

电子垂直入射电离氦原子碰撞机理的理论研究

杨欢 张穗萌 邢玲玲 吴兴举 赵敏福

A theoretical study on collision mechanisms for low energy electron impact ionization of helium in the perpendicular geometry

Yang Huan Zhang Sui-Meng Xing Ling-Ling Wu Xing-Ju Zhao Min-Fu

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), **66**, 073401 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.073401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.073401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[Cd<sup>+</sup> 离子 5s<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>→5p<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub> 电子碰撞激发截面和退激辐射光子极化度的理论研究](#)

[Theoretical study on electron-impact excitation cross section and polarization for 5s<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub> → 5p<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub> of Cd](#)

物理学报.2015, 64(23): 233401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.233401>

[共面双对称条件下电子碰撞 Ar 原子单电离的一阶扭曲波 Born 近似](#)

[First-order distorted wave Born approximation for single ionization of Ar by electron impact in a coplanar doubly symmetric geometry](#)

物理学报.2014, 63(15): 153401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.153401>

[屏蔽效应对氦原子 \(e,2e\) 反应中二重微分截面和单微分截面的影响](#)

[Influence of screening effect on double differential cross section and single differential cross section for \(e, 2e\) process of helium](#)

物理学报.2013, 62(18): 183402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.183402>

[共面不对称条件下低能电子碰撞电离 Ar\(3p\) 的三重微分截面](#)

[Triple differential cross section for the ionization of Ar\(3p\) by low-energy electron impact in the coplanar asymmetric geometry](#)

物理学报.2013, 62(18): 183401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.183401>

[CSR 上 C<sup>6+</sup> 脉冲束激发 Au 靶的 X 射线辐射](#)

[X-ray emission of C<sup>6+</sup> pulsed ion beams of CSR impacting on Au target](#)

物理学报.2013, 62(17): 173401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.173401>

## 电子垂直入射电离氦原子碰撞机理的理论研究\*

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

1) (皖西学院实验实训教学管理部, 六安 237012)

2) (皖西学院原子分子与光学应用研究中心, 六安 237012)

3) (皖西学院电气与光电工程学院, 六安 237012)

(2016年10月27日收到; 2017年1月7日收到修改稿)

用3C模型和修正后的3C模型在低能、两个出射电子等能分享几何条件下, 对电子垂直入射碰撞电离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了比较, 系统研究了(e, 2e)反应中各种屏蔽效应对氦原子三重微分散射截面的影响, 同时对截面中形成各峰的碰撞机理做了详细的探讨. 研究表明: 在入射能较低时, 各种屏蔽效应对氦原子的三重微分散射截面幅度以及角分布均存在一定影响, 并且形成各峰的碰撞机理直接影响截面的变化规律.

关键词: DS3C模型, 垂直入射, 屏蔽效应, 碰撞机理

PACS: 34.80.Dp, 34.50.Fa

DOI: 10.7498/aps.66.073401

## 1 引言

电子入射单电离原子的(e, 2e)反应中三重微分散射截面(TDCS)能够提供关于原子结构以及电子与原子碰撞动力学过程中大量有价值的信息, 因此得到了研究者的广泛关注. 在过去的十几年里, 随着实验研究在共面几何条件以及非共面几何条件(尤其是电子垂直入射几何条件)下不断取得进展, 不同的理论模型相继被用于研究上述几何条件下原子(e, 2e)反应的TDCS<sup>[1-7]</sup>. 其中在共面几何条件下, 依托丰富的实验数据, 理论研究者对TDCS的特征和碰撞机理进行了大量的研究并基本形成了统一的结论, 在这种几何条件下氢原子和氦原子(e, 2e)反应中的TDCS基本呈现双峰结构, 其中在动量转移方向出现的为binary峰, 它来自于入射电子与束缚电子的直接单次碰撞(又称binary碰撞); 在动量转移的反方向上出现的为recoil峰,

它的碰撞机理为入射电子与束缚电子碰撞后直接出射, 碰后的束缚电子继而与核发生弹性散射并沿动量转移的反方向出射. 然而, 与共面几何条件相比, 非共面几何条件下实验数据相对稀缺, 理论研究也相对较少, 并且理论研究者对非共面几何条件下原子(e, 2e)反应TDCS中形成各峰的碰撞机理存在着不同的观点<sup>[8-10]</sup>. 另外由于实验数据的缺乏, 至今未见在低入射能, 非共面几何条件(尤其是电子垂直入射几何条件)下对He原子(e, 2e)反应TDCS中形成各峰的碰撞机理进行系统研究的报道.

最近Nixon等<sup>[11]</sup>完成了低入射能(入射电子能量高于氦原子阈值能量3 eV到80 eV)电子垂直入射, 两个出射电子等能分享几何条件下氦原子(e, 2e)反应中TDCS的测量工作. 我们知道, 当入射电子能量较低时, 反应过程中的各种效应都将打开, 这项工作的完成为我们详细研究垂直入射几何条件下TDCS中形成各峰的碰撞机理以及各种效

\* 安徽省高等学校省级自然科学研究重点项目(批准号: KJ2016A749)、安徽省自然科学基金青年项目(批准号: 1408085QA13)、安徽省教育厅自然科学研究重点项目(批准号: KJ2012A275)和安徽省教育厅自然科学研究重点项目(批准号: KJ2013A260)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hyang@wxc.edu.cn

应对 TDCS 的贡献提供了有效途径, 而这些内容正是本文研究的目的所在.

