

截面依赖动量转移条件下屏蔽效应的理论研究*

陈展斌[†]

(安徽师范大学物理与电子信息学院, 芜湖 241000)

(2011 年 3 月 29 日收到; 2011 年 5 月 25 日收到修改稿)

利用 BBK 模型及修正方案, 对电子入射电离氢原子 ($e, 2e$) 反应过程中截面依赖动量转移条件下的三重微分散射截面 (TDCS) 进行了理论计算, 把计算结果与实验测量结果进行比较, 分析了截面结构, 并研究了末通道屏蔽效应对三重微分截面所产生的影响.

关键词: BBK 模型, 三重微分截面, 动量转移

PACS: 34.80.Dp, 34.50.Fa

1 引言

$(e, 2e)^{[1-7]}$ 反应为揭示原子内部结构和检验物理基本理论提供了途径, 具有重要的应用价值, 通过研究 $(e, 2e)$ 反应, 可以为许多相邻学科, 如天体物理学、凝聚态物理学、等离子体物理学、表面物理学、生物学和医学等学科提供理论方法、实验方法和基本数据. 因此, $(e, 2e)$ 反应已成为原子与分子物理学科备受关注的课题, 对这一课题的深入研究将有助于提高人们对物质相互作用中微观过程的认识, 是进一步认识大尺度团簇分子及固体材料自身变化规律的基础, 同时也能够推动其他学科的发展.

近几年来, 随着实验技术的发展和研究手段的深入, $(e, 2e)$ 电子碰撞在实验上取得了巨大的成功, 一些高科技仪器的应用使得在一些极端的几何条件进行测量成为可能, 例如最近发展起来的反应显微成像谱仪技术, 利用其自身探测立体角大的特点, 获得了电子在三维动量空间的出射特征谱, 从而可以实现分析几何的任意选择. 因此, 人们已不再满足于现有的几何学条件, 一些特殊的几何条件更能激发实验工作者探索的兴趣. 这就导致了理论模型面临着实验数据新的挑战. 对于理论研究而言, 直到 20 世纪末, 理论物理学家采用数学上自恰的、全新的方法, 并利用大量现代并行高速计算机, 解

决了量子多体碰撞体系中最基本、最简单的反应. 即电子与氢原子 ($e, 2e$) 碰撞电离过程, 计算结果与实验测量的三重微分截面的绝对值完全符合. 但是, 对于其他靶原子 (离子, 分子) 的 $(e, 2e)$ 反应而言, 目前还不能精确求解, 只能采取各种近似.

实验得到的大量的数据, 也有力地推动了近似模型研究的展开, 如 Born 近似, TDCC, PWIA, DWBA, EBS, Eikonal, CCC 方法以及对末态长程库仑势严格求解的 BBK 方法^[2]等, 被广泛应用于原子物理学的不同问题, 其中 BBK 方法在处理氢原子和氦原子方面是公认的最佳模型, 由于其考虑了三个独立的两体库仑子系统的相互作用, 因而其解表示为三个库仑波函数的乘积, 通常称这个解为 3C 函数. 在该模型发展的过程中, Berakdar 及 Zhang^[3] 等人曾先后修正了由于第三个粒子存在对两个粒子之间相互作用强度影响的索末菲参数, 这种修正考虑了三个两体库仑相互作用彼此间的动力学屏蔽 (DS), 修正后的波函数称为 DS3C 波函数.

2007 年, Deharak 等^[8,9] 从实验和理论上给出了电子电离氢原子 ($e, 2e$) 反应中三重微分截面依赖动量转移的关系. 其实验是在共面条件下入射能分别为 150 eV, 488 eV, 敲出电子能量为 34.5 eV, 通过固定敲出电子出射角 θ_b (较大) 测量三重微分散射截面 (TDCS) 随散射角 θ_a 在 -30° 至 30° 的变化规

* 高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号:20070736001) 资助的课题.

[†] E-mail: dongcz@nwnu.edu.cn

律, 该几何条件的特点是角度变化很小, 动量转移很大. 这种实验的测量方式与 Ehrhardt^[10,11] 几何条件在实验上固定 E_1, E_2, θ_a (通常是几度, 动量转移很小), 测量三重微分散射截面 (TDCS) 随 θ_b 的变化有所不同. 由于实验条件和手段的限制, 早期的实验很难完成测量工作, 因此, 早期的报道和研究都很少, 探讨各种理论模型在这种几何条件下的有效性就显得尤为必要.

因此, 本文利用 BBK 模型及修正方案, 对电子入射电离氦原子 (e,2e) 反应过程中截面依赖动量转移条件下的三重微分散射截面 (TDCS) 进行了理论计算, 把计算结果与实验测量结果进行比较, 并系统地分析了截面结构, 详细地研究了末通道屏蔽效应对三重微分散射截面 (TDCS) 所产生的影响及物理本质.

