

# 大能量损失小动量转移几何条件下 氦原子( $e, 2e$ )反应的理论研究\*

杨 欢<sup>1)</sup> 高 矿<sup>1)</sup> 张穗萌<sup>1,2)</sup>

1) 安徽师范大学物理与电子信息学院, 芜湖 241000)

2) 安徽皖西学院数理系原子与分子物理研究所, 六安 237012)

(2006 年 11 月 20 日收到, 2007 年 1 月 10 日收到修改稿)

用 BBK 模型和修正后的 BBK 模型在共面、大的能量损失和近于最小的动量转移这一特殊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, 对截面的结构进行了分析, 并把计算结果与最新实验测量结果进行比较发现: BBK 模型和修正后的 BBK 模型均给出了与实验结果较符合的 binary 峰和 recoil 峰的比率以及双峰的角度分布.

关键词: binary 峰, recoil 峰, 能量损失, 动量转移

PACC: 3480D, 3450H

## 1. 引 言

近年来, 在各种对称和非对称几何条件下低能电子入射单电离氦原子和氦原子的( $e, 2e$ )反应理论和实验研究十分火热<sup>[1-3]</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>[4]</sup>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<sup>[5]</sup>, 所以 BBK 模型又被称为 3C 模型. 在中等入射能的情况下, 3C 模型所得各种计算结果均能与实验很好地符合. 然而在低入射能时, 3C 模型的计算结果虽然比其他方法计算的结果更靠近实验, 但却不能与实验完全一致. 鉴于此, Berakdar 对 BBK 模型提出了修正方案<sup>[6]</sup>, 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. Berakdar 所在的理论小组, 在双对称几何条件下用 DS3C 模型计算了一些近阈值情况下电子离化 H 原子和 He 原子

的三重微分散射截面(TDCS), 所得结果均能与实验较好地符合. 随后张穗萌等人又对非对称几何条件下波函数中的索末菲参量提出了各种修正方案并进行了一系列计算<sup>[7-18]</sup>. 其中文献[16]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所得计算结果与实验结果符合得最好<sup>[16, 19]</sup>. 但是, 他们的工作基本上是在中、低入射能的情况下完成的, 在高入射能和一些特殊几何条件下, 3C 和 DS3C 模型是否适用, 两者有多大的区别, 尚未进行过探讨.

最近 Catoire 等人对 He 原子的 TDCS 在共面、大的能量损失( $E_i = 729.6 \text{ eV}$ ,  $E_b = 205 \text{ eV}$ )和近于最小的动量转移( $\theta_a = -3^\circ, -6^\circ, -9^\circ$ )这一新的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  $\theta_b$  变化的实验数据<sup>[20]</sup>, 且实验结果仍然呈双峰结构(binary 峰和 recoil 峰). 一般来说, 在对称几何条件下存在着大的能量损失和大的动量转移, 而在非对称几何条件下存在着小的能量损失和小的动量转移, 而大的能量损失和近于最小的动量转移这一几何条件处于上述两种几何条件的中间情况, 在这种特殊几何条件下, 早期的实验和理论研究都不多见, 因此, 有待于进行这方面的深入

\* 安徽省教育厅重大科研项目基金(批准号: ZD2007002-1), 安徽省原子与分子物理重点学科基金, 安徽省自然科学基金(批准号: 03406203)和省高校拔尖人才专项基金(批准号[2003]22)资助的课题.

探讨.

本文用 3C 模型和 DS3C 模型对上述特殊几何条件下 He 的 TDCS 进行了理论计算,并把计算结果归一化后与 Catoire 等人的实验结果进行了比较,发现 3C 模型和 DS3C 模型均给出了与实验结果比较符合的 binary 峰和 recoil 峰的角分布以及 binary 峰和 recoil 峰的比率;在此基础上,我们对截面的峰、谷结构,以及形成截面峰、谷的本质原因进行了分析,并对 3C 模型和 DS3C 模型的计算结果在低能时存在较大差异,而在高入射能时几乎趋于一致的本质原因进行了深入地讨论.

