

# 屏蔽效应对氦原子 ( $e, 2e$ ) 反应中二重微分散射截面和单微分散射截面的影响\*

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

1) (皖西学院基础实验中心, 六安 237012)

2) (皖西学院机械与电子工程学院, 六安 237012)

3) (皖西学院材料与化工学院原子与分子物理研究所, 六安 237012)

(2013年5月1日收到; 2013年6月8日收到修改稿)

用 DS3C 模型计算了入射能为 32.5, 36.5, 40.7 eV 时电子入射单电离氦原子的二重微分散射截面, 并把计算结果与实验结果进行了比较, 对屏蔽效应进行了分析. 通过对二重微分散射截面在全空间的角度积分得到了电子入射单电离氦原子的单微分散射截面, 利用 3C 模型和 DS3C 模型计算了入射能为 32.5, 36.5, 40.7, 50 eV 时氦原子的单微分散射截面, 并把计算结果与实验结果进行了比较. 对截面的结构进行了分析, 并系统研究了交换效应对截面的贡献.

**关键词:** DS3C 模型, 二重微分散射截面, 单微分散射截面, 屏蔽效应

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

**DOI:** 10.7498/aps.62.183402

## 1 引言

电子入射单电离原子的 ( $e, 2e$ ) 反应已经成为研究原子内部以及碰撞过程中各种相互作用的重要途径之一. 由于 ( $e, 2e$ ) 反应过程中三重微分散射截面 (TDCS) 包含了碰撞电离过程中的大量信息, 在早期的研究中, 实验和理论研究者大多将注意力集中在 TDCS 的研究中. 但是, 电子入射单电离原子的 ( $e, 2e$ ) 反应中二重微分散射截面 (DDCS) 在不同能量时的角分布信息是辐射物理的基础, 而原子 ( $e, 2e$ ) 反应过程中单微分散射截面 (SDCS) 则提供了不同入射能时的敲出电子能量分布信息, 两者在等离子物理、天体物理和辐射物理的研究中都有十分重要的意义. 另外, DDCS 和 SDCS 也为我们提供了严格检验理论模型对于电离过程描述合理性的有效途径. 正因如此, 近十多年来 DDCS 和

SDCS 的研究引起了国内外学者的持续关注<sup>[1-13]</sup>. 在实验上已得到了不同几何条件下原子 ( $e, 2e$ ) 反应过程中 DDCS 以及 SDCS 的符合测量结果<sup>[1,6,8]</sup>. 不同的理论模型也相继被用于 DDCS, SDCS 的研究中. 尤其值得关注的是 Chen 和 Xu<sup>[2]</sup> 以及张穗萌等<sup>[10,11]</sup> 用 Brauner-Briggs-Klar (BBK) 模型 (又被称为 3C 模型) 计算了 He 原子的 DDCS; Röder 等<sup>[1]</sup>, Bray 等<sup>[6]</sup> 和 Schow 等<sup>[8]</sup> 分别用 CCC 模型 (convergent close-coupling calculation) 对 He 原子的 DDCS, SDCS 进行了实验和理论研究. 由 Bray 和 Stelbovics<sup>[14]</sup> 提出的 CCC 模型是通过波函数进行密耦合展开来得到精确的电离振幅矩阵元的方法. 这种模型被广泛用来处理原子物理学中的不同问题, 在各种几何条件下 CCC 模型给出的 TDCS, DDCS 以及 SDCS 理论计算结果均能够与实验数据很好地符合, 被认为是 ( $e, 2e$ ) 反应研究领域内最成功的理论模型之一.

\* 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) 和安徽省教育厅自然科学基金研究重点项目 (批准号: KJ2012A275) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hyang@wxc.edu.cn

由 Brauner 等<sup>[15]</sup>提出的 BBK 模型 (3C 模型) 是用严格的库仑波函数描述两个出射电子及两电子之间的关联, 并且满足三体末态束缚条件. 与 CCC 模型相比, 3C 模型求解方法简便、思路清晰. 然而早期的 3C 模型在低入射能时所给出的 TDCS 计算结果与实验测量结果并不符合, 随后 Berakdar 和 Briggs<sup>[16]</sup> 以及 Chen 等<sup>[17]</sup> 在考虑三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽 (DS) 的基础上对 3C 模型进行了修正, 修正后所得到的 DS3C 模型较好地解决了 3C 模型在低入射能时遇到的问题, 因而得到了国内外同行的广泛认可. 张穗萌等<sup>[10,11]</sup> 运用 3C 模型和 DS3C 模型分别对低入射能和中高入射能几何条件下氦原子 (e, 2e) 反应中 DDCS 进行了理论研究, 结果表明: DS3C 模型在整体上能够较好地解释国外学者给出的最新 He 原子 DDCS 实验测量结果, 但是在较低入射能, 尤其是低敲出电子能量几何条件下, DS3C 模型给出的 DDCS 理论结果与实验数据相差较大<sup>[10]</sup>. 另外, 就我们所知, 目前尚未见运用 3C 模型, 尤其是 DS3C 模型对氦原子 (e, 2e) 反应中 SDCS 进行详细理论研究的报道. 因此有待于进行这方面的深入探讨.

