

# 垂直入射几何条件下氦原子( $e, 2e$ ) 反应的理论研究\*

杨欢<sup>1)2)†</sup> 邢玲玲<sup>3)</sup> 张穗萌<sup>2)</sup> 吴兴举<sup>2)</sup>

1) (皖西学院基础实验中心, 六安 237012)

2) (皖西学院材料与化工学院原子与分子物理研究所, 六安 237012)

3) (皖西学院机械与电子工程学院, 六安 237012)

(2010年11月5日收到; 2010年12月6日收到修改稿)

用 BBK 模型和修正后的 BBK 模型在电子垂直入射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, 并把计算结果与实验测量结果进行比较, 对截面的结构进行了分析, 并对交换效应进行了系统的研究.

**关键词:** DS3C 模型, 中间峰, 屏蔽效应, 交换效应

**PACS:** 34. 80. Dp, 34. 50. Fa

## 1. 引言

近些年来, 各种几何条件下电子入射单电离原子的 ( $e, 2e$ ) 反应在理论和实验研究上热度不减<sup>[1-6]</sup>. 在理论研究中出现了许多新颖的理论方法, 其中由 Brauner 等提出的 BBK 模型<sup>[7]</sup>是近年来这一研究领域内公认的最佳模型之一. 初期的 BBK 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 波函数, 所以早期 BBK 模型又被称为 3C 模型. 上个世纪 90 年代中期, Berakdar 等人<sup>[8]</sup>针对 3C 模型在中等入射能的情况下其计算结果与实验很好地符合, 而在低入射能时的计算结果却不能与实验完全一致的缺点, 在双对称几何条件下通过引入有效索末菲参量对 3C 波函数进行了修正, 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 波函数, 所以修正后的 BBK 模型又被称为 DS3C 模型. 上世纪与本世纪之交, Zhang<sup>[9]</sup>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.

非共面几何条件下电子入射单电离原子的 ( $e, 2e$ ) 反应对于电子动量谱学的研究有着重要的意义, 最近又重新激起理论工作者对其研究的兴趣, 越来越多的理论模型被用于研究该几何条件下电子入射单电离原子的 ( $e, 2e$ ) 反应. BBK 模型作为 ( $e, 2e$ ) 反应研究领域内公认的最佳模型之一, 一直被用于研究共面几何条件下电子入射单电离原子的 ( $e, 2e$ ) 反应, 在非共面几何条件下还没有对其进行深入的理论研究. 在前一阶段, 我们在非共面几何条件下, 用 3C 模型和 DS3C 模型对电子入射单电离氦原子的 ( $e, 2e$ ) 反应进行了初步的理论研究<sup>[10]</sup>, 通过研究发现, 与 3C 模型相比, DS3C 模型与实验数据更加符合, 尤其是在低能、电子垂直入射几何条件下 DS3C 模型与实验数据符合程度更加明显. 但是据我们所知, 到目前为止, 尚未有在该几何条件下对截面的产生以及规律性变化原因进行系统研究的报道, 急待进行进一步的研究.

本文用 3C 模型和 DS3C 模型对电子垂直入射时, 入射能分别为 44. 6, 54. 6, 64. 6, 74. 6 eV, 两个出射电子等能分享几何条件下电子离化氦原子的三

\* 安徽省高等学校省级自然科学基金项目 (批准号: KJ2011B208)、安徽省教育厅重大科研项目基金 (批准号: ZD2007002-1)、六安市定向委托皖西学院市级研究项目 (批准号: 2010LW026)、安徽省高等学校省级自然科学基金项目 (批准号: KJ2009B018Z) 和安徽省高等学校省级优秀青年人才基金 (批准号: 2010SQRL186) 资助的课题.

† E-mail: hyang@wxc.edu.cn

重微分散射截面(TDCS)进行了计算;同时还在入射能为 64.6 eV,两个出射电子不等能分享几何条件下对电子离化氦原子的 TDCS 进行了计算;对截面的结构和交换效应进行了深入的分析和探讨.