## 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

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

其中  $T_{fi}$  为转换矩阵元,被定义为

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

式中  $\psi_f^-$  和  $\phi_i$  分别是 He 原子与入射电子组成的系统末态和初态的波函数, $V_i$  为入射电子和 He 原子靶在初通道的相互作用势,即

$$V_i = -\frac{2}{r_1} + \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} + \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3|}, \quad (3)$$

式中  $\mathbf{r}_1$ ,  $\mathbf{r}_2$  和  $\mathbf{r}_3$  分别为入射电子(散射电子)敲出电子和束缚电子的位置矢量.考虑到两个出射电子的交换效应,则相应的 TDCS 为

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

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,其中直接散射振幅就是转换矩阵元

$$f(k_1, k_2) = T_{fi} = \langle \psi_f^- | V_i | \phi_i \rangle. \quad (5)$$

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

$$\phi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (2\pi)^{-3/2} e^{ik_0 \cdot \mathbf{r}_1} \varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3), \quad (6)$$

式中  $\varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$  为 He 原子基态波函数,它可写为两束缚电子波函数的乘积,即

$$\varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \varphi(\mathbf{r}_2)\varphi(\mathbf{r}_3). \quad (7)$$

方程(7)中,束缚电子波函数可采用 Hartree-Fock 拟合解<sup>[21]</sup>,即

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} (g_a e^{-\lambda_a r} + g_b e^{-\lambda_b r}), \quad (8)$$

其中  $\lambda_a = 1.41$ ,  $\lambda_b = 2.61$ ,  $g_a = 2.60505$ ,  $g_b = 2.08114$ .

末态由两个出射电子与剩余 He<sup>+</sup> 组成,其波函数可表示为

$$\psi_f^-(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \phi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\phi_{\text{ion}}(\mathbf{r}_3). \quad (9)$$

He<sup>+</sup> 波函数可取为类氢离子波函数( $Z = 2$ )

$$\phi_{\text{ion}}(\mathbf{r}_3) = \sqrt{\frac{8}{\pi}} e^{-2r_3}. \quad (10)$$

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

$$\phi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = M e^{ik_1 \cdot \mathbf{r}_1} e^{ik_2 \cdot \mathbf{r}_2} \chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (11)$$

式中常量  $M$  为

$$\begin{aligned} M &= \frac{1}{(2\pi)^3} \exp\left[-\frac{\pi}{2}(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_{12})\right] \\ &\quad \times \Gamma(1 - i\alpha_1)\Gamma(1 - i\alpha_2)\Gamma(1 - i\alpha_{12}) \chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ &= \prod_{j=1}^2 {}_1F_1[i\alpha_j; 1; -\mathbf{k}_j \mathbf{r}_j + \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}_j] \\ &\quad \times {}_1F_1[i\alpha_{12}; 1; \\ &\quad -\mathbf{k}_{12} r_{12} + \mathbf{k}_{12} \cdot \mathbf{r}_{12}], \quad (13) \end{aligned}$$

${}_1F_1$  为合流超几何函数, $\alpha_j$ ( $j = 1, 2, 12$ )称为索末菲参量<sup>[5]</sup>,它可表为

$$\alpha_1 = -\frac{Z}{k_1}, \alpha_2 = -\frac{Z}{k_2}, \alpha_{12} = \frac{1}{2k_{12}}, \quad (14)$$

其中  $k_{12} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ ;由上述  $\alpha_j$ ( $j = 1, 2, 12$ )得到的末态波函数称为 3C 函数<sup>[5]</sup>.3C 波函数中的三个库仑函数是彼此独立的,它使得任何两粒子之间的相互作用并不因为第三个粒子的存在而受到影响.

