和入射电子能量变化. 从图中可以看出, 随着主量子数 n 的增加和入射电子

并与 NIST^[22] 的数据以及目前已有的其它一些理论作了比较. 从表 1 中可以看出, 目前计算结果与 NIST^[22] 的数据和 Bhatia 等人^[23] 以及 Jupen 等人^[24] 的实验结果符合得很好, 最大相对误差为 1.4%.

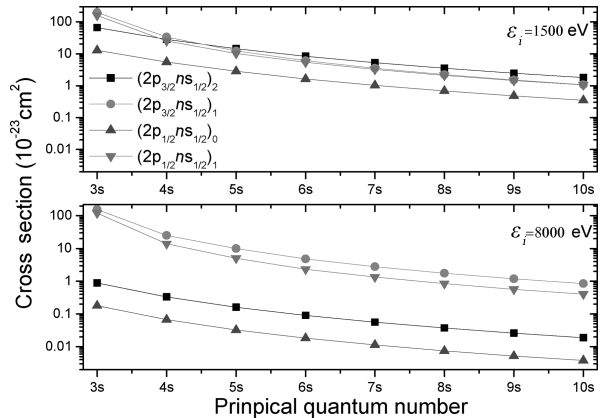


图 1 类氦 Fe^{16+} 离子基态到激发态 $1s^2 2s^2 2p^5 ns$ 的碰撞激发截面随主量子数 n 的变化

Fig. 1 EIE cross sections of the Ne-like Fe^{16+} ion versus the principal quantum number

能量增大, 截面都在减小. 在 $2p-ns$ 的激发中, 到 $(2p_{3/2}ns_{1/2})_1$ 和 $(2p_{1/2}ns_{1/2})_1$ 这两个态的激发截面随主量子数 n 的增加和入射电子能量增大而缓慢减小, 到 $(2p_{3/2}ns_{1/2})_2$ 和 $(2p_{1/2}ns_{1/2})_0$ 这两个态的激发截面随主量子数 n 的增加和入射电子能量增大而迅速减小, 其中在低能碰撞区, 相比于 $(2p_{3/2}ns_{1/2})_2$, $(2p_{3/2}ns_{1/2})_1$ 和 $(2p_{1/2}ns_{1/2})_1$ 态, 到 $(2p_{1/2}$

$ns_{1/2}$)₀ 态的激发截面最小; 在 高能碰撞区, 到 $(2p_{3/2} ns_{1/2})_1$ 和 $(2p_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态的激发截面较大, 到 $(2p_{3/2} ns_{1/2})_2$ 和 $(2p_{1/2} ns_{1/2})_0$ 态的激发截面较小, 其中到 $(2p_{1/2} ns_{1/2})_0$ 态的激发截面最小, 小 2 个数量级. 此外, 对 $(2p_{3/2} ns_{1/2})_2$, $(2p_{3/2} ns_{1/2})_1$, $(2p_{1/2} ns_{1/2})_0$ 和 $(2p_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态, 通过幂函数或指数函数公式拟合碰撞截面随主量子数 n 的变化发现, 对于 $(2p_{3/2} ns_{1/2})_2$ 和 $(2p_{1/2} ns_{1/2})_0$ 这两个态, 截面随主量子数满足幂函数 $\delta = A/n^3$ (n 是主量子数), 只是所取的系数 A 不同而已, 当入射电子能量 $\epsilon_i = 1500$ eV, $(2p_{3/2} ns_{1/2})_2$ 态的截面, $A = 1786.1$; $(2p_{1/2} ns_{1/2})_0$ 态截面, $A = 349.2$. 当入射电子能量 $\epsilon_i = 8000$ eV,

