

64.6 eV 电子碰撞电离氦原子 (e, 2e) 反应的理论研究*

陈展斌 刘丽娟 董晨钟[†]

(西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730070)

(2011年6月8日收到; 2011年12月26日收到修改稿)

利用 BBK 理论及其修正模型, 计算了入射能 64.6 eV、不同枪角情况下, 电子碰撞电离氦原子 (e, 2e) 反应的三重微分散射截面. 分析了曲线结构, 对其内部碰撞机制进行了详细的研究和探讨. 结果表明: 在非共面几何条件下, 碰撞微分截面上所呈现出来的特征是由多种效应共同作用所决定的, 随着条件的不同而相互转化. 且在垂直入射几何条件下, 末通道存在着极强的动力学屏蔽.

关键词: BBK 模型, 三重微分截面, 非共面几何条件

PACS: 34.80.Dp, 34.50.Fa

1 引言

(e, 2e)^[1-16] 电子碰撞电离反应是原子与分子物理学散射领域的一个重要的组成部分, 由于其在大气物理、气体放电装置、激光动力学模拟、等离子体科学、核聚变等许多领域有着非常重要的应用价值, 因此引起了越来越多物理学工作者研究的兴趣. 继 1969 年对共面不对称几何条件下 He 原子 (e, 2e) 反应截面开创性的测量之后, 近半个世纪以来, 电子碰撞电离 (e, 2e) 反应在碰撞动力学及运动学方面的研究取得了重大进展. 实验方面, 伴随着第三代电子动量谱仪、反应显微成像谱仪的研制成功, 一些极端几何条件下的数据被实验所测量, 使人们对 (e, 2e) 反应过程中微观机理的研究有了更新的认识. 理论方面, 优秀的模型与近似方法层出不穷, 如满足出射渐近边界条件的解析三体连续库仑波的 BBK 理论^[1]、扭曲波一级二级玻恩近似 (DWBA)^[11]、基于非微扰近似的三体库仑体系数值解的密耦合理论 (CCC)^[14]、时密耦合理论 (TDCC) 以及近期发展的精确描述靶态的多组

态 (MCHF) 方法^[10] 等对实验结果与现象都给出了较成功的描述, 为人们细致地探索初末通道中相互作用与动力学问题提供了便利的条件.

多年来, 实验和理论的研究一直限于所谓的共面几何条件, 即入射电子在敲出电子和散射电子所决定的平面内. 但是, 单一的几何学安排并不能代表在全空间内对理论的检验, 正如 Schulz 等^[8] 在《Nature》杂志上首次揭示散射平面外还有一个较强的电子出射截面一样, 在非共面几何条件下的测量数据也显现出了同样的问题^[3]. 一些传统的方法根本无法解释这些结果, 这无疑给理论工作者提出了严峻的挑战. 因此, 在非共面几何条件下的研究越来越受到人们的重视, 大量实验数据被新的仪器重新测量^[12], 理论模型也在不断地修正和推广. 继 1999 年 Rescigno 等在《Science》杂志^[4] 上宣布完美解决了量子多体碰撞体系中最基本、最简单的氢原子 (e, 2e) 反应的动力学过程之后, 近期, Bray 等^[14] 在比较 Murray 等的实验数据后宣称, 氦原子的单电离动力学问题已被收敛密耦合 (CCC) 理论完美地解决, 并认为在非共面条件下存在的部分规律性的不符是由于早期实验测量不准确所造

* 国家自然科学基金 (批准号: 10847007, 10876028, 10964010)、高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20070736001)、兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心基金和西北师范大学科技创新工程 (批准号: NWNU-KJXGC-03-21) 资助的课题.

[†] E-mail: dongcz@nwnu.edu.cn

成的. Ren 等^[16] 随后针对性的实验表明在大角度散射(背角散射)条件下, CCC 曲线存在着明显的不符. 其实验是安排在共面能量对称几何条件下进行的, 存在着一些缺陷. 一方面, 无法准确区分散射电子和敲出电子; 另一方面, 其中可能存在着大量小角度散射事件的干扰, 使得真正的背角散射微分截面特征被掩盖. 但这也无疑给理论模型提出了众多质疑. 因此, 为验证理论的完美与否, 在非共面几何学安排的测量与研究就显得尤为迫切.