## 2. 理论计算

假设入射电子的动量为  $\mathbf{k}_0$ , 与 He 原子碰撞后散射电子和敲出电子的动量分别为  $\mathbf{k}_1$  和  $\mathbf{k}_2$ . 在原子单位中这一(e,2e)过程的 TDCS 为

$$\text{TDCS}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} |T_{fi}|^2, \quad (1)$$

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

$$\begin{aligned} \text{TDCS}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} & \left| \frac{3}{4} |f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \right. \\ & - f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1) \left. \right|^2 + \frac{1}{4} |f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \\ & + f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1) \left. \right|^2, \quad (3) \end{aligned}$$

式中,  $f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$  和  $f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1)$  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

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

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

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

其中

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

由上述  $\beta_i (i = 1, 2, 12)$  得到的末态波函数称为 DS3C 波函数. 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.

为了计算非共面几何条件下电子入射离化氦

$$\phi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1} \varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3). \quad (4)$$

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

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

式中, 常量  $M$  为

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

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

${}_1F_1$  为合流超几何函数,  $\alpha_i (i = 1, 2, 12)$  称为索末菲参量<sup>[7]</sup>, 它可表示为

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

其中  $\mathbf{k}_{12} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ ; 由上述  $\alpha_i (i = 1, 2, 12)$  得到的末态波函数称为 3C 波函数<sup>[7]</sup>.

文献[9]中在 Berakdar 工作的基础上, 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

原子的 TDCS, 必须将实验中的枪角  $\psi$  和散射角  $\xi$  转化成理论计算中的散射角  $\theta$  和相对方位角  $\phi$ . 我们已经在前期工作中完成推导<sup>[10]</sup>, 这里不再赘述, 转化公式如下:

$$\cos\theta = \cos\psi \cos\xi, \quad (14)$$

$$\cot \frac{\phi}{2} = \cot\xi \sin\psi. \quad (15)$$

本文在考虑两个出射电子交换效应的基础上,用3C模型和DS3C模型对电子垂直入射,入射能分别为44.6,54.6,64.6,74.6 eV,两个出射电子等能分享几何条件下电子离化氦原子的TDCS进行了计算;同时还在入射能为64.6 eV,两个出射电子不等能分享几何条件下对电子离化氦原子的TDCS进行了计算;计算结果分别记为3C,DS3C;为了对交换效应进行研究,在两个出射电子不等能分享几何条件下同时给出了直接散射幅和交换散射幅单独生

成截面,相应结果分别记为DIRECT、EXCHANGE.

### 3. 结果与讨论

实验和理论结果如图1,图2所示.其中图1给出了不同入射能、两个出射电子等能分享几何条件下电子离化氦原子的TDCS随 $\xi$ 变化的关系曲线;图2给出了两个出射电子不等能分享几何条件下电子离化氦原子的TDCS随 $\xi$ 变化的关系曲线.