$(2p_{3/2} ns_{1/2})_2$ 态的截面, $A = 2399.3$; $(2p_{1/2} ns_{1/2})_0$ 态截面, $A = 483.5$. 对于 $(2p_{3/2} ns_{1/2})_1$ 和 $(2p_{1/2} ns_{1/2})_1$ 这两个态, 截面随主量子数满足负指数函数 $\delta = Be^{-Cn}$ (n 是主量子数), 当入射电子能量 $\epsilon_i = 1500$ eV, $(2p_{3/2} ns_{1/2})_1$ 态截面, $B = 3264.7, C = 1.70$; $(2p_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态截面, $B = 29962.6, C = 1.75$. 当入射电子能量 $\epsilon_i = 8000$ eV, $(2p_{3/2} ns_{1/2})_1$ 态截面, $B = 9093.2, C = 1.39$; $(2p_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态截面, $B = 63076.3, C = 2.09$. 此外, 由于 $(2p_{3/2} ns_{1/2})_1$ 和 $(2p_{1/2} ns_{1/2})_1$ 强烈的混合, 关联效应比较强^[15], 这两个态的激发截面随着主量子数 n 的增加和入射电子能量增大, 变化趋势比较一致.

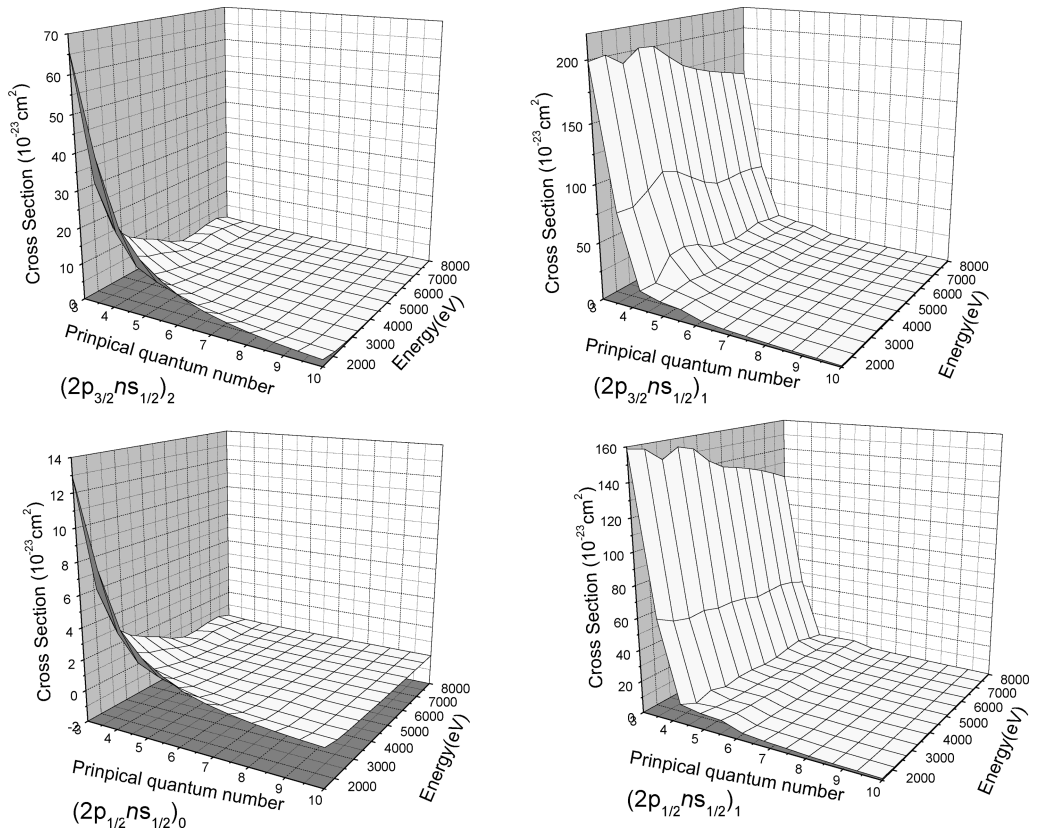


图 2 类氦 Fe^{16+} 离子基态到激发态 $1s^2 2s^2 2p^5 ns$ 的碰撞激发截面随入射电子能量变化
Fig. 2 EIE cross sections of the high excited states for the Ne-like Fe^{16+} ion

3.3 类氦 Fe^{16+} 离子 $2s$ - ns ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) 的碰撞激发

