

# 低能电子入射电离 He 原子二重 微分截面的理论研究\*

张穗萌<sup>1)†</sup> 吴兴举<sup>1)</sup> 孙 瑞<sup>1)</sup> 杨 欢<sup>2)</sup> 高 矿<sup>2)</sup> 周 军<sup>1)</sup>

1) 安徽皖西学院数理系原子与分子物理研究所, 六安 237012)

2) 安徽师范大学物理与电子信息学院, 芜湖 241000)

(2007 年 3 月 24 日收到, 2007 年 4 月 16 日收到修改稿)

研究了低能电子入射单电离 He 原子的二重微分截面(DDCS),通过对散射电子三重微分截面在全空间的角度积分得到敲出电子的 DDCS.分别用 DS3C 模型和 BBK 模型计算了入射能为 26.3, 28.3, 30.3, 32.5, 34.3, 36.5 和 40.7 eV 时,低能电子入射电离 He 原子的 DDCS.研究表明:DS3C 的计算结果,除在低入射能(比如 26.3 eV)和小敲出角之外,均能与绝对测量的实验结果较好地符合.此外,对直接和交换效应也进行了研究,给出了交换效应对截面的贡献.

关键词:二重微分截面,低能入射电子,交换效应

PACC:3480D,3450H

## 1. 引 言

近年来,电子入射电离原子的( $e, me$ )反应,从理论到实验两个方面都得到了人们的广泛关注<sup>[1-9]</sup>.实验工作者在不同入射能和不同几何条件下给出了不同的测量结果,大量的实验数据,有力地推动了理论研究的发展,各种新颖的理论方法应运而生.如修正的 Born 近似<sup>[4]</sup>,DWBA<sup>[5]</sup>,EBS<sup>[6]</sup>,Eikonal<sup>[7]</sup>等方法各有千秋;尤其是上世纪八九十年代发展起来的收敛紧耦合(CCC)方法<sup>[8]</sup>和对简单原子末态长程库仑势严格求解 Schrödinger 方程的 BBK 方法<sup>[9]</sup>,被广泛应用于原子物理学的不同问题,在不同条件下都给出了与实验数据符合很好的理论结果,因而得到了国内、外同行的广泛认可.尤其是对于氢和氦这些简单的靶原子,上述两种方法被证明在各种不同入射能范围内都是成功而可靠的方法.然而就我们所知,几乎所有的理论方法都是处理电子入射电离原子的三重微分截面(TDCS),而对电子入射电离原子的二重微分截面(DDCS)研究得很少,并且理论与实验的偏差也较大<sup>[10]</sup>.当然,从理论的

角度来说,TDCS 携带有原子电离过程的大量信息;但是,DDCS,尤其是被快电子敲出的低能电子的 DDCS,在离子物理、天体物理和辐射物理中都是十分重要的,它在不同能量时的角分布信息是辐射物理的基础.此外,电子入射电离原子的 DDCS 过程也为我们提供了详细比较理论和实验结果符合程度的有效方法.因此,对电子入射电离原子的 DDCS 过程进行详细的实验和理论研究同样具有十分重要的意义.

对于电子入射电离靶原子的实验研究来说,He 原子是最流行的靶,这是因为 He 原子是惰性气体,在真空系统中容易把握,而且在理论处理上电子与靶原子相互作用过程的物理图像清晰,因此,He 原子被平凡地使用在实验研究过程中.在近 30 年的时间里,电子入射电离 He 原子的 DDCS 实验在中、高入射能下被 Shyn 小组<sup>[11]</sup>,Müller 小组<sup>[12]</sup>完成;而在低入射能情况下,Pichou 小组<sup>[13]</sup>和 Röder 小组<sup>[14]</sup>先后在入射能为 25.4, 26.0, 27.0, 28.2, 30.6 eV 和 28.6, 32.6, 40.0, 50.0, 64.6 eV 的条件下测量了 He 原子的 DDCS,但是他们的结果之间却出现了重大的差异<sup>[15]</sup>.为了在更高的精度上对低能电子电离 He

\* 安徽省自然科学基金(批准号:03406203),安徽省教育厅重大科研项目基金(批准号:ZD2007002-1),安徽省教育厅自然科学基金(批准号:2006KJ267B)和省高校拔尖人才专项基金(批准号:[2003]022)资助的课题.

† E-mail: Smzhang@wxc.edu.cn

原子的 DDCS 给出可靠的实验数据,最近 Schow 小组<sup>[15]</sup>在入射能为 26.3, 28.3, 30.3, 32.5, 34.3, 36.5 和 40.7 eV 时对低能电子入射 He 原子的 DDCS 作了绝对测量,新的测量结果纠正了早期测量的偏差<sup>[15]</sup>.

