

等离子体屏蔽效应对类氢离子能级结构和 辐射跃迁性质的影响*

李博文¹⁾ 蒋 军¹⁾ 董晨钟^{1)†} 王建国²⁾ 丁晓彬¹⁾

1) (西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2008 年 9 月 30 日收到, 2009 年 3 月 11 日收到修改稿)

在 Debye-Hückel 屏蔽近似下, 基于相对论 Dirac-Fock 方法, 发展了包括等离子体屏蔽效应的自洽场计算程序. 使用该程序研究了等离子体屏蔽效应对类氢离子能级结构和辐射跃迁性质的影响. 结果表明, 当原子处于等离子体环境中, 所有束缚态能级向连续态移动, 移动量随着屏蔽长度的减小而增大. 振子强度随屏蔽长度的变化也表现出了相同的规律. 进一步分析了相对论效应和等离子体屏蔽效应的耦合, 发现对于中 Z 元素, 相对论效应和等离子体屏蔽效应存在较强的耦合. 讨论了等离子体屏蔽效应对原子精细结构能级的影响. 计算发现, 由于等离子体屏蔽效应, 原子的能级次序发生了变化, $\mu\kappa$ 简并被消除.

关键词: 等离子体屏蔽, Debye-Hückel 模型, 能级结构, 跃迁概率

PACC: 3120A, 3130J, 3270C, 5220

1. 引 言

等离子体环境对原子结构和性质的影响是目前天体物理、等离子体物理、凝聚态物理和其他很多领域关注的课题. 目前关于热稠密等离子体对原子结构和性质的影响的研究主要集中在等离子体屏蔽效应导致的谱线移动(通常称为等离子体极化移动(plasma polarization shift)^[1])及屏蔽效应对谱线形状和振子强度变化等方面的影响. 这些影响可以被用来诊断等离子体的温度和密度, 对于探索等离子体诊断的新方法意义重大^[2-4].

等离子体中各带电离子之间的相互作用使得处于其中的离子周围的屏蔽势发生变化, 从而引起原子或离子的束缚电子结构及其光谱的变化. 在热稠密等离子体中, 热力学效应和 Coulomb 效应必须同时考虑, 人们通常利用 Coulomb 参数 Γ 来判断哪种效应占主要地位^[5]. Γ 定义为粒子的平均 Coulomb 势能和平均动能之比, 即

$$\Gamma \equiv Z_i e^2 / (R_i k_B T),$$

其中 $Z_i e$ 是等离子体中离子的平均带电量, R_i 是离子间的平均距离. 如果 $\Gamma \gg 1$, 称其为强耦合等离子体, 如果 $\Gamma \ll 1$, 称其为弱耦合等离子体. 根据耦合强度, 目前人们主要采用 Debye-Hückel 屏蔽模型或者离子球模型. 离子球模型是针对高密度低温等离子体环境中 ($\Gamma \gg 1$, 强耦合等离子体) 静电屏蔽势的计算而提出来的^[2]. Debye-Hückel 模型是由线性化的 Poisson-Boltzmann 方程得到^[5], 主要应用于低密度高温 ($\Gamma \ll 1$, 弱耦合等离子体) 等离子体. Debye 势也广泛应用于超导的 London 理论、核力的 Yukawa 理论及凝聚态物理中的 Debye-Hückel 理论.

过去的几十年中, 人们已经对等离子体屏蔽效应对原子结构和辐射跃迁性质的影响做了大量的研究. 例如在理论方面, 人们利用非相对论理论研究了等离子体屏蔽效应对类 H^{6-8} 、类 $He^{9,10}$ 离子及多电子体系^[11-13] 的影响. 最近, 文献 [12, 13] 基于相对论理论研究了等离子体屏蔽效应对类 Be 离子的能级结构和辐射跃迁性质的影响. 实验方面, 文献 [14, 15] 实验测量了等离子体 Cl 和 Be 离子电离阈值的降低, Bøddeker 等^[16] 测量了等离子体中 H 原子