作为一种成功的三体库仑波理论, 在 (e, 2e) 反应研究领域为大家公认的最佳模型之一的 BBK 模型^[1,2], 由于其对简单的氢氦原子的处理有着明显的优越性, 自提出伊始就引起了人们广泛的关注, 几十年来在经受共面几何条件下实验数据考验的同时, 理论上的修正工作也愈加成熟和完善. 由于其可以准确地预言三重以及全微分散射截面全范围内的运动参数(能量、动量(矢量)), 因此, 现在的兴趣也转入复杂的非共面几何条件下. 在前一阶段, 我们在非共面大枪角入射几何条件下, 用 3C 模型和 DS3C 模型对电子入射单电离氦原子的 (e, 2e) 反应进行了初步的计算并进行了部分修正工作^[17]. 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, 同时我们通过修正索末菲参量, 有效地处理非共面几何条件下低入射能量碰撞问题. 但据我们所知, 到目前为止, 尚未有在该几何条件下对截面结构及碰撞机制进行系统分析的研究报道, 亟待进一步的讨论.

因此, 本文用 3C 模型和 DS3C 模型对入射能 64.6 eV, 在不同入射枪角下, 电子入射电离氦原子的三重微分散射截面 (TDCS) 进行了计算, 分析了截面特征, 并对截面的结构和内部碰撞机制进行了深入的分析 and 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 . 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_{fi} 为转换矩阵元, 被定义为

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

式中, ψ_f^- 和 ϕ_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. 考虑到无极化条件下两个出射电子的交换效应, 则相应的 TDCS 为

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

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, 其中直接散射振幅就是转换矩阵元:

$$f(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = T_{\text{fi}} = \langle \psi_f^- | V_i | \phi_i \rangle. \quad (5)$$

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:

$$\phi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1} \varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3), \quad (6)$$

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, 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⁺ 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⁺ 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 $\phi_f(r_1, r_2)$ 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

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

$$\chi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \prod_{j=1}^2 F_1[i\alpha_j; 1; -i(k_j r_j + \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}_j)]_1$$

$$F_1[i\alpha_{12}; 1; -i(k_{12} r_{12} + \mathbf{k}_{12} \cdot \mathbf{r}_{12})], \quad (13)$$

${}_1F_1$ 为合流超几何函数, α_j ($j = 1, 2, 12$) 称为索末菲参量, 它可表为

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

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

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

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

其中,

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

为计算非共面几何条件下电子入射离化氦原子的三重微分截面, 须将实验中的枪角 ψ 和散射角 ξ 转化成理论计算中的散射角 θ 和相对方位角 ϕ . 转化公式如下:

$$\cos \theta = \cos \psi \cos \xi, \quad (19)$$

$$\cot \frac{\phi}{2} = \cot \xi \sin \psi. \quad (20)$$

具体的推导和计算过程在早期文献中已有介绍^[17], 限于篇幅, 这里不再赘述.

3 结果与讨论

我们分别用 BBK 和 DS3C 模型在非共面条件下对 He 原子的三重微分散射截面进行了理论计算, 实验结果^[6,9] 和理论计算曲线如图 1(a)—(f) 所示. 计算结果标记为 BBK, DS3C. 图 1(g) 中对 DS3C 模型进行了修正, 修正曲线在图中标记为 DS3C-1.

图 1(a)—(g) 给出了 $E_i = 64.6$ eV, $E_1 = E_2 = 20$ eV, 入射枪角 ψ 分别为 $0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ 时 TDCS 随 ξ 的变化关系. 由图 1(a)—(c) 可见: 当枪角 ψ 从 0° 变化到 45° 时, 实验数据的微分截面显现先单调递减后单调上升的变化趋势, 3C 与 DS3C 计算曲线均重现了这一趋势与结构, 而枪角 $\psi = 0^\circ$ 时即对应于共面双对称几何条件, 可知

其中, $\mathbf{k}_{12} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$; 由上述 α_j ($j = 1, 2, 12$) 得到的末态波函数称为 3C 函数或 BBK 波函数, 上述模型称为 3C 模型或 BBK 模型.