近年来随着 He 原子 DDCS 实验研究的深入,有力地促进了理论研究的发展.尤其值得关注的理论工作是 Biswas 等人<sup>[16]</sup>和 Chen 等人<sup>[17]</sup>在 BBK 模型下计算了 He 原子的 DDCS,以及 Röder 等人<sup>[18]</sup>用 CCC 方法完成的理论计算.在早期的研究中,我们曾用 BBK 模型研究过不同入射能和不同几何条件下电子入射电离原子的 TDCS,并且针对 BBK 模型在低入射能时得到的结果与实验测量结果的不一致,我们提出了修正方案<sup>[19]</sup>,建立了适用于任意几何条件的 DS3C 模型.用 DS3C 模型,我们计算了入射能为 40-50 eV 时,电子离化 He 原子的 TDCS,并得到了与实验测量很好一致的理论结果<sup>[19,20]</sup>,较好地解决了低能电子入射电离原子的 TDCS 理论计算问题.本文在前期工作的基础上,通过电子入射单电离 He 原子的 TDCS 对一个出射电子的全部角度范围的积分,而得到另一个电子的 DDCS,并与 Schow 小组<sup>[15]</sup>的最新绝对测量结果进行了比较,得到了与实验测量很好一致的理论结果.从而证明了我们的 DS3C 模型不仅适用于 TDCS 的理论计算,也适用于 DDCS 的理论计算.

## 2. 理论计算

在这部分,将详细介绍我们的理论推导和编程计算.

假设有一个动量为  $k_0$ , 能量为  $E_0$  的电子与基态 He 原子碰撞,碰撞后,具有动量  $k_1, k_2$  和能量  $E_1, E_2$  的两个出射电子同时被探测.考虑到未通道两出射电子的不可分辨性,必须计入电子的交换效应,所以这一过程的 TDCS 由下式给出:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = (2\pi)^4 \frac{k_1 k_2}{k_0} \left\{ \frac{3}{4} |f - g|^2 + \frac{1}{4} |f + g|^2 \right\}, \quad (1)$$

式中  $\Omega_1, \Omega_2$  是接收动量为  $k_1$  和  $k_2$  两电子的立体角,直接和交换矩阵元  $f, g$  分别由下式给出:

$$f(k_1, k_2) = \psi_{k_1, k_2}^-(r_1, r_2, r_3) \times |V_i| \psi_{k_0}(r_1, r_2, r_3), \quad (2)$$

$$g(k_1, k_2) = \psi_{k_2, k_1}^-(r_2, r_1, r_3) \times |V_i| \psi_{k_0}(r_1, r_2, r_3), \quad (3)$$

式中  $r_1, r_2$  和  $r_3$  分别是入射电子和两个靶电子的位置矢量; $V_i$  是 He 原子初通道微扰相互作用势,具体形式为

$$V_i = -\frac{2}{r_1} + \frac{1}{|r_1 - r_2|} + \frac{1}{|r_1 - r_3|}. \quad (4)$$

为了得到某一个出射电子的 DDCS 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作积分而得到,即

$$(\text{DDCS})_1 = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 dE} = \int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} d\Omega_2, \quad (5)$$

或者

$$(\text{DDCS})_2 = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_2 dE} = \int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} d\Omega_1. \quad (6)$$

另一方面,方程(2)中,  $\psi_{k_0}(r_1, r_2, r_3)$  和  $\psi_{k_1, k_2}^-(r_1, r_2, r_3)$  分别是入射电子与靶原子组成系统的初态和末态波函数.初态由入射电子和基态 He 原子组成,所以初态波函数由入射平面波与 He 原子基态波函数的乘积给出:

$$\psi_{k_0}(r_1, r_2, r_3) = (2\pi)^{-3/2} e^{ik_0 \cdot r_1} \psi_{\text{He}}(r_2, r_3). \quad (7)$$

在前期的研究中我们发现, Hartree-Fock 拟合形式的 He 原子基态波函数因为含有部分径向关联,给出的解与实验符合得更好<sup>[21]</sup>,所以我们将方程(5)中的波函数  $\psi_{\text{He}}(r_2, r_3)$  取为

$$\psi_{\text{He}}(r_2, r_3) = \phi(r_2)\phi(r_3), \quad (8)$$

其中

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

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> 离子组成,假设描述三个末态电子的波函数分别是  $\psi_{k_1}^-(r_1), \psi_{k_2}^-(r_2)$  和  $\psi_{\text{He}^+}(r_3)$ , 对该系统作适当的对称化处理可得末态波函数为

$$\begin{aligned} & \psi_{k_1, k_2}^-(r_1, r_2, r_3) \\ &= \sqrt{\frac{1}{2}} [ \psi_{k_1}^-(r_1) \psi_{k_2}^-(r_2) \psi_{\text{He}^+}(r_3) \alpha(r_1, r_2) \\ & \quad + \psi_{k_1}^-(r_1) \psi_{k_2}^-(r_3) \psi_{\text{He}^+}(r_2) \alpha(r_1, r_3) ], \quad (10) \end{aligned}$$