文献[16]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

$$\beta_1 = -\frac{Z - \frac{2k_{12}k_1^2}{(k_1 + k_2)^2} \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right]}{k_1}, \quad (15)$$

$$\beta_2 = -\frac{Z - \frac{2k_{12}k_2^2}{(k_1 + k_2)^2} \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right]}{k_2}, \quad (16)$$

$$\beta_{12} = \frac{1 - \frac{4k_{12}^2}{(k_1 + k_2)^2} \left[ k_1 \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right] + k_2 \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right] \right]^2}{2k_{12}}, \quad (17)$$

其中

$$\xi(k_i) = \cos^{-1} \left[ \frac{k_i}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}} \right]. \quad (18)$$

由上述  $\beta_i$  ( $i = 1, 2, 12$ ) 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. 从本质上来说, 它描述了由于第三个粒子的存在而对两体库仑波函数产生的影响, 从而表示了三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽. 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 等人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 和 DS3C-1; 为了研究在这种几何条件下交换效应的影响, 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-2.

### 3. 结果与讨论

实验和理论结果如图 1(a)–(c) 所示. 由于 Catoire 等人在  $E_i = 729.6 \text{ eV}$ ,  $E_b = 205 \text{ eV}$ ,  $\theta_a = -3^\circ$ ,  $-6^\circ$ ,  $-9^\circ$  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-1 为标准作了归一化处理.

#### 3.1. binary 峰和 recoil 峰相对高度的比较

由图 1(a)–(c) 中的实验点可知, 在该几何条件下所得到的 TDCS 随  $\theta_b$  的变化曲线仍呈双峰结构. 相对于  $k_0$  方向小于  $90^\circ$  的散射峰为 binary 峰, 而在该峰的反方向处出现的峰为 recoil 峰. 并且 binary 峰高而窄; recoil 峰仅呈现出低而宽的锥形, 且 recoil 峰的相对强度随着  $\theta_a$  的增加而减小. 由图中的理论

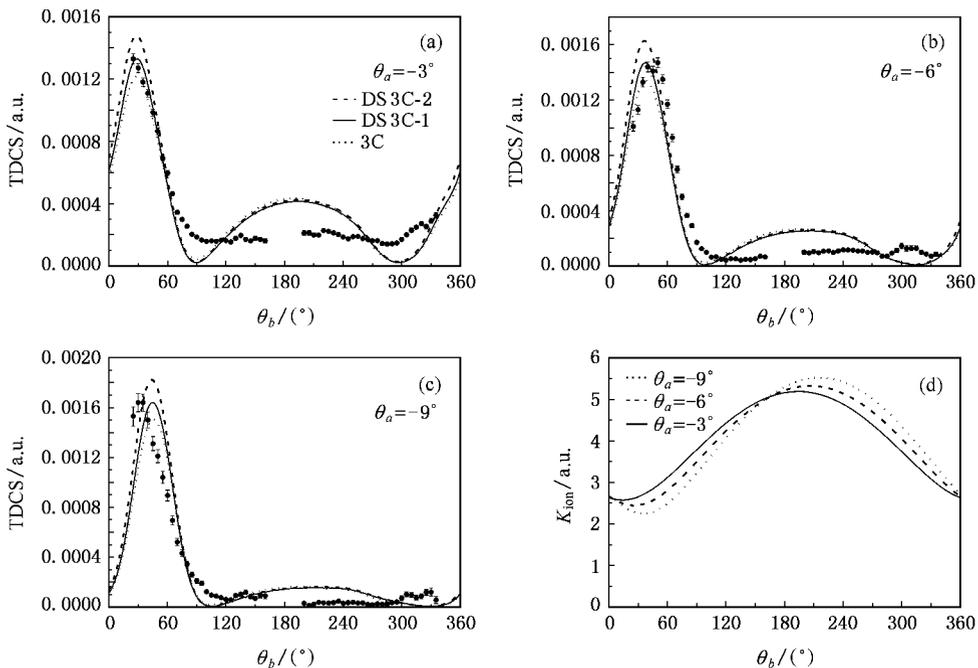


图 1 (a)–(c) 为  $E_i = 729.6 \text{ eV}$ ,  $E_b = 205 \text{ eV}$ ,  $\theta_a = -3^\circ$ ,  $-6^\circ$ ,  $-9^\circ$  时共面、大能量损失小动量转移几何条件下电子离化 He 原子的 TDCS 随敲出电子出射角  $\theta_b$  变化的关系曲线: 一为 DS3C-1 结果, 一为 DS3C-2 结果, ... 为 3C 结果, 实心点为实验结果. (d) 为不同  $\theta_a$  下反冲动量  $K_{\text{recoil}}$  随  $\theta_b$  变化的关系曲线: 一为  $\theta_a = -3^\circ$ , 一为  $\theta_a = -6^\circ$ , ... 为  $\theta_a = -9^\circ$