* 国家自然科学基金(批准号: 10774122, 10876028)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20070736001)、兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心基金和西北师范大学科技创新基金(批准号: NWNU-KJXGC-03-21)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: dongcz@nwnu.edu.cn

H α 谱线的红移.但是随着原子序数的增加,原子的相对论效应越来越显著.相对论效应会使内壳层电子的径向波函数明显的收缩;另一方面,等离子体屏蔽效应将使电子波函数呈现外扩.因此对于等离子体中的高离化态离子,相对论效应与等离子体屏蔽效应之间将产生耦合,使得离子的能级结构发生不同寻常的变化,但是有关这方面的研究作者尚未见文献报道.本文采用 Debye-Hückel 模型,在相对论 Dirac-Fock 理论上,研究了等离子体屏蔽效应对类 H 离子能级结构和辐射跃迁性质的影响,详细分析了相对论效应和等离子体屏蔽效应之间的耦合使得能级结构发生变化的特性.

2. 理论方法

2.1. 能级和波函数的计算

对于自由的类 H 离子,体系的 Dirac-Coulomb 哈密顿量可写为

$$H = \boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{p} + \boldsymbol{\beta}c^2 + V, \quad (1)$$

式中 $\boldsymbol{\alpha}$ 和 $\boldsymbol{\beta}$ 是 Dirac 矩阵, \boldsymbol{p} 是电子的动量算符, c 为光速, V 是电子感受到的原子核产生的库仑势.

处于等离子体环境中的类 H 离子在 Debye-Hückel 屏蔽模型下,其 Dirac-Coulomb 哈密顿量可以写为

$$H^{\text{DH}} = \boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{p} + \boldsymbol{\beta}c^2 + V^{\text{DH}}. \quad (2)$$

这里 V^{DH} 为 Debye-Hückel 模型下核电荷数为 Z 的离子与电子之间的相互作用势,

$$V^{\text{DH}} = -\frac{Z}{r} e^{-\frac{r}{\lambda}}, \quad (3)$$

式中 λ 为 Debye 屏蔽长度,是等离子体平均电子密度 n_e 及电子温度 T_e 的函数,定义为

$$\lambda = \left[\frac{kT_e}{4\pi(1+Z)n_e} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

当 λ 的取值较小时,称此情况为强屏蔽,当 λ 的取值较大时,称此情况为弱屏蔽,当 $\lambda \rightarrow \infty$ 时,此极限即为无屏蔽.我们可以通过选择不同的电子密度 n_e 及电子温度 T_e 来模拟不同的等离子体环境.

单电子的自旋轨道波函数可表示为

$$\psi_{n\kappa m} = r |n\kappa m\rangle = \frac{1}{r} \left[\begin{matrix} P_{n\kappa}(r) \chi_{\kappa m}(\theta, \phi) \\ i Q_{n\kappa}(r) \chi_{-\kappa m}(\theta, \phi) \end{matrix} \right]. \quad (5)$$

式中 n 为主量子数, κ 为相对论角量子数,相应于 $l = j \pm 1/2$, $\kappa = \pm(j + 1/2)$, m 为总角动量 j 的分量,

$P_{n\kappa}(r)$ 和 $Q_{n\kappa}(r)$ 分别为径向波函数的大小分量, $\chi_{\kappa m}(\theta, \phi)$ 为自旋球谐函数.

2.2. 跃迁概率的计算

根据 Fermi 黄金定则可知,单位时间量子体系从激发态 j 到末态 k 的 Einstein 自发辐射跃迁概率为^[17]

$$A_{jk} = \frac{2\pi}{2J_j + 1} \sum_{M_j} \sum_{M_k} |M_{jk}^{(L)}|^2. \quad (6)$$

这里 J_j 是激发态 j 的总角动量, M_{jk} 是从激发态 j 到较低的末态 k 的跃迁矩阵元,可表示为

$$M_{jk}^{(L)} = \langle \psi_k | O^{(L)} | \psi_j \rangle, \quad (7)$$

式中 $O^{(L)}$ 是辐射电磁场阶数为 L 的张量算符, ψ_j 和 ψ_k 分别是激发态 j 和末态 k 的波函数.辐射跃迁概率与振子强度之间的关系为^[18]

$$f_{jk} = \frac{\hbar^2 mc^3}{2e^2(E_j - E_k)^2} A_{jk}, \quad (8)$$

式中 E_j 和 E_k 分别为辐射初态和辐射末态的能量, $(E_j - E_k)$ 为辐射过程中放出的光子能量.