图 3 和图 4 展示了类氦 Fe^{16+} 离子 $2s$ 电子碰撞激发到 ns ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) 电子碰撞激发截面随主量子数 n 和入射电子能量变化. 在 $2s$ - ns 的电子碰撞激发中, $(2s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态的激发截面随入射电子能量增大和主量子数 n 的增加迅速减小, $(2s_{1/2} ns_{1/2})_0$ 态的激发截面随入射电子能量增大和主量子数 n 的增加缓慢减小. 低能碰撞时, $(2s_{1/2}$

$ns_{1/2})_0$ 态的截面比 $(2s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态的截面大一个数量级, 高能碰撞时, $(2s_{1/2} ns_{1/2})_0$ 态的截面比 $(2s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态的截面大 2 个数量级. 同样, 如果用幂函数或负指数函数公式拟合它们的碰撞截面随主量子数 n 的变化规律发现, 对于 $(2s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 这个态, 截面与主量子数满足幂函数 $\delta = A/n^3$ (n 是主量子数), 而对于 $(2s_{1/2} ns_{1/2})_0$ 这个态, 截面与主量子数满足负指数函数 $\delta = Be^{-Cn}$ (n 是主量子数), 当入射电子能量分别取 $\epsilon_i = 1500$ eV 和 $\epsilon_i = 8000$ eV, $(2s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 这个

态,拟合系数分别取 $A=1719.5$ 和 $A=2082.6$. 对于 $(2s_{1/2} ns_{1/2})_0$ 这个态,当入射电子能量分别取 $\epsilon_i =$

1500 eV 和 $\epsilon_i = 8000 \text{ eV}$, 拟合系数分别取 $B = 138561.2, C=1.54$ 和 $B=15080.4, C=1.32$.

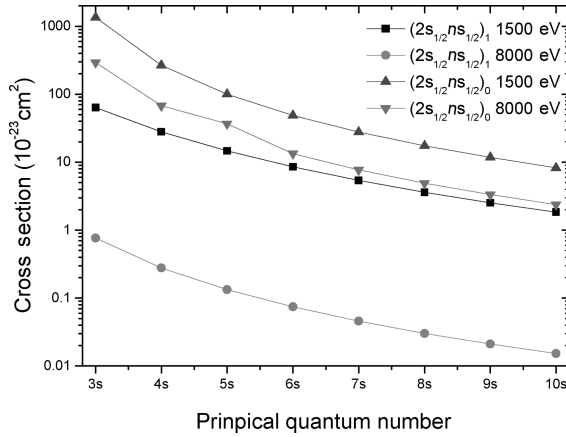


图 3 类氖 Fe^{16+} 离子基态到激发态 $1s^2 2s 2p^6 ns$ 的碰撞激发截面随主量子数 n 的变化

Fig. 3 EIE cross sections of the Ne-like Fe^{16+} ion versus the principal quantum number

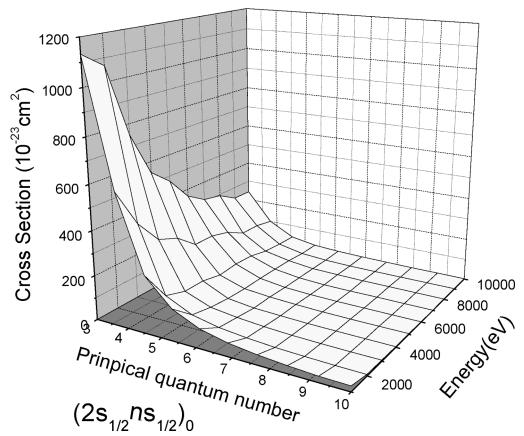
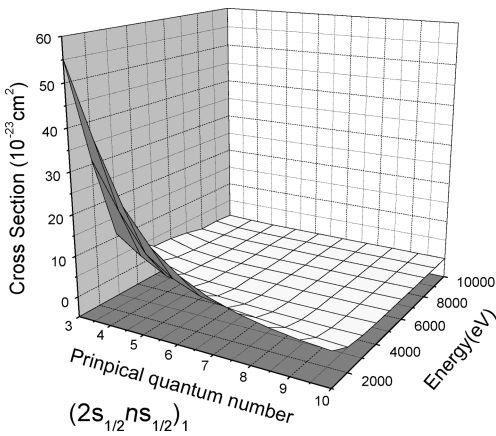