曲线可以看到 DS3C-2 给出了稍强的 binary 峰, 3C 则给出了稍弱的 binary 峰, DS3C-1 给出的 binary 峰与实验点符合得最好. 以上 BBK 的三种理论结果所给出的 recoil 峰基本重合, 并且均稍强于实验点给出的 recoil 峰. 所以 BBK 的三种理论结果给出的 binary 峰与 recoil 峰的比率的差别仅体现在三者之间 binary 峰的微小差别上. 并且它们都与实验数据给出的 binary 峰与 recoil 峰的比率基本一致. 另外随着  $\theta_a$  的增加, 即动量转移的增加, 理论结果和实验数据所呈现的 binary 峰与 recoil 峰的比率也在增加.

### 3.2. 双峰角分布

从图 1(a)–(c) 中理论结果所得曲线来看, 3C, DS3C-1, DS3C-2 所给出的 binary 峰和 recoil 峰的位置基本相同. 当  $\theta_a = -3^\circ, -6^\circ, -9^\circ$  时, binary 峰分别出现在  $\theta_b = 29^\circ, 38^\circ, 45^\circ$  处, recoil 峰分别出现在  $\theta_b = 194^\circ, 206^\circ, 215^\circ$  处. 由此可见, 随着  $\theta_a$  的增大, 双峰位置偏离  $k_0$  的方向越远 ( $\theta_b$  越大), 理论曲线呈现出很强的规律性.

从图 1(a)–(c) 中实验结果来看, 实验点给出了较清晰的 binary 峰, 而 recoil 峰仅呈现出低而宽且不连续的雏形, 所以就 recoil 峰来说很难判断其准确位置. 由图可见, 当  $\theta_a = -3^\circ, -6^\circ, -9^\circ$  时, 实验给出的 binary 峰分别出现在  $\theta_b = 25^\circ, 50^\circ, 35^\circ$  处. 我们尤其注意到, 在  $\theta_a = -6^\circ$  时 binary 峰的位置偏离  $k_0$  的方向最远 ( $\theta_b$  最大), 而当  $\theta_a = -9^\circ$  时, binary 峰的位置与  $\theta_a = -6^\circ$  时相比  $\theta_b$  反而变小了, 这与理论曲线中所给出的双峰位置随  $\theta_a$  增大而呈现出的规律性变化并不一致. 为了对理论与实验之间的这种差异进行研究, 我们参考了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<sup>[20]</sup>, 以及其他几何条件下理论和相应的实验结果<sup>[19]</sup>, 发现各种情况下呈现出的 binary 峰位置随  $\theta_a$  增大而增大的规律性从来没有被破坏过. 由此我们怀疑上述差异可能是由于在  $\theta_a = -6^\circ$  时实验测量的不准确造成的, 关于这一点还有待于实验工作者在这一几何条件下作进一步的测量, 以给出判决性评判.

由 binary 峰和 recoil 峰产生机理可知, 核的反冲动量的大小, 直接影响到双峰的位置及其变化规律<sup>[19]</sup>. 为了从本质上揭示双峰位置变化的规律性, 有必要对核的反冲动量进行深入研究. 为此我们定

义靶的动量转移为  $q = k_0 - k_1$ , 其相对于  $k_0$  方向的夹角为  $\theta_q$ , 设 ( $e_2e$ ) 反应中核的反冲动量为  $k_{\text{ion}}$ , 则由动量守恒可得

$$k_{\text{ion}} = k_0 - k_1 - k_2 = q - k_2. \quad (19)$$

由 (19) 式可以得到  $k_{\text{ion}}$  与  $\theta_b$  的关系式

$$k_{\text{ion}} = \sqrt{q^2 + k_2^2 - 2qk_2 \cos\theta'}, \quad (20)$$

$$\theta' = \theta_b - \arcsin\left(\frac{k_1 \sin\theta_a}{q}\right). \quad (21)$$