本文在相对论 Dirac-Fock 理论上,利用 Debye-Hückel 模型,通过修改相应的程序包 GRASP9^[18] 以及 REOS9^[19],详细研究了等离子体屏蔽效应对类 H 离子能级结构和跃迁性质的影响.

3. 结果与分析

为了说明本文方法的可靠性,表 1 给出了我们计算得到的部分 Al¹²⁺ 的 Lyman 系跃迁能随屏蔽长度的变化,并与 Bhattacharyya 等^[20] 在 Debye-Hückel 屏蔽模型近似下利用相对论性原子结构程序包 RATIP 的计算结果做了比较.表 1 中 $n_p \rightarrow 1s$ 的跃迁能为 $n_{p1/2}$ 和 $n_{p3/2} \rightarrow 1s$ 的跃迁能平均值.从表 1 可以看出,对于跃迁能,我们的计算结果和文献 [20] 的结果符合很好,最大相对差值小于 0.1%.表 1 同时还给出了相对于自由离子的 Lyman 系跃迁谱线的移动值.由此可以看出,对于同一个跃迁,随着屏蔽长度的减小,跃迁能红移越来越显著,对于相同的等离子体环境,随着 n 的增大,跃迁能移动越来越大,即等离子体屏蔽效应的影响也随之增大.另外, Saemann 等^[21] 用极短脉冲激光照射 Al 靶,产生了电子密度为 $(5-10) \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, 电子温度约为 300 eV 的 Al 等离子体,并发现 Al-Ly α 谱线有显著的红移,谱线移动约为 $3.7 \pm 0.7 \text{ eV}$. 我们计算了当

$n_e = 7 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, $k_B T = 300 \text{ eV}$ 时,谱线的移动为 3.93 eV .由此也可以看出我们的计算结果是可信的.

表 1 Al^{12+} 跃迁能随屏蔽长度的变化

Debye 屏蔽长度 $\lambda/\text{a.u.}$	跃迁类型	跃迁能/a.u.		能量移动/eV	
		文献 [20]	本文	文献 [20]	本文
6.50328	1s→2p	63.4979	63.4900	1.0770	1.0909
	3p	75.1720	75.1654	3.2009	3.3299
	4p	79.1759	79.1726	6.1871	6.2662
4.11304	1s→2p	63.4395	63.4314	2.6656	2.6844
	3p	74.9989	74.9911	7.9093	8.0893
	4p	78.8696	78.8540	14.5230	14.9329
3.75467	1s→2p	63.4204	63.4062	3.1848	3.2086
	3p	74.9427	74.9344	9.4388	9.6160
	4p	78.7746	78.7518	17.1073	17.7115

3.1. 等离子体屏蔽效应对离子能级和波函数的影响

图 1 给出了 Al^{12+} 离子的 1s—6p 轨道能随 Debye 屏蔽长度的变化.从图 1 可以看出,随 Debye 长度的减小,所有束缚态能级向连续态移动,而且移动量随着 Debye 屏蔽长度的减小而增大.屏蔽效应对外层轨道束缚能的影响比内层轨道大.越接近连续态,束缚能随 λ 的相对变化越大.此外,在等离子体环境中,原子的束缚态个数在特定的等离子体条件下将变为有限,即原子的束缚态能级出现了临界行为.对于临界行为,可以解释如下:对于给定的原子态,能级随屏蔽参数 λ 的减小向连续态漂移,当 λ 小于临界屏蔽长度 λ_c 时,能级值 E_{nl} 将大于零,原来的束缚态 $-E_0 \leq E_{nl} \leq 0$ 将不再存在,这些束缚态将在临界屏蔽长度 λ_c 处截断.因此,相应于孤立原子中的无限个束缚态在等离子体屏蔽下变为有限个束缚态.