2 理论计算

在这部分, 将详细地介绍我们的理论推导.

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

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

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, 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, 相应的 TDCS 为

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

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

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

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

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

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

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

${}_1F_1$ 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:

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

其中, $\mathbf{k}_{12} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$; 由上述 α_j ($j = 1, 2, 12$) 得到的末态波函数称为 3C 函数^[2]. 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 [4] 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

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

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

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

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。

3 结果与讨论

下面我们分别用 3C 和 DS3C 模型在共面条件下对上述特殊几何条件下 He 原子的三重微分散射截面进行了理论计算, 计算结果相应的标记为 3C, DS3C. 实验结果^[8,9]和理论计算曲线如图 1(a)–(f) 所示 (为了叙述方便, 以下我们用 i, a, b 分别标记入射, 散射和敲出电子) 由于 De-Harak 等人^[8,9]在共面几何条件下 $E_i = 150$ eV, $E_i = 488$ eV, $E_b = 34.5$ eV, $\theta_b = 75^\circ, 90^\circ, -105^\circ$ 对 TDCS 进行的是相对测量, 所以图 1(a)–(c) 中理论计算所得的 TDCS 结果以实验数据^[8,9]为在散射角 $\theta_a = -18^\circ$ 处为标准作了归一化处理, 图 1(d)–(f) 中在散射角 $\theta_a = -8^\circ$ 处为标准作了归一化处理。

3.1 模型的比较和截面特征

3.1.1 曲线差异及原因

如图 1(a)–(c) 所示, 首先, 从峰的相对高度上看, 计算曲线和实验数据在该几何条件下所得到的 TDCS 随 θ_a 的变化曲线仍均呈双峰结构, 由于 $\pm\theta_b$ 的曲线和实验数据关于 $\theta_a = 0^\circ$ 左右对称, 因此 $\theta_b = 105^\circ$ 可由对称关系给出. 为了便于接下来的讨论, 我们把出射角 $\theta_b \geq 0^\circ$ 时, 位于散射角 $\theta_a < 0^\circ$ 的峰叫做主峰, 而在 $\theta_a > 0^\circ$ 所形成的峰称之为次峰. 可以看到, 主峰较高而宽, 幅度随

着 θ_b 的增加而逐步减小; 次峰较低也较宽, 幅度随着 θ_a 的增加而逐步增大. 图 1(a)–(c) 中, 在主峰处, 3C 给出了的较好的主峰结构, 但峰值小于实验数据, DS3C 曲线给出了更强的主峰, 与实验数据符合得更好. 在次峰处, 两种计算结果所得峰值存在明显的差异, 这种差异随着敲出电子出射角增大而增大, 可以看到, 3C 曲线峰的幅度略低, DS3C 相对较高, 且 BBK 理论的两种计算结果在图 1(c) 中给出的次峰均大于实验数据. 同时随着 θ_b 的增加, 理论结果和实验数据的主次峰的比率在逐渐减小. 我们还可以看到 DS3C 曲线随着 θ_a 的增加, 即动量转移的增加, 在次峰处修正效果越来越不明显, 偏离实验结果, 与 3C 曲线的差异也越来越小. 图 1(d)–(f) 中各曲线峰幅度的关系基本与 (a)–(c) 一致, 只不过在图 1(d)–(f) 中两曲线之间的差异越来越小, 我们尤其注意到图 1(d) 在 $\theta_a = 0^\circ$ 产生了一个尖锐的极小, TDCS 截面接近于 0 但不为 0.

其次, 从双峰角分布上看, 实验点给出了较清晰的主峰, 而次峰仅呈现出低而宽且不连续的形状, 所以就次峰来说较难判断其准确位置. 从图 1(a)–(c) 中理论结果所得曲线来看, 3C, DS3C 所给出的主峰和次峰的位置基本相同. 当 $\theta_b = 75^\circ, 90^\circ, 105^\circ$ 时, 主峰分别出现在 $\theta_a = -18^\circ, -16^\circ, -14^\circ$ 和 $\theta_a = -21^\circ, -18^\circ, -15^\circ$ 处. 两者相差 $\theta_a = 3^\circ, 2^\circ, 1^\circ$. 由此可见, 随着 θ_b 的增大, 双峰位置差异越来越小, 同时理论结果和实验数据所呈现的主峰与次峰位置均向 $\theta_a = 0^\circ$ 处靠拢, 呈现出很强的规律性.

综观各图, DS3C 曲线在这种特殊的几何条件下也明显的改善了 BBK 曲线与实验数据的符合程度, 对实验数据给出了更精确的描述. 说明 DS3C 波函数中索末菲参量的修正是成功的, 这种修正反映了末态波函数中的动量相关. 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.