本文首先利用 DS3C 模型计算了入射能为 32.5, 36.5, 40.7 eV 时电子入射单电离氦原子的二重微分散射截面, 并对屏蔽效应进行了分析; 其次, 在前期工作的基础上, 通过完成氦原子 (e, 2e) 反应中单微分散射截面的理论推导和程序编写工作, 利用 3C 模型和 DS3C 模型计算了入射能为 32.5, 36.5, 40.7, 50 eV 时氦原子的单微分散射截面, 对截面的结构进行了分析, 并系统研究了交换效应对截面的贡献.

## 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  $\mathbf{k}_2$ . 考虑两个出射电子的交换效应后, 这一 (e, 2e) 过程的 TDCS 为

$$\begin{aligned} & \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} \\ &= (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} \left| \frac{3}{4} [f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) - f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1)]^2 \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{4} [f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) + f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1)]^2 \right|, \quad (1) \end{aligned}$$

式中  $\Omega_1, \Omega_2$  是接收动量为  $\mathbf{k}_1$  和  $\mathbf{k}_2$  两个电子的立体角;  $f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$  和  $f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1)$  分别为直接矩阵元和交换矩阵元, 分别由下式给出:

$$f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \left\langle \Psi_{k_1, k_2}^- (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) | V_i | \phi_{k_0} (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \right\rangle, \quad (2)$$

$$f(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_1) = \left\langle \Psi_{k_2, k_1}^- (\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3) | V_i | \phi_{k_0} (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \right\rangle, \quad (3)$$

$\phi_{k_0} (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$  和  $\Psi_{k_1, k_2}^- (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$  分别是入射电子和靶原子组成系统的初态波函数和末态波函数.

为了得到某一个出射电子的二重微分散射截面随出射角的变化规律, 可由方程 (1) 对另一个电子在全部角度范围内做积分, 即:

$$(\text{DDCS})_1 = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 dE} = \int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} d\Omega_2 \quad (4)$$

或者

$$\begin{aligned} (\text{DDCS})_2 &= \frac{d^2\sigma}{d\Omega_2 dE} \\ &= \int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} d\Omega_1. \quad (5) \end{aligned}$$

(e, 2e) 过程的单微分散射截面则可由方程 (4) 或 (5) 对另一个电子在全部角度范围内做积分而得到, 即:

$$\begin{aligned} \text{SDCS} &= \frac{d\sigma}{dE} = \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 dE} d\Omega_1 \\ &= \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_2 dE} d\Omega_2. \quad (6) \end{aligned}$$

系统的初态由入射电子和基态 He 原子组成, 所以初态波函数可取入射平面波和基态 He 原子波函数的乘积, 即:

$$\phi_{k_0} (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1} \varphi_{\text{He}} (\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3), \quad (7)$$

$$\varphi_{\text{He}} (\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \varphi (\mathbf{r}_2) \varphi (\mathbf{r}_3), \quad (8)$$

其中

$$\varphi (\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} (g_1 e^{-\lambda_1 r} + g_2 e^{-\lambda_2 r}), \quad (9)$$

式中,  $\lambda_1 = 1.41$ ,  $\lambda_2 = 2.61$ ,  $g_1 = 2.60505$ ,  $g_2 = 2.08114$ .

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

$$\Psi_{k_1, k_2}^- (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \phi_i (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \phi_{\text{ion}} (\mathbf{r}_3). \quad (10)$$

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

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

式中常量  $M$  为

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

$$\begin{aligned} & \chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ &= \prod_{j=1}^2 {}_1F_1[i\alpha_j; 1; -i(\mathbf{k}_j r_j + \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}_j)] \\ & \times {}_1F_1[i\alpha_{12}; 1; -i(\mathbf{k}_{12} r_{12} + \mathbf{k}_{12} \cdot \mathbf{r}_{12})], \quad (13) \end{aligned}$$

${}_1F_1$  为合流超几何函数,  $\alpha_i$  ( $i = 1, 2, 12$ ) 称为索末菲参量<sup>[16]</sup>, 它可表示为

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

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>[16]</sup>.

文献[18]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

$$\beta_1 = -\frac{1}{k_1} \left\{ Z - \frac{2k_{12}k_1^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right]^2 \right\}, \quad (15)$$

$$\beta_2 = -\frac{1}{k_2} \left\{ Z - \frac{2k_{12}k_2^2}{(k_1 + k_2)^3} \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right]^2 \right\}, \quad (16)$$

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

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

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

(15) 和 (16) 式中  $Z$  是末通道中剩余  $\text{He}^+$  的电荷, 大多数情况下我们把  $\text{He}^+$  看作“原子实”, 因此两个出射电子感受到的剩余离子的电荷均取为  $Z = 1$ . 但是在实际散射过程中,  $\text{He}^+$  中的核外电子

不可能将核的单位电荷全部屏蔽, 两个出射电子与原子实之间强烈的库仑作用, 必然使两个出射电子感受到的剩余离子电荷并不等于 1, 而应该与原子实的“形变”程度有关. 基于这种考虑, 把方程 (15) 和 (16) 中的电荷  $Z$  用以下核屏蔽函数来代替:

$$Z_{\text{eff}} = 1 + a \exp(-bE_2), \quad (19)$$

其中  $a = 0.8052$ ,  $b = 1.2$ .