为了说明等离子体屏蔽效应对离子周围屏蔽势变化的影响,图 2 给出了不同屏蔽长度下 $-rV(r)$ 随 r 的变化关系.从图 2 可以看出,等离子体屏蔽较弱时,随 r 的增大 $V(r)$ 缓慢地减小.随着等离子体屏蔽的逐渐增强,随 r 的增大 $V(r)$ 很快趋于零.相应地,图 3 给出了等离子体环境中 Al^{12+} 4p 波函数随屏蔽长度 λ 的变化关系.从图 3 可以看出,考虑等离子体屏蔽效应后,电子波函数呈现了外扩现象.同时,等离子体屏蔽效应越强,电子波函数外扩越显著.

进一步,图 4 比较了等离子体屏蔽效应对类 H

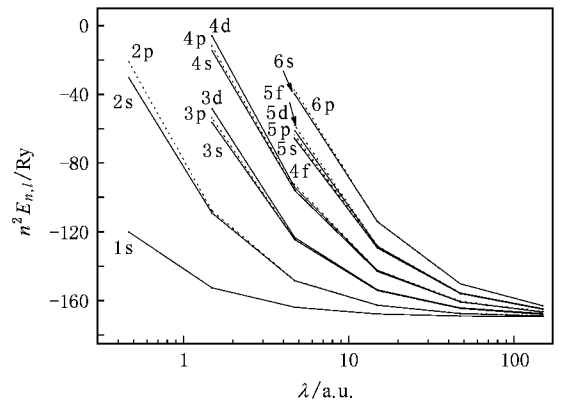


图 1 等离子体中 Al^{12+} 离子能级随 Debye 长度的变化 E_{nl} 表示 nl 态的轨道能

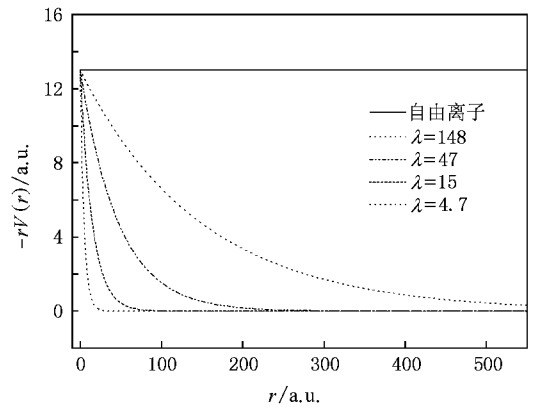


图 2 等离子体中 Al^{12+} 自洽势随 Debye 屏蔽长度的变化 实线为自由离子 Al^{12+} 的势能分布, n_e 为电子密度

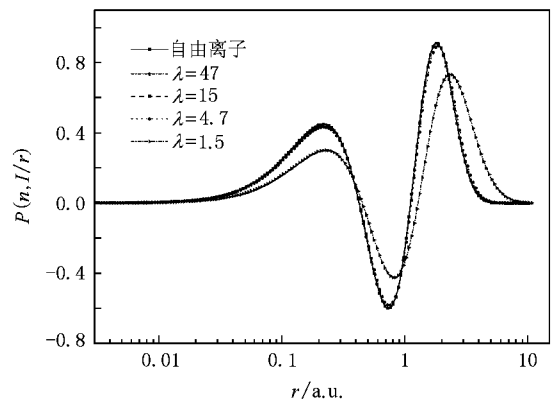


图 3 等离子体中 Al^{12+} 离子 4p 电子波函数随 Debye 屏蔽长度 λ 的变化

等电子序列 1s 轨道束缚能的影响.从图 4 可以看出,对于给定的离子,当屏蔽长度 λ 较小时其束缚能变化很大,而当 λ 较大时这种变化相对比较平

缓,且逐步接近孤立离子的情形.另外,沿着等电子序列从 C^{5+} 到 Fe^{25+} ,原子序数越大,原子核对于电子的束缚越紧,等离子体环境的影响就越小.