式中  $\alpha(r_1, r_2)$  和  $\alpha(r_1, r_3)$  是两个出射电子的库仑相关因子,将方程(4)(7)(10)代入方程(2)可得直

接转换矩阵元  $f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ , 注意到初通道微扰势  $V_i$  和末态波函数  $\psi_{k_1 k_2}^-(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$  对于交换两个电子的位置  $\mathbf{r}_2$  和  $\mathbf{r}_3$  是对称的, 所以转换矩阵元倍增一个“ $\sqrt{2}$ ”因子后被写为

$$f(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \sqrt{2} \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 (2\pi)^{-3/2} e^{ik_0 \cdot \mathbf{r}_1} \psi_{He}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \times \left[ -\frac{2}{r_1} + \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} + \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3|} \right] \times [\psi_{k_1}^-(\mathbf{r}_1) \psi_{k_2}^-(\mathbf{r}_2) \psi_{He}^-(\mathbf{r}_3) \alpha(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]. \quad (11)$$

在 BBK 模型中, 两出射电子及相关的库仑因子具有下列形式:

$$\psi_{BBK}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \psi_{k_1}^-(\mathbf{r}_1) \psi_{k_2}^-(\mathbf{r}_2) \alpha(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = M e^{ik_1 \cdot \mathbf{r}_1} e^{ik_2 \cdot \mathbf{r}_2} \chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (12)$$

式中

$$\chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \prod_{j=1}^2 F_1[i\alpha_j; 1; -i(k_j r_j + \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}_j)] \times F_1[i\alpha_{12}; 1; -i(k_{12} r_{12} + \mathbf{k}_{12} \cdot \mathbf{r}_{12})]. \quad (13)$$

方程 (12) 中, 常数  $M$  为

$$M = \exp[-\pi(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_{12})/2] \Gamma(1 - i\alpha_1) \times \Gamma(1 - i\alpha_2) \Gamma(1 - i\alpha_{12}) (2\pi)^3, \quad (14)$$

式中 Sommerfeld 参量  $\alpha_i$  ( $i = 1, 2, 12$ ) 由下式给出:

$$\alpha_1 = -\frac{1}{k_1}, \alpha_2 = -\frac{1}{k_2}, \alpha_{12} = \frac{1}{2k_{12}}, \quad (15)$$

其中

$$\mathbf{k}_{12} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2). \quad (16)$$

在早期的研究中我们发现 BBK 模型在低入射能时的计算结果与实验测量结果出现了较大的偏差, 深入研究发现, 出现这种偏差的原因是 BBK 模型在解析求解  $(e, 2e)$  反应中末态三体系统波函数的 Schrödinger 方程时, 仅考虑了三个两体库仑子系统的相互作用, 而忽略了三个两体子系统彼此间的相互作用, 即没有考虑任意两体间的相互作用因第三个粒子的存在而受到影响. 为了解决这一问题, 早在 1994 年, Berakdar 和 Briggs<sup>[22]</sup> 就指出: 上述 Sommerfeld 参量描述了带电粒子彼此间的相互作用强度, 因此他们从动量相关的角度给出了双对称几何条件下 Sommerfeld 参量的修正方案, 较好地解决了低能电子入射电离原子的  $(e, 2e)$  过程中 TDCS 的计算问题; 作为对 Berakdar 等人工作的补充, 我们先后提出了多种任意几何条件下 Sommerfeld 参量的修正方案<sup>[19, 23]</sup>, 它们在双对称情况下都与 Berakdar 等人给出的结果<sup>[22]</sup> 是一致的<sup>[19, 23]</sup>, 因此, 很好地解决了在不同入射能和不同几何条件下 TDCS 的计算问题. 在本文所研究的 DDCS 的计算中, 由于入射能低到了 He 原子的近阈附近, 末态三体间的动力学屏蔽是十分明显的, 所以我们将继续采用文献 [19] 给出的 Sommerfeld 参量, 对 BBK 模型进行修正, Sommerfeld 参量的具体形式为<sup>[19]</sup>

$$\beta_1 = -\frac{Z - \frac{2k_{12}k_1^2}{(k_1 + k_2)^2} \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right]^2}{k_1}, \quad (17)$$

$$\beta_2 = -\frac{Z - \frac{2k_{12}k_2^2}{(k_1 + k_2)^2} \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right]^2}{k_2}, \quad (18)$$

$$\beta_{12} = \frac{1 - \frac{4k_{12}^2}{(k_1 + k_2)^2} \left[ k_1 \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_2)]}{4} \right] + k_2 \left[ \frac{3 + \cos^2[4\xi(k_1)]}{4} \right] \right]^2}{2k_{12}}, \quad (19)$$

其中

$$\xi(k_i) = \cos^{-1} \left[ \frac{k_i}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}} \right]. \quad (20)$$

在具体的编程计算中, 我们用  $\beta_i$  ( $i = 1, 2, 12$ ) 取代上述  $\alpha_i$  ( $i = 1, 2, 12$ ), 并以文献 [19] 使用过的电子入射电离 He 原子  $(e, 2e)$  反应中 TDCS 的计算程序

为基础, 完成对其中一个出射电子的全部角度的空间积分, 从而得到 DDCS 的计算程序.