3.1.2 三重微分截面结构特征

为了对该几何条件下三重微分截面结构特征的研究, 我们从 Ehrhardt 测量方式^[10]条件下峰产生机理及原理得到启示: 核的反冲动量的大小, 直接影响到峰的位置及其变化规律. 在这种特殊条件下是否依旧如此呢? 为了从本质上揭示峰位置变化的规律性, 有必要对动量转移及核的反冲动量进行

深入探讨. 我们知道, 靶的动量转移为

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1, \quad (19)$$

其相对于入射电子方向的夹角为 θ_a , 则靶的动量转移大小为

$$q = \sqrt{k_0^2 + k_1^2 - 2k_0k_1 \cos \theta_a}. \quad (20)$$

在 (e,2e) 反应中核的反冲动量为 k_{ion} , 由动量守恒可得

$$\mathbf{k}_{\text{ion}} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = \mathbf{q} - \mathbf{k}_2, \quad (21)$$

可以得到 k_{ion} 与 θ_b 的关系式

$$k_{\text{ion}} = \sqrt{q^2 + k_2^2 - 2qk_2 \cos \theta'}, \quad (22)$$

$$\theta' = \theta_b - \arcsin(k_1 \sin \theta_a / q). \quad (23)$$

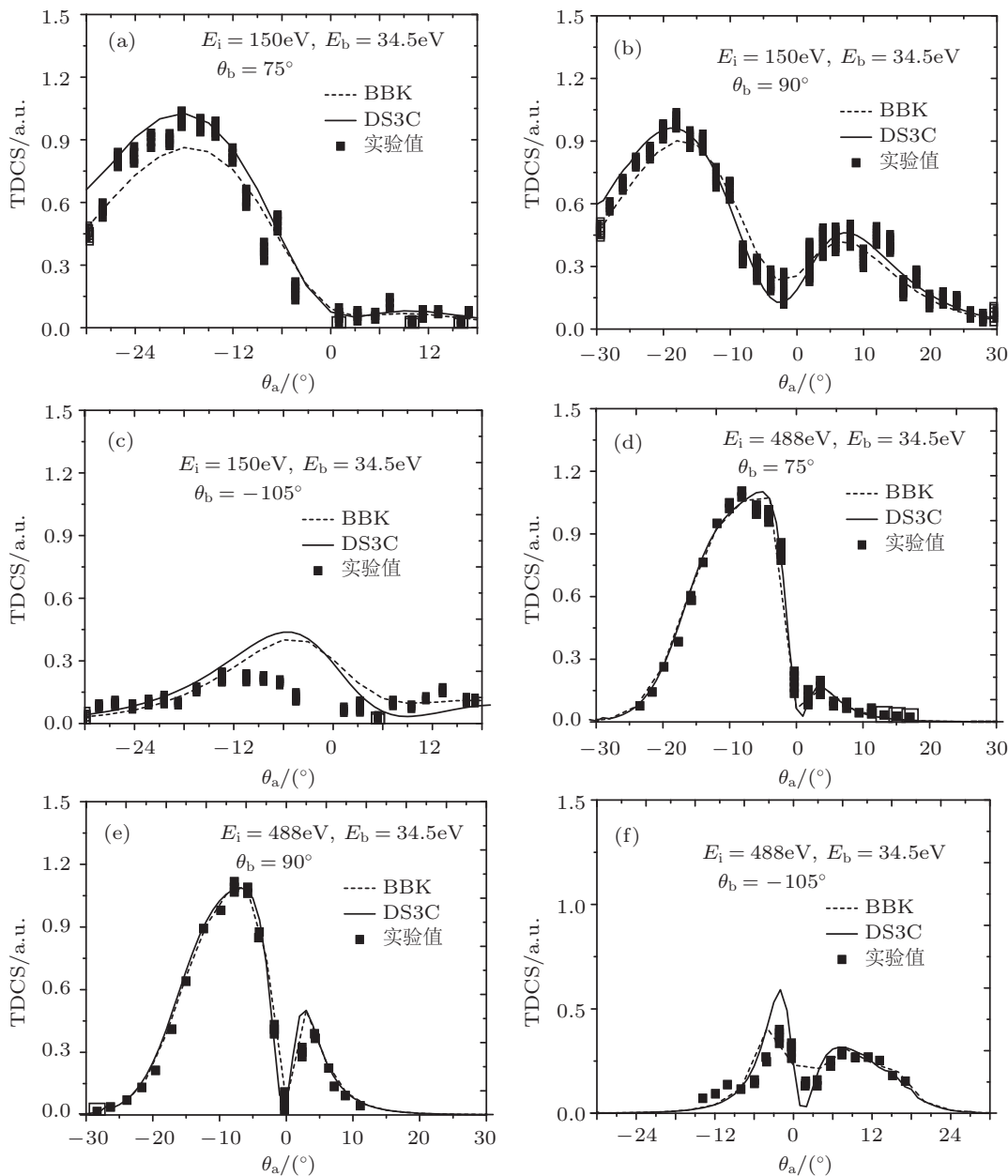


图 1 (a)–(c) 分别为 E_i 和 E_b 固定在 150 eV 和 34.5 eV 时, $\theta_b = 75^\circ, 90^\circ, -105^\circ$ 时 TDCS 随 θ_a 变化的曲线; (d)–(f) 分别为 E_i 和 E_b 固定在 488 eV 和 34.5 eV 时, $\theta_b = 75^\circ, 90^\circ, -105^\circ$ 时 TDCS 随 θ_a 变化的曲线