本文运用 3C 模型<sup>[12]</sup>和修正后的 3C 模型<sup>[13]</sup>(又称 DS3C 模型)对入射能从 27.6 eV 到 104.6 eV 电子垂直入射、两个出射电子等能分享几何条件下氦原子 (e, 2e) 反应的 TDCS 进行了理论计算, 研究了各种屏蔽效应对 TDCS 的贡献, 并对 TDCS 中形成各峰的碰撞机理进行了深入的分析 and 探讨.

## 2 理论计算

### 2.1 3C 模型与 DS3C 模型

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  $\mathbf{k}_2$ . 那么在原子单位中这一 (e, 2e) 过程的 TDCS 为

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

其中,  $T_{\text{fi}}$  为转换矩阵元, 被定义为

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

系统的初态波函数  $\phi_i$  可取为入射电子波函数与基态 He 原子波函数的乘积, 即

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

$\varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$  为 He 原子基态波函数, 它可写成两个束缚电子波函数的乘积, 即

$$\varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \varphi(\mathbf{r}_2)\varphi(\mathbf{r}_3). \quad (4)$$

在本文方程(4)中, 束缚电子波函数用 Hartree-Fock 拟合解<sup>[14]</sup>, 即

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} (g_a e^{-\lambda_a r} + g_b e^{-\lambda_b r}), \quad (5)$$

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

$$\psi_{\text{f}}^-(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \phi_{\text{f}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\phi_{\text{ion}}(\mathbf{r}_3). \quad (6)$$

两个出射电子波函数  $\phi_{\text{f}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  由 Brauner-Briggs-Klar 波函数<sup>[12]</sup>给出:

$$\phi_{\text{f}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = M e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1} e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2} \chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (7)$$

式中, 常量  $M$  为

$$M = \frac{1}{(2\pi)^3} \exp \left[ -\frac{\pi}{2} (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_{12}) \right] \times \Gamma(1 - i\alpha_1) \Gamma(1 - i\alpha_2) \times \Gamma(1 - i\alpha_{12}), \quad (8)$$

$\chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$

$$= \prod_{j=1}^2 {}_1F_1[i\alpha_j; 1; -i(k_j r_j + \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}_j)] \times {}_1F_1[i\alpha_{12}; 1; -i(k_{12} r_{12} + \mathbf{k}_{12} \cdot \mathbf{r}_{12})], \quad (9)$$

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

$$\alpha_1 = -\frac{Z}{k_1}, \quad \alpha_2 = -\frac{Z}{k_2}, \quad \alpha_{12} = \frac{1}{2k_{12}}, \quad (10)$$

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 函数<sup>[12]</sup>, 相应的模型称为 3C 模型. 3C 波函数中的三个库仑函数是彼此独立的, 它使得末态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.

但在实际情况中, 尤其是在低入射能几何条件下, 末态第三个粒子必然对另外两粒子之间的库仑相互作用产生影响, 为此我们曾经在非对称几何条件下对 3C 模型中的索末菲参量(即(10)式)进行了修正<sup>[13]</sup>, 得到了任意几何条件下的索末菲参量(修正的索末菲参量):

$$\beta_1 = -\frac{1}{k_1} \left\{ Z - \frac{2k_{12}k_1^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right]^2 \right\}, \quad (11)$$

$$\beta_2 = -\frac{1}{k_2} \left\{ Z - \frac{2k_{12}k_2^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right]^2 \right\}, \quad (12)$$

$$\beta_{12} = \frac{1}{2k_{12}} \left( 1 - \frac{4k_{12}^2}{(k_1 + k_2)^3} \left\{ k_1 \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right] + k_2 \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right] \right\}^2 \right), \quad (13)$$

$$\xi(k_i) = \cos^{-1} \left[ \frac{k_i}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}} \right]. \quad (14)$$

上面的这种修正考虑了末态由于第三个粒子的存在而对两体库仑波函数产生的影响, 也就是说考虑了末态三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽(末态动力学屏蔽效应). 由上述  $\beta_i (i = 1, 2, 12)$  得到的末态波函数称为 DS3C 波函数, 相应的模型称为 DS3C 模型.

在本文所研究的对称几何条件下, 上述修正后的索末菲参量  $\beta_i (i = 1, 2, 12)$  可还原为 Berakdar 等 [15] 给出的形式:

$$\beta_1 = \beta_2 = -\frac{Z - \sin \theta/4}{k_1}, \quad (15)$$

$$\beta_{12} = -\frac{1 - \sin^2 \theta}{2k \sin \theta}, \quad (16)$$

$$\theta = \frac{\arccos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2)}{2}. \quad (17)$$

为了计算非共面几何条件下电子入射离化氦原子的 TDCS, 必须将实验中的枪角  $\psi$  (当电子垂直入射时,  $\psi = 90^\circ$ ) 和散射角  $\xi$  转化成理论计算中的散射角  $\theta$  和相对方位角  $\varphi$ , 我们已经在前期工作中完成推导 [16], 这里不再赘述. 转化公式如下:

$$\cos \theta = \cos \psi \cos \xi, \quad (18)$$

$$\cot \frac{\varphi}{2} = \cot \xi \sin \psi. \quad (19)$$

### 2.2 有效电荷的解析表示

我们以前在处理中、高能电子入射氦原子 ( $e, 2e$ ) 反应问题时, 通常认为末态  $\text{He}^+$  中核外电子能够完全屏蔽氦核, 因此将索末菲参量中的  $Z$  取为 1.