图 1(d) 中给出了在  $\theta_a = -3^\circ, -6^\circ, -9^\circ$  时核的反冲动量  $k_{\text{ion}}$  随  $\theta_b$  变化的关系曲线. 由图可见, 在各种  $\theta_a$  下,  $k_{\text{ion}}$  随  $\theta_b$  的变化曲线均出现一个峰、谷结构. 当  $\theta_a = -3^\circ, -6^\circ, -9^\circ$  时  $k_{\text{ion}}$  最小值位置依次出现在  $\theta_b = 14^\circ, 26^\circ, 35^\circ$ , 它与实验数据给出的  $\theta_q$  值完全符合<sup>[20]</sup>, 由 binary 峰产生机理可知该峰应该出现在  $\theta_b = \theta_q$  处, 即  $q$  方向, 所以  $k_{\text{ion}}$  最小值所在位置应该与 binary 峰的位置相对应;  $k_{\text{ion}}$  的最大值位置依次出现在  $\theta_b = 194^\circ, 206^\circ, 215^\circ$ , 即  $\theta_b = 180^\circ + \theta_q$ . 由 recoil 峰产生机理可知该峰应该出现在  $\theta_b = 180^\circ + \theta_q$  处, 即  $-q$  方向, 所以  $k_{\text{ion}}$  最大值所在位置应该与 recoil 峰的位置相对应. 此外, 我们看到,  $k_{\text{ion}}$  最小值和最大值所在位置  $\theta_b$  均随着  $\theta_a$  的增大而增大, 而这一变化规律与图 1(a)–(c) 中理论曲线给出的双峰角分布变化规律相一致, 这再次证明两峰的位置及其变化规律与核的反冲动量  $k_{\text{ion}}$  有直接关系.

但仔细比较图 1(d) 中在各种  $\theta_a$  的取值下  $k_{\text{ion}}$  的峰、谷位置和图 1(a)–(c) 中相应的 recoil 峰和 binary 峰的位置, 我们发现当  $\theta_a = -3^\circ, -6^\circ, -9^\circ$  时理论曲线给出的 recoil 峰位置与  $k_{\text{ion}}$  最大值位置是完全相同的, 即 recoil 峰准确出现在相应的  $-q$  方向. 但理论曲线和实验数据给出的 binary 峰位置与  $k_{\text{ion}}$  最小值位置并不完全相同, 即 binary 峰并不准确出现在相应的  $q$  方向, 而是向着偏离  $k_0$  方向发生错位. 当  $\theta_a = -3^\circ, -6^\circ, -9^\circ$  时理论曲线给出的 binary 峰位置与  $\theta_q$  的错位分别为  $15^\circ, 12^\circ, 10^\circ$ ; 当  $\theta_a = -3^\circ, -9^\circ$  时实验数据给出的 binary 峰位置与  $\theta_q$  的错位分别为  $11^\circ, 0^\circ$ . 可见这种错位随着  $\theta_a$  的增大而减小. 产生这种现象的原因可以解释如下.

首先, 如图 1(d) 所示, 在所有情况下  $k_{\text{ion}}$  在相应的  $\theta_b$  处出现的最小值并不为零, 即在形成 binary 峰的碰撞中并不完全是电子与电子的直接碰撞, 核也参与其中. 然而随着  $\theta_a$  的增大, 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.所以随着  $\theta_a$  的增大 binary 峰位置与  $\theta_q$  的错位越小.

其次,两个出射电子的排斥作用推动了敲出电子向着偏离  $k_0$  方向发生错位.随着  $\theta_a$  的增大两个出射电子排斥作用减小,这同样也造成了 binary 峰位置与  $\theta_q$  的错位随着  $\theta_a$  的增大而减小.