### 3. 结果与讨论

为了与 Schow 小组<sup>[15]</sup> 的最新绝对测量结果进行

比较,我们使用对 BBK 模型修正后得到的 DS3C 模型计算了入射能为  $E_0 = 26.3, 28.3, 30.3, 32.5, 34.3, 36.5$  和  $40.7$  eV, 敲出电子具有不同出射能时, 电子入射单电离 He 原子的 DDCS, 所有计算结果在图 1—4 中给出. 为了显示出在如此低能情况下, DS3C 模型的修正效果, 在各图中还同时给出了未修正的 BBK 模型的计算结果. 由于实验结果是绝对测量, 所以理论曲线与实验结果的比较, 不仅要研究两者在截面分布上的符合程度, 而且需要检验两者在大小上的一致性.

图 1(a)(b)和图 1(c)(d)分别给出了入射能为  $E_0 = 26.3$  eV 和  $28.3$  eV; 敲出电子能量为  $E_2 = 1.4$  eV,  $1.25$  eV 和  $3.4$  eV,  $2.4$  eV 时, 电子入射单电离 He 原子的 DDCS; 这时的入射能仅比 He 原子的阈能高出  $1.7$  和  $3.7$  eV. 在如此低的入射能下, 我们以前尚未作过 He 原子电离过程的研究. 在早期的研究中, 最低我们只计算过入射能为  $40, 50$  eV 时, 电子入射电离 He 原子的 TDCS<sup>[19, 20]</sup>, 因此这种条件下的实验结果对理论研究构成了严峻的挑战. 在理论计算中我们发现: 无论是 BBK 模型, 还是 DS3C 模型, 都大大的低估了截面值, 为了能与实验结果进行有效的比较, 我们将所有的理论曲线都被增一个因子“3”之后, 与实验结果画在一起. 由图可见, 在这种入射能下, BBK 模型没有给出任何有结构的截面分布, 因此在这种情况下, BBK 模型是失效的; DS3C 模型虽然在量值上低估了截面, 但是它所给出的截面分布与实验结果给出的角分布符合的很好. 由此可见, 早期我们对 BBK 模型的修正不仅对 TDCS 的计算是成功的, 对 DDCS 的计算也是十分有效的. 尤其是在阈能附近, 修正效果更加明显.

图 2(a)(b)和图 2(c)(d)分别对应于  $E_0 = 32.5$  eV 和  $34.3$  eV, 敲出电子能量为  $E_2 = 7.4$  eV,  $4.5$  eV 和  $9.4$  eV,  $5$  eV 时, 电子入射电离 He 原子的 DDCS. 与前两种入射能的情况相似, 理论结果仍然低估截面的大小, 但是情况已大大改善, 所以在现在的入射能下, 我们没有采取对理论结果倍增一个常数因子的做法, 而直接给出了理论结果的大小. 由图可见: 在入射能为  $32.5$  eV 和  $34.3$  eV 的情况下, 虽然理论曲线给出的截面大小普遍低于实验结果, 但是截面的角分布仍然与实验结果较好地符合. 理论和实验结果在截面分布上的差异主要表现在小敲出角处 ( $\theta_2 = 0^\circ - 20^\circ$ ) 随着敲出角的增大, 理论曲线与实验结果几乎完全重合; 此外, 在图中我们还注意