### 3 结果与讨论

本文利用考虑交换效应后的 DS3C 模型以及用 (19) 式给出的核屏蔽函数对  $Z$  进行修正后的 DS3C 模型, 对入射能分别为 32.5, 36.5, 40.7 eV 几何条件下电子离化氦原子的 DDCS 进行了计算, 计算结果分别记为 DS3C, DS3C-Z; 为了对 SDCS 进行理论研究, 分别利用考虑交换效应后的 3C 模型, DS3C 模型以及用 (19) 式给出的核屏蔽函数对  $Z$  进行修正后的 DS3C 模型, 对入射能分别为 32.5, 36.5, 40.7, 50 eV 几何条件下电子离化氦原子的 SDCS 进行了计算, 计算结果分别记为 3C, DS3C, DS3C-Z; 另外, 在入射能分别为 36.5, 50 eV 几何条件下同时给出了 DS3C-Z 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. 实验和理论结果如图 1—5 所示.

#### 3.1 屏蔽效应对二重微分散射截面的影响

通过前期对 He 原子 DDCS 的研究发现, 与 3C 模型相比, DS3C 模型尽管在整体上给出了与实验数据更加符合的理论结果, 但是在较低入射能, 尤其是低敲出电子能量几何条件下, DS3C 模型给出的二重微分散射截面明显低于实验数据所给结果, 并且随着敲出电子能量的减小, 理论与实验结果的差距在逐渐变大<sup>[10]</sup>. 为了对造成上述现象的原因进行探讨, 在图 1—3 中分别给出了入射能  $E_i = 32.5, 36.5, 40.7$  eV 几何条件下电子离化氦原子的 DDCS 随敲出电子出射角  $\theta_2$  变化的关系曲线. 由于在前期的研究中, 我们已经利用 3C 模型和 DS3C 模型详细探讨了末态三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽对电子离化氦原子 DDCS 的影响<sup>[10,11]</sup>, 因此在图 1—3 中我们并没有给出 3C 模型计算结果.

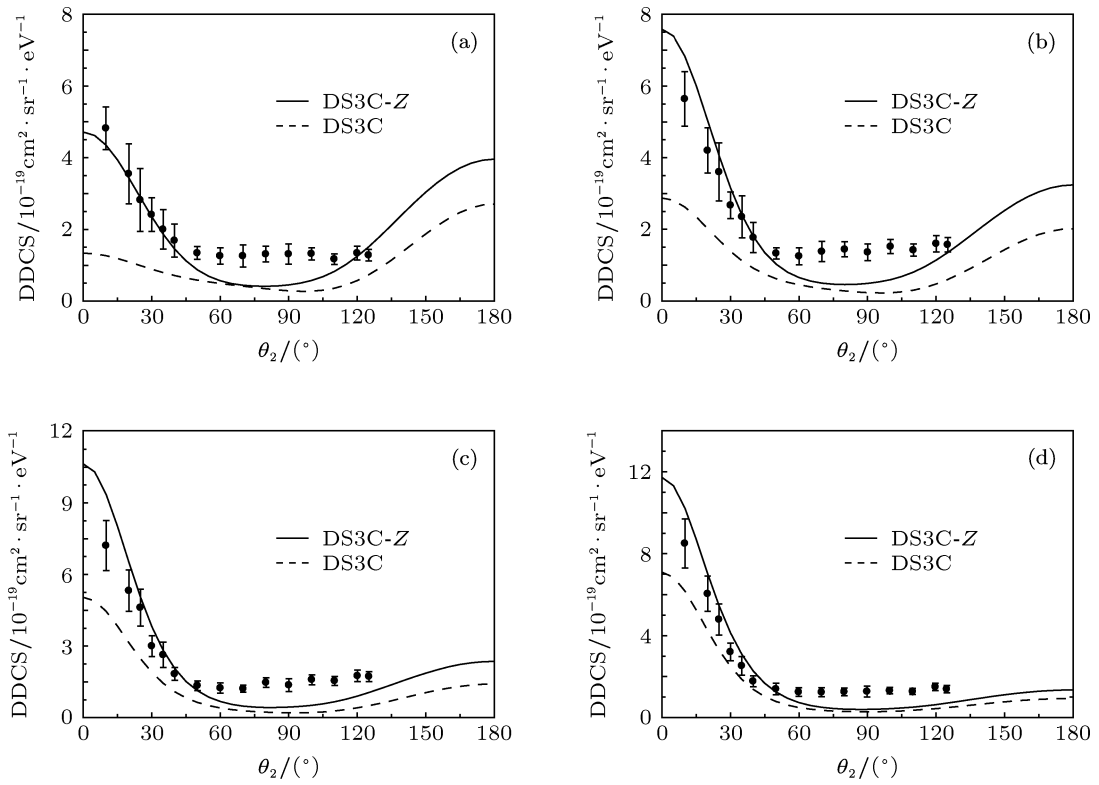


图1 电子离化氢原子的 DDCS 随  $\theta_2$  变化的关系曲线 (a)  $E_i = 32.5 \text{ eV}, E_2 = 1.5 \text{ eV}$ ; (b)  $E_i = 32.5 \text{ eV}, E_2 = 3.5 \text{ eV}$ ; (c)  $E_i = 32.5 \text{ eV}, E_2 = 5.5 \text{ eV}$ ; (d)  $E_i = 32.5 \text{ eV}, E_2 = 7.4 \text{ eV}$ ; 实心点为实验结果<sup>[8]</sup>