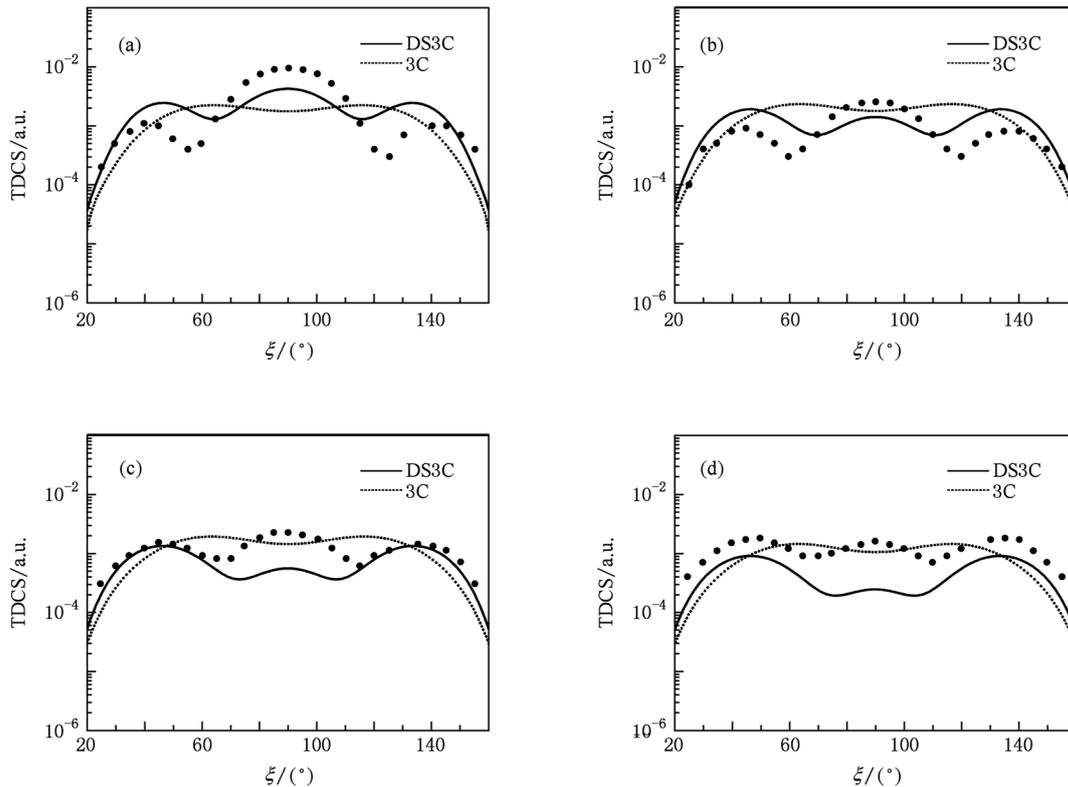


图1  $\psi = 90^\circ$ ,两个出射电子等能分享几何条件下电子离化氦原子的TDCS随 $\xi$ 变化的关系曲线(实心点为实验结果<sup>[11]</sup>)  
(a)  $E_i = 44.6$  eV,  $E_a = E_b = 10$  eV; (b)  $E_i = 54.6$  eV,  $E_a = E_b = 15$  eV; (c)  $E_i = 64.6$  eV,  $E_a = E_b = 20$  eV; (d)  $E_i = 74.6$  eV,  $E_a = E_b = 25$  eV

#### 3.1. 峰幅度的理论研究

##### 3.1.1. 等能分享几何条件下峰幅度的理论研究

由图1可见,实验数据给出的三重微分散射截面呈现明显的三峰结构,随着入射能的增加, $\xi = 90^\circ$ 处的中间峰相对幅度在逐渐减弱, $\xi = 45^\circ$ 和 $\xi = 135^\circ$ 处附近出现的两边峰相对幅度在逐渐增强.3C模型始终呈现双峰结构,无论是峰的幅度还是角分布均与实验数据明显不符.DS3C模型则给出了明显的三峰结构.随着入射能的增加,DS3C模型所给出的两边峰和中间峰幅度的绝对大小均在

逐渐降低,并且中间峰幅度衰减程度大于两边峰幅度的衰减程度,从而使得两边峰相对幅度在随入射能的增加而增强,与实验数据呈现相同的变化规律.

通过研究我们发现,在垂直入射、两个出射电子等能分享几何条件下,散射电子与靶核的相互作用对三重微分散射截面峰的幅度变化规律存在一定影响,而DS3C模型中的索末菲参量 $\alpha_1$ 正是散射电子与靶核相互作用大小的量度.为了对上述规律性进行研究,在图3中给出了 $\psi = 90^\circ$ , $E_i = 44.6, 54.6, 64.6, 74.6$  eV,两个出射电子等能分享几何条件下DS3C模型中索末菲参量 $\alpha_1$ 随 $\xi$ 变化的关系曲