### 3.3. 3C 和 DS3C 理论曲线的比较与讨论

从图 1(a)–(c)中还可以看出 3C 和 DS3C 的结果在 recoil 峰处,几乎没有差异,但是在 binary 峰的大小上,有明显的差别,从而造成在这种高入射能的情况下,两峰的比率有一定的差别,这有点出乎我们的意料.

早期的研究表明:对 3C 波函数中索末菲参量的修正,反映了末态波函数中的动量相关效应.因此,从本质上来说,修正后得到的 DS3C 描述了由于第三个粒子的存在而对两体库仑波函数产生的影响,从而表示了三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽.一般来说,慢电子对剩余离子的屏蔽大于快电子对剩余离子的屏蔽<sup>[1]</sup>,而在本文的几何条件下两个出射电子的能量都比较大( $E_b = 205$  eV,  $E_a =$

729.6 – 205 – 24.47 = 500.1 eV)或者说它们的速度都比较快,所以它们对剩余离子的屏蔽度都比较小.因此,在本文所给几何条件下 3C 和 DS3C 得到的 TDCS 应该差别很小.是什么原因导致了在如此高入射能情况下 3C 和 DS3C 仍然有较大的差异呢?

为了对上述问题进行深入的研究,我们改变入射能,将  $\theta_a$  固定在  $-6^\circ$  不变,并保持入射能与敲出电子能量的比率不变,即  $E_i/E_b = 3.6$ ;在这个前提下,我们用 3C 和 DS3C 分别计算了入射能为 100 eV, 246 eV, 500 eV 和 1300 eV 时,电子入射离化 He 原子的 TDCS,所得结果如图 2 所示.

由图可见,当  $E_i = 100$  eV 时,3C 和 DS3C 的差异是明显的.而当  $E_i \geq 246$  eV,即入射能大于 10 倍阈值之后,3C 和 DS3C 的差异相对较小,且随着入射能的增大,两条曲线在 recoil 峰处几乎重合.但是我们注意到:在不同入射能时 3C 和 DS3C 在 binary 峰处的差异始终是存在的,并且这个差异并不随入射能的增大而减小.为什么会这样呢?仔细分析我们发现:在这种大能量损失和小动量转移几何条件下,两出射电子能量相差不大,在 binary 峰附近,散射和敲出电子夹角较小,所以两出射电子彼此间的作用明显的.因此,对索末菲参量修正的效果就明显的