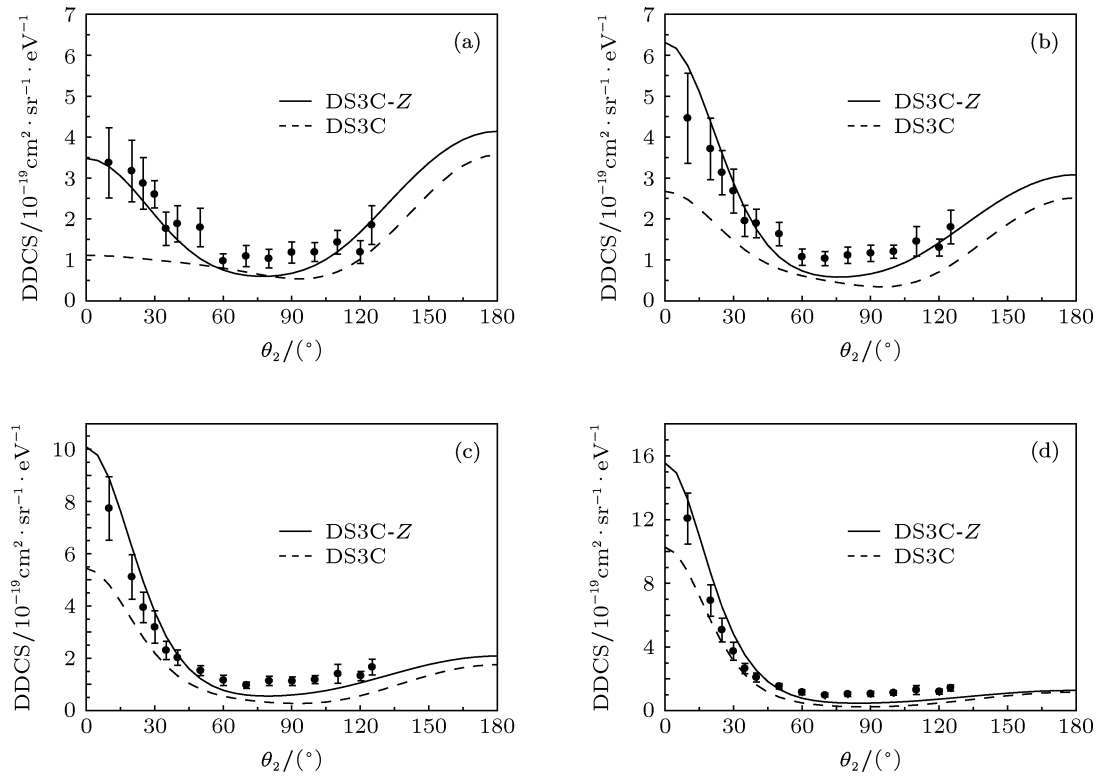


图2 电子离化氢原子的 DDCS 随  $\theta_2$  变化的关系曲线 (a)  $E_i = 36.5 \text{ eV}, E_2 = 1 \text{ eV}$ ; (b)  $E_i = 36.5 \text{ eV}, E_2 = 4 \text{ eV}$ ; (c)  $E_i = 36.5 \text{ eV}, E_2 = 7 \text{ eV}$ ; (d)  $E_i = 36.5 \text{ eV}, E_2 = 10 \text{ eV}$ ; 实心点为实验结果<sup>[8]</sup>

如图 1(a) 所示, 当  $E_i = 32.5$  eV, 敲出电子能量  $E_2 = 1.5$  eV 时, DS3C 模型给出的理论曲线呈现较为明显的峰谷结构, 所给截面的角分布与实验结果较为符合; 但是在截面的幅度上均低于实验结果, 尤其是在小敲出角 ( $\theta_2 = 0^\circ - 45^\circ$ ) 处 DS3C 模型给出的截面幅度与实验数据存在较大差异. 与 DS3C 模型相比, 考虑了末态  $\text{He}^+$  中核外电子有效屏蔽后的 DS3C 模型给出的理论曲线 DS3C-Z, 则有效地提高了截面的幅度, 尤其是明显提升了小敲出角 ( $\theta_2 = 0^\circ - 45^\circ$ ) 处的截面幅度, 从而使得 DS3C-Z 与实验结果无论在截面的角分布上还是在截面的幅度上均符合得很好. 如图 1(b)–(d) 所示, 随着  $E_2$  的增加, DS3C 模型在小敲出角处给出的截面幅度虽然有了一定的提升, 但是理论曲线与实验结果仍存在较明显的差异. 与 DS3C 模型相比, DS3C-Z 给出

的理论曲线均明显提高了小敲出角处截面的幅度, 使得理论结果与实验结果更加符合.