而在实际碰撞过程中, 剩余  $\text{He}^+$  中核外电子不可能完全屏蔽氦核,  $Z$  的值不能再取为 1. 因此, 如果考虑末态  $\text{He}^+$  中核外电子的屏蔽效应, 需要把索末菲参量中  $Z$  用有效电荷  $Z_{\text{He}^+}$  代替, 在本文中有效电荷采用 Berakdar 等 [17] 提出的形式:

$$Z_{\text{He}^+} = 1 + a \exp(-bE_i), \quad (20)$$

其中  $a = 0.5052$ ,  $b = 2.5496$ ,  $a$  和  $b$  两个参数是通过绝对测量实验数据进行拟合而得到的 [17],  $E_i (i = 1, 2)$  为散射电子与敲出电子的能量, 在本文所探讨的两个出射电子等能分享几何条件下,  $E_1 = E_2$ .

本文将 DS3C 模型所用索末菲参量 (即 (15) 式) 中  $Z$  用上述有效电荷  $Z_{\text{He}^+}$  代替而得到的理论计算结果记为 DS3C- $Z$ .

### 3 结果与讨论

实验和理论结果如图 1—图 3 所示,  $\phi$  为两个出射电子之间的夹角. 由于 Nixon 等 [11] 对氦原子 TDCS 进行的是相对测量, 所以图中的理论计算结果均以 DS3C- $Z$  为标准做了归一化处理.

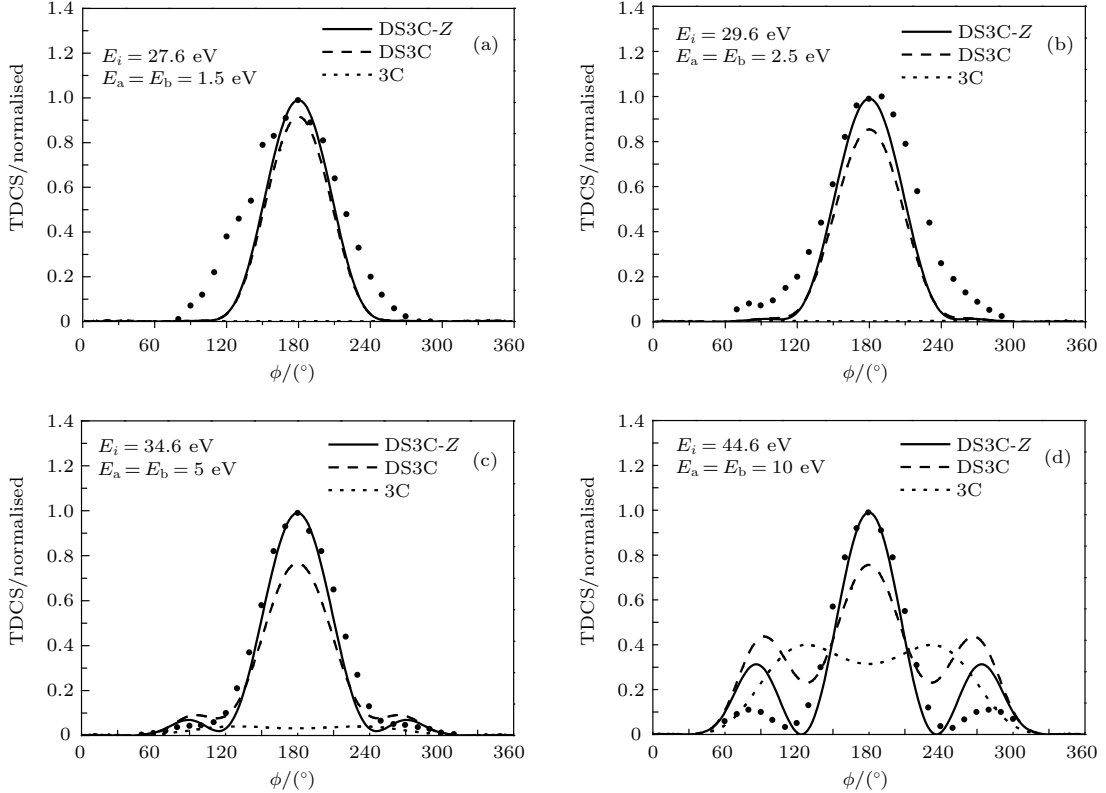


图 1 电子垂直入射、两个出射电子等能分享几何条件下氦原子 TDCS 随  $\phi$  的变化关系 (实心点为实验结果 [11])  
 Fig. 1. The TDCS as a function of  $\phi$  for electron impact ionization of helium in the perpendicular geometry and the outgoing electrons having equal energies (the solid circle represents experimental data) [11].