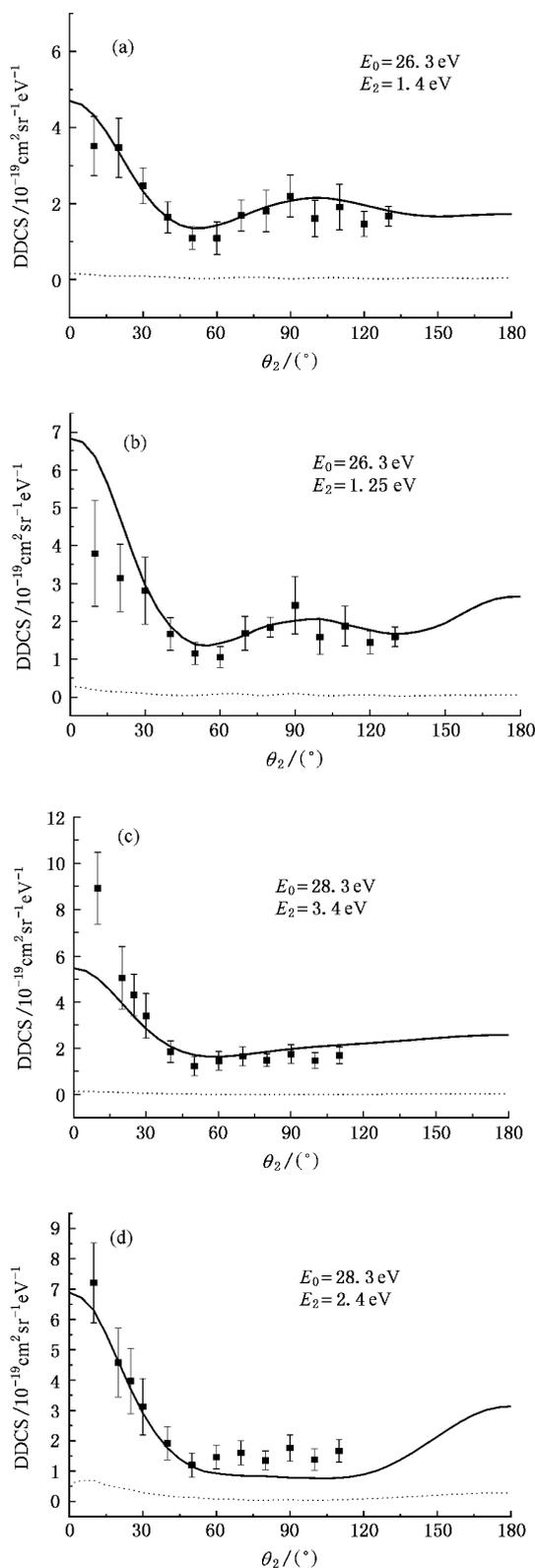


图 1 (a)—(d)入射能为  $E_0 = 26.3$  eV 和  $28.3$  eV, 敲出电子能量为  $E_2 = 1.4$  eV,  $1.25$  eV 和  $3.4$  eV,  $2.4$  eV 时, 电子入射单电离 He 原子的 DDCS 随敲出电子出射角  $\theta_2$  的变化曲线(■为 Schow 小组<sup>[15]</sup>实验结果; —为 DS3C 结果; .....为 BBK 结果)

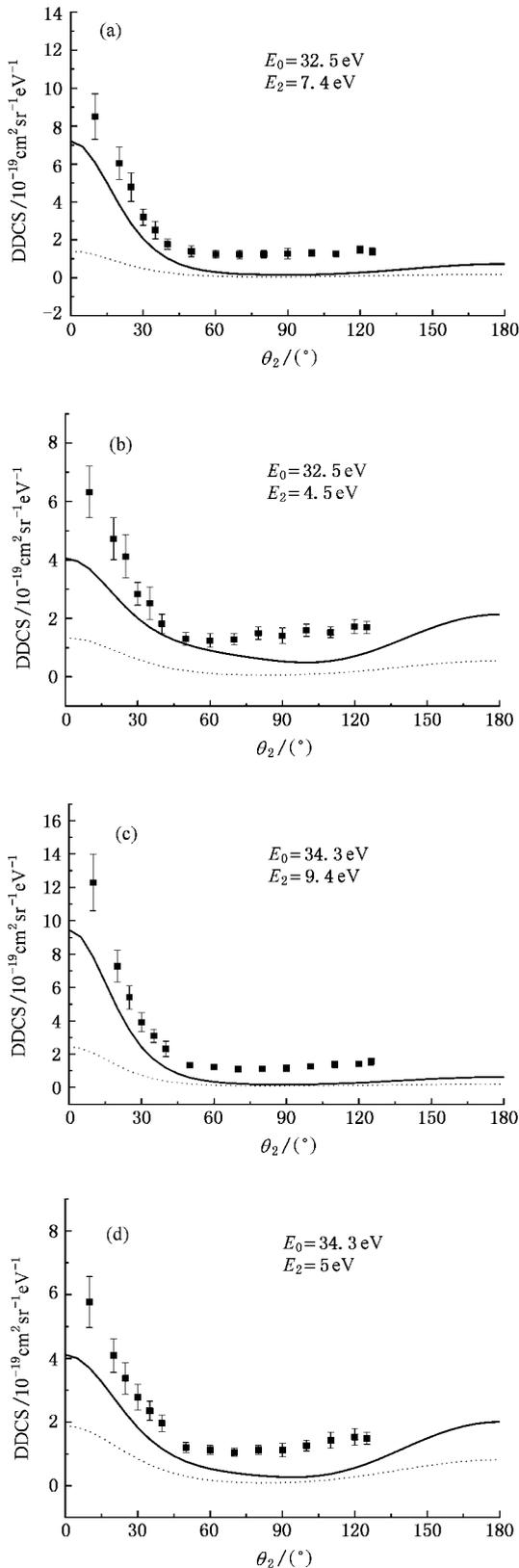


图2 (a)–(d)同图1,但是  $E_0 = 32.5 \text{ eV}$  和  $34.3 \text{ eV}$ ;  $E_2 = 7.4 \text{ eV}$ 、 $4.5 \text{ eV}$  和  $9.4 \text{ eV}$ 、 $5 \text{ eV}$