如图 2(a) 所示, 当  $E_i = 36.5$  eV,  $E_2 = 1$  eV 时, DS3C 模型给出的理论曲线与实验结果存在明显差异, 并且两者在小敲出角处的差异尤为明显, 因此 DS3C 模型对于该处截面的描述基本是失败的. 与 DS3C 模型相比, DS3C-Z 给出的理论曲线使得小敲出角处的截面有了显著的提升, 很好地描述了实验数据所给截面的幅度以及结构. 如图 2(b)–(d) 所示, 与  $E_2 = 1$  eV 相比,  $E_2$  分别增加到 4, 7, 10 eV 时, DS3C 模型给出的理论曲线与实验结果的符合程度有了明显的改善, 但是所给截面的幅度, 尤其是小敲出角处截面幅度仍低于实验结果. 而 DS3C-Z 给出的理论曲线在整体上均能与实验结果很好地符合.

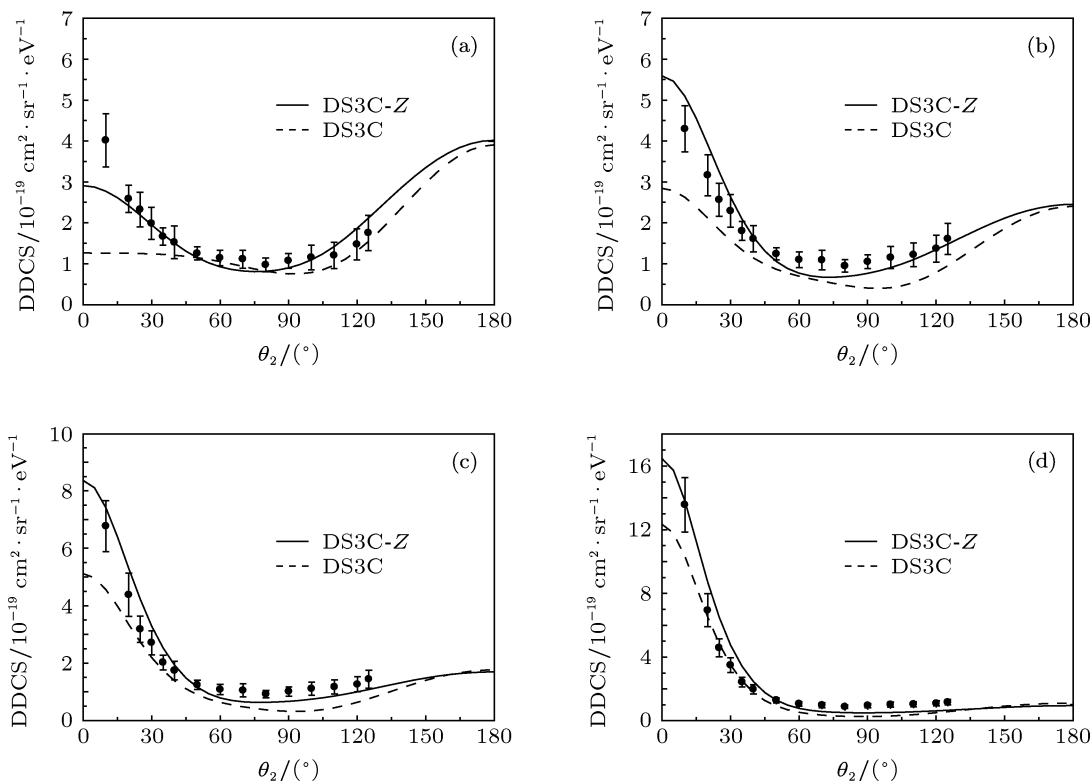


图 3 电子电离氢原子的 DDCS 随  $\theta_2$  变化的关系曲线 (a)  $E_i = 40.7$  eV,  $E_2 = 1$  eV; (b)  $E_i = 40.7$  eV,  $E_2 = 5.5$  eV; (c)  $E_i = 40.7$  eV,  $E_2 = 8.5$  eV; (d)  $E_i = 40.7$  eV,  $E_2 = 13$  eV; 实心点为实验结果<sup>[8]</sup>

如图 3(a) 所示, 当  $E_i = 40.7$  eV,  $E_2 = 1$  eV 时, DS3C 模型给出的理论曲线在  $\theta_2 > 45^\circ$  处与实验结果符合得较好, 但在小敲出角 ( $\theta_2 = 0^\circ - 45^\circ$ ) 处仅给出了一个峰的雏形, 所给截面的幅度远低于实验结果. 与 DS3C 模型相比, DS3C-Z 给出的理论曲线则明显提升了小敲出角处的截面幅度, 整体上与实验结果也更加符合. 如图 3(b)–(d) 所示,

当  $E_i = 40.7$  eV,  $E_2 = 5.5, 8.5, 13$  eV 时, 虽然 DS3C 模型在小敲出角处给出了与实验结果符合的截面结构, 但是所给截面幅度仍然低于实验结果. 而 DS3C-Z 给出的理论曲线明显地提升了小敲出角处截面幅度, 从而使得理论结果无论在截面的角分布上还是在截面的幅度上均与实验结果符合得较好.