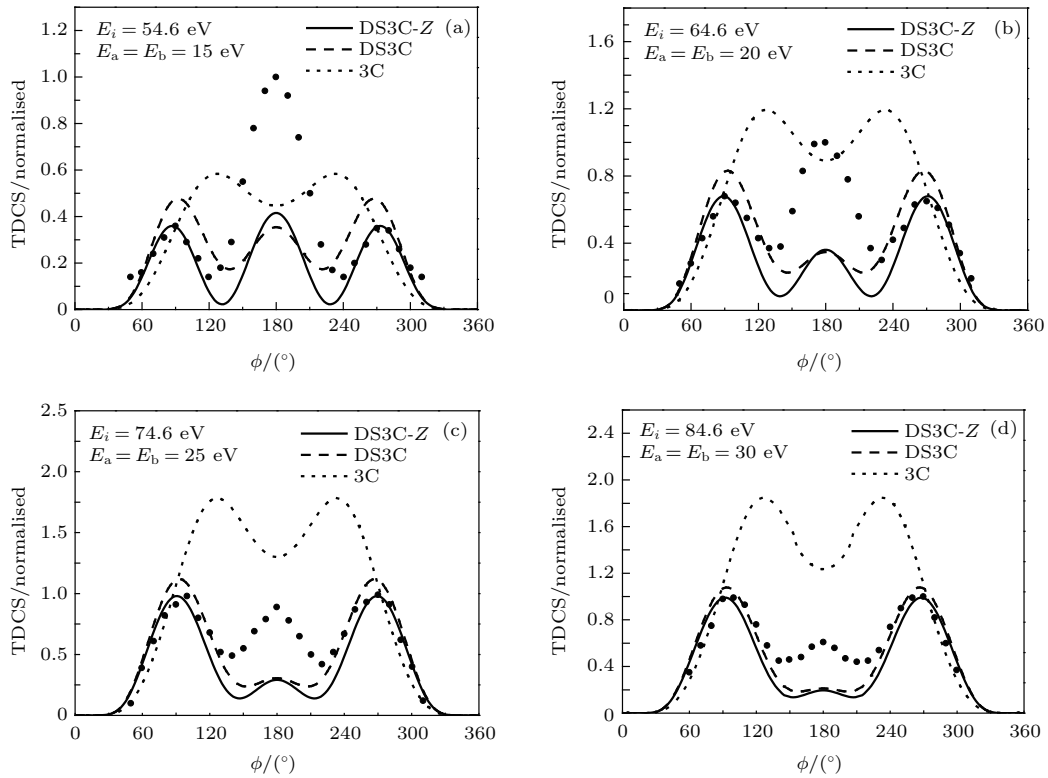


图2 电子垂直入射、两个出射电子等能分享几何条件下氦原子 TDCS 随  $\phi$  的变化关系 (实心点为实验结果)<sup>[11]</sup>  
 Fig. 2. The TDCS as a function of  $\phi$  for electron impact ionization of helium in the perpendicular geometry and the outgoing electrons having equal energies (the solid circle represents experimental date)<sup>[11]</sup>.

### 3.1 末态库仑系统间的动力学屏蔽效应对三重微分散射截面的影响

如图1(a)和图1(b)所示, 当入射能  $E_i$  为 27.6 eV 以及 29.6 eV 时, 实验数据仅在  $\phi = 180^\circ$  处给出了单峰结构(中间峰). 如图1(c)和图1(d), 图2 以及图3所示, 当入射能由 34.6 eV 增加到

94.6 eV 的过程中, 实验数据所给出的 TDCS 在  $\phi = 90^\circ$  和  $\phi = 270^\circ$  附近分别呈现单峰(两边峰)结构, 这两个单峰在中间峰两侧对称分布; 并且随着入射电子能量的增加, 中间峰的相对幅度在逐渐减小, 两边峰的相对幅度在逐渐增强. 当入射能增加到 104.6 eV 时, 实验数据给出的中间峰基本消失, 这时 TDCS 呈现双峰结构.

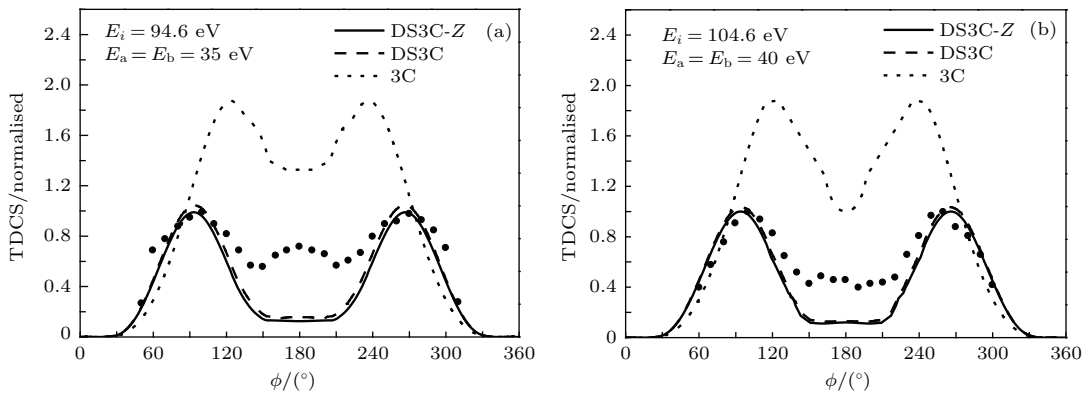


图3 电子垂直入射、两个出射电子等能分享几何条件下氦原子 TDCS 随  $\phi$  的变化关系 (实心点为实验结果)<sup>[11]</sup>  
 Fig. 3. The TDCS as a function of  $\phi$  for electron impact ionization of helium in the perpendicular geometry and the outgoing electrons having equal energies (the solid circle represents experimental date)<sup>[11]</sup>.