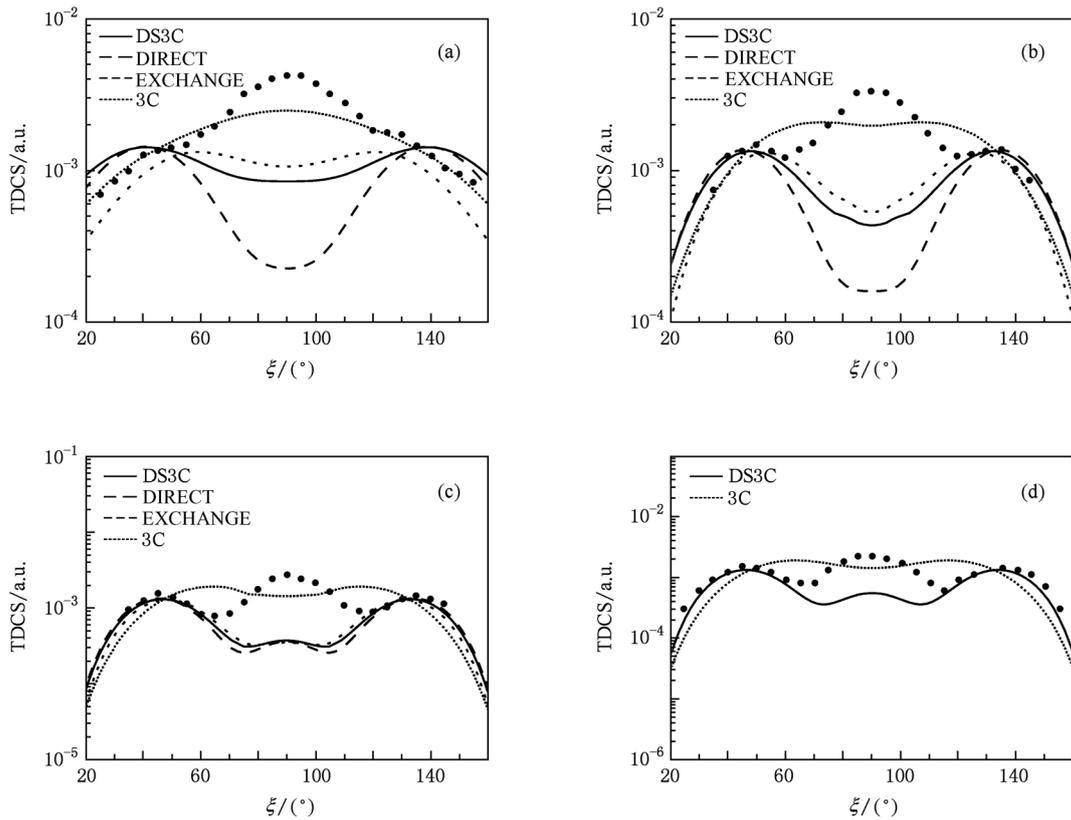


图2  $\psi = 90^\circ, E_i = 64.6 \text{ eV}$ , 两个出射电子不等能分享几何条件下电子离化氦原子的 TDCS 随  $\xi$  变化的关系曲线(实心点为实验结果<sup>[12]</sup>) (a)  $(E_a, E_b) = (5 \text{ eV}, 35 \text{ eV})$ ; (b)  $(E_a, E_b) = (10 \text{ eV}, 30 \text{ eV})$ ; (c)  $(E_a, E_b) = (15 \text{ eV}, 25 \text{ eV})$ ; (d)  $(E_a, E_b) = (20 \text{ eV}, 20 \text{ eV})$

线. 如图 3 所示, 随着入射能的增加,  $\alpha_1$  的绝对值在逐渐减小, 即散射电子与核的相互作用在逐渐减小, 从而使得 DS3C 模型给出的两边峰和中间峰幅度的绝对大小均在随着入射能的增加而逐渐降低. 而中间峰幅度衰减程度大于两边峰幅度的衰减程度则说明散射电子与核的相互作用对于中间峰的影响更强.

### 3.1.2. 不等能分享几何条件下峰幅度的理论研究

如图 2(a) 所示, 当  $(E_a, E_b) = (5 \text{ eV}, 35 \text{ eV})$  时, 实验数据给出的三重微分散射截面呈现三峰结构, 中间峰高而宽; 两边峰仅呈现出低而窄的锥形. 如图 2(b) — (d) 所示, 随着两个出射电子能量对称性的增加, 实验数据给出的两边峰幅度的绝对大小基本保持不变, 中间峰幅度的绝对大小在逐渐降低, 从而使得两边峰的相对幅度在逐渐增加, 呈现出明显的规律性. 如图 2(a) 所示, 3C 模型给出的理论曲线呈现单峰结构, 并且与实验数据符合得不好; 如图 2(b) — (d) 所示, 随着两个出射电子能量对称性的增加, 3C 模型给出的理论曲线逐渐呈现双

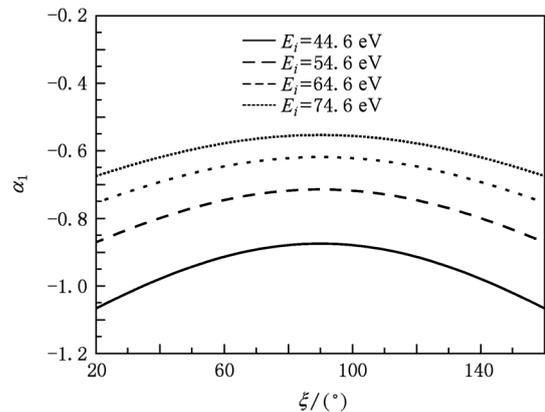


图3  $\psi = 90^\circ, E_i = 44.6, 54.6, 64.6, 74.6 \text{ eV}$ , 两个出射电子等能分享几何条件下 DS3C 模型中  $\alpha_1$  随  $\xi$  变化的关系曲线