图 4 类氖 Fe^{16+} 离子基态到激发态 $1s^2 2s 2p^6 ns$ 的碰撞激发截面随入射电子能量变化

Fig. 4 EIE cross sections of the high excited states for the Ne-like Fe^{16+} ion

3.4 类氖 Fe^{16+} 离子 $1s-n s$ ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) 的碰撞激发

图 5 和图 6 展示了类氖 Fe^{16+} 离子 $1s$ 电子碰撞激发到 ns ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) 电子碰撞激发截面随主量子数 n 和入射电子能量变化. 在 $1s-n s$ 的电子碰撞激发中, $(1s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态的激发截面随入射电子能量增大和主量子数 n 的增加迅速减小, $(1s_{1/2} ns_{1/2})_0$ 态的激发截面随入射电子能量增大和主量子数 n 的增加缓慢减小. 低能碰撞时, $(1s_{1/2} ns_{1/2})_0$ 态的截面与 $(1s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态的截面相差不大; 高能碰撞时, $(1s_{1/2} ns_{1/2})_0$ 态的截面比 $(1s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 态的截面大 2-3 个数量级. 对于 $(1s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 和 $(1s_{1/2} ns_{1/2})_0$ 这两个态, 若用幂函数或者负指数函数公式拟合发现, 它们的碰撞截面随主量

子数 n 的变化满足幂函数 $\delta = A/n^3$ (n 是主量子数). 对于 $(1s_{1/2} ns_{1/2})_1$ 这个态, 当入射电子能量分别取 $\epsilon_i = 8000 \text{ eV}$ 和 $\epsilon_i = 80000 \text{ eV}$, 拟合系数分别取 $A=2565.9$ 和 $A=773.8$; 对于 $(1s_{1/2} ns_{1/2})_0$ 这个态, 当入射电子能量分别取 $\epsilon_i = 8000 \text{ eV}$ 和 $\epsilon_i = 80000 \text{ eV}$, 拟合系数分别取 $A = 4768.6$ 和 $A = 1321.1$.

此外, 对比 $2p-n s, 2s-n s$ 和 $1s-n s$ ($n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$) 电子碰撞激发, $1s-n s$ 的碰撞激发截面要比 $2p-n s$ 和 $2s-n s$ 的碰撞激发截面小 2 个数量级, $1s-n s$ 是内壳层电子的碰撞激发.

4 结 论

本文利用 MCDF 理论方法和基于全相对论扭

曲波方法的研究电子-离子碰撞激发过程的计算程序, 系统地计算了类氦 Fe¹⁶⁺ 离子基态 1s²2s²2p⁶1S₀ 到高激发态 1s²2s²2p⁵ns, 1s²2s2p⁶ns 和 1s2s²2p⁶ns (n=3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10) 精细结构能级的碰撞激发截面, 研究了碰撞激发截面随主量子数 n 的增加和入射电子能量增大变化规律. 得出如下结论: (1) 对于类氦离子, 从基态到高激发态电子碰撞激发截面可以用幂函数 $\delta = A/n^3$ (n 是主量子数) 或者用负指数函数 $\delta = Be^{-Cn}$ (n 是主量子数) 公式拟合, 这有利于外推高激发态的碰撞参数; (2) 对于类氦离子, 内壳层电子碰撞激发截面比外壳层电子碰撞激发截面小 2 个数量级; (3) 由于 (2p_{3/2}ns_{1/2})₁ 和 (2p_{1/2}ns_{1/2})₁ 强烈的混合, 其激发截面随着主量子数和入射电子能量, 变化趋势一致.