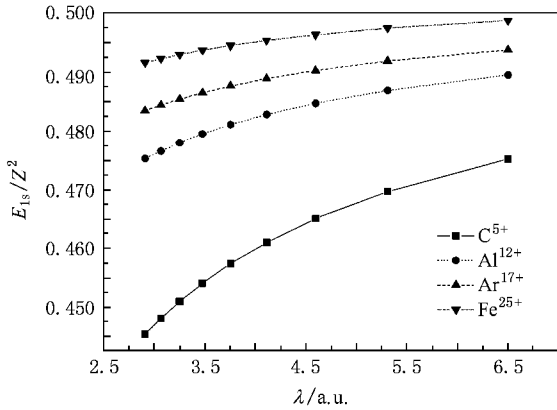


图4 类H等电子序列 $1s$ 轨道能量本征值随 Debye 屏蔽长度的变化

3.2. 等离子体屏蔽效应对离子辐射跃迁性质的影响

图5和图6分别给出了类H等电子序列离子的 $2p_{1/2} \rightarrow 1s$ 和 $3p_{1/2} \rightarrow 1s$ 跃迁的振子强度随屏蔽长度 λ 的变化关系.从整体上可以看出,等离子体屏蔽效应使得跃迁振子强度减小,相应于强等离子体屏蔽,振子强度相应地随 λ 变化明显.同时原子序数越大,等离子体效应对离子辐射跃迁的影响越小.例如,当 λ 取为 2.9 时,等离子体屏蔽效应对 $2p_{1/2} \rightarrow 1s$ 跃迁振子强度沿等电子序列 (C^{5+} , Al^{12+} , Ar^{17+} 和 Fe^{25+}) 的相对影响分别为 4.5%, 1%, 0.5% 和 0.3%,而对于 $3p_{1/2} \rightarrow 1s$ 跃迁振子强度沿等电子序列的相对影响分别为 21.5%, 5.2%, 2.8% 和 1.4%.由此可以看出,屏蔽效应对外壳层电子跃迁的影响更为显著.

3.3. 等离子体屏蔽效应与相对论效应的耦合

随着原子序数的增加,原子的相对论效应越来越重要.为了说明相对论效应对处于等离子体环境中的离子性质的影响,图7给出了类H等电子序列 Fe^{25+} , Ba^{55+} 和 U^{91+} 离子的 $1s$ 轨道能随屏蔽长度 λ 变化的相对论和非相对论计算结果,横轴为 Debye 屏蔽长度,纵轴是 E_{1s}/Z^2 .从图7可以看出,相对论效应对离子性质的影响很大.如对该等电子序列的 Fe^{25+} , Ba^{55+} 和 U^{91+} 离

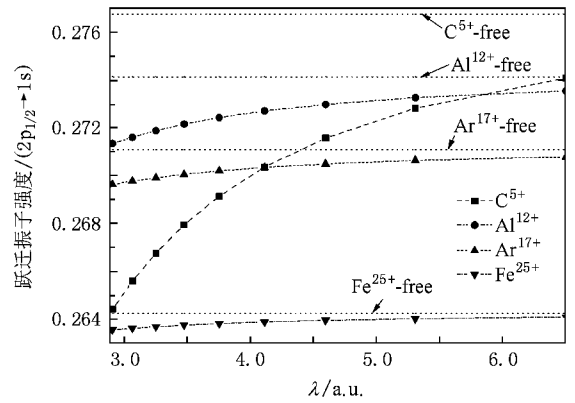


图5 类H等电子序列 $2p_{1/2} \rightarrow 1s$ 跃迁振子强度随 λ 的变化规律 (free—自由离子)