峰结构, 但是无论在峰的幅度上还是在角分布上都与实验数据存在很大差异. 由图 2 可见, DS3C 模型给出的两边峰与实验数据给出的两边峰符合得很好, 并且随着两个出射电子能量对称性的增加, DS3C 模型给出的两边峰幅度的绝对大小基本保持

不变,与实验数据保持一致,这是什么原因造成的呢?

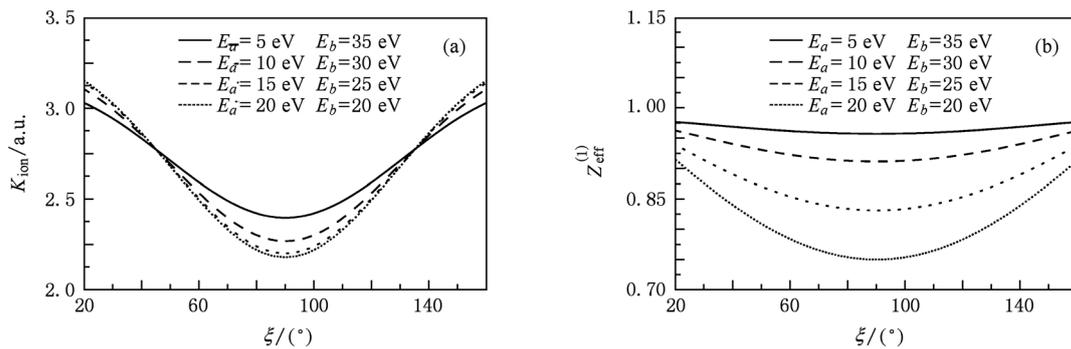


图4  $\psi = 90^\circ, E_i = 64.6 \text{ eV}, (E_a, E_b) = (5 \text{ eV}, 35 \text{ eV}), (10 \text{ eV}, 30 \text{ eV}), (15 \text{ eV}, 25 \text{ eV}), (20 \text{ eV}, 20 \text{ eV})$  几何条件下核所获得的反冲动量  $K_{\text{ion}}$ , 散射电子所感受到的有效电荷  $Z_{\text{eff}}^{(1)}$  随  $\xi$  变化的关系曲线 (a) 不同  $(E_a, E_b)$  下  $K_{\text{ion}}$  随  $\xi$  变化的关系曲线; (b) 不同  $(E_a, E_b)$  下  $Z_{\text{eff}}^{(1)}$  随  $\xi$  变化的关系曲线

为了对上述原因进行深入研究,在图 4(a) 中我们给出了  $\psi = 90^\circ, E_i = 64.6 \text{ eV}$ , 两个出射电子不等能分享几何条件下核所获得的反冲动量  $K_{\text{ion}}$  随  $\xi$  变化的关系曲线. 由图 4(a) 可见, 四条  $K_{\text{ion}}$  曲线有两个共同的交点, 分别位于  $\xi = 45^\circ$  和  $\xi = 135^\circ$  处附近, 我们注意到这正是 DS3C 模型以及实验数据所给出的两边峰的位置. 也就是说, 在入射电子能量不变时, 随着两个出射电子能量对称性的增加, 在  $\xi = 45^\circ$  和  $\xi = 135^\circ$  处附近核所获得的反冲动量基本保持不变, 从而使得 DS3C 模型以及实验数据所给出的两边峰幅度的绝对大小基本保持不变.

另外我们注意到: 如图 2(a) 和 (b) 所示, 在两个出射电子能量对称性较小时, DS3C 模型并没有给出中间峰; 如图 2(c), (d) 所示, 随着两个出射电子能量对称性的增加, DS3C 模型给出的理论曲线逐渐呈现三峰结构, 并且 DS3C 模型给出的中间峰幅度在随对称性的增加而逐渐增强, 与实验数据在中间峰幅度的差别在逐渐减小, 造成这种现象的原因又是什么呢?