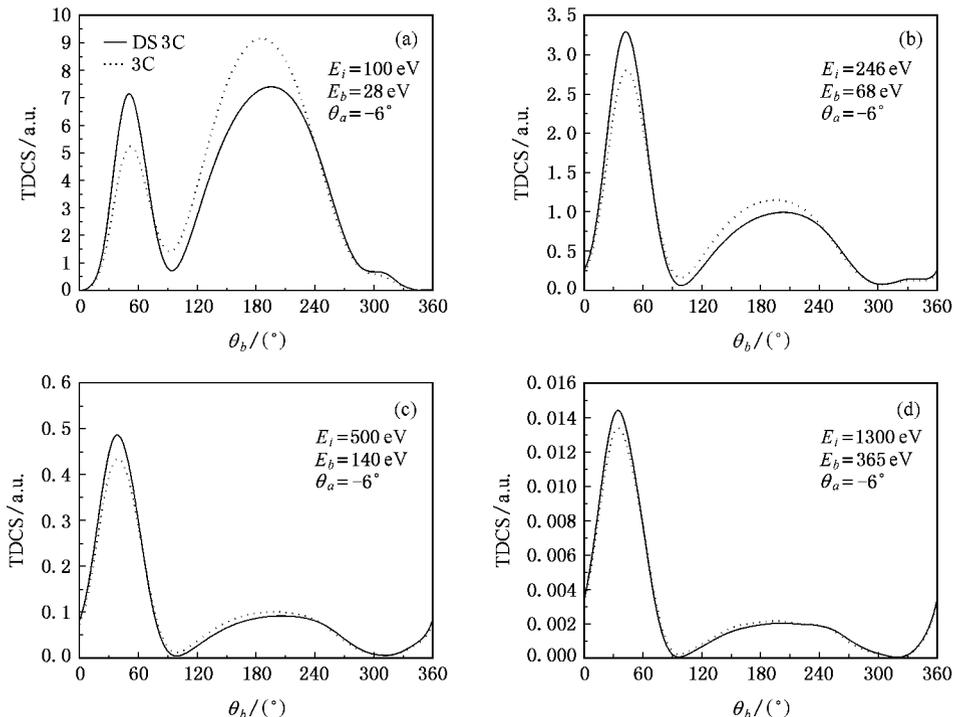


图 2  $\theta_a = -6^\circ$ ,  $E_i$  分别为 100 eV, 246 eV, 500 eV, 1300 eV 时对应的  $E_b$  分别为 28 eV, 68 eV, 140 eV, 365 eV 时共面、大能量损失小动量转移几何条件下电子离化 He 原子的 TDCS 随敲出电子出射角  $\theta_b$  变化的理论曲线, — 为 DS3C 结果, ... 为 3C 结果

显示出来,而在 recoil 峰处,两出射电子与剩余离子几乎在一条直线上,所以彼此间的屏蔽随入射能的增大而减小。

在早期的研究中我们知道<sup>[22]</sup>“Gamow”因子在低入射能时对截面的影响是十分明显的,而“Gamow”因子  $\exp(-\pi\alpha_{12}/2)$  是两个出射电子排斥作用大小的量度,所以作为上述解释的佐证,在图 3 中我们分别给出了这种特殊几何条件下 3C 和 DS3C 对应的“Gamow”因子随入射能的变化曲线。

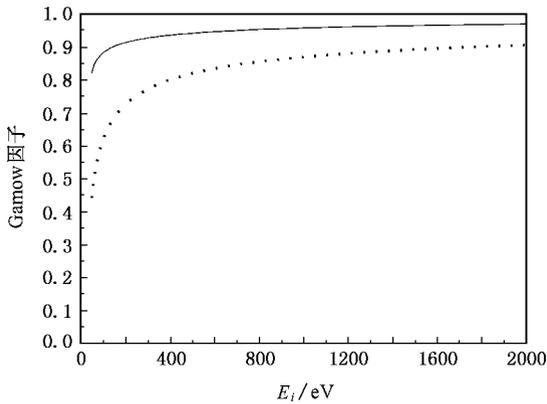


图 3 共面、大的能量损失小的动量转移几何条件下“Gamow”因子随入射能  $E_i$  的变化曲线(——为 DS3C 结果;.....为 3C 结果)

由图 3 可见,3C 给出的“Gamow”因子在  $0 < E_i < 300$  eV 区域内,随着  $E_i$  的降低而急剧衰减,也就是说其变化率很大,而 DS3C 给出的“Gamow”因子在相应的能量区域内随着  $E_i$  的降低衰减的相对较慢,

即其变化率小于 3C 给出的“Gamow”因子的变化率。这两种“Gamow”因子在这一能量区间内量值上相差较大,所以在图 2(a)和图 2(b)中 3C 和 DS3C 给出的 binary 峰和 recoil 峰有着明显的差别。

随着入射能  $E_i$  的增加,3C 和 DS3C 给出的“Gamow”因子的变化率趋于一致,两条曲线几乎平行,即两者的差别几乎趋于常数。正是这个原因导致了从图 2(c)到图 2(d),尽管入射能增加了 800 eV,但 3C 和 DS3C 给出的 binary 峰始终有一个明显的差别,并且随入射能的增加,这个差别减小的不明显;而 3C 和 DS3C 给出的 recoil 峰几乎完全重合,这些情况正好验证了上面对图 2 的分析结论。

## 4. 结 论

本文分别用 3C 和修正后的 DS3C 模型,系统地研究了共面、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  $\theta_b$  的变化关系,并与 Catoire 等人的实验结果进行了比较。发现 DS3C 给出的理论结果在 binary 峰和 recoil 峰的比率及双峰的角分布上与实验结果符合得较好,但仍然存在一定的偏差;在这种高入射能、大的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,对 3C 的修正仍然是有意义的。

