

大能量损失几何条件下末态屏蔽效应 和交换效应的理论研究^{*}

杨 欢^{1)†} 张穗萌²⁾ 吴兴举²⁾

1) 皖西学院基础实验中心, 六安 237012)

2) 皖西学院数理系, 原子与分子物理研究所, 六安 237012)

(2008 年 9 月 2 日收到 2008 年 12 月 19 日收到修改稿)

用 BBK(Brauner, Briggs, Klar)模型和修正后的 BBK 模型在大的能量损失几何条件下对氦原子的三重微分散射截面进行了理论计算和研究, 并把计算结果与 Catoire 等的实验测量结果以及 Stevenson 等的最新实验测量结果进行了比较, 对作者早期文章的理论推论进行了验证, 并对交换效应作了系统的研究.

关键词: binary 峰, recoil 峰, 屏蔽效应, 交换效应

PACC: 3480D, 3450H

1. 引 言

随着电子入射单电离氢原子和氦原子的($e, 2e$)反应理论和实验研究的逐步深入^[1-5] ($e, 2e$)反应得到了人们的广泛关注, 并且实验和理论都取得了重大进展. 在理论研究中, 出现了许多新颖的理论方法, 其中 BBK(Brauner, Briggs, Klar)模型^[6]是近年来这一研究领域内公认的最佳模型. 由于考虑了三个独立两体库仑子系统的相互作用, 因而解表示为三个库仑波函数的乘积, 通常称这个解为 3C 函数, 所以 BBK 模型又被称为 3C 模型. 1996 年, 德国学者 Berakdar^[7]在双对称几何条件下对 BBK 模型提出了修正方案, 即通过引入有效索末菲参量对 3C 波函数进行修正. 由于这种修正表示了三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽(DS), 因此修正后的波函数称为 DS3C 函数, 所以修正后的 BBK 模型又被称为 DS3C 模型. 2000 年张穗萌所在的理论小组^[8]在 Berakdar 工作的基础上, 从动量相关的角度入手, 推导出了任意几何条件下的索末菲参量, 并且所得计算结果与实验结果符合得很好, 从而使得 BBK 模型逐步走向完善.

最近, 一些特殊几何条件下的电子入射单电离

原子的($e, 2e$)反应引起了人们的广泛兴趣^[5,9], 在实验研究上, 许多新的测量结果相继问世. 2006 年, Catoire 等^[9]对 He 原子的三重微分散射截面(TDCS)在共面、大的能量损失(入射电子能量 $E_i = 729.6$ eV, 敲出电子能量 $E_b = 205$ eV)和近于最小的动量转移(散射角 $\theta_a = -3^\circ, -6^\circ, -9^\circ$)这一特殊几何条件下进行了相对测量, 得到了该几何条件下 TDCS 随敲出电子出射角 θ_b 变化的实验数据. 但是无论是 BBK 模型计算结果, 还是 CCC 理论计算结果均与 Catoire 等的实验结果存在较大偏差^[10,11]. 为此, 2007 年 Stevenson 等^[12]在改进实验仪器的基础上对上述几何条件下 He 原子的 TDCS 进行了重新测量, 并且同时给出了 $E_b = 100$ eV, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 几何条件下相应的 TDCS 实验数据. 在前期的工作中^[10], 我们通过将 BBK 模型所得结果与 Catoire 等的实验结果进行比较, 曾对上述特殊几何条件下氦原子的($e, 2e$)反应进行过理论研究, 发现理论与实验结果符合得较好, 但两者在 binary 峰位置上存在着明显的错位, 其原因还有待于进一步深入的研究. 此外, 据我们所知, 到目前为止, 在这种特殊几何条件下, 尚未有对($e, 2e$)反应中的末态屏蔽效应和交换效应进行系统研究的报道.

本文用考虑交换效应后的 3C 模型和 DS3C 模

^{*} 安徽省教育厅重大科研项目基金(批准号 ZD2007002-1)资助的课题.

[†] E-mail: hyang@wxc.edu.cn

型对入射电子能量 $E_i = 729.6$ eV, 敲出电子能量 $E_b = 205$ 和 100 eV, 散射角 $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 几何条件下 He 的 TDCS 进行了理论计算, 并把归一化后的计算结果与 Stevenson 等^[12] 的最新实验结果进行了比较, 对 binary 峰幅度以及角分布的变化规律进行了进一步的研究, 并对这一过程的交换效应进行了详细地探讨. 研究发现, 在这种特殊几何条件下末态屏蔽效应直接影响 binary 峰幅度, 而交换效应对双峰幅度也存在较大影响, 对双峰角分布的影响较弱.