Zhang^[2] 的 DS3C 模型是在 Berakdar 工作的基础上, 从动量相关的角度入手得到并修改了任意几何条件下的索末菲参量. 参量的表达式为

上述变化趋势同时存在于两种几何条件中. 随着枪角的逐渐增大, 共面几何向非共面小枪角几何条件过渡, 图 1(a)—(c) 中散射角 $\xi \leq 90^\circ$ 截面逐渐减小, $\xi \geq 90^\circ$ 的过程相对比例开始变大, 而第一种两次两体碰撞机制早已被实验证实存在于在共面几何 (对称, 不对称) 条件中. 因此我们认为: 由共面几何向非共面小枪角几何过渡的过程中, 截面的整体变化趋势始终保持良好的相似性, 这种相似性与系统内部的碰撞机制息息相关. 其本质可解释为: 束缚电子与氦核之间的弹性散射及初通道入射电子与原子靶发生的弹性散射. 即在上述两种几何条件下, 入射电子将束缚电子碰撞敲出之后, 敲出电子 e_2 被靶核反弹而沿动量转移 \mathbf{K} 相反方向出射, 该机制在 64.6 eV 入射共面几何和非共面小枪角几何条件下始终占据着相当大的比例. 此外, 随着枪角的增大, 上述散射角 $\xi \geq 90^\circ$ 的过程相对比例逐渐增大, 这种过程一方面可以解释为束缚电子与氦核的之间弹性散射强度的逐步增强, 另一方面可以解释为由于入射能量较低, 电子与靶原子之间存在很强的库仑相互作用, 这种作用使得入射电子与原子靶会发生弹性散射, 即说明在发生 (e, 2e) 碰撞过程的前与后, 都发生了入射电子与靶原子或离子之间的弹性散射或绕核散射, 且这种散射的角度又是随意的, 不存在一定的关系性或特殊性. 而散射角 $\xi \geq 90^\circ$ 的过程相对比例增大的原因也就是散射过程中大角度散射所占比例较大所形成的, 这就造成了碰撞机制的复杂性.

图 1(d)—(e) 给出了 $E_i = 64.6$ eV, $E_1 = E_2 =$

20 eV, 入射枪角 ψ 分别为 67.5° , 80° 时 TDCS 随 ξ 的变化关系. 由图 1(d) 可以看到, 实验数据在该几何条件下 $\xi = 70^\circ$ 处出现一个尖锐的极小. DS3C 曲线对这一现象给出了较好的描述, 但是我们注意到在 $\xi = 85^\circ$ 附近 DS3C 曲线同时给出了一个峰的‘肩膀’, 而这一‘肩膀’也在图 1(e) 中实验数据及 DS3C 曲线中出现. 如何来说明这个问题呢? 经过分析, 我们认为: 按照上述变化趋势, 在这种特殊的能量和角度安排下, 由于入射电子能量较低, 系统内部发生电子之间直接碰撞机制和两次或多次散射机制的概率非常接近, 或者说发生弹性散射或绕核散射以及第一种两次两体碰撞的机会较大, 而散射的角度又是随意的, 因此这些碰撞方式就有可能使得具有相同散射角的出射电子对应于多种散射‘轨迹’. 任取两种‘轨迹’对应于振幅 $f_1(\theta)$, $f_2(\theta)$, 类似于双原子分子或两个中心的干涉效应一样, 那么总的散射振幅 $f(\theta)$ 对应于两种振幅的相干或相长, 按照文献 [15] 中解释电子与氩原子弹性散射单重微分截面特征的理论, 可以表示为

$$\begin{aligned} |f(\theta)|^2 &= |f_1(\theta) + f_2(\theta)|^2 \\ &= |f_1(\theta)|^2 + |f_2(\theta)|^2 \\ &\quad + 2|f_1(\theta)||f_2(\theta)|\cos(\Delta\delta), \quad (21) \end{aligned}$$