由 (20) 式可以看出, 与前期 Ehrhardt 几何条件下^[10]通过固定 θ_a , 从而固定了系统动量转移测量 TDCS 随 θ_b 的变化不同, 本文中通过固定 θ_b , 测量 TDCS 随 θ_a 的变化, 因此系统动量转移及三重

微分散射截面是随 θ_a 实时变化的, 图 2(a)–(c) 中给出了动量转移 q 和核的反冲动量 k_{ion} 随 θ_a 变化的关系曲线. 结合图 1 可见, 实验与理论数据所显现的双峰结构出现在 θ_a 处于 $\pm 34^\circ$ 之内. 仅占全

空间的六分之一. 动量转移 q 关于 $\theta_a = 0^\circ$ 对称, 当散射角 θ_a 在 0° 至 -34° 度之间变化时, 对于入射能 150 eV, 系统动量转移 $q = 0.8 \rightarrow 1.7$ a.u. 变化了近 2 倍, 对于入射能 488 eV 时, 系统动量转移 $q = 0.38 \rightarrow 3.41$ a.u. 变化了近 10 倍, 这种大的动量转移即使在共面对称几何条件即 Amaldi 几何条件 (存在着大的能量损失和大的动量转移) 下都很少见, 为了更直接的反应上述关系,