2. 理论计算

假设入射电子的动量为 k_0 , 与 He 原子碰撞后散射电子和敲出电子的动量分别为 k_1 和 k_2 . 那么在原子单位中这一 ($e 2e$) 过程的 TDCS 为

$$\sigma_{\text{TDCS}}(k_1, k_2) = (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} |T_{fi}|^2, \quad (1)$$

其中, T_{fi} 为转换矩阵元, 被定义为

$$T_{fi} = \langle \psi_f^- | V_i | \phi_i \rangle. \quad (2)$$

考虑到两个出射电子的交换效应, 则相应的 TDCS 为

$$\sigma_{\text{TDCS}}(k_1, k_2) = (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} \left| \frac{3}{4} |f(k_1, k_2) - f(k_2, k_1)|^2 + \frac{1}{4} |f(k_1, k_2) + f(k_2, k_1)|^2 \right|, \quad (3)$$

式中, $f(k_1, k_2)$ 和 $f(k_2, k_1)$ 分别为直接散射振幅和交换散射振幅.

系统的初态波函数可取为入射电子波函数与基

态 He 原子波函数的乘积, 即

$$\phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} e^{ik_0 \cdot \mathbf{r}_1} \varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3). \quad (4)$$

末态由两个出射电子与剩余 He^+ 组成, 其波函数可表示为

$$\psi_f^-(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \phi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \phi_{\text{ion}}(\mathbf{r}_3). \quad (5)$$

两个出射电子波函数 $\phi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 由 BBK 波函数给出,

$$\phi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = M e^{ik_1 \cdot \mathbf{r}_1} e^{ik_2 \cdot \mathbf{r}_2} \chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (6)$$

式中, 常量 M 表示为

$$M = \frac{1}{(2\pi)^3} \exp\left[-\frac{\pi}{2}(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_{12})\right] \times \Gamma(1 - i\alpha_1) \Gamma(1 - i\alpha_2) \Gamma(1 - i\alpha_{12}), \quad (7)$$

χ 表示为

$$\chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \prod_{j=1}^2 F_1[i\alpha_j, 1; -i(k_j r_j + \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}_j)] \times {}_1F_1[i\alpha_{12}, 1; -i(k_{12} r_{12} + \mathbf{k}_{12} \cdot \mathbf{r}_{12})], \quad (8)$$

其中, ${}_1F_1$ 为合流超几何函数, α_i ($i = 1, 2, 12$) 为索末菲参量^[6], 它可表示为

$$\alpha_1 = -\frac{Z}{k_1}, \alpha_2 = -\frac{Z}{k_2}, \alpha_{12} = \frac{1}{2k_{12}}, \quad (9)$$

其中, $k_{12} = \frac{1}{2}(k_1 - k_2)$; 由上述 α_i ($i = 1, 2, 12$) 得到的末态波函数称为 3C 函数^[6].

文献 [8] 中在 Berakdar^[7] 的工作基础上, 从动量相关的角度入手所导出的任意几何条件下的索末菲参量为

$$\beta_1 = -\frac{Z - \frac{2k_{12}k_1^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right]^2}{k_1}, \quad (10)$$

$$\beta_2 = -\frac{Z - \frac{2k_{12}k_2^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right]^2}{k_2}, \quad (11)$$

$$\beta_{12} = \frac{1 - \frac{4k_{12}^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[k_1 \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right] + k_2 \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right] \right]^2}{2k_{12}}, \quad (12)$$

其中,

$$\xi(k_i) = \cos^{-1} \left[\frac{k_i}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}} \right]. \quad (13)$$

由上述 β_i ($i = 1, 2, 12$) 得到的末态波函数称为 DS3C 函数. 而对索末菲参量的这种修正反映了末态波函

数中的动量相关效应. 在以下的研究中, 我们分别以上述的 3C 和 DS3C 为末态波函数, 并在考虑两个出射电子交换效应的基础上, 计算 Catoire 等^[9] 以及 Stevenson 等^[12] 实验所给几何条件下 He 原子的 TDCS 相应的计算结果分别标记为 3C-EX 和 DS3C-

EX; 为了对交换效应进行系统的研究,在不考虑两个出射电子交换效应的情况下,我们用 DS3C 作末态波函数也作了计算,相应的结果标记为 DS3C.

3. 结果与讨论

实验和理论结果如图 1 所示. 由于 Catoire 等^[9]和 Stevenson 等^[12]在共面, $E_i = 729.6$ eV, $E_b = 205$,

100 eV, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 的几何条件下对 TDCS 进行的是相对测量,所以图中的理论计算结果都以 DS3C-EX 为标准作了归一化处理. 为了对交换效应进行研究,在图 1 中同时给出了交换散射幅单独生成截面,相应结果记为 EXCHANGE. 计算表明,与 DS3C-EX 以及直接散射幅 DS3C 截面幅度相比, EXCHANGE 截面幅度很小,为了能在同一图中进行比较,我们对 EXCHANGE 结果倍增了 10 倍因子.