$\Delta\delta$ 为两散射振幅之间的相位差, 且与 θ 有一定关系, $\Delta\delta \leq \pm 180^\circ$. 可以看到, 当相位差取 $\pm 180^\circ$ 时, 两振幅将产生相消的干涉, 如果忽略其他的影响, 仅从上述计算上看, 截面总振幅小于两振幅的叠加从而导致极小值的出现. 而相反, 当相位差取 0° 时, 两振幅将产生相长的干涉, 如果忽略其他的影响, 截面总振幅大于两振幅的叠加从而出现极大值. 因此, 结合图 1(d)—(e) 中计算曲线的结构, 我们认为: 出现在 $\xi = 70^\circ$ 和 $\xi = 100^\circ$ 附近的极小值都是由于相消干涉所引起的, $\xi = 85^\circ$ 处出现的较大的‘肩膀’则是由于相长干涉所造成的. 此外, Bowering 和 Murray 等也曾在文献 [5] 中解释过 $\psi = 67.5^\circ$ 时三重微分截面中出现的那个很深的极小, 认为是前向和后向散射振幅相互作用抵消的结果, 因为在 $\psi = 67.5^\circ$ 截面中这两项振幅是近似相等的. 这种解释认为图 1(d) 中前向散射角和后向散射角的截面大小基本相等, 即 $f_1(\theta) \approx f_2(\theta)$. 而向前向后的散射振幅方向相反即 $f_1(\theta) \approx -f_2(\theta)$, (21) 式中 $|f(\theta)|^2 = |f_1(\theta) - f_2(\theta)|^2 \approx 0$, 这当然是一种理想的状态. 分析 DS3C 曲线后我们认为: 总的散射振幅 $f(\theta)$ 的大小要取决于 $f_1(\theta)$ 和 $f_2(\theta)$ 贡献的大小, 如果两者贡献相差不大, 即 $f_1(\theta) \approx f_2(\theta)$

这就回到了文献 [5] 中的解释. 但是, 如果 $f_1(\theta)$ 和 $f_2(\theta)$ 的贡献相差很大, 则由 (21) 式可以看出第三项对最终截面的贡献较小, 相应的总截面 $|f(\theta)|^2 \approx |f_1(\theta) + f_2(\theta)|^2$, 对应于截面中则会出现较浅而宽的谷. 而此时, 相位差的大小影响截面中谷浅而宽的程度, 且这种影响相对较弱, 即使相位差取 0° 时, 对应于相长干涉发生的情况, 在截面上体现极值也不会很明显. 因此, 按照上述理论, 我们认为: 由共面几何向非共面小枪角几何过渡的过程中, 电子之间碰撞以及第一次两体碰撞机制所占比例较大, 随着枪角的不断增大, 弹性散射几率以及绕核散射贡献变大, 使得图 1(d)—(e) 中在 $\xi = 70^\circ$ 处对应于上述两散射轨迹振幅相等方向相反, 且相消干涉发生, 从而导致了极小深谷的出现. 而散射角在 $\xi = 70^\circ$ 向 $\xi = 100^\circ$ 变化的过程中, 两种散射轨迹振幅由近似相等而逐渐发生变化, 这就导致了 $\xi = 100^\circ$ 处对应于振幅相差较大, 且相消干涉发生, 使得截面在位于 $\xi = 100^\circ$ 处的变化不明显, 从而形成浅且宽的谷结构. 与此同时, 位于两谷之间的 $\xi = 85^\circ$ 处出现的较大的‘肩膀’对应于相长干涉的区域, 也逐渐出现了极大值. 图 1(e) 中实验数据显现出微弱的‘肩膀’雏形, 也从侧面证实了我们结论的合理性和一定的可信性. 当然, 以上的讨论我们完全是从 DS3C 模型所得到的理论计算曲线的结构特征出发而进行的, 尽管有些地方 DS3C 计算曲线与实验数据仍有较大的差距, 但 DS3C 波函数在末通道很好地考虑了两出射电子与一个反冲离子它们两两之间的相互作用, 使我们这一特定入射能量、特定枪角、特定散射角度情况下电离过程中其他效应的干扰降到很低, 从而进行了较好的解释. 当然, 如果我们考虑干涉的同时, 又考虑多种碰撞机制或其他效应的话, 那么, 由于振幅近似相等所引起的干涉效应就会明显减弱, 特别是在非共面几何条件下低能电子入射电离多电子原子的 (e, 2e) 反应中, 初通道中入射电子与靶核的相互作用、靶的极化效应、靶内束缚电子的关联效应、末通道中反冲离子对敲出电子的扭曲效应、两出射电子之间的关联效应以及两出射电子间的交换效应, 三体之间的屏蔽效应以及剩余电子屏蔽效应等都将会在电离过程中起着重要作用, 抹去任何一项都将直接影响截面结构. 如果考虑上述效应再与干涉效应综合之后, 那么由于上述干涉效应所引起的极大极小的特征体现到 (e, 2e) 反应碰撞微分截面上将越来越不明显, 甚至出现相反结论.