综合图 1、图 2 和图 3 可见: 末态  $\text{He}^+$  中核外

电子屏蔽效应对低入射能和低敲出电子能量几何条件下氦原子 DDCS 的幅度存在较强影响, 并且这种效应对小敲出角处截面的影响尤为明显, 从而使得在该几何条件下 DS3C-Z 给出的理论曲线与实验结果均能很好地符合. 另外, 如图 1、图 2 和图 3 所示, 当入射能固定不变时, 随着  $E_2$  的增加, DS3C-Z 与 DS3C 结果在截面幅度上的差异在逐渐减小, 呈现出一定的规律性; 随着  $E_i$  的增加, DS3C-Z 与 DS3C 结果在截面幅度上的差异在逐渐变小. 这些现象说明: 末态  $\text{He}^+$  中核外电子屏蔽效应对氦原子 DDCS 的影响在随敲出电子能量的增加而减小, 随入射能的增加而变弱.

### 3.2 屏蔽效应对单微分散射截面的影响

图 4 给出了入射能  $E_i = 32.5, 36.5, 40.7, 50 \text{ eV}$  几何条件下电子离化氦原子的 SDCS 随  $E_2$  变化的关系曲线. 如图 4 所示, 三条理论曲线给出的 SDCS 均以  $E_2 = (E_i - E)/2$  (其中  $E = 24.6 \text{ eV}$ , 为 He 原子的阈值能量) 为中心呈现较为明显的对称性. 如图 4(a)–(c) 所示, 当入射能  $E_i \leq 40.7 \text{ eV}$  时, 3C 模型给出的截面幅度远低于实验结果, 与实验结果明显

不符; 另外在截面的结构上与实验数据也存在一定差异. 因此 3C 模型对 SDCS 的描述基本上是失败的. 与 3C 模型相比, DS3C 模型给出的截面幅度虽然有了明显的提升, 但是所给截面的幅度仍低于实验结果. 如图 4(d) 所示, 当入射能增加到  $50 \text{ eV}$  时, 3C 模型开始给出了与实验结果较为符合的截面结构, 但是在  $E_2 \leq 5 \text{ eV}$ ,  $E_2 \geq 20 \text{ eV}$  处所给截面的幅度与实验结果相差较大. DS3C 模型给出的理论曲线则与实验数据符合得很好. 如图 4 所示, 随着入射能的增加, 3C 模型与 DS3C 模型给出的理论曲线在整体上的差异在逐渐减小; 另外, 当入射能固定不变时, 3C 模型与 DS3C 模型给出的理论曲线之间的差异以  $E_2 = (E_i - E)/2$  为中心向两边呈现递增趋势. 由此可见: 尽管在  $E_i \leq 40.7 \text{ eV}$  时 DS3C 模型给出了与实验结果相差较大的截面幅度, 但是在整体上, 早期对 3C 模型的修正对于氦原子 SDCS 的计算仍然是十分有效的. 这种修正表示了末态三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽, 这种屏蔽效应对 SDCS 的影响在随入射能的增加而减小; 当入射能固定不变时, 这种影响以  $E_2 = (E_i - E)/2$  为中心向两边呈现递增趋势.

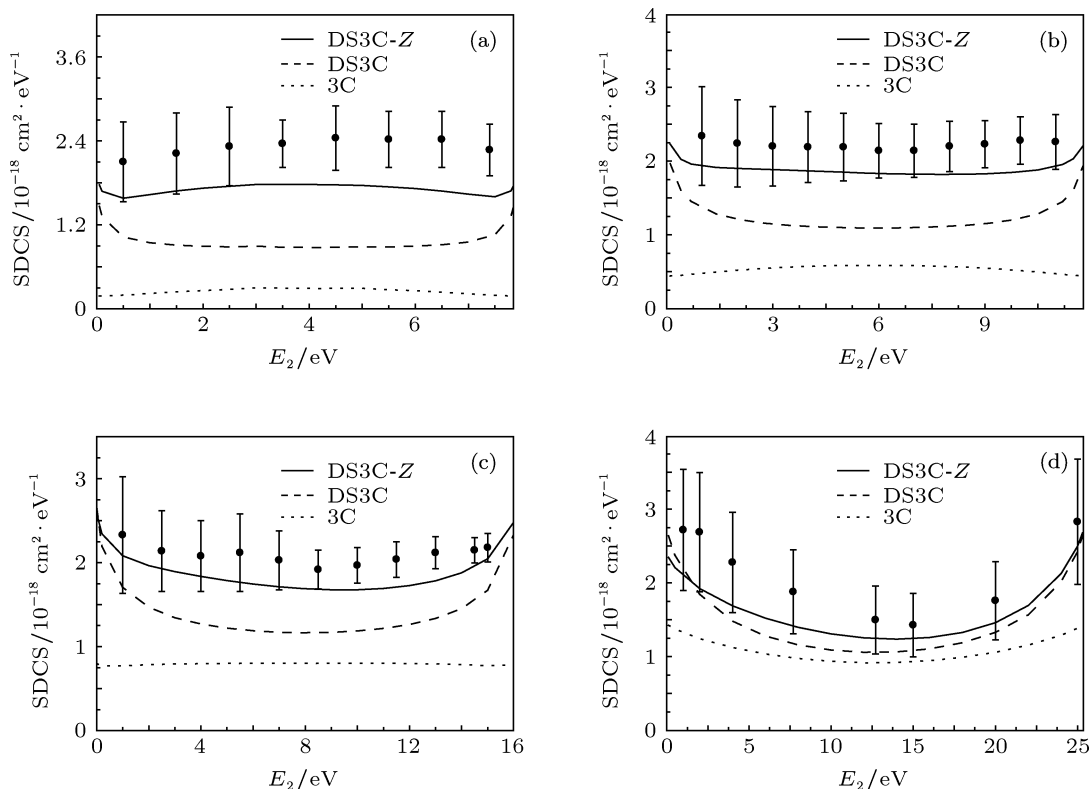


图 4 电子离化氦原子的 SDCS 随  $E_2$  变化的关系曲线 (a)  $E_i = 32.5 \text{ eV}$ ; (b)  $E_i = 36.5 \text{ eV}$ ; (c)  $E_i = 40.7 \text{ eV}$ ; (d)  $E_i = 50 \text{ eV}$ ; 实心点为实验结果 [6,8]