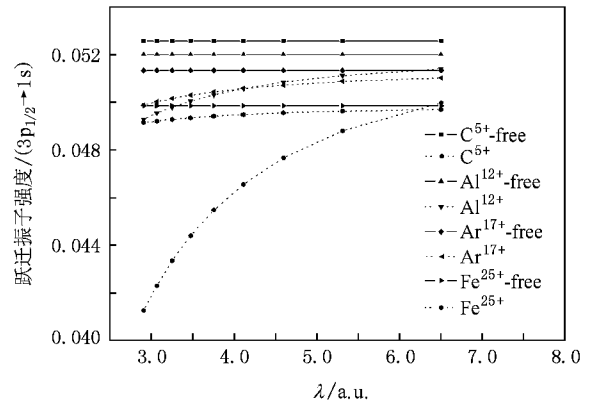


图6 类H等电子序列 $3p_{1/2} \rightarrow 1s$ 跃迁振子强度随 λ 的变化规律 (free—自由离子)

子,当 $\lambda = 0.47$ 时, $1s$ 轨道的相对论与非相对论计算结果的差分别为 84.28, 1945.07 和 16943.0 eV.由此可见,对于中高 Z 元素,如果忽略相对论效应,则计算结果将产生相当大的偏差.

图8给出了考虑等离子体屏蔽效应后,类H等电子序列 Fe^{25+} , Ba^{55+} 和 U^{91+} 离子 $2p_{1/2} \rightarrow 1s$ 跃迁能的相对论和非相对论计算结果.从图8可以看出,对于不同元素两种方法计算的等离子体屏蔽效应对 $2p_{1/2} \rightarrow 1s$ 的跃迁能产生不同的影响.例如,当 $\lambda = 0.47$ 时,对于 Fe^{25+} 离子相对论与非相对论的计算结果相差约为 60.66 eV;对于中 Z 元素 Ba^{55+} ,二者之差约为 1939.09 eV,而对于高 Z 元素 U^{91+} ,相对论与非相对论计算的结果相差 11564.08 eV.由此可见,在中高 Z 元素的跃迁能计算中,等离子体屏蔽效应和相对论效应应该同时考虑.另外,从图7和8可以看出,当 Z 较低时,等离子体屏蔽效应占主要

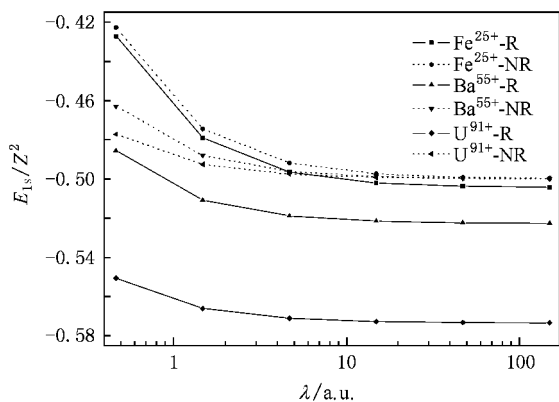


图 7 相对论和非相对论情况下类 H 等电子序列 $1s$ 轨道能随 λ 的变化规律 R 表示相对论情况 ,NR 表示非相对论情况

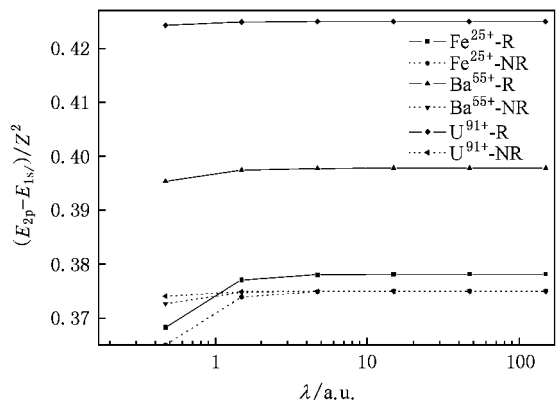


图 8 相对论和非相对论情况下类 H 等电子序列 $2p_{1/2} \rightarrow 1s$ 跃迁能随 λ 的变化规律 R 表示相对论情况 ,NR 表示非相对论情况

地位 ;当 Z 较高时 ,相对论效应的影响更为显著 ;而对于中 Z 元素 ,等离子体效应与相对论效应都有很重要的影响 ,即两种效应将产生较强耦合 ,应同时考虑 .