由图 1 可见, 当入射能为 27.6 eV 以及 29.6 eV 时, 3C 模型计算结果始终没有给出有意义的 TDCS 结构, 当入射能等于 34.6 eV 时, 3C 模型开始给出了清晰的三重微分散射截面, 但是该截面结构以及幅度严重偏离实验结果. 与 3C 模型相比, 在  $E_i \leq 34.6$  eV 时, DS3C 模型所给出的 TDCS 结构与实验数据符合得较好. 我们知道, DS3C 模型是在 3C 模型的基础上进一步考虑了末态任意两个库仑系统间的动力学屏蔽效应. 上述现象表明: 在入射能低于 34.6 eV 时, 末态库仑系统间的动力学屏蔽效应对截面的结构起着决定性的作用.

如图 1 (d)、图 2 以及图 3 所示, 当  $E_i \geq 44.6$  eV 时, 3C 模型给出的截面幅度虽有明显提升, 但是所给出的 TDCS 却呈现明显的双峰结构, 始终没有对中间峰给出合理的描述, 与实验数据明显不符; 另外在各种几何条件下 3C 模型所给出的两边峰相对幅度以及角分布也与实验数据相差较大. 与 3C 模型相比, 当入射能由 44.6 eV 增加到 84.6 eV 的过程中, DS3C 模型除了给出了与实验数据更加符合的两边峰相对幅度以及角分布外, 还在  $\phi = 180^\circ$  处给出了清晰的中间峰结构, 并且随着入射能的增加, 中间峰相对幅度在逐渐减小, 两边峰相对幅度在逐渐增加, 与实验数据呈现出的规律性相一致; 但是 DS3C 模型所给出的中间峰与两边峰幅度的比率与实验数据存在一定差异, 并且这种差异在随入射能的增加而减小. 如图 3 所示, 当  $E_i \geq 94.6$  eV 时, DS3C 模型所给出的 TDCS 中间峰基本消失, 整个截面呈现双峰结构, 并且所给出的两边峰角分布以及相对幅度与实验数据符合得很好.

综上所述, 与 3C 模型相比, 在本文所探讨的各种几何条件下, DS3C 模型均给出了与实验数据更加符合的 TDCS 结构. 上述 3C 模型与 DS3C 模型给出理论结果之间的差异表明: 末态库仑系统间的动力学屏蔽效应直接影响 TDCS 的结构, 并且在低入射能时这种影响更加显著; 此外, 这种屏蔽效应可对两边峰的角分布以及相对幅度产生不可忽略的影响, 正是这种效应的存在使得 DS3C 模型所给出的理论结果与实验数据更加符合.

### 3.2 末态 He<sup>+</sup> 中核外电子屏蔽效应对三重微分散射截面的影响

如图 1 (a)—(c) 所示, 在入射能低于 44.6 eV 时, DS3C 模型所给结果以及考虑末态 He<sup>+</sup> 中核外电子

屏蔽效应后的 DS3C 模型所给结果 DS3C-Z 均给出了与实验数据相符的 TDCS; 与 DS3C 模型相比, DS3C-Z 给出的 TDCS 与实验数据更加符合. 如图 1 (d) 所示, 在入射能等于 44.6 eV 时, DS3C 模型给出的中间峰相对幅度、两边峰的角分布以及相对幅度均与实验数据有一定的差异; 与 DS3C 理论曲线相比, 此时 DS3C-Z 则有效地提升了中间峰的相对幅度, 降低了两边峰的相对幅度, 给出了与实验数据更加符合的理论结果, 尤其是在  $\phi = 120^\circ$  和  $\phi = 240^\circ$  附近 DS3C-Z 给出的深谷结构与实验数据符合得很好.

如图 2 所示, 在各种入射能下, DS3C 以及 DS3C-Z 均给出了清晰的三峰结构, 并且随着入射能的增加, 两种理论结果给出的中间峰相对幅度逐渐降低, 两边峰相对幅度逐渐增加, 使得中间峰与两边峰幅度的比率在逐渐减小, 与实验结果相一致. 但是两种理论结果给出的中间峰与两边峰幅度的比率与实验数据给出的结果均存在一定差异, 并且这种差异在随入射能的增加而减小. 另外我们发现, 随着入射能的增加, DS3C 与 DS3C-Z 给出的两条理论曲线逐渐重合.

如图 3 所示, 当  $E_i \geq 94.6$  eV 时, DS3C 以及 DS3C-Z 均给出了清晰的双峰结构, 并且 DS3C 与 DS3C-Z 给出的理论曲线基本重合, 而两条理论曲线与实验数据的差异也在随着入射能的增加而减小.

上述这些现象说明, 在入射能较低时, 末态 He<sup>+</sup> 中核外电子屏蔽效应对本文所讨论几何条件下氦原子 TDCS 中截面的幅度以及两边峰的角分布存在显著的影响, 随着入射能的增加, 这种影响在逐渐减弱, 当入射能高于 84.6 eV 时, 这种影响基本可以忽略.