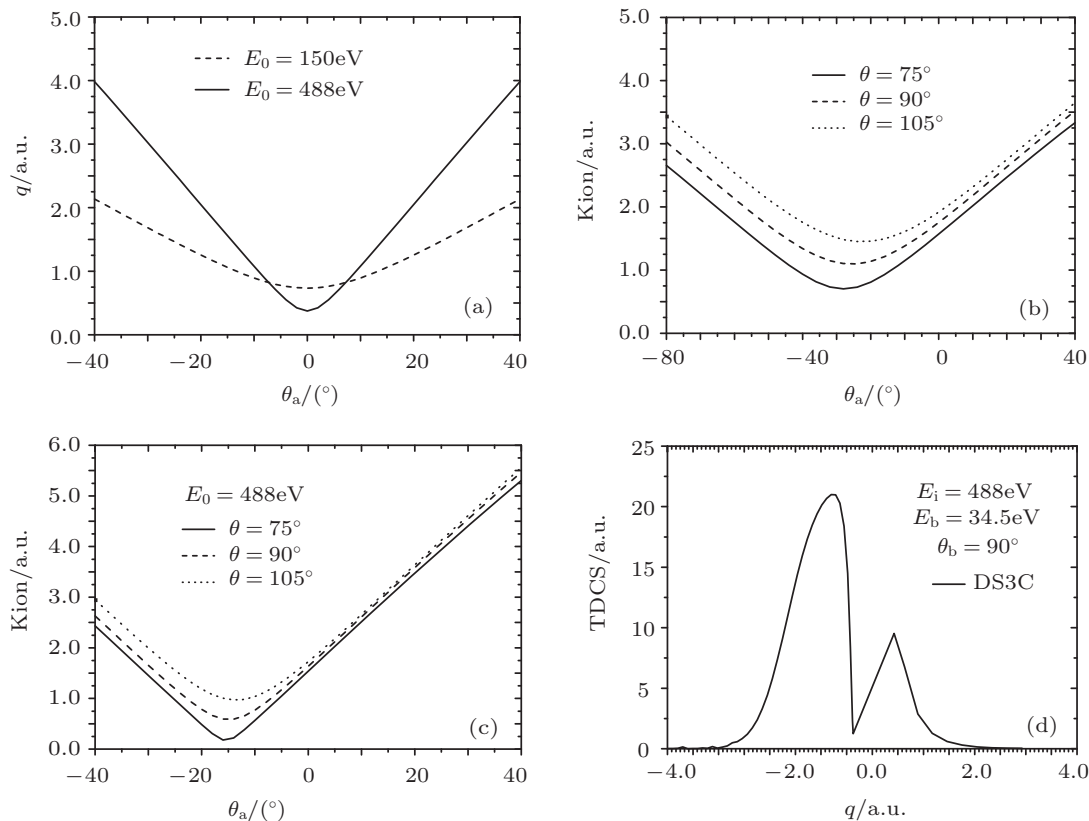


图 2 (a)–(c) 动量转移 q 和核的反冲动量 k_{ion} 随 θ_a 变化的关系曲线; (d) 三重微分截面随动量转移 q 的变化曲线

此外, 在各种 θ_b 下, k_{ion} 在该区域内随 θ_a 的变化曲线均出现一个谷结构. 图 2(b) 中, 当 $\theta_b = 75^\circ, 90^\circ, 105^\circ$ 时 k_{ion} 最小值位置依次出现在 $\theta_b = -25^\circ, -22^\circ, -19^\circ$, 而实验数据给出的值 $\theta_b = -20^\circ, -18^\circ, -16^\circ$, k_{ion} 最小值所在位置与图 1 中主峰的位置相对应. 仔细观察我们发现, 图 1 中在各种 θ_b 的取值下 k_{ion} 的峰位置和实验数据位置的关系发生偏离, 这种偏离随着 θ_b 的增大而减小. 经过分析后我们认为, 一方面可能是敲出电子与散射电子之间的排斥作用推动了其发生偏离, 末通道中屏蔽效应起着重要作用; 另一方面, 由于入射能较低, 初通道靶原子对入射电子以及末通道反冲离子对敲出电子所造成的扭曲效应将促使

我们在图 2(d) 中给出了图 1(e) 所示几何条件下三重微分截面随系统动量转移的关系. 可以看到, TDCS 随角度 θ_a 的变化的实质就是随动量转移的变化. 三重微分截面与系统的动量转移一一对应, 存在严重的依赖关系. 这种依赖性使得该条件下的截面与以往情况明显不同, 三重微分截面在 $q = -0.8$ a.u., 0.42 a.u. 时显现两个峰值, 而截面尖锐的极小出现在 $q = 0.38$ a.u. 处.

其位置发生偏离. 此外, 由于入射能量较低, 两出射电子之间的关联效应较为明显, 这种关联有可能促使其位置发生较小的偏离, 这有待于进一步系统的研究. 最后, k_{ion} 在相应的 θ_a 处出现的最小值并不为零, 即峰的形成过程中并不完全是电子之间的碰撞, 核也参与其中. 随着 θ_b 的增大, 核所获得的反冲动量 k_{ion} 的最小值呈增加趋势, 即在形成峰的碰撞过程中, 核所占的比重越来越大, 从而导致峰的位置发生偏离. 这一点很好理解, 因为我们曾在 Ehrhardt 几何条件下分析过系统内部的影响角分布的特征, 而本文中由于测量方式的改变导致实验数据及 TDCS 结构发生了变化, 但这都只是发生在完成碰撞过程之后. 换句话说, 发生碰撞的过程

和内部碰撞机理及系统末通道的各种效应并不随我们测量方式的改变而发生变化. 我们同时看到, 图 2(b),(c) 中, k_{ion} 最小值所在位置 θ_a 均随着 θ_b 的增大而增大, 而这一变化规律与图 1(a)—(f) 中理论曲线给出的峰的角分布变化规律相一致, 这就说明在这种条件下, 峰的位置及其变化规律与核的反冲动量 k_{ion} 有一定的关系.

3.2 末通道屏蔽效应的理论研究

为了对上述推断给出具体的说明, 我们有必要对模型中包含的屏蔽效应在该几何条件下进行系统的讨论. BBK 模型在末通道三个库仑函数是彼此独立的, 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, DS3C 模型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. 因此, 为了描述两个出射电子的排斥作用和末通道的屏蔽, 我们有必要比较 BBK 及 DS3C 之间的差异.

图 3(a)—(d) 给出 3C 和 DS3C 模型计算 E_i 和 E_b 分别固定在 150 eV 和 34.5 eV, $\theta_b = 45^\circ, 75^\circ,$

90° 和 105° 时, TDCS 随 θ_a 的变化曲线. 首先, 在双峰的幅度上, DS3C 与 3C 曲线相差较大. 主峰的幅度随 θ_b 的增大而减小, 而次峰的幅度随 θ_b 的增大而逐渐增大同时两峰的相对高度随 θ_b 的增大也在变化, 主峰相对减小, 次峰相对增大, 此外, 随着 θ_b 从 45° 增大到 105° , 次峰幅度渐渐超出主峰. 另外需要指出的是这种几何条件下, 随着 θ_b 的不断增大修正曲线 DS3C 与 3C 曲线各峰幅度上的差异越来越小但始终存在. 其次, 在双峰角分布上, 两种理论曲线所给的双峰的位置存在一定差异, 这种差异随着 θ_b 的增大而逐渐减小, 如图 3(a),(b) 中, 两曲线主峰位置之间相差近 5° . 说明两个出射电子的排斥作用在小出射角时对峰角分布影响还是比较大的. 最后, 从谷的大小与分布上看, 两曲线给出的谷的大小均随着 θ_b 增大而减小, 谷的方位均向着 θ_a 减小的方向移动, 显现极强的规律性. 同时随着 θ_b 增大, DS3C 曲线谷的大小上的衰减速度大于 3C 曲线, 以致于图 3(d) 中在 4° — 8° 附近 TDCS 谷的截面积接近于 0 (但不为 0). 我们还可以看到屏蔽效应对出射角有一定的依赖性, 在 θ_b 小于 90° 范围内, 散射角越小影响越明显.