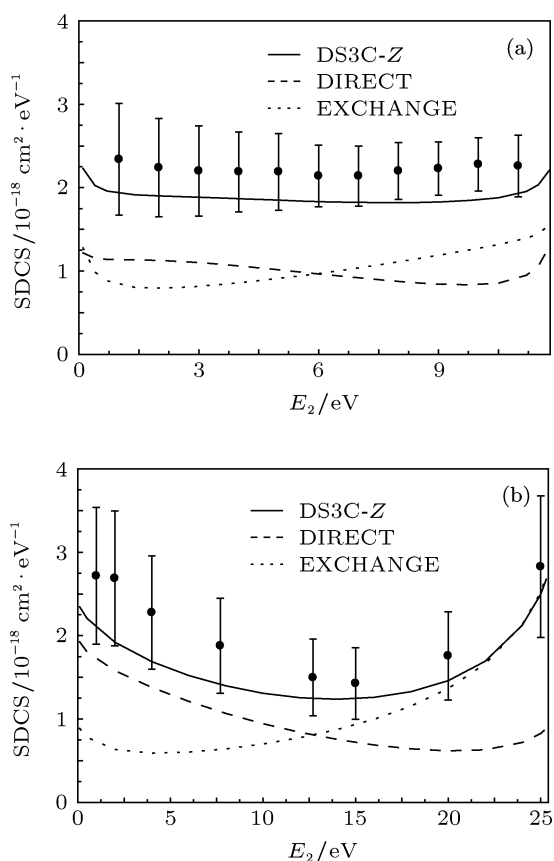


图5 电子离子化氦原子的SDCS随 $E_2$ 变化的关系曲线 (a)  $E_i = 36.5$  eV; (b)  $E_i = 50$  eV; 实心点为实验结果<sup>[6,8]</sup>

如图4(a)所示,当 $E_i = 32.5$  eV时,考虑了末态 $\text{He}^+$ 中核外电子有效屏蔽后的DS3C模型给出的理论曲线DS3C-Z与实验结果符合得较好;尽管所给截面的幅度略低于实验结果,但是与DS3C模型给出结果相比,此时理论与实验在截面的幅度上以及结构上的符合程度有了显著的提高.如图4(b), (c)所示,当 $E_i = 36.5, 40.7$  eV时,DS3C-Z均给出了与实验结果相符合的截面结构,并且所给理论曲线基本上均在实验数据误差棒范围内,在整体上与实验结果符合得较好.如图4(d)所示,当 $E_i$ 增加到50 eV时,DS3C-Z给出的理论曲线无论在截面的结构上还是在截面的幅度上均与实验数据符合得很好.另外,由图4可见,与DS3C给出的结果相比,在各种入射能几何条件下DS3C-Z均有效的提高了截面的幅度,从而与实验结果更加符合;并且DS3C-Z与DS3C给出的理论曲线在整体上的差异在随入射能的增加而减小;当入射能固定不变时,DS3C-Z与DS3C给出的理论曲线之间的差异以 $E_2 = (E_i - E)/2$ 为中心向两边呈现递减趋势.上述现象表明:末态 $\text{He}^+$ 中核外电子的屏蔽效应

对SDCS存在较强影响,并且这种影响在随入射能的增加而减小;当入射能固定不变时,这种影响以 $E_2 = (E_i - E)/2$ 为中心向两边呈现递减趋势.

### 3.3 交换效应对单微分散射截面的影响

通过前期的研究我们发现,在较低入射能时,交换效应对三重微分散射截面和二重微分散射截面的影响是不可忽略的<sup>[10,19]</sup>.为了进一步探讨交换效应对SDCS的影响,图5给出了 $E_i = 36.5, 50$  eV几何条件下DS3C-Z以及直接散射幅和交换散射幅给出的氦原子SDCS随 $E_2$ 变化的关系曲线.由图5可见,直接散射幅和交换散射幅给出的截面在 $E_2 = (E_i - E)/2$ 处存在一个交点,在 $E_2 < (E_i - E)/2$ 处直接散射幅给出的截面幅度高于交换散射幅单独给出的截面;而在 $E_2 > (E_i - E)/2$ 处交换散射幅给出的截面幅度则高于直接散射幅单独给出的截面.另外,DS3C-Z与直接散射幅给出的理论曲线始终存在明显差异,并且这种差异在随入射能的增加而减小;当入射能固定不变时,这种差异在随 $E_2$ 的增加而增强.由此可见,在本文所探讨的低入射能几何条件下,交换效应对SDCS的贡献是不可忽略的,并且这种贡献在入射能较低时以及敲出电子能量较高时更加明显.