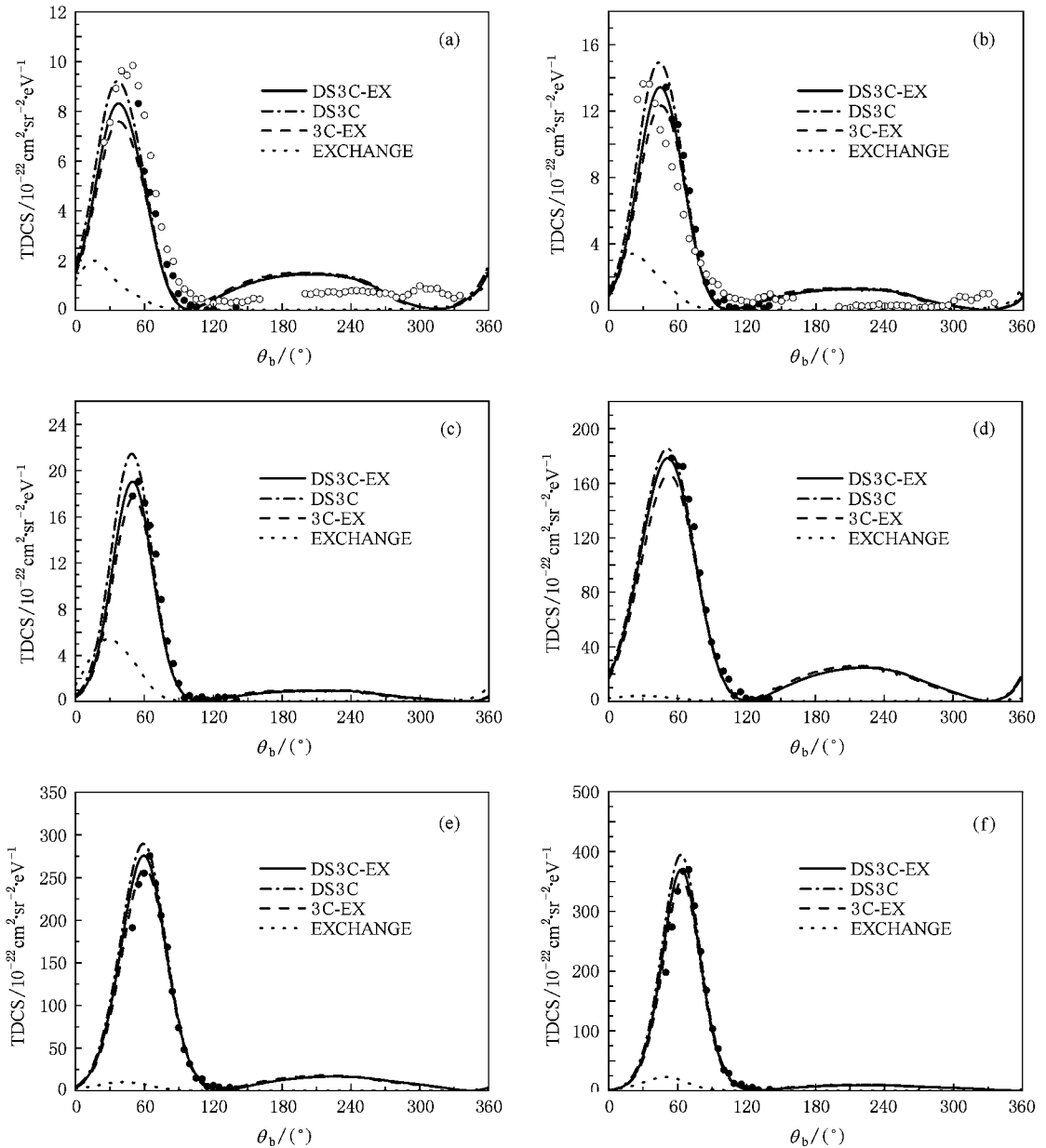


图 1 $E_i = 729.6$ eV, $E_b = 205, 100$ eV, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 时共面、大能量损失小动量转移几何条件下电子入射电离 He 原子的 TDCS 随出射电子出射角 θ_b 变化的关系曲线. 空心圆为 Catoire 等^[9]的实验数据, 实心圆为 Stevenson 等^[12]的最新实验测量数据. (a) $E_b = 205$ eV, $\theta_a = -6^\circ$; (b) $E_b = 205$ eV, $\theta_a = -9^\circ$; (c) $E_b = 205$ eV, $\theta_a = -12^\circ$; (d) $E_b = 100$ eV, $\theta_a = -6^\circ$; (e) $E_b = 100$ eV, $\theta_a = -9^\circ$; (f) $E_b = 100$ eV, $\theta_a = -12^\circ$

3.1. binary 峰幅度的研究

如图 1 所示, Catoire 等^[9]和 Stevenson 等^[12]所得实验结果均给出了清晰的 binary 峰结构, 但并未给出清晰的 recoil 峰的结构. DS3C-EX, 3C-EX 以及 DS3C 三条理论曲线均给出了清晰的 binary 峰和 recoil 峰的结构, 并且三者在 binary 峰幅度上存在着明显的差别, 其中在未考虑交换效应情况下, DS3C 给出稍强的 binary 峰, 说明交换效应对 binary 峰幅度存在着明显的影响. 3C-EX 则给出了稍弱的 binary 峰. 这一结果验证了我们前期研究所得到的结论, 即由于“Gamow”因子的影响始终存在, 在这种特殊几何条件下对 3C 的修正仍然是有意义的^[10]. 而三条理论曲线在 recoil 峰幅度上基本相同. 三条理论曲线给出的 binary 峰以及 recoil 峰的角分布也基本相同.