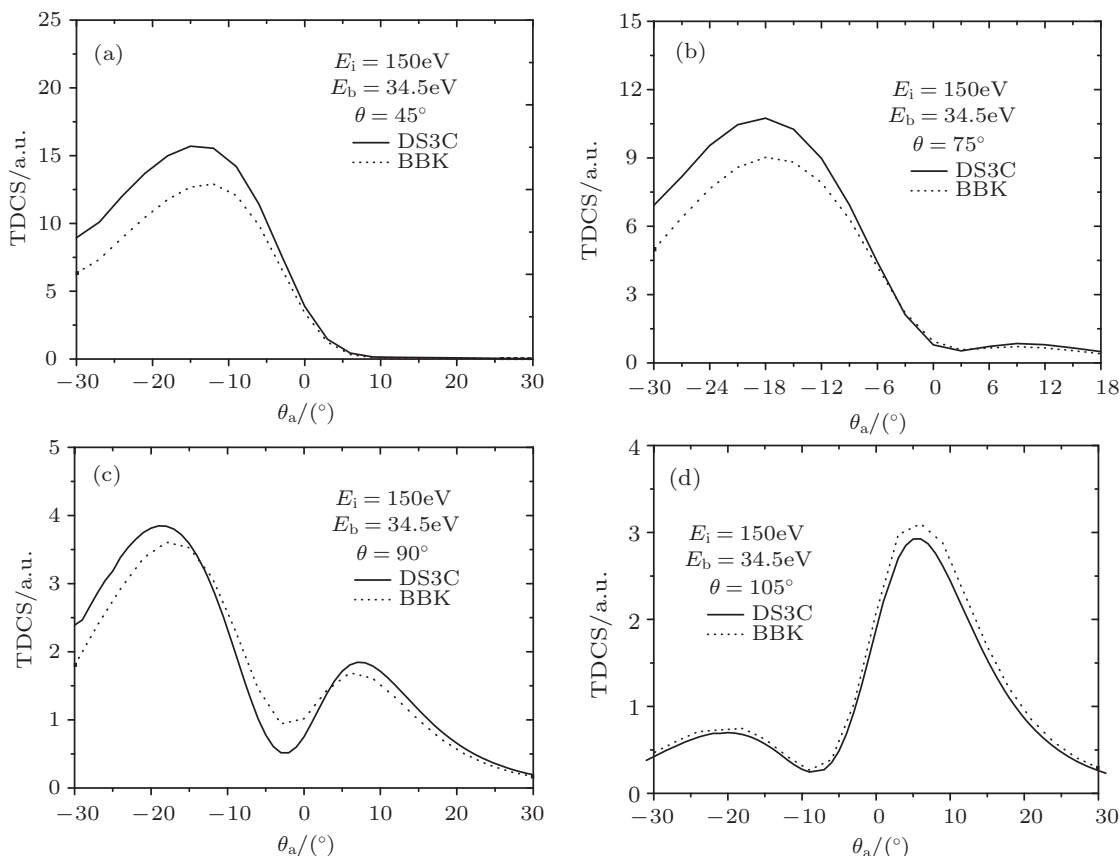


图 3 (a)—(d) E_i 和 E_b 分别固定在 150 eV 和 34.5 eV, $\theta_b = 45^\circ, 75^\circ, 90^\circ$ 和 105° 时, TDCS 随 θ_a 的变化曲线

图 4(a)—(d) 给出了 $E_b = 34.5 \text{ eV}$, $\theta_b = 90^\circ$ 且 $E_i = 60 \text{ eV}$, 100 eV , 150 eV , 250 eV 时, TDCS 随 θ_a 的变化关系. 由图可见, 当 θ_b 和 E_b 固定时, E_i 从 4 倍阈值到 10 倍阈值以上的入射能这一范围内变化时, DS3C, 3C 曲线均能对实验给出较好的理论解释. 首先, 在峰的幅度上, 两曲线在双峰相对幅度比率上变化显现一定的规律性, DS3C 略大于 3C, 在 2.5, 4 倍阈值入射能情形下各峰在幅度的差别均较为明显. 而当入射能增加到 6 倍阈值以上时, 两种理论曲线在双峰幅度上基本相同几乎重合. 由此可见, 在这种特殊几何条件下屏蔽效应对峰幅度的影响随着入射能的增加而渐弱; 屏蔽效应对峰幅度的影响在入射能为 6 倍阈值以下时较为明显, 入射能在 10 倍阈值以上时这种影响可以忽