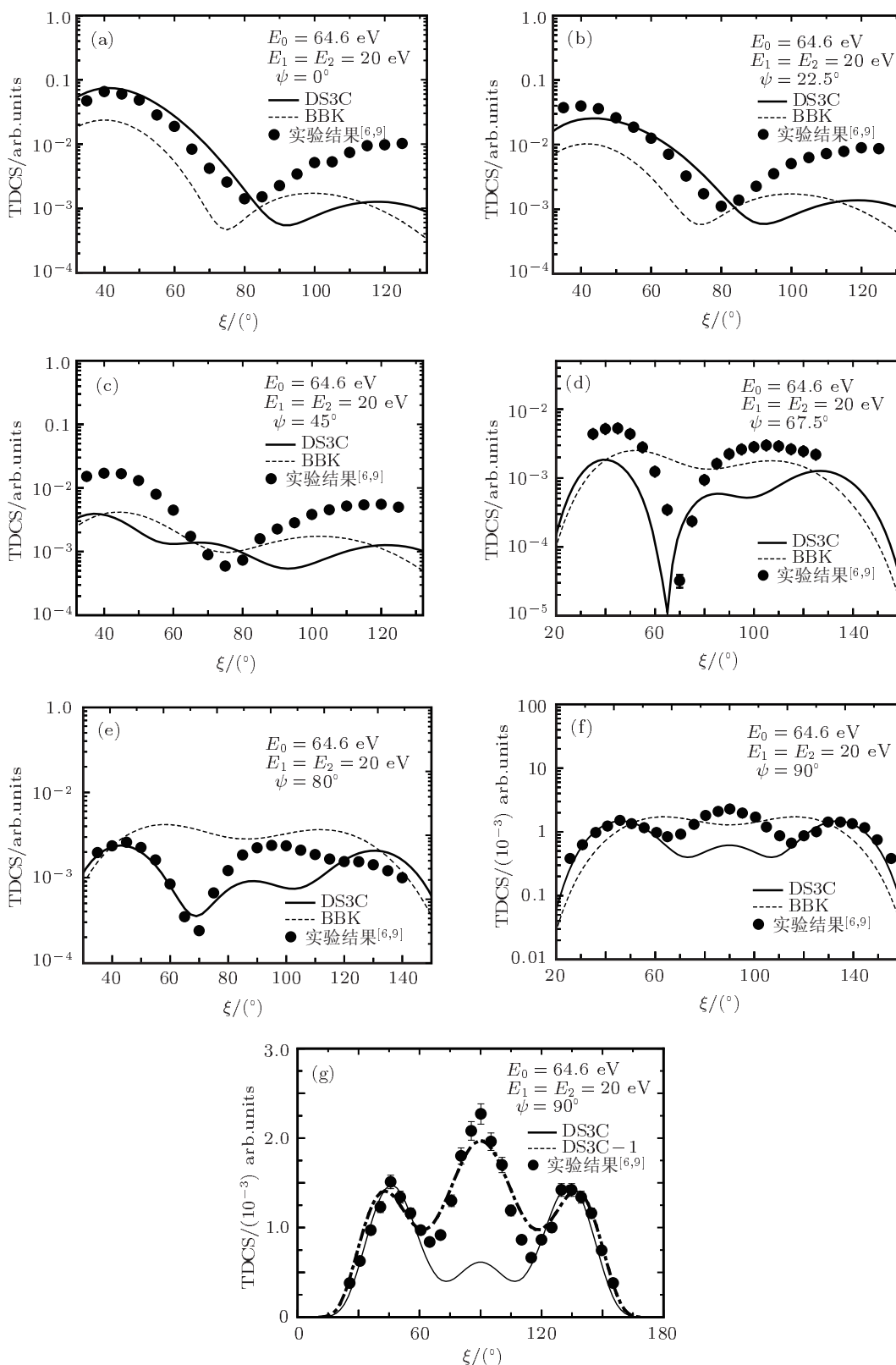


图 1 (a)—(g): 非共面几何条件下, 入射枪角 ψ 为 $0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ 时, 电子电离氦原子的 TDCS 随 ξ 的变化关系

图 1(f)—(g) 给出了 $E_i = 64.6 \text{ eV}$, $E_1 = E_2 = 20 \text{ eV}$ 垂直入射时电子电离氦原子的三重微分截面. 可以看到: 实验数据的截面呈现三峰两谷高

度对称结构, DS3C 曲线较好地描述了这一结构. 按照 Zhang 等^[18] 对该三峰的形成机制进行的探讨: 中间峰是由于单次碰撞机制产生的, 而 $\xi = 45^\circ$

和 $\xi = 135^\circ$ 附近的峰则是由于两次或多次散射所引起的. 结合图 1(f) 我们看到, DS3C 计算曲线中间峰幅度比实验数据大幅度偏低, 存在着严重的不符, 类似的不符在一系列其他的入射能量情况下也出现过^[19]. 共面条件下 BBK 理论研究认为: 有效电荷的大小直接影响着单次散射 (binary) 峰幅度而对两次散射 (recoil) 峰幅度所造成的影响较小. 