另外, 由图 1(a)–(c)以及图 1(d)–(f)可见理论曲线给出的 binary 峰的相对强度在随散射角的增加而增大, 呈现出与前期研究中理论曲线相同的规律性, 但对产生这一现象的本质原因尚未进行过探讨^[10]. 经过深入研究我们发现: 由于 binary 峰产生于电子与电子的直接碰撞, 所以(e, 2e)反应过程中核的反冲动量的大小以及末态库仑场的强弱将对 binary 峰的高低产生直接影响. 为此, 我们来讨论末态核的反冲动量以及两个出射电子感受到的库仑场.

我们定义靶的动量转移为 $q = k_0 - k_a$, 其相对于 k_0 方向的夹角为 θ_q , 设(e, 2e)反应中核的反冲动量为 k_{ion} , 散射电子和敲出电子的动量分别为 k_a 和 k_b , 则由动量守恒可得

$$k_{\text{ion}} = k_0 - k_a - k_b = q - k_b. \quad (14)$$

由(14)式可以得到 k_{ion} 与 θ_b 的关系式

$$k_{\text{ion}} = \sqrt{q^2 + k_b^2 - 2qk_b \cos \theta'}, \quad (15)$$

$$\theta' = \theta_b - \arcsin\left(\frac{k_a \sin \theta_a}{q}\right). \quad (16)$$

在 DS3C 模型中散射电子所感受到的有效电荷为

$$Z_{\text{eff}}^{(1)} = Z - \frac{2k_{\text{ab}}k_a^2}{(k_a + k_b)^3} \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_b)]}{4} \right]^2, \quad (17)$$

敲出电子所感受到的有效电荷为

$$Z_{\text{eff}}^{(2)} = Z - \frac{2k_{\text{ab}}k_b^2}{(k_a + k_b)^3} \left[\frac{3 + \cos^2[4\xi(k_a)]}{4} \right]^2, \quad (18)$$

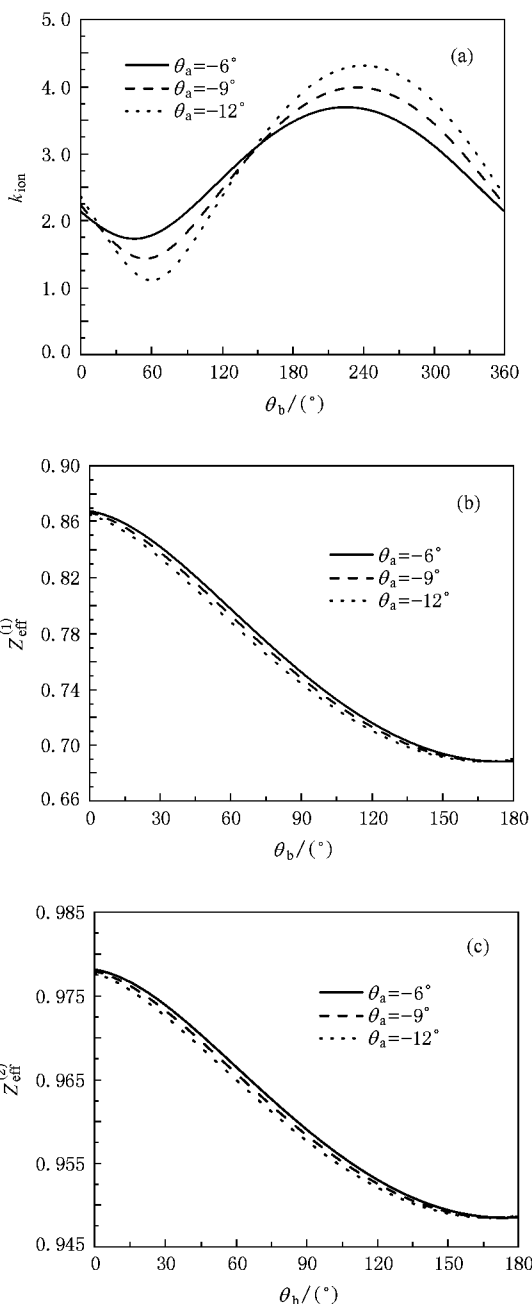


图 2 核的反冲动量 k_{ion} , DS3C 模型中散射电子所感受到的有效电荷 $Z_{\text{eff}}^{(1)}$ 及敲出电子所感受到的有效电荷 $Z_{\text{eff}}^{(2)}$ 随 θ_b 变化的关系曲线 (a) $E_i = 729.6$ eV, $E_b = 100$ eV, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 时 k_{ion} 随 θ_b 变化的关系曲线 (b) 不同 θ_a 下 DS3C 模型中 $Z_{\text{eff}}^{(1)}$ 随 θ_b 变化的关系曲线 (c) 不同 θ_a 下 DS3C 模型中 $Z_{\text{eff}}^{(2)}$ 随 θ_b 变化的关系曲线

$$\text{其中 } k_{\text{ab}} = \frac{1}{2}(k_a - k_b).$$

图 2 给出了 $E_i = 729.6$ eV, $E_b = 100$ eV, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 时核的反冲动量 k_{ion} 随 θ_b 变化的关系曲线以及 DS3C 模型中 $Z_{\text{eff}}^{(1)}, Z_{\text{eff}}^{(2)}$ 随 θ_b 的变化关