### 3.3 碰撞机理的理论研究

通过上面的研究, 我们注意到, 电子垂直入射、两个出射电子等能分享几何条件下, 当  $34.6 \text{ eV} < E_i < 94.6 \text{ eV}$  时, 实验数据以及 DS3C-Z 给出的氦原子 TDCS 呈现三峰结构, 并且中间峰始终出现在  $\phi = 180^\circ$  处, 两边峰始终出现在  $\phi = 90^\circ$  和  $\phi = 270^\circ$  处, 这三个峰的出现位置并不随入射能以及两个出射电子能量的改变而发生变化. 那么形成这三个峰的微观碰撞机理到底是什么呢? Al-Hagan 等<sup>[18]</sup> 在研究电子垂直入射单电离氦原

子以及氢分子微分散射截面之间差异时对三峰的产生机理进行过分析和探讨, 结合研究结果可知中间峰来自于三次散射过程: 垂直入射的电子首先被靶核散射方向改变  $90^\circ$  进入到由两个出射电子方向所组成的探测平面, 然后入射电子与原子中的束缚电子发生直接碰撞, 碰撞后的束缚电子沿某一方向出射, 而入射电子则在靶核的散射作用下沿着与束缚电子出射方向相反的方向 ( $\phi = 180^\circ$ ) 出射. 两边峰来自于二次散射过程: 垂直入射的电子首先被靶核散射方向改变  $90^\circ$  进入到探测平面, 然后入射电子与原子中的束缚电子发生直接碰撞, 碰后两个电子沿相互垂直的方向 (彼此之间的夹角  $\phi$  为  $90^\circ$  或者  $270^\circ$ ) 直接出射. 下面我们就利用 DS3C-Z 模型对上述形成各峰的碰撞机理进行进一步的探讨.

根据中间峰的碰撞机理我们注意到, 在  $\phi = 180^\circ$  处中间峰的产生过程中, 入射电子与束缚电子经历了电子与电子的直接碰撞, 靶核相当于旁观者; 另外该峰的产生还与末态散射电子与靶核之间的库仑相互作用密不可分. 由此可以推断碰撞过程中靶核所获得的反冲动量  $k_{\text{ion}}$  的大小以及末态散射电子与靶核之间的相互作用强度对中间峰的产生存在重要影响; 在 DS3C-Z 模型中末态散射电子与靶核之间的相互作用强度是用  $\alpha_1$  来表征的. 因此为了对本文所研究几何条件下氦原子 TDCS 中间峰的产生机理及其变化规律进行研究, 在图 4(a) 中给出了入射能分别为 27.6, 44.6, 74.6, 104.6 eV 时  $k_{\text{ion}}$  随  $\phi$  变化的关系曲线, 图 4(b) 中给出了相应入射能下 DS3C-Z 模型中  $\alpha_1$  随  $\phi$  变化的关系曲线.

如图 4(a) 所示, 在各种入射能下,  $k_{\text{ion}}$  随  $\phi$  变化关系曲线均呈现一个深谷结构, 并且这一深谷恰好位于  $\phi = 180^\circ$  处 (即中间峰出现的位置), 也就是说当两个出射电子沿着相反的方向出射时, 靶核所获得的反冲动量最小, 此时入射电子与原子中的束缚电子发生直接碰撞的概率最大, 结合产生中间峰的碰撞机理可知, 这正是在  $\phi = 180^\circ$  处出现中间峰的重要原因之一. 除此以外, 由图 4(a) 还发现, 当入射能等于 104.6 eV 时, 在  $\phi = 180^\circ$  处靶核所获得的反冲动量也是最小, 因此在该处出现中间峰的概率非常大, 但是由图 3(b) 可见, 实验和理论数据在  $\phi = 180^\circ$  处并没有出现中间峰的结构, 这又该如何解释呢? 如图 4(b) 所示, 随着入射能的增加, 在  $\phi = 180^\circ$  处  $\alpha_1$  的绝对值在逐渐减小, 也就是说

末态散射电子与靶核之间的相互作用强度在减弱. 因此尽管入射能为 104.6 eV 时  $\phi = 180^\circ$  处靶核所获得的反冲动量  $k_{\text{ion}}$  是最小的, 但是末态散射电子与靶核之间的相互作用强度较弱, 不足以使散射电子沿着与束缚电子出射相反的方向出射, 从而使得当入射能等于 104.6 eV 时, 理论和实验数据给出的 TDCS 在  $\phi = 180^\circ$  处并没有呈现中间峰的结构.