到随着入射能的增加, BBK 模型的计算结果开始出现了有意义的峰、谷结构, 可以对实验结果给出一个大致的描述. 这也是预料之中的事. 因为随着入射能的增加, 两出射电子的能量增大, 末态三个两体库仑子系统彼此间的影响减小, 所以 DS3C 模型对 BBK 模型的修正效果将随入射能的增加而减小.

综合图 1、2 可见: 在这种低入射能的情况下, BBK 模型对截面的描述基本上是失败的; DS3C 模型整体低估了 DDCS 的大小, 并且入射能越低, 这种情况越严重. 这不禁使我们想起在早期所做的低能电子电离原子的 TDCS 的研究中, 尽管 DS3C 模型产生的 binary 峰与实验结果很好的一致, 但是在 recoil 峰处, 无论散射角多大, DS3C 模型都大大地低估了 TDCS 的值<sup>[19, 20, 24]</sup>, 而在 DDCS 的研究中, 对于某一个固定的敲出角  $\theta_2$  来说, 散射角在全空间范围内变化, 因此总的平均效果是 DS3C 模型必然整体低估 DDCS 的大小.

在图 3(a)、(b) 和图 3(c)、(d) 中, 入射能增加到  $36.5 \text{ eV}$  和  $40.7 \text{ eV}$  相应的敲出电子能量分别为  $E_2 = 11.4 \text{ eV}$ 、 $8 \text{ eV}$  和  $15 \text{ eV}$ 、 $10 \text{ eV}$ ; 与前几种情况相比较可见随着入射能的增加, 理论曲线与实验结果的符合程度越来越好. 当入射能达到  $40.7 \text{ eV}$  时, 理论曲线不仅在截面的峰、谷结构上, 而且在截面的大小上都与实验结果几乎完全重合. 在图中我们还看到, 同一入射能下, 随着敲出电子能量的减小, 理论曲线与实验结果的符合程度略有变差的趋势. Biswas 等人<sup>[16]</sup>曾对此作过专门研究, 并指出: 这是由于忽略了短程效应的影响, 对敲出电子的末态波函数采用了不恰当的描述而导致的结果. 最近, 我们曾在双对称几何条件下, 研究过短程效应对电子入射电离 He 原子( $e, 2e$ )过程中 TDCS 的影响<sup>[25]</sup>, 研究表明: 在低入射能时, 尤其是在近阈附近, 短程效应对截面的影响确实是十分显著的. 因此, 在进一步的研究中, 我们将在 DDCS 的计算中, 定量地讨论短程效应对截面的影响.

在未通道, 出射电子具有不可分辨性, 因此需要考虑两个末态电子的交换效应. 为了定量地给出交换效应的大小, 在图 4 中分别给出了入射能为  $26.3 \text{ eV}$  和  $40.7 \text{ eV}$  时, 由直接散射幅和交换散射幅单独生成的截面. 由图可见: 当  $E_0 = 26.3 \text{ eV}$  时, 截面呈现出两个峰, 向前峰 ( $\theta_2 = 0^\circ - 50^\circ$ ) 和向后峰 ( $\theta_2 = 50^\circ - 150^\circ$ ), 而直接散射幅和交换散射幅单独生成的截面恰好在截面的谷底  $\theta_2 = 50^\circ$  处相交, 向前峰主