因此, 我们认为: 尽管在非共面几何条件下, 仍可以通过进一步考虑末通道的屏蔽方法来对 DS3C 曲线进行修正. 如图 1(g) 中 DS3C-1 计算曲线, 可以看到, 调节有效电荷后^[17] 的修正曲线与实验数据符合得非常好, 以致于图 1(g) 中的 DS3C-1 曲线与实验数据中三峰基本重合, 类似的一系列其他能量入射情况下, 修正后的曲线与实验数据符合程度也大幅度提升 (限于篇幅, 这里没有给出). 由此, 我们得出结论: 在低能垂直入射电离氦原子 (e, 2e) 反应中, 对于末通道而言, 两出射电子所感受到的有效电荷非常低, 系统内存在着极强的动力学屏蔽过程. 3C 波函数描述末通道三粒子彼此独立, 由于未考虑三体两两相互作用, 不能很好地描述两出射电子靠得很近时的状态, 因此在图 1 中小枪角入射与实验数据符合较好, 而枪角 $\psi \geq 67.5^\circ$ 之后, 所显现出来的曲线结构严重偏离了实验数据, 与 DS3C 曲线差异也越来越大. 这一情况也从侧面验证了考虑上述效应

综合之后, 在 (e, 2e) 反应中体现在碰撞微分截面上的特征将越来越不明显, 从而导致出现较大差异的推断. 因此, 在非共面几何条件下如何综合的来描述这些效应就显得尤为重要, 这也正是我们下一步所要考虑的问题.