## 4 结论

通过3C模型和DS3C模型对氦原子SDCS理论计算结果与实验数据的比较,我们发现:与3C模型相比,在本文各种几何条件下DS3C模型所给出的理论曲线均有效地提高了截面的幅度,使得理论曲线与实验数据之间的符合程度有了明显的改善,这说明DS3C模型对3C模型的修正对于氦原子的SDCS计算也是十分有效的.在低入射能时末态三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽对SDCS的影响相对较强;当入射能固定不变时,这种屏蔽效应对敲出电子能量 $E_2 = (E_i - E)/2$ 附近截面的影响相对较弱,但仍然是不可忽略的.考虑末态 $\text{He}^+$ 中核外电子有效屏蔽后的DS3C模型则给出了与实验结果符合得很好的电子入射单电离氦原子的DDCS以及SDCS.在低入射能几何条件下,末态 $\text{He}^+$ 中核外电子有效屏蔽对氦原子DDCS和SDCS的影响是不可忽略的,并且这种影响在随入射能的降低而增强;当入射能固定不变时,这种

屏蔽效应对 DDCS 幅度, 尤其是小敲出角处 DDCS 幅度的影响在随敲出电子能量的降低而增强; 对敲出电子能量  $E_2 = (E_i - E)/2$  附近 SDCS 的影响也

更加明显. 另外在低入射能几何条件下交换效应对 SDCS 的幅度以及结构的影响始终较强.

- [1] Röder J, Ehrhardt H, Bray I, Fursa D V 1997 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30** 1309
- [2] Chen Z J, Xu K Z 1999 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32** 1259
- [3] Isaacs W A, Baertschy M, McCurdy C W, Rescigno T N 2001 *Phys. Rev. A* **63** 030704
- [4] Scott M P, Stitt T, Scott N S, Burke P G 2002 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** L323
- [5] Childers J G, James K E, Hughes M, Bray I, Baertschy M, Khakoo M A 2003 *Phys. Rev. A* **68** 030702
- [6] Bray I, Fursa D V, Stelbovics A T 2003 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36** 2211
- [7] Childers J G, James K E, Bray I, Baertschy M, Khakoo M A 2004 *Phys. Rev. A* **69** 022709
- [8] Schow E, Hazlett K, Childers J G, Medina C, Vitug G, Bray I, Fursa D V, Khakoo M A 2005 *Phys. Rev. A* **72** 062717
- [9] Colgan J, Pindzola M S 2006 *Phys. Rev. A* **74** 012713
- [10] Zhang S M, Wu X J, Sun R, Yang H, Gao K, Zhou J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6378 (in Chinese)[张穗萌, 吴兴举, 孙瑞, 杨欢, 高矿, 周军 2007 物理学报 **56** 6378]
- [11] Zhang S M, Wu X J, Sun R, Yang H, Gao K, Zhou J 2008 *J. At. Mol. Phys.* **25** 887 (in Chinese)[张穗萌, 吴兴举, 孙瑞, 杨欢, 高矿, 周军 2008 原子与分子物理学报 **25** 887]
- [12] Hahn Y K, Zerrad E 2011 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44** 165201
- [13] Yang H, Zhang S M, Xing L L, Wu X J, Yuan H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 133401 (in Chinese)[杨欢, 张穗萌, 邢玲玲, 吴兴举, 袁好 2012 物理学报 **61** 133401]
- [14] Bray I, Stelbovics A T 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 746
- [15] Brauner M, Briggs J S, Klar H 1989 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** 2265
- [16] Berakdar J, Briggs J S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3799
- [17] Chen Z J, Shi Q C, Zhang S M, Chen J, Xu K Z 1997 *Phys. Rev. A* **56** R2514
- [18] Zhang S M 2000 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33** 3545
- [19] Yang H, Xing L L, Zhang S M, Wu X J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 103402 (in Chinese)[杨欢, 邢玲玲, 张穗萌, 吴兴举 2011 物理学报 **60** 103402]



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

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

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

2) (School of Mechanism and Electrical Engineering, West Anhui University, Liu'an 237012, China )

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

( Received 1 May 2013; revised manuscript received 8 June 2013 )

## Abstract

The double differential cross sections for electron impact single ionization of helium at incident energies of 32.5, 36.5 and 40.7 eV are calculated by using the DS3C model. The calculated results are compared with the experimental date. The exchange effects are discussed. The single differential cross section for electron impact single ionization of helium is obtained by integrating the double differential cross sections over the angle of the ejected electron. The single differential cross sections of helium at incident energies of 32.5, 36.5, 40.7 and 50 eV are calculated by using the 3C model and the DS3C model. The calculated results are compared with the experimental date. The structure of the cross section is analysed and the contribution of exchange effect to the corss section is discussed.

**Keywords:** DS3C model, double differential cross section, single differential cross section, screening effect

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

**DOI:** 10.7498/aps.62.183402

\* 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, China (Grant No.ZD2007002-1), and the Foundation for Key Research Program of Education Department of Anhui Province, China (Grant No. KJ2012A275).

† Corresponding author. E-mail: hyang@wxc.edu.cn