系曲线.由图 1(a)可见,在 binary 峰附近,随着散射角的增加,核所获得的反冲动量 k_{ion} 的最小值呈递减趋势,即形成 binary 峰的碰撞越趋于电子与电子的直接碰撞,使得 binary 峰的相对强度随 θ_a 的增大而递增.由图 1(b)(c)可见,在 binary 峰附近 $Z_{\text{eff}}^{(1)}$, $Z_{\text{eff}}^{(2)}$ 均随着 θ_a 的增加而减小,即在末态,敲出和散射电子彼此间的屏蔽作用随着 θ_a 的增加均逐渐增强,末态库仑场渐弱,这同样造成了 binary 峰的相对强度在随散射角的增加而增大.另外在这种几何条件下 $Z_{\text{eff}}^{(1)}$ 始终小于 $Z_{\text{eff}}^{(2)}$,可见敲出电子对核的屏蔽作用相对而言更强.

3.2. binary 峰角分布的研究

由于 CCC 理论普遍适用于各种几何条件下的氢原子($e 2e$)反应,并且理论计算结果与实验数据均能很好的符合;与 Catoire 等^[9]的实验数据相比,Stevenson 等^[12]在改进实验仪器基础上所得实验结果与 CCC 理论曲线更加符合,由此我们认为 Stevenson 等所得实验结果更加可信,所以我们主要将现有的理论结果与 Stevenson 等的实验数据进行比较研究.如图 1(a)(b)所示,与 Catoire 等^[9]的实验数据相比,DS3C-EX 与 Stevenson 等所得实验结果符合得更好,并且明显好于 CCC-EX 以及 DS3C 与 Stevenson 等的实验结果的符合程度.

由图 1 可见,当 $E_b = 205 \text{ eV}$, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 时,DS3C-EX 给出的 binary 峰分别出现在 $\theta_b = 38^\circ, 45^\circ, 50^\circ$ 处;而当 $E_b = 100 \text{ eV}$, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 时,DS3C-EX 给出的 binary 峰分别出现在 $\theta_b = 52^\circ, 59^\circ, 63^\circ$ 处.由此可见,随着 θ_a 的增大,binary 峰位置偏离 k_0 的方向越远(θ_b 越大),理论曲线仍然呈现出很强的规律性,与前期研究结果相符合^[10].当 $E_b = 205 \text{ eV}$, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 时,Stevenson 等所得实验数据给出的 binary 峰分别出现在 $\theta_b = 55^\circ, 50^\circ, 55^\circ$ 处,当 $E_b = 100 \text{ eV}$, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 时,实验数据给出的 binary 峰分别出现在 $\theta_b = 55^\circ, 65^\circ, 70^\circ$ 处.我们注意到:当 $E_b = 205 \text{ eV}$ 时实验结果给出的 binary 峰位置并不随散射角的增加而呈现规律性变化,但当 $E_b = 100 \text{ eV}$ 时实验结果给出的 binary 峰位置随散射角的增加而增加,呈现出与理论曲线相同的规律性.为了对理论与实验之间的这种差异进行研究,我们比较了该几何条件下 CCC 理论曲线所给出的 binary 峰角分布随 θ_a 的变化规律^[11],与本文

相近的几何条件下不同理论曲线所给出的双峰角分布的变化规律^[9],以及其他几何条件下理论和相应的实验结果^[13]比较,发现各种情况下呈现出的 binary 峰位置随 θ_a 增大而增大的规律性从来没有被破坏过.由此我们对 $E_b = 205 \text{ eV}$, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 几何条件下实验测量结果表示怀疑,这还有待于实验工作者作进一步的测量.另外,在 $E_b = 100 \text{ eV}$, $\theta_a = -6^\circ, -9^\circ, -12^\circ$ 几何条件下 DS3C-EX 与实验结果给出的 binary 角分布的相同规律性再次证明了 BBK 模型在这种特殊几何条件下是适用的.

3.3. 交换效应的研究

在前期的研究中,我们曾在这种特殊几何条件下对 DS3C 模型中双峰角分布进行过详细的讨论^[10],但对于该模型中所包含的交换效应尚未进行过探讨.通过上面的计算我们看到,交换效应在这种特殊几何条件下是不能忽略的,因此下面我们将对 DS3C 模型中包含的交换效应与散射角、入射能以及敲出电子能量的关系进行系统的讨论.