经过深入研究我们发现: 在不等能分享几何条件下敲出电子对核的屏蔽效应对中间峰的幅度有一定的影响. 在图 4(b) 中我们给出了  $\psi = 90^\circ, E_i = 64.6 \text{ eV}$ , 两个出射电子不等能分享几何条件下散射电子所感受到的有效电荷  $Z_{\text{eff}}^{(1)}$  随  $\xi$  变化的关系曲线. 如图 4(b) 所示, 当  $(E_a, E_b) = (5 \text{ eV}, 35 \text{ eV}), (10 \text{ eV}, 30 \text{ eV})$  时, 在  $\xi = 90^\circ$  附近 (中间峰所在位置) 散射电子所感受到的有效电荷接近于 1, 也就是说在这种几何条件下敲出电子几乎完全没有屏蔽靶核对散射电子的影响, 从而使得 DS3C 模型在

$(E_a, E_b) = (5 \text{ eV}, 35 \text{ eV}), (10 \text{ eV}, 30 \text{ eV})$  时并没有给出中间峰的结构; 当  $(E_a, E_b) = (15 \text{ eV}, 25 \text{ eV}), (20 \text{ eV}, 20 \text{ eV})$  时, 在  $\xi = 90^\circ$  附近散射电子所感受到的有效电荷明显小于 1, 并且随着两个出射电子能量对称性的增加,  $Z_{\text{eff}}^{(1)}$  在逐渐减小, 也就是说在这种几何条件下敲出电子对靶核的屏蔽效应比较明显, 并且这种屏蔽效应在随对称性的增加而逐渐增强, 从而使得 DS3C 模型在  $(E_a, E_b) = (15 \text{ eV}, 25 \text{ eV}), (20 \text{ eV}, 20 \text{ eV})$  时逐渐给出了中间峰的结构, 并且中间峰的幅度在随对称性的增加而逐渐增强, DS3C 模型与实验数据在中间峰幅度的差别在逐渐减小.

### 3.2. 交换效应的研究

在以前的研究中我们并没有在垂直入射几何条件下对 DS3C 模型中所包含的交换效应进行详细探讨. 如图 2 所示, 交换效应在垂直入射、两个出射电子不等能分享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对称性以及入射能的关系进行讨论.

#### 3.2.1. 交换效应与对称性的关系

如图 2(a) 所示, 在  $(E_a, E_b) = (5 \text{ eV}, 35 \text{ eV})$  时, 考虑交换效应的 DS3C 模型所给结果 DS3C 与没有考虑交换效应的直接散射幅单独生成截面 DIRECT 在两边峰的幅度和角分布上均基本相同, 两者在  $\xi = 90^\circ$  附近均给出了一个深谷结构, 并且 DIRECT 所给出的谷要更深一些; 另外, 交换散射幅单独生成截面 EXCHANGE 在  $\xi = 90^\circ$  附近给出的谷较浅. 由此可见, 交换效应对两边峰的幅度和角分

布影响较小,而对  $\xi = 90^\circ$ 附近的截面结构有较大影响,使得该处的截面得到了有效的提升. 如图 2 (a)–(c)所示,随着两个出射电子能量对称性的增加,DS3C 与 DIRECT 在两边峰的幅度和角分布基本相同,而在  $\xi = 90^\circ$ 附近截面幅度的差别则在逐渐减小;EXCHANGE 所给出的两边峰幅度基本保持不变,而在  $\xi = 90^\circ$ 附近逐渐给出峰的结构. 这些现象说明:随着两个出射电子能量对称性的增加,交换效应对两边峰的幅度和角分布的影响较小,而对  $\xi = 90^\circ$ 附近的峰谷结构的影响在递减.

### 3.2.2. 交换效应与入射能的关系

为了对交换效应与入射能的关系进行研究,我们在保持两个出射电子能量对称性不变( $E_a : E_b = 1 : 3$ )的基础上,在  $\psi = 90^\circ$ ,入射能分别为 44.6, 64.6, 84.6, 104.6 eV 几何条件下,分别用考虑交换效应的 DS3C 模型和没有考虑交换效应的 DS3C 模型对电子离化氦原子的 TDCS 进行了理论计算,相应结果分别记为 DS3C, DIRECT, 计算结果如图 5 所示,在图 5 中我们还给出了交换效应单独生成截面 EXCHANGE.