衷心感谢陈长进博士通过 E-mail 从美国 Missouri 大学发来的最新实验数据。

- [1] Ge Z M, Zhou Y J, Lv Z W, Wang Z W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 519 (in Chinese) [葛自明、周雅君、吕志伟、王治文 2002 物理学报 **51** 519]
- [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] Brauner M, Briggs J S, Klar H 1989 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** 2265
- [5] Berakdar J, Briggs J S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3799
- [6] Berakdar J 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2314
- [7] Chen Z J, Shi Q C, Zhang S M, Chen J, Xu K Z 1997 *Phys. Rev. A* **56** R2514
- [8] Chen Z J, Zhang S M, Shi Q C, Chen J, Xu K Z 1997 *J. Phys.*

*B: At. Mol. Opt. Phys.* **30** 4963

- [9] Chen Z J 1998 *Chin. Phys.* **7** 167
- [10] Chen Z J, Ni Z X, Shi Q C, Xu K Z 1998 *Chin. Phys.* **7** 481
- [11] Zhang S M, Chen Z J, Xu K Z 1998 *Chin. J. Mol. Atom. Phys.* **15** 386 (in Chinese) [张穗萌、陈长进、徐克尊 1998 原子与分子物理学报 **15** 386]
- [12] Chen Z J, Xu K Z 1999 *Chin. Phys.* **8** 0331
- [13] Zhang S M, Chen Z J, Xu K Z 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 453 (in Chinese) [张穗萌、陈长进、徐克尊 1999 物理学报 **48** 453]
- [14] Zhang S M, Chen Z J, Xu K Z 1999 *Chin. J. Mol. Atom. Phys.* **16** 243 (in Chinese) [张穗萌、陈长进、徐克尊 1999 原子与分子物理学报 **16** 243]
- [15] Zhang S M, Chen Z J 1999 *Chin. Phys.* **8** 496
- [16] Zhang S M 2000 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33** 3545
- [17] Chen Z J, Xu K Z 2001 *Chin. Phys.* **10** 290

- [ 18 ] Zhang S M 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 690 ( in Chinese ) [ 张穗萌 2000 物理学报 **49** 690 ]
- [ 19 ] 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 ]
- [ 20 ] 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
- [ 21 ] Byron J R FW , Joachain C J 1966 *Phys. Rev* **146** 1
- [ 22 ] Zhang S M , Chen Z J , Shi Q C , Xu K Z 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 2320 ( in Chinese ) [ 张穗萌、陈长进、施启存、徐克尊 1997 物理学报 **46** 2320 ]

## A theoretical study on ( e 2e ) process for helium in large energy loss and close to minimum momentum transfer geometry \*

Yang Huan<sup>1)</sup> Gao Kuang<sup>1)</sup> Zhang Sui-Meng<sup>1 2)</sup>

<sup>1</sup> *College of Physics and Electrical Information , Anhui Normal University , Wuhu 241000 , China )*

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

( Received 20 November 2006 ; revised manuscript received 10 January 2007 )

### Abstract

The triple differential cross section for electron impact ionization of helium in the special geometry of coplanar large energy loss and close to minimum momentum transfer are calculated by use of BBK model and modified BBK model. The structure of the cross section is discussed. The results of the present work are compared with current experimental data. It is found that both BBK and modified BBK models are in good agreement with the experimental results of binary-to-recoil peak ratio and their angular distribution.

**Keywords** : binary peak , recoil peak , energy loss , momentum transfer

**PACC** : 3480D , 3450H

\* Project supported by the Foundation for Major Research Program of Education Department of Anhui Province ( Grant No. ZD2007002-1 ) by the Key Subject Foundation of Atomic and Molecular Physics of Anhui Province , by the Natural Science Foundation of Anhui Province ( Grant No. 03406203 ) and by the Foundation for University Talented Persons of Anhui Province , China ( Grant No. [ 2003 ] 022 ) .