对于孤立原子 ,在非相对论中类 H 原子多重态能级是关于 l 简并的 .考虑相对论效应后能级将出现 κ 简并 ,即相同 n, j ,不同 l 的能级是简并的 .这里我们进一步讨论了等离子体效应导致的原子能级的分裂情况 .图 9 给出了 Fe^{25+} 的 $n=2$ 能级在考虑等离子体屏蔽效应后的结构变化情况 .从图 9 可以看出 ,在不考虑相对论效应时 ,自由离子 $n=2$ 的能级由三个简并能级 ($2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ 及 $2s_{1/2}$) 组成 (图 9 (a)) ,考虑相对论效应后 , $n=2$ 的能级由两个简并能级 $2s_{1/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 及 $2p_{3/2}$ 构成 (图 9 (b)) .当离子处于等离子体环境中 ,不考虑相对论效应 , $2s_{1/2}$ 能级

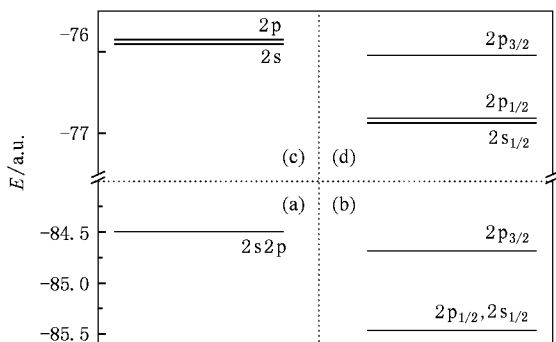


图 9 等离子体效应导致的 Fe^{25+} 的 $n=2$ 能级结构的变化示意图 (a) 自由离子非相对论计算的原子能级结构 (b) 自由离子相对论计算的原子能级结构 (c) 包括等离子体效应后非相对论计算的原子能级结构 (d) 包括等离子体效应后相对论计算的原子能级结构 .等离子体条件为 $n_e = 5.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $k_B T = 300 \text{ eV}$

与 $2p_{1/2}$ 不再是简并能级 ,即如果考虑等离子体屏蔽效应 ,原子多重态能级的 κ 简并被消除了 (图 9 (c)) .进一步考虑相对论效应 , $2p_{1/2}$ 的能级比相应的 $2p_{3/2}$ 能级要低 ,即 $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ 和 $2p_{3/2}$ 能级的简并被全部消除 (图 9 (d)) .进一步 ,即使考虑了 Lamb 位移 ,等离子体环境中的多重态能级仍为 $E(2s_{1/2}) < E(2p_{1/2}) < E(2p_{3/2})$,而不是相应于自由离子的 $E(2p_{1/2}) < E(2s_{1/2}) < E(2p_{3/2})$.由此可以看出 ,等离子体屏蔽效应不仅使离子的能级产生移动 ,还可以影响离子能级的精细结构 .

4. 结 论

本文基于相对论 Dirac-Fock 理论框架 ,在 Debye 模型近似下研究了热稠密等离子体环境对原子能级结构和跃迁性质的影响 .结果表明 :考虑等离子体屏蔽效应后 ,原子的束缚态能级向连续态移动 ,且移动量随着屏蔽长度的减小而增大 .跃迁概率和振子强度也随着屏蔽长度的减小而增大 .进一步分析了相对论效应和等离子体效应的耦合 ,发现对于中 Z 元素 ,相对论效应和等离子体效应存在较强的耦合 .同时还讨论了等离子体屏蔽效应对原子精细结构能级的影响 ,发现等离子体屏蔽效应不仅能够使离子对多重态能级的 κ 简并被消除 ,并可使它的结构发生变化 .