略. 其次, 在双峰角分布上, 随着入射能的改变, 两种理论曲线所给的双峰的位置略有不同, 说明屏蔽效应对双峰角分布的影响与入射电子能量的高低也是有关系的, 即从侧面验证了上述的扭曲作用的推断. 最后, 从谷的大小与分布上看, 两曲线给出的谷的大小均随着入射能的增大而减小, 显现一定的规律性同时随着入射能的增大谷的位置分布上均向着 θ_a 增大的方向移动, 当入射电子能量 E_i 分别为 60 eV , 100 eV , 150 eV , 250 eV 时, DS3C 和 3C 给出的谷位分别出现在 $\theta_b = -20^\circ, -8^\circ, -4^\circ, -1^\circ$ 处和 $\theta_b = -5^\circ, -4^\circ, -3^\circ, 0^\circ$ 处, 两者在峰角分布上的错位分别为 $15^\circ, 4^\circ, 1^\circ, 1^\circ$, 可见这种错位在随 E_b 的增加而减小. 由此可见, 屏蔽效应对 E_i 比较敏感, E_i 越小, 对 TDCS 的影响越明显.

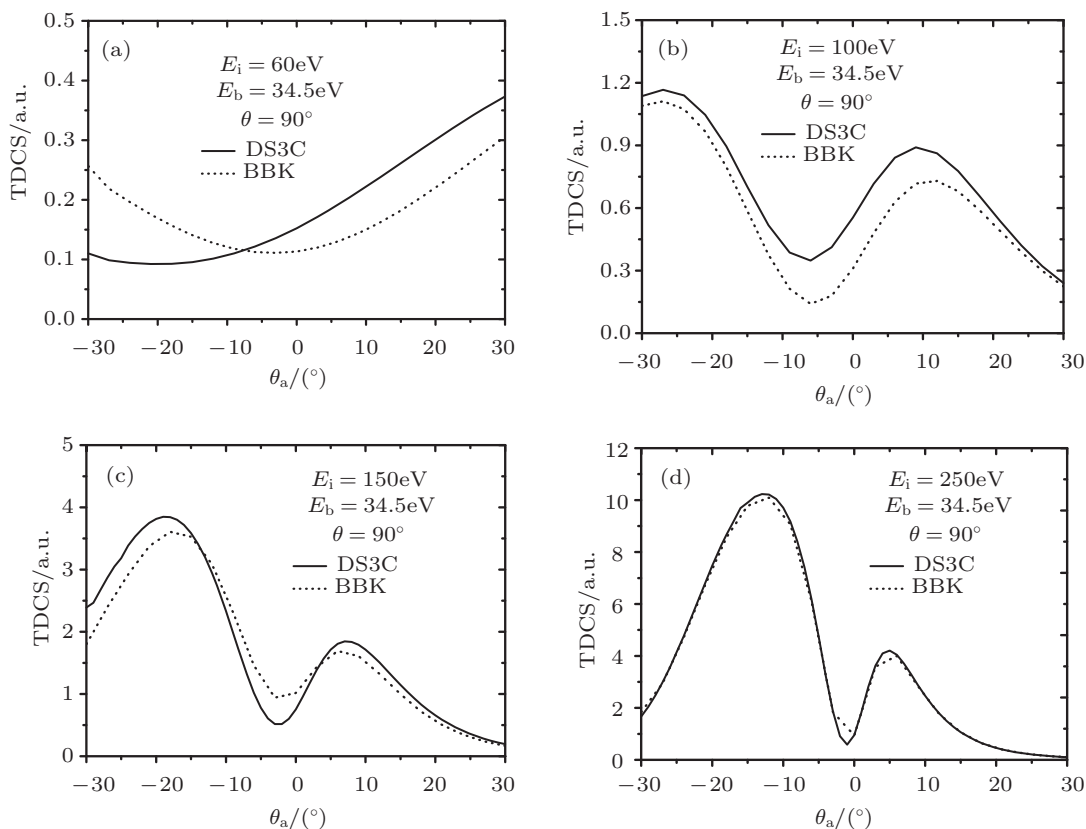


图 4 (a)—(d) $E_b = 34.5 \text{ eV}$, $\theta_b = 90^\circ$, $E_i = 60 \text{ eV}$, 100 eV , 150 eV , 250 eV 时, TDCS 随 θ_a 的变化曲线

为了对屏蔽效应与敲出电子能量的关系进行研究, 我们在图 5(a)—(d) 中固定入射能和出射角并计算了敲出电子能量 $E_b = 14.5 \text{ eV}$, 34.5 eV , 74.5 eV , 104.5 eV 时, TDCS 随 θ_a 的变化曲线. 综观图 5, 两种理论曲线几乎给出相同形状的截面. 可知, 屏蔽效应对 E_b 的变化并不敏感, 与剩余能量在两个出射电子之间的分配几乎无关. 由图 5(a)—(d)