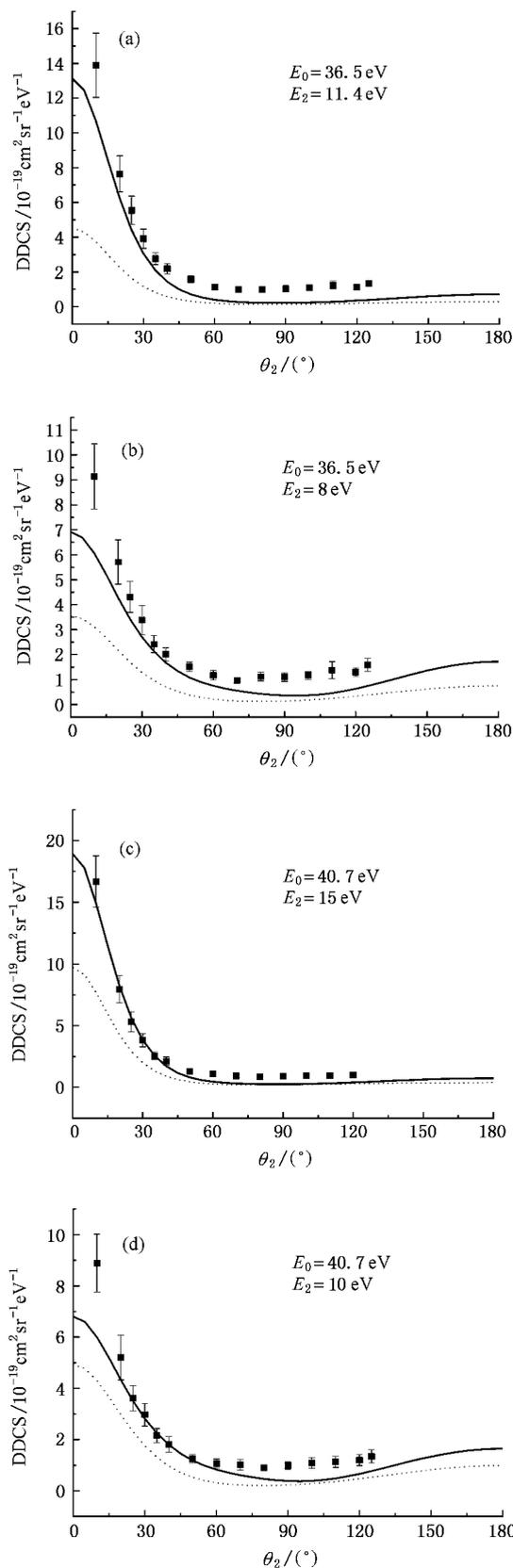


图3 (a)–(d)同图1,但是  $E_0 = 36.5 \text{ eV}$  和  $40.7 \text{ eV}$ ;  $E_2 = 11.4 \text{ eV}$ ,  $8 \text{ eV}$  和  $15 \text{ eV}$ ,  $10 \text{ eV}$

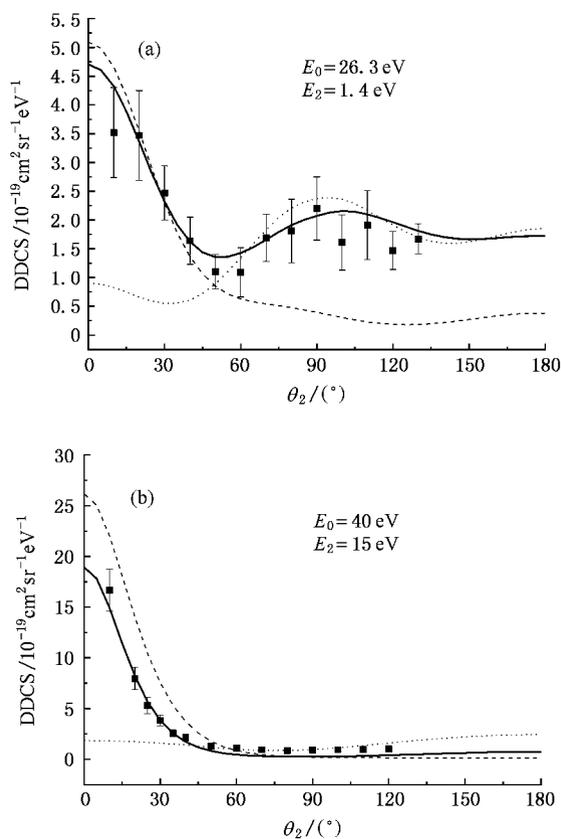


图4 (a)–(b)  $E_0 = 26.3 \text{ eV}$  和  $40.7 \text{ eV}$  时,总截面以及直接和交换散射幅单独生成的截面(■为 Schow 小组<sup>[15]</sup>实验结果;—为总截面;---为直接散射幅截面;.....为交换散射幅截面)

要由直接散射幅决定,而向后峰则主要由交换散射幅决定,可见在这种极低入射能的情况下,交换效应是十分明显的.当入射能增加到  $E_0 = 40.7 \text{ eV}$  时,向后峰消失,交换幅迅速减小,截面主要由直接散射幅决定.由此可见,随着入射能的增加,直接散射幅的贡献不断增大,而交换散射幅的贡献不断减小,这与我们早期对 TDCS 研究时得到结论是一致的<sup>[24]</sup>.

综上所述,本文在前期工作的基础上,通过对电子入射电离 He 原子的  $(e, 2e)$  过程中,散射电子三重微分截面在全空间的角度积分得到敲出电子的二重微分截面.用 BBK 模型和 DS3C 模型分别研究了低能电子入射电离 He 原子的 DDCS.研究表明:在本文的入射能范围内, BBK 模型基本上是失效的; DS3C 模型在不同入射能的情况下均能给出与实验结果符合很好的截面分布,但在截面的大小上与实验结果之间存在着一定的偏差,这种偏差随着入射能的增大而减小.此研究工作还表明:在如此低能的情况下,交换效应是不可忽略的,现有的理论方法有待进一步改进和完善.