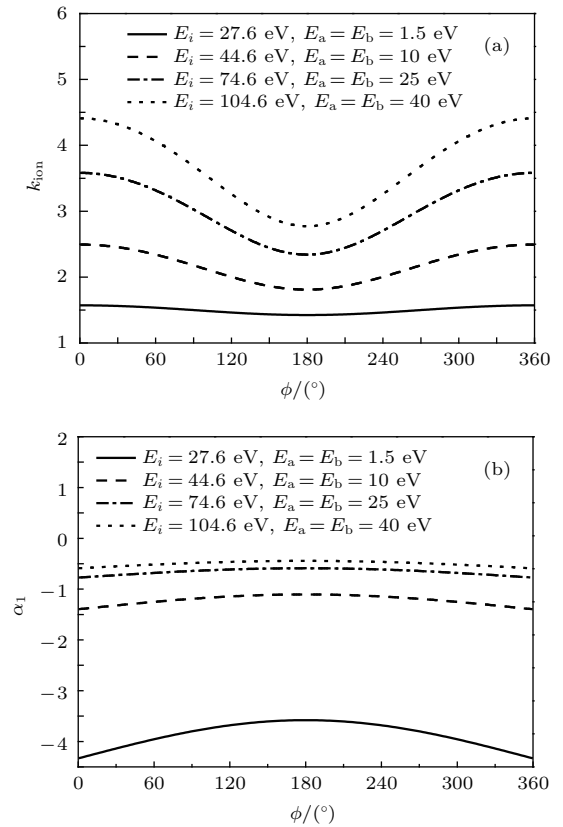


图 4 电子垂直入射、两个出射电子等能分享几何条件下  $k_{\text{ion}}$  以及  $\alpha_1$  随  $\phi$  的变化关系

Fig. 4. The  $k_{\text{ion}}$  and  $\alpha_1$  as a function of  $\phi$  for electron impact ionization of helium in the perpendicular geometry and the outgoing electrons having equal energies.

根据两边峰的碰撞机理我们知道, 在  $\phi = 90^\circ$  和  $\phi = 270^\circ$  处两边峰的产生过程中, 入射电子与束缚电子发生直接碰撞后, 两个电子沿相互垂直的方向直接出射, 因此碰撞过程中靶核所获得的反冲动量  $k_{\text{ion}}$  的大小以及两个出射电子所受库仑场作用的强弱都对两边峰的产生存在重要影响. 如图 4(a) 所示, 在各种入射能下,  $k_{\text{ion}}$  随  $\phi$  变化的关系曲线中并没有在  $\phi = 90^\circ$  和  $\phi = 270^\circ$  处给出最小值, 两个电子发生直接碰撞的概率并非最大, 但是由图 1—图 3 可见, 实验和理论结果却在入射能高于 34.6 eV 时在  $\phi = 90^\circ$  和  $\phi = 270^\circ$  处给出了清

晰的两边峰结构, 并且两边峰的相对幅度在随入射能的增加而增强, 造成这一现象的原因又是什么呢? 为了对两边峰的产生及其变化规律进行进一步的探讨, 图5给出了末态 He<sup>+</sup> 的有效电荷  $Z_{\text{He}^+}$  随入射电子能量变化的关系曲线. 如图5所示, 当  $E_i < 34.6$  eV 时, 末态 He<sup>+</sup> 的电荷  $Z_{\text{He}^+}$  明显大于 1, 这时末态 He<sup>+</sup> 中核外电子的屏蔽效应较弱, 库仑场较强, 两个出射电子因受库仑场影响而不能近似看作是直接碰撞, 从而使得在  $E_i < 34.6$  eV 时实验和理论数据给出的 TDCS 并没有出现清晰的两边峰结构. 如图5所示, 当  $E_i > 34.6$  eV 时, 随着入射电子能量的增加, He<sup>+</sup> 的有效电荷  $Z_{\text{He}^+}$  越接近 1, 末态 He<sup>+</sup> 中核外电子的屏蔽效应渐强, 库仑场渐弱; 另外, 随着入射电子能量的增加, 两个出射电子的能量也随之增加, 它们所受库仑场的影响也逐渐减小. 这些原因使得当  $E_i > 34.6$  eV 时, 随着入射能的增加, 在  $\phi = 90^\circ$  和  $\phi = 270^\circ$  处入射电子与束缚电子的碰撞越可近似看作是直接碰撞, 碰后两个电子基本不受库仑场的各种影响而直接出射, 从而使得实验和理论结果在  $\phi = 90^\circ$  和  $\phi = 270^\circ$  处逐渐给出了两边峰的结构, 并且随着入射能的增加, 两边峰的相对幅度在增强.

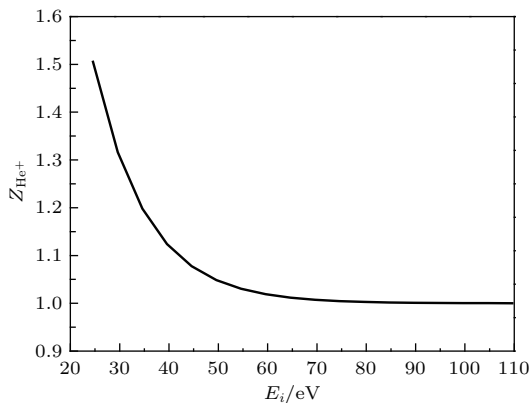


图5  $Z_{\text{He}^+}$  随入射电子能量  $E_i$  变化的关系

Fig. 5. The electric charge  $Z_{\text{He}^+}$  as a function of incident energy  $E_i$ .

## 4 结 论

通过运用 3C 模型, DS3C 模型以及 DS3C-Z 模型对本文所探讨的低能电子垂直入射几何条件下氦原子 (e, 2e) 反应中的 TDCS 进行研究, 我们发现: 在入射能较低时, 末态库仑系统间的动力学屏

蔽效应直接影响 TDCS 的结构; 末态 He<sup>+</sup> 中核外电子屏蔽效应对氦原子的 TDCS 中截面的幅度以及两边峰的角度分布同样存在显著的影响. 当入射能高于 84.6 eV 时, 末态 He<sup>+</sup> 中核外电子屏蔽效应对氦原子 TDCS 中截面的影响基本可以忽略, 但是末态库仑系统间的动力学屏蔽效应对两边峰角分布以及相对幅度的影响却必须考虑. 另外, 通过利用 DS3C-Z 模型对本文所探讨几何条件下形成各峰的碰撞机理进行的探讨结果表明, 中间峰产生于三次散射过程, 两边峰产生于二次散射过程, 这种碰撞机理直接影响各峰的产生及其变化规律.