3.3.1. 交换效应与散射角的关系

如图 1(a)–(c)以及图 1(d)–(f)所示,首先在双峰幅度上,DS3C-EX 与 DS3C 理论曲线在 binary 峰幅度上始终存在明显的差别,而两者给出的 recoil 峰幅度基本相同;与直接散射幅 DS3C 截面相比,倍增因子后的 EXCHANGE 截面幅度虽然很小,但仍然呈现单峰结构,峰的位置位于 binary 峰附近.综合以上结果可见,在 $E_b = 100 \text{ eV}$ 和 $E_b = 205 \text{ eV}$ 时,交换效应对 recoil 峰幅度影响甚微,对 binary 峰幅度的影响始终明显存在,这可能是由于 binary 峰和 recoil 峰的产生机制不同所造成的.其次,在双峰角分布上,两种理论曲线所给的双峰的位置基本相同,说明交换效应仅对双峰的幅度产生影响,而对角分布影响甚微.

3.3.2. 交换效应与敲出电子能量的关系

为了对交换效应与敲出电子能量的关系进行研究,我们计算了入射电子能量为 729.6 eV , 散射角为 -6° , 敲出电子能量分别为 $50, 100, 205, 300 \text{ eV}$ 几何条件下 He 的 TDCS,同时给出了交换散射幅单独生成截面,相应结果记为 EXCHANGE,计算结果如图 3 所示.与图 1 所示几何条件相比,此时交换散射幅单独生成截面相对强度明显增强,可以与 DS3C-EX 以及 DS3C 结果在同一图中进行比较,所以 EXCHANGE 结果没有作倍增因子处理.首先在双峰

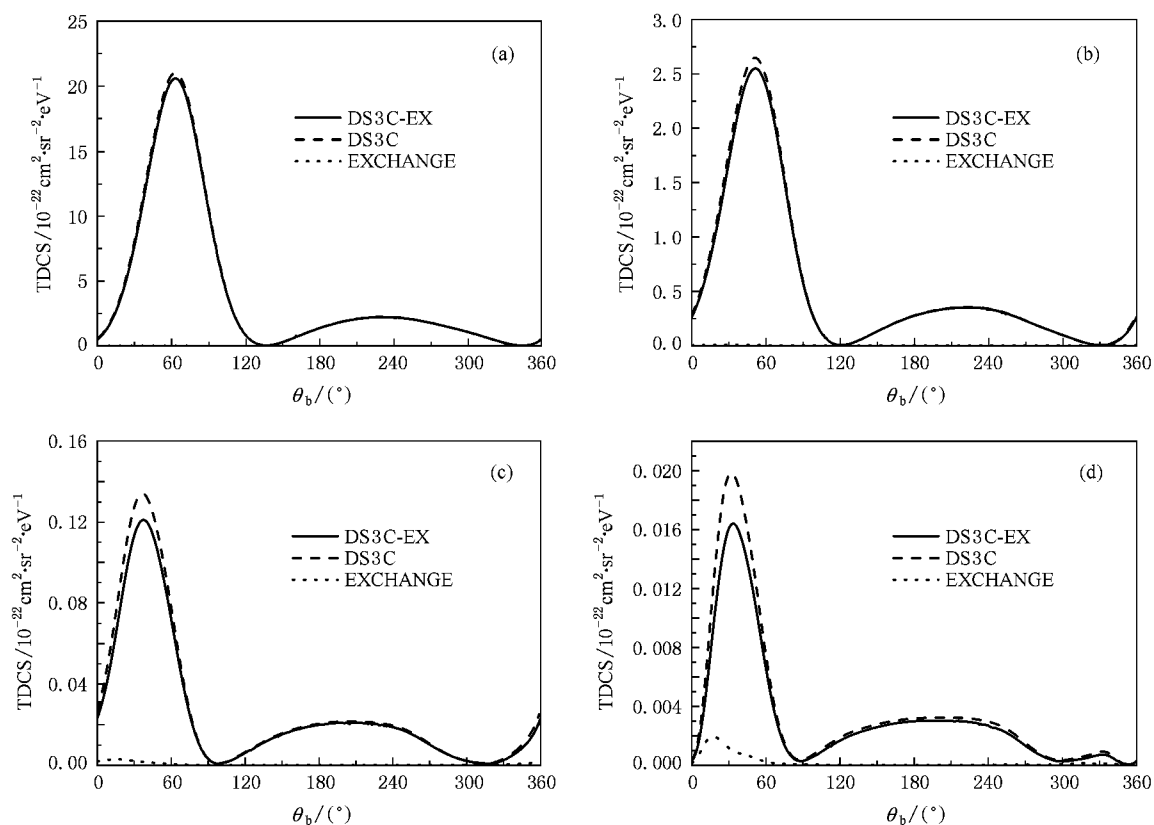


图3 $E_i = 729.6$ eV, $\theta_a = -6^\circ$, $E_b = 50, 100, 205, 300$ eV 时共面、大能量损失小动量转移几何条件下电子离化 He 原子的 TDCS 随敲出电子出射角 θ_b 变化的关系曲线 (a) $E_b = 50$ eV (b) $E_b = 100$ eV (c) $E_b = 205$ eV (d) $E_b = 300$ eV