4 结论

本文使用发展较为成熟的 BBK 理论及其修正模型, 在非共面几何条件下, 计算了电子电离氦原子 (e, 2e) 反应的三重微分截面, 将实验数据与计算结果进行了比较, 并由 DS3C 的计算曲线分析了截面结构, 对其内部碰撞机制进行了详细的分析和探讨. 结果表明: 在非共面几何条件下, (e, 2e) 反应中碰撞微分截面上所体现极大极小的特征是由多种效应共同作用所引起的, 只是在特定的能量、角度情形下, 某一效应显现得比较突出, 占主导地位; 随着条件的不同内部各种效应之间对截面所产生的影响权重也各不一样, 相互变化. 且在垂直入射几何条件下, 末通道存在着极强的动力学屏蔽.

中国科学院近代物理研究所闫顺成博士与作者进行了有益的讨论, 在此表示感谢.

- [1] Brauner M, Briggs J S, Klar H 1989 *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **22** 2265
- [2] Zhang S M 2000 *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **33** 3545
- [3] Sun S Y, Jia X F, Shi W Q, Li X W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3458 (in Chinese) [孙世艳, 贾祥富, 师文强, 李雄伟 2008 物理学报 **57** 3458]
- [4] Rescigno T N, Baertschy M, Isaacs W A, McCurdy C W 1999 *Science* **286** 2474
- [5] Bowring N J, Read F H, Murray A J 1999 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **32** L57
- [6] Murray A J, Read F H 1993 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **26** L359
- [7] Berakdar J, Briggs J S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3799
- [8] Schulz M, Moshhammer R, Fischer D, Kollmus H, Madison D H, Jones S, Ullrich J 2003 *Nature* **422** 48
- [9] Murray A J, Bowring N J, Read F H 2000 *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **33** 2859
- [10] Saha H P 2011 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **44** 065202
- [11] Hargreaves L R, Stevenson M A, Lohmann B 2010 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43** 205202
- [12] Nixon K L, Murray A J, Kaiser C 2010 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43** 085202
- [13] Ren X, Senftleben A, Pfluger T, Dorn A, Colgan J, Pindzola M S, Al-Hagan O, Madison D H, Bray I, Fursa D V, Ullrich J 2010 *Phys. Rev. A* **82** 032712
- [14] Bray I, Fursa D V, Kadyrov A S, Stelbovics A T 2010 *Phys. Rev. A* **81** 062704
- [15] Yan S, Ma X, Zhang P, Xu S, Zhang S F, Zhu X L, Feng W T, Liu H P 2011 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **44** 055202
- [16] Ren X, Bray I, Fursa D V, Colgan J, Pindzola M S, Pfluger T, Senftleben A, Xu S, Dom A, Ullrich J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052711
- [17] Chen Z B, Yang H, Wu X J, Zhang S M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 063402 (in Chinese) [陈展斌, 杨欢, 吴兴举, 张穗萌 2011 物理学报 **60** 063402]
- [18] Zhang X, Whelan C T, Walters H R J 1990 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **23** L173
- [19] Yang H, Xing L L, Zhang S M, Wu X J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 103402 (in Chinese) [杨欢, 刑玲玲, 张穗萌, 吴兴举 2011 物理学报 **60** 103402]

A theoretical study on electron impact ionization helium (e, 2e) reactions at 64.6 eV*

Chen Zhan-Bin Liu Li-Juan Dong Chen-Zhong[†]

(Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics and Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

(Received 8 June 2011; revised manuscript received 26 December 2011)

Abstract

The triple differential cross sections for electron impact ionization helium (e, 2e) reactions are calculated by use of the BBK and modified BBK model at different gun angles of incident electron energy 64.6 eV. The structures of the cross sections and the physical natures of these structures are discussed in detail. It is found that for the non-coplanar geometry, cross sections are determined by a variety of effects together and these effects are converted to each other under different conditions. Moreover, strong dynamical screening effect is observed in the final state of the perpendicular plane symmetric geometry.

Keywords: BBK model, triple-differential cross section, non-coplanar geometry

PACS: 34.80.Dp, 34.50.Fa

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10847007, 10876028 and 10964010), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20070736001), the Foundation of Center of Theoretical Nuclear Physics of National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, and the Foundation of Northwest Normal University, China (Grant No. NWNNU-KJCXGC-03-21).

[†] E-mail: dongcz@nwnu.edu.cn