## 参考文献

- [1] Harris A L, Esposito T P 2015 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48** 215201
- [2] Bray I, Guillole C J, Kadyrov A S, Fursa D V, Stelbovics A T 2014 *Phys. Rev. A* **90** 022710
- [3] Abdel-Naby S A, Pindzola M S, Pearce A J, Ballance C P, Loch S D 2015 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48** 025203
- [4] Kate L, Nixon, Murray A J 2013 *Phys. Rev. A* **87** 022712
- [5] Cappello C D, Hmouda B, Naja A, Gasaneo G 2013 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **46** 145203
- [6] Yang H, Xing L L, Zhang S M, Wu X J, Yuan H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 183402 (in Chinese) [杨欢, 邢玲玲, 张穗萌, 吴兴举, 袁好 2013 物理学报 **62** 183402]
- [7] Rescigno T N, Baertschy M, Isaacs W A, McCurdy C W 1999 *Science* **286** 2474
- [8] Zhang X, Whelan C T, Walters H R J 1990 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **23** L173
- [9] Stelbovics A T, Bray I, Fursa D V, Bartschat K 2005 *Phys. Rev. A* **71** 052716
- [10] Colgan J, Pindzola M S, Childers G, Khakoo M A 2006 *Phys. Rev. A* **73** 042710
- [11] Nixon K L, Murray A J, Kaiser C 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 085202
- [12] Brauner M, Briggs J S, Klar H 1989 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** 2265
- [13] Zhang S M 2000 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33** 3545
- [14] Byron F W J, Joachain C J 1966 *Phys. Rev.* **146** 1
- [15] Berakdar J, Briggs J S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3799
- [16] Gao K, Yang H, Wu X J, Zhang S M 2008 *J. At. Mol. Phys.* **25** 0683 (in Chinese) [高矿, 杨欢, 吴兴举, 张穗萌 2008 原子与分子物理学报 **25** 0683]
- [17] Berakdar J, Briggs J S 1994 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** 4271
- [18] Al-Hagan O, Kaiser C, Madison D, Murray A J 2009 *Nat. Phys.* **5** 59



# A theoretical study on collision mechanisms for low energy electron impact ionization of helium in the perpendicular geometry\*

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

1) (*The Department of Experiment and Practical Training Management, West Anhui University, Liu'an 237012, China*)

2) (*Research Center of Atmos and Molecules and Optical Applications, West Anhui University, Liu'an 237012, China*)

3) (*School of Electrical and Optoelectronic Engineering, West Anhui University, Liu'an 237012, China*)

( Received 27 October 2016; revised manuscript received 7 January 2017 )

## Abstract

Under the condition of ten different incident energies ranging from 3 eV to 80 eV above the ionization potential of helium and the outgoing electrons having equal energies, by making use of 3C model and modified 3C model, the triple differential cross sections of electron-impact single ionization of the ground state of helium in the perpendicular geometry are calculated. The result is compared with corresponding experimental result to systematically investigate the influences of various screening effects on the triple differential cross sections for helium. The collision mechanisms of the triple differential cross sections are explored. The result shows that the effects of dynamic screening in the final state can directly affect the structures of the triple differential cross sections at lower incident energy, which will unavoidably affect the angular distribution and relative amplitude of side peaks at angles  $\phi = 90^\circ$  and  $\phi = 270^\circ$ . The screening effects of residual electron in the final state of  $\text{He}^+$  have a similar significant effect on the amplitude of triple differential cross section of helium and angular distributions and relative amplitudes of side peaks at angles  $\phi = 90^\circ$  and  $\phi = 270^\circ$ . When the incident energy is over 84.6 eV, the screening effect of residual electron in the final state of  $\text{He}^+$  has a slight effect on the amplitude of triple differential cross section, which can be overlooked. But the effects of dynamic screening in the final state on side peaks at angles  $\phi = 90^\circ$  and  $\phi = 270^\circ$  need considering. In addition, by taking advantage of DS3C-Z model, the results of collision mechanism of various peaks at angles  $\phi = 180^\circ$ ,  $\phi = 90^\circ$  and  $\phi = 270^\circ$  show that the middle peak at angle  $\phi = 180^\circ$  is produced by a process called triple scattering mechanism and then the side peaks at angles  $\phi = 90^\circ$  and  $\phi = 270^\circ$  are produced by a process called double scattering mechanism. Such a collision mechanism has a direct influence on the generation and variation law of triple differential cross sections.

**Keywords:** DS3C model, perpendicular geometry, screening effects, collision mechanisms

**PACS:** 34.80.Dp, 34.50.Fa

**DOI:** 10.7498/aps.66.073401

---

\* Project supported by the Key Projects of Anhui Provincial Department of Education, China (Grant No. KJ2016A749), the Anhui Provincial Natural Science Foundation, China (Grant No. 1408085QA13), the Foundation for Key Research Program of Education Department of Anhui Province, China (Grant No. KJ2012A275), and the Foundation for Key Research Program of Education Department of Anhui Province, China (Grant No. KJ2013A260).

† Corresponding author. E-mail: [hyang@wxc.edu.cn](mailto:hyang@wxc.edu.cn)