幅度上,由图 3(a)可见,当 $E_b = 50$ eV 时,DS3C-EX 截面主要来自于直接散射幅 DS3C 的贡献,两者给出的 recoil 峰幅度基本相同,在 binary 峰幅度上的差别也较小;而交换效应单独生成截面很小,并且不呈现明显的峰谷结构,这说明在这种几何条件下,交换效应对 binary 峰和 recoil 峰幅度影响均不明显.如图 3(b)~(d)所示,随着 E_b 的增加,DS3C-EX 与 DS3C 理论曲线在 binary 峰幅度上的差别在递增,而两者给出的 recoil 峰幅度仍基本保持一致;交换效应单独生成截面在 binary 峰附近逐渐出现单峰结构,并且峰的相对强度在逐渐增强,而在 recoil 峰附近自始至终未见峰谷出现.由此可见,在这种特殊几何条件下交换效应对 binary 峰幅度影响随着 E_b 的增加而增强,对 recoil 峰幅度影响甚微.其次,当 E_b 改变时,两种理论曲线所给双峰角分布的位置仍然保持一致,说明交换效应对双峰角分布的影响与敲出电子能量没有关系.

3.3.3. 交换效应与入射能的关系

为了对交换效应与 E_i 的关系进行研究,图 4 给

出了 $E_b = 100$ eV, $\theta_a = -6^\circ$, $E_i = 246$ eV (10 倍阈值), 492 eV (20 倍阈值), 600 eV 和 729.6 eV (近 30 倍阈值) 大能量损失几何条件下,DS3C-EX 以及 DS3C 所给电子入射离化 He 原子的 TDCS 理论曲线,同时也给出了交换散射幅单独生成截面,相应结果记为 EXCHANGE.

与图 3 所示情况相似,图 4 中 EXCHANGE 结果同样没有作倍增因子处理.首先,在双峰幅度上,由图 4(a)可见,当 $E_i = 246$ eV 时,DS3C-EX 与 DS3C 理论曲线在 binary 峰和 recoil 峰幅度的差别均较为明显,并且两者在 binary 峰幅度的差别明显大于在 recoil 峰幅度的差别,此时交换效应单独生成截面峰值位于 binary 峰附近,如图 4(b)~(d)所示,当入射能增加到 20 倍阈值以上($E_i \geq 492$ eV)时,DS3C-EX 与 DS3C 理论曲线在 recoil 峰幅度上基本相同,DS3C-EX 与 DS3C 理论曲线在 binary 峰幅度上的差别随 E_i 的增加而减小,交换效应单独生成截面在 binary 峰附近峰的相对强度也随 E_i 的增加而递减.由此可见:在这种特殊几何条件下交换效应对 binary 峰幅度的影响随着入射能的增加而渐弱;交