- [1] Skupsky S 1980 *Phys. Rev. A* **21** 1313
- [2] Murillo M S , Weisheit J C 1998 *Phys. Rep.* **302** 1
- [3] Naik P A , Gupta P D , Kumbhare S R 1988 *Phys. Rev. A* **38** 6442
- [4] Decaux V , Beiersdorfer P , Elliott S , Osterheld A 1955 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 758
- [5] Whitten B L , Lane N F , Weisheit J C 1984 *Phys. Rev. A* **29** 945
- [6] Rozsnyai B F 1979 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **22** 337
- [7] Nguyen H , Koenig M , Benderjen D , Caby M , Coulaud C 1986 *Phys. Rev. A* **33** 1279
- [8] Zhang L , Li X D 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 1755 (in Chinese) [张丽、李向东 2006 *光学学报* **26** 1755]
- [9] Wang Z , Winkler P 1995 *Phys. Rev. A* **52** 216
- [10] Ray D , Mukherjee P K 1998 *Eur. Phys. J. D* **2** 89
- [11] Feng R , Zou Y , Fang Q Y 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 738 (in Chinese) [冯蓉、邹宇、方泉玉 1998 *物理学报* **47** 738]
- [12] Saha B , Fritzsche S 2007 *J. Phys. B* **40** 259
- [13] Li Y Q , Wu J H , Yuan J M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4042 (in Chinese) [李永强、吴建华、袁建民 2008 *物理学报* **57** 4042]
- [14] Bradley D K , Kilkenny J , Rose S J , Hares J D 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2995
- [15] Schawanda W , Eidmann K 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3507
- [16] Böddeker S , Guenter S , Koenies A , Hitzschke L , Kunze H J 1993 *Phys. Rev. E* **47** 2785
- [17] Grant I P 1974 *J. Phys. B* **7** 1458
- [18] Grant I P , Mckenzie B J , Norrington P H 1980 *Comput. Phys. Commun.* **21** 207
- [19] Fritzsche S , Froese Fisher C , Dong C Z 2000 *Comput. Phys. Commun.* **124** 340
- [20] Bhattacharyya S , Sil A N , Fritache S , Mukherjee P K 2008 *Eur. Phys. J. D* **46** 1
- [21] Saemann A , Eidmann K , Golovkin I E , Mancini R C , Andersson E , Förster E , Witte K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4843

Influence of plasma effect on the energy levels and transition probabilities of hydrogen-like ions ^{*}

Li Bo-Wen¹⁾ Jiang Jun¹⁾ Dong Chen-Zhong^{1)†} Wang Jian-Guo²⁾ Ding Xiao-Bin¹⁾

¹⁾ College of Physics and Electronic Engineering , Northwest Normal University , Lanzhou 730070 , China)

²⁾ Institute of Applied Physics and Computational Mathematics , Beijing 100088 , China)

(Received 30 September 2008 ; revised manuscript received 11 March 2009)

Abstract

The effect of plasma screening has been investigated by incorporating the Debye potential into the framework of the relativistic Dirac-Fock method , and the GRASP92 code has been modified to perform the calculations. As an example , we have studied the plasma effecting on energy levels and transition probabilities of H-like ions embedded in dense and hot plasma. The following three important results have been obtained : (1) all energy levels are shifted away from their unscreened values toward the continuum , and the shift of energy increases as screening strength decreasing. Furthermore , for each eigenstate with given quantum numbers n and l , there is a finite value of λ_c (critical length) which corresponds a zero energy. (2) For a given transition , the oscillator strength and transition probability decrease with increase of the screening strength. (3) The degenerate fine-structure levels with the same n , j but different l can be destroyed by the plasma screening effect , even without the consideration of the Lamb shift , which has received little attention in the past.

Keywords : plasma screening , Debye-Hückel model , energy level , transition probabilities

PACC : 3120A , 3130J , 3270C , 5220

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10774122 , 10876028) , the Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education , China (Grant No. 20070736001) , the Foundation of Center of Theoretical Nuclear Physics of National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou , China and the Science and Technology Innovation Foundation of Northwest Normal University , China (Grant No. NWNU-KJXC-03-21) .

[†] Corresponding author. E-mail : dongcz@nwnu.edu.cn