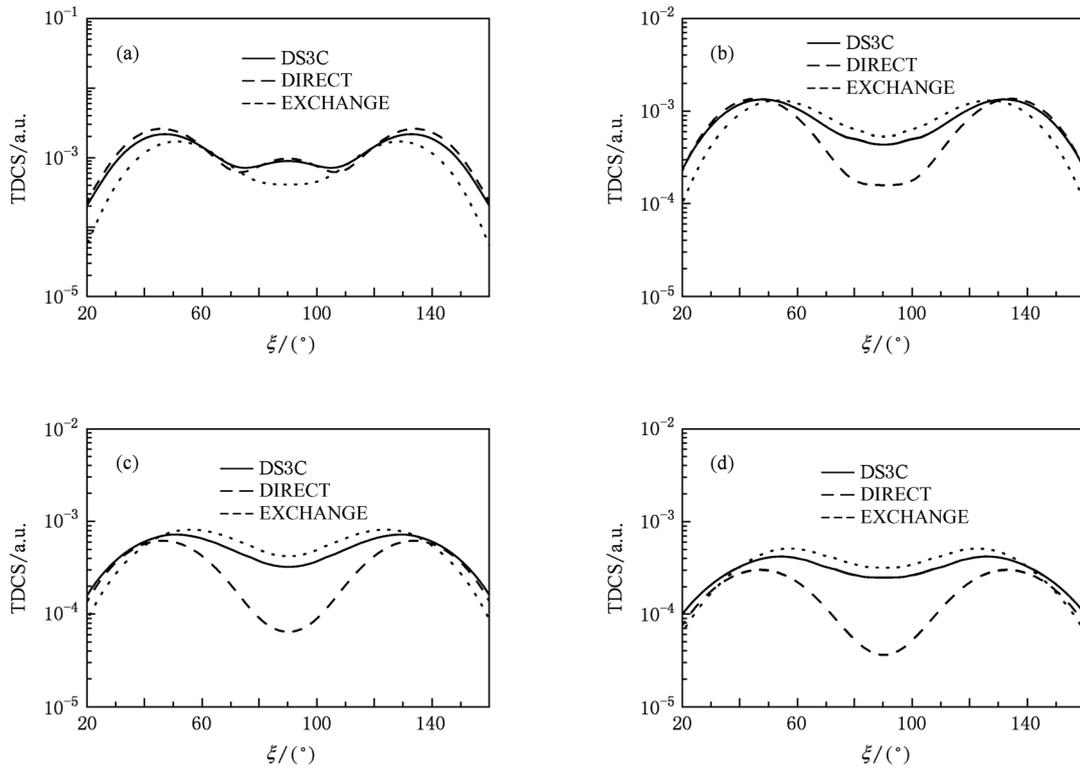


图 5  $\psi = 90^\circ$ ,入射能分别为 44.6, 64.6, 84.6, 104.6 eV,  $E_a : E_b = 1 : 3$  几何条件下电子离化氦原子的 TDCS 随  $\xi$  变化的关系曲线 (a)  $E_i = 44.6$  eV,  $E_a = 5$  eV,  $E_b = 15$  eV; (b)  $E_i = 64.6$  eV,  $E_a = 10$  eV,  $E_b = 30$  eV; (c)  $E_i = 84.6$  eV,  $E_a = 15$  eV,  $E_b = 45$  eV; (d)  $E_i = 104.6$  eV,  $E_a = 20$  eV,  $E_b = 60$  eV

如图 5(a)所示,当入射能为 44.6 eV 时,DS3C 与 DIRECT 所给理论曲线基本符合,交换效应的贡献较少. 由图 5(b)–(d)可见,两个出射电子能量对称性不变时,随着入射能的增加,DS3C 与 DIRECT 所给理论曲线在两边峰的幅度和  $\xi = 90^\circ$ 附近截面的深谷结构的差别均逐渐增大,而 EXCHANGE 给出的  $\xi = 90^\circ$ 附近截面的深谷在逐渐变浅. 由此可见,随着入射能的增加,交换效应对两边峰的幅度和  $\xi = 90^\circ$ 附近深谷结构的影响在递增,