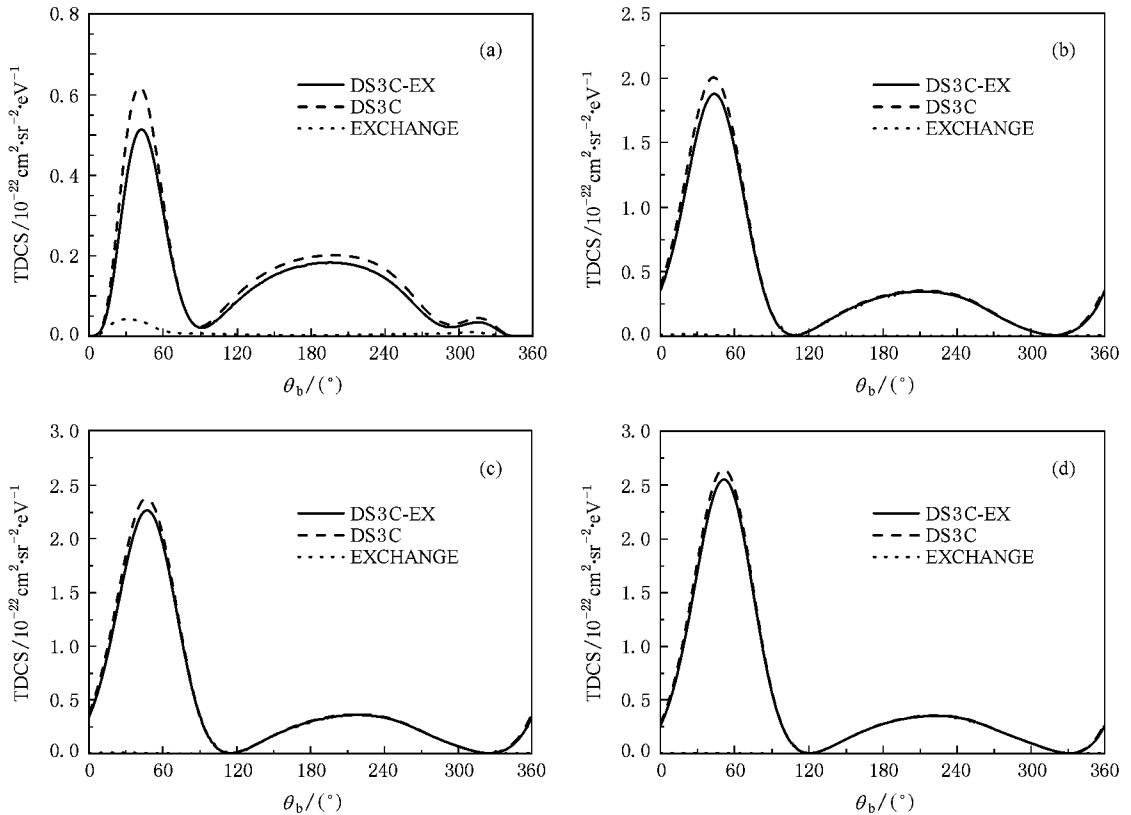


图 4 $E_b = 100 \text{ eV}$, $\theta_a = -6^\circ$, $E_i = 246, 492, 600, 729.6 \text{ eV}$ 时共面、大能量损失小动量转移几何条件下电子电离 He 原子的 TDCS 随敲出电子出射角 θ_b 变化的关系曲线 (a) $E_i = 246 \text{ eV}$, (b) $E_i = 492 \text{ eV}$, (c) $E_i = 600 \text{ eV}$, (d) $E_i = 729.6 \text{ eV}$

换效应对 recoil 峰幅度的影响在入射能为 10 倍阈值以下时较为明显,入射能在 20 倍阈值以上时这种影响完全可以忽略.其次,在双峰角分布上,随着入射能的改变,两种理论曲线所给的双峰的位置始终保持一致,说明交换效应对双峰角分布的影响与入射电子能量也是没有关系的.

4. 结 论

本文分别用 3C 和修正后的 DS3C 模型,系统研究了大的能量损失和近于最小的动量转移这一新的

几何条件下 He 的 TDCS 随 θ_b 的变化关系,并与最新实验结果进行了比较.验证了在这种高入射能、大能量损失和近于最小的动量转移的特殊情况下,由于“Gamow”因子的影响始终是存在的,所以对 3C 的修正仍然是有意义的;研究发现在这种特殊几何条件下,末态屏蔽效应直接影响 binary 峰的幅度;交换效应对 binary 峰幅度的影响不可忽略,并且随着散射角、敲出电子能量、入射能的改变,呈现出很强的规律性;但是,交换效应对双峰角分布的影响在不同几何条件下都是可以忽略的.

- [1] Ge Z M, Zhou Y J, Lü Z W, Wang Z W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 0519 (in Chinese) [葛自明、周雅君、吕志伟、王治文 2002 物理学报 **51** 0519]
- [2] Zhang C H, Qiu W, Xin J L, Liu Y Y, Wang X W, Wang J Y 2003 *Chin. Phys.* **12** 1395

- [3] Zhang C H, Qiu W, Xin J L, Liu Y Y, Wang X W, Wang J Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2449 (in Chinese) [张程华、邱魏、辛俊丽、刘英煜、王晓伟、王京阳 2002 物理学报 **52** 2449]
- [4] Sun S Y, Jia X F, Shi W Q, Li X W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3458 (in Chinese) [孙世艳、贾祥富、师文强、李雄伟 2008 物理学报 **57** 3458]

- [5] Zhou L X , Yan Y G 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7619 (in Chinese)
[周丽霞、燕友果 2008 物理学报 **57** 7619]
- [6] Brauner M , Briggs J S , Klar H 1989 *J. Phys. B* **22** 2265
- [7] Berakdar J 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2314
- [8] Zhang S M 2000 *J. Phys. B* **33** 3545
- [9] Catoire F , Staicu-Casagrande E M , Nekkab M , Cappello C D ,
Bartschat K , Lahman-Bennani A 2006 *J. Phys. B* **39** 2827
- [10] Yang H , Gao K , Zhang S M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5202 (in
Chinese) [杨 欢、高 矿、张穗萌 2007 物理学报 **56** 5202]
- [11] Bray I , Fursa D V , Stelbovics A T 2006 *Phys. Rev. A* **74** 034702
- [12] Stevenson M A , Lohmann B , Bray I , Fursa D V , Stelbovics A T
2007 *Phys. Rev. A* **75** 034701
- [13] Zhang S M , Wu X J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2137 (in Chinese)
[张穗萌、吴兴举 2001 物理学报 **50** 2137]

A theoretical study on final channel screening and exchange effects in large energy loss geometry^{*}

Yang Huan^{1,2)†} Zhang Sui-Meng²⁾ Wu Xing-Ju²⁾

¹ *The Center of Basic Experiment , West Anhui University , Lu 'an 237012 , China)*

² *Institute of Atomic and Molecular Physics , Department of Mathematics and Physics , West Anhui University , Lu 'an 237012 , China)*

(Received 2 September 2008 ; revised manuscript received 19 December 2008)

Abstract

The triple differential cross sections for electron impact ionization of helium in the special geometry of coplanar large energy loss are calculated by using the BBK model and the modified BBK model. The calculated results are compared with the experimental results of Catoire and the present experimental results of Stevenson. The previous theoretical deduction is proved and the exchange effects are analyzed and discussed.

Keywords : binary peak , recoil peak , screening effects , exchange effects

PACC : 3480D , 3450H

^{*} Project supported by the Foundation for Major Research Program of the Education Department of Anhui Province , China (Grant No. ZD2007002-1).

[†] E-mail : hyang@wxc.edu.cn