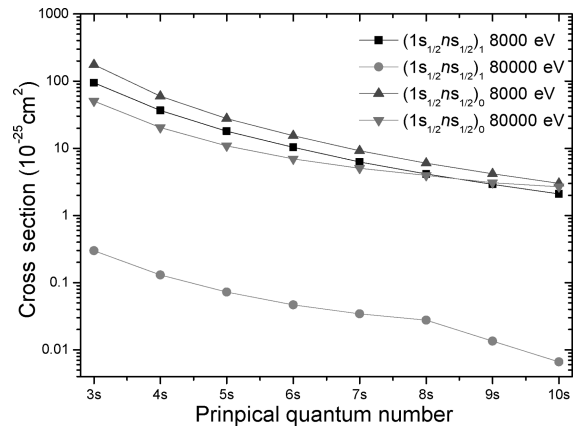


图 5 类氦 Fe¹⁶⁺ 离子基态到激发态 1s2s²2p⁶ns 的碰撞激发截面随主量子数 n 的变化
Fig. 5 EIE cross sections of the Ne-like Fe¹⁶⁺ ion versus the principal quantum number

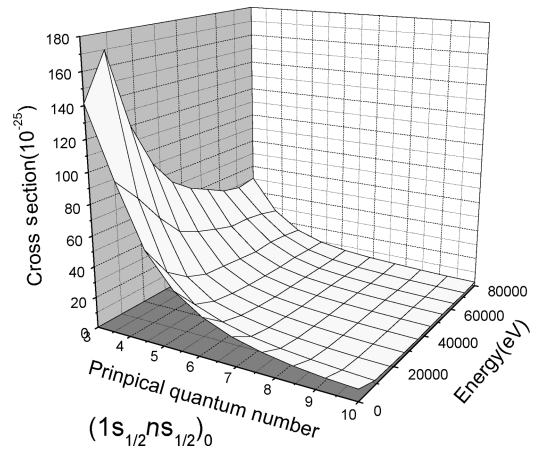
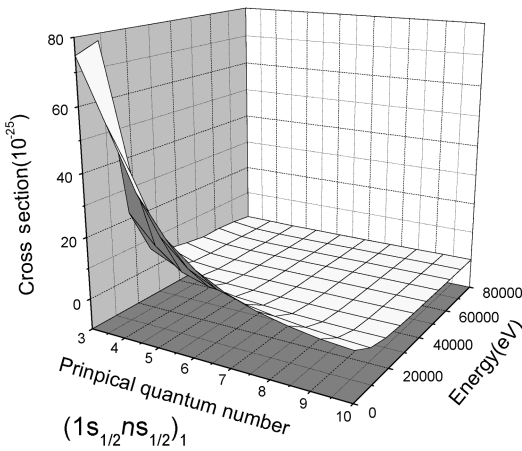


图 6 类氦 Fe¹⁶⁺ 离子基态到激发态 1s2s²2p⁶ns 的碰撞激发截面随入射电子能量变化
Fig. 6 EIE cross sections of the high excited states for the Ne-like Fe¹⁶⁺ ion

参考文献:

[1] Sampson D H. Branching ratios for excitation to highly excited levels or ionization of complex ions [J]. Phys Rev A, 1986, 34: 986.
 [2] Bar-Shalom A. Electron collision excitations in complex spectra of ionized heavy atoms [J]. Phys Rev A, 1988, 38: 1773.
 [3] Sampson D H, Zhang H L, Mohanty A K. Dirac-fock-slater approach to atomic structure for highly charged ions [J]. Phys Rev A, 1989, 40: 604.
 [4] Zhang H L, Sampson D H. Rapid relativistic distorted-wave approach for calculating cross sections for ionization of highly charged ions [J]. Phys Rev A, 1990, 42: 5378.
 [5] Zhang J. Development trends of X-ray laser research [J]. Physics, 1995, 24: 129.