使得两边峰的幅度和  $\xi = 90^\circ$ 附近截面得到了有效的提升. 如图 5 所示,当入射能分别为 44.6, 64.6, 84.6, 104.6 eV 时,DS3C 给出的两边峰分别出现在  $\xi = 47^\circ, 49^\circ, 51^\circ, 55^\circ$  以及  $\xi = 133^\circ, 131^\circ, 129^\circ, 125^\circ$  处, DIRECT 给出的两边峰分别出现在  $\xi = 45^\circ, 45^\circ, 47^\circ, 47^\circ$  以及  $\xi = 135^\circ, 135^\circ, 133^\circ, 133^\circ$  处,两者在两边峰角分布的差别分别为:  $2^\circ, 4^\circ, 4^\circ, 8^\circ$  以及  $-2^\circ, -4^\circ, -4^\circ, -8^\circ$ ,由此可见,随着入射能的增加,交换效应对两边峰角分布的影响逐渐增强.

## 4. 结 论

本文用 BBK 模型和修正后的 BBK 模型在电子垂直入射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,对截面的结构以及交换效应进行了系统的研究.发现:散射电子与靶核的相互作用

以及敲出电子对核的屏蔽效应对中间峰的幅度有较大影响;核所获得的反冲动量大小对两边峰幅度的变化存在一定的影响;在高入射能、两个出射电子能量对称性较低时,交换效应对两边峰以及  $\xi = 90^\circ$  附近峰谷结构的影响不可忽略.这为我们下一步在非共面几何条件下对 BBK 模型进行修正提供了理论指导.

- 
- [1] Catoire F, Staicu-Casagrande E M, Nekkab M, Cappello C D, Bartschat K, Lahmam-Bennani A 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 2827
  - [2] 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]
  - [3] Dürr M, Dimopoulou C, Najjari B, Dorn A, Bartschat K, Bray I, Fursa D V, Chen Z J, Madison D H, Ullrich J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 32717
  - [4] Sun S Y, Jia X F, Miao X Y, Zhang J F, Xie Y, Li X W, Shi W Q 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2744
  - [5] Gao R J, Gei Z M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1702 (in Chinese)[高瑞军、葛自明 2010 物理学报 **59** 1702]
  - [6] Ren X G, Senftleben A, Pflüger T, Dorn A, Bartschat K, Ullrich J 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 35202
  - [7] Brauner M, Briggs J S, Klar H 1989 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** 2265
  - [8] Berakdar J, Briggs J S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3799
  - [9] Zhang S M 2000 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33** 3545
  - [10] Gao K, Yang H, Zhang S M, Wu X J 2008 *J. At. Mol. Phys.* **25** 0683 (in Chinese)[高矿、杨欢、张穗萌、吴兴举 2008 原子与分子物理学报 **25** 0683]
  - [11] Murray A J, Read F H 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3724
  - [12] Murray A J, Read F H 1993 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** L359

# Theoretical study on $(e, 2e)$ process for helium in perpendicular geometry<sup>\*</sup>

Yang Huan<sup>1)2)†</sup> Xing Ling-Ling<sup>3)</sup> Zhang Sui-Meng<sup>2)</sup> Wu Xing-Ju<sup>2)</sup>

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

2) (*Institute of Atomic and Molecular Physics, School of Materials and Chemical Engineering, West Anhui University, Lu'an 237012, China*)

3) (*School of Mechanism and Electrical engineering, West Anhui University, Lu'an 237012, China*)

(Received 5 November 2010; revised manuscript received 6 December 2010)

## Abstract

The triple differential cross section for electron impact ionization of helium in the perpendicular geometry is calculated by use of BBK model and modified BBK model. The results of the present work are compared with experimental data. The structure of the cross section is analysed and the exchange effects are discussed systematically.

**Keywords:** DS3C model, middle peak, screening effects, exchange effects

**PACS:** 34. 80. Dp, 34. 50. Fa

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Research Program of the Higher Education Institutions of Anhui Province, China (Grant No. KJ2011B208), the Foundation for Major Research Program of Education Department of Anhui Province (Grant No. ZD2007002-1), the Municipal Level Research Program from Lu'an City directive entrusted to West Anhui University (Grant No. 2010LW026), the Natural Science Research Program of the Higher Education Institutions of Anhui Province (Grant No. KJ2009B018Z), and the Foundation for Outstanding Young Scientists of the Higher Education Institutions of Anhui Province, China (Grant No. 2010SQRL186).

<sup>†</sup> E-mail: hyang@wxc.edu.cn