- [ 1 ] Zhang C H , Qiu W , Xin J L , Niu Y Y , Wang X W , Wang J Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2449 ( in Chinese ) [ 张程华、邱巍、辛俊丽、牛英煜、王晓伟、王京阳 2003 物理学报 **52** 2449 ]
- [ 2 ] Liu Y B , Pang W N , Ding H B , Shang R C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5121 ( in Chinese ) [ 刘义保、庞文宁、丁海兵、尚仁成 2005 物理学报 **54** 5121 ]
- [ 3 ] Liu J B , Wang Y , Zhou Y J 2007 *Chinese Physics* **16** 72
- [ 4 ] Das J N , Bhattacharyya P K 1992 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **25** 249
- [ 5 ] McCarthy I E , Zhang X 1989 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **22** 2189
- [ 6 ] Byron Jr F W , Joachain C J , Piraux B 1985 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **18** 3203
- [ 7 ] Biswas R , Sinha C 1995 *Phys. Rev. A* **51** 3766
- [ 8 ] Bray I , Stelbovics A T 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 53
- [ 9 ] Brauner M , Briggs J S , Klar H 1989 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **22** 2265
- [ 10 ] Berakdar J , Klar H 1992 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **26** 3891
- [ 11 ] Shyn T W and Sharp W E 1979 *Phys. Rev. A* **19** 557
- [ 12 ] Müller-Fiedler R , Jung K , Gerhardt H 1986 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **19** 1211
- [ 13 ] Pichou F , Huetz A , Joyez G , Landau M 1978 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **11** 3683
- [ 14 ] Röder J , Ehrhardt H , Bray I , Fursa D V 1997 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **30** 1309
- [ 15 ] Schow E , Hazlett K 2005 *Phys. Rev. A* **72** 062717
- [ 16 ] Biswas R , Sinha C 1996 *Phys. Rev. A* **54** 2944
- [ 17 ] Chen Z J , Xu K Z 1999 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **32** 1259
- [ 18 ] Röder J , Ehrhardt H , Igor Bray , Dmitry V Fursa 1997 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **30** 1309
- [ 19 ] Zhang S M 2000 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **33** 3545
- [ 20 ] 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 ]
- [ 21 ] Zhang S M , Chen Z J , Shi Q C , Xu K Z 1997 *Z. Phys. D* **41** 171
- [ 22 ] Berakdar J , Briggs J S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3799
- [ 23 ] Chen Z J , Shi Q C , Zhang S M , Xu K Z 1997 *Phys. Rev. A* **56** R2514
- [ 24 ] 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 ]
- [ 25 ] Zhang S M , Zhang Y , Wu X J , Song J 2006 *J. At. Mol. Phys.* **23** 636 ( in Chinese ) [ 张穗萌、张 玉、吴兴举、宋 军 2006 原子与分子物理学报 **23** 636 ]

# A theoretical study on double differential cross sections for electron impact ionization of helium at low energies<sup>\*</sup>

Zhang Sui-Meng<sup>1,2)†</sup> Wu Xing-Ju<sup>1)</sup> Sun Rui<sup>1)</sup>  
Yang Huan<sup>2)</sup> Gao Kuang<sup>2)</sup> Zhou Jun<sup>1)</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Atomic and Molecular Physics Department of Mathematics and Physics, West Anhui University, Lu'an 237012, China*

<sup>2</sup> *College of Physics and Electrical Information, Anhui Normal University, Wuhu 241000, China*

( Received 24 March 2007 ; revised manuscript received 16 April 2007 )

## Abstract

In the present work we have studied the double differential cross sections for single ionization of a helium atom by electron impact at low energies. The double differential cross sections of the secondary ejected electron have been obtained by integrating the triple differential cross sections over the entire angular range of the primary scattered electron. The double differential cross sections for electron impact ionization of helium at incident energies of 26.3, 28.3, 30.3, 32.5, 34.3, 36.5 and 40.7 eV have been calculated in the BBK and DS3C model. The present DS3C results are compared with the absolute measurements, and reasonably good agreement has generally been found except for low incident energies ( e. g. 26.3 eV ) and low ejected angles. In addition, the direct and exchange amplitudes are also considered. It has also been shown how the exchange effects contribute to the cross sections.

**Keywords** : double differential cross sections , electron impact at low energies , exchange effect

**PACC** : 3480D , 3450H

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Foundation of Anhui Province ( Grant No. 03406203 ), by the Foundation for Major Research Program of Education Department of Anhui Province ( Grant No. ZD2007002-1 ), by the Natural Science Foundation of Education Commission of Anhui Province ( Grant No. 2006KJ267B ) and by the Foundation for University Talented Persons of Anhui Province, China ( Grant No [ 2003 ] 22 ).

<sup>†</sup> E-mail Smzhang@wxc.edu.cn