[6] Chen G X, Qiu Y B. Fully relativistic distorted wave electron impact excitation theory and calculation [J]. Comput Physics, 1997, 14: 477.
 [7] Hagelstein P L, Dalhed S. Strong monopole electron-coalitional excitation in highly stripped ions [J]. Phys Rev A, 1988, 37: 1357.
 [8] Vinogradov A V, Sobelman I I, Yukov E A, et al. Population inversion of transition in Neon-like ions [J]. Sov J Quantum Electron, 1977, 7: 32.
 [9] Matthews D L, Hagelstein P L, Rosen M D, et al. Demonstration of a soft X-ray amplifier [J]. Phys Rev Lett, 1985, 54: 110.
 [10] Ivanova E P, Zinoviev A N. The possibility of X-ray lasers based on the inner-shell transitions of Ne-like ions [J]. Phys Lett A, 2000, 274: 239.
 [11] Fields D J, Shimkaveg G M, et al. Observation of high gain in Ne-like Ag lasers [J]. Phys Rev A,

- 1992, 46: 1606.
- [12] Yang N X, Jiang J, Xie L Y, *et al.* Theoretical study on electron impact excitation of highly charged Ne-like ions [J]. *Acta Phys Sin: Ch Ed*, 2010, 59: 918.
- [13] 杨宁选, 廖辉, 杨坤, 等. 组态相互作用和 Breit 相互作用对类氖离子 2p-3s 碰撞激发特性的影响[J]. *原子与分子物理学报*, 2017, 34: 87.
- [14] Nilsen J. Resonantly photo-pumped Na-like X-ray lasers [J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 1992, 47: 171.
- [15] Loulergue M H, Nussbaumer H. A study of FeX-VII and NiXIX coronal lines [J]. *Astron Astrophys*, 1975, 45: 125.
- [16] Chen H, Gu M F, Beiersdorfer P, *et al.* Electron impact excitation cross section measurement for $n = 3$ to $n = 2$ line emission in Fe^{17+} to Fe^{23+} [J]. *Astrophys J*, 2006, 646: 653.
- [17] Parpia F A, Fischer C F, Grant I P, *et al.* GRASP92: a package for large-scale relativistic atomic structure calculations [J]. *Comput Phys Commun*, 1996, 94: 249.
- [18] Fritzsche S. Ratip-a toolbox for studying the properties of open-shell atoms and ions [J]. *Nucl Instrum Meth Phys Rev B*, 2001, 114: 1155.
- [19] Jiang J, Dong C Z, Xie L Y, *et al.* Relativistic distorted-wave calculations of electron impact excitation cross sections of Be-like C^{2+} ions [J]. *Chin Phys Lett*, 2007, 24: 691.
- [20] Dong C Z, Fritzsche S. Relativistic, relaxation, and correlation effects in spectra of Cu II [J]. *Phys Rev A*, 2005, 72: 012507.
- [21] Ong W, Russek A. Simple asymptotic wave function for a continuum Dirac electron [J]. *Phys Rev A*, 1978, 17: 120.
- [22] Ralchenko Yu, Kramida A E, Reader J. 2006 NIST Atomic Spectra Database, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.
- [23] Bhatia A K, Feldman U, Seeing J F. Atomic data and spectral line intensities for the neon isoelectronic sequence (Si V through Kr XXVII) [J]. *At Data Nucl Data Tables*, 1985, 32: 435.
- [24] Jupen C, Litzen U. The $2p^5 3s$, $3p$ and $3d$ configurations in Neon-like Ti XIII and Fe XVII [J]. *Phys Scr*, 1984, 30: 112.
- [25] Ivanov L N, Ivanova E P, Knight L V. Energy approach to consistent QED theory for calculation of electron-collision strengths: Ne-like ions [J]. *Phys Rev A*, 1993, 48: 4365.
- [26] Man M, Rinku S, Eissner W. Collision strengths from ground levels of Fe XVII by including relativistic term coupling effects [J]. *Astrophys J: Suppl S*, 1997, 108: 389.
- [27] Bhatia A K, Doschek G A. Atomic data and spectral line intensities for Ne-like Fe XVII [J]. *At Data Nucl Data Tables*, 1992, 52: 2.
- [28] Alexander V G, Sergey V A, Andrey V L. Consistent QED approach to calculation of electron-collision excitation cross sections and strengths: Ne-like ions [J]. *Int J Quantum Chem*, 2005, 104: 562.