可见, 首先, 从峰的幅度上看, 在这种特殊几何条件下两曲线幅度上的差异很小但始终存在, 当 E_i 和 θ_b 固定时, 随 E_b 的增大, 两曲线峰的大小逐渐减小, 峰的相对高度随 E_b 的增大也发生了变化, 显现下降趋势, 其中 DS3C 比率略大于 3C. 其次, 当敲出电子能量改变时, 两种理论曲线所给双峰角分布的位置存在一些小的差异, 说明末通道屏蔽效应对

双峰角分布的影响与敲出电子能量的关系较小. 最后, 从图 5(a)—(c) 中谷的大小与分布上看, 两曲线给出的谷的大小均随着 θ_b 增大而减小, 3C 曲线的

衰减速度大于 DS3C 曲线, TDCS 截面谷的大小也愈加趋向 0. 同时谷的方位也均向着 θ_a 减小的方向移动, 显现极强的规律性.

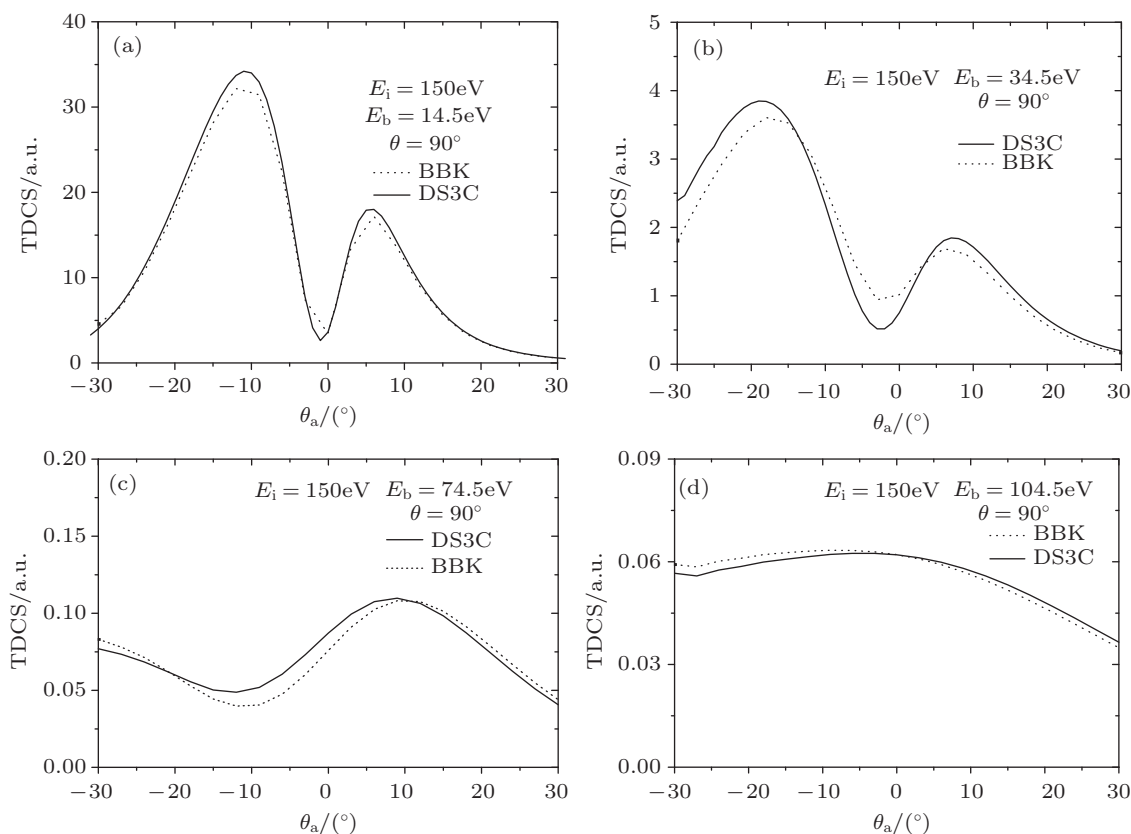


图 5 (a)—(d) 中 $E_i = 150$ eV, $\theta_b = 90^\circ$, $E_b = 14.5$ eV, 34.5 eV, 74.5 eV, 104.5 eV 时, TDCS 随 θ_a 的变化曲线

4 结论

本文首先用 BBK 模型及修正的 BBK 模型, 在截面依赖动量转移条件下对氦原子 (e,2e) 反应中的三重微分截面进行了理论计算, 详细的分析了三重微分截面结构特征, 并给出了影响截面结构的一些推断, 随后系统地研究了在该几何条件下屏蔽效应在测量参数 E_i , E_b , θ_b 进行不同搭配时对氦原子 (e,2e) 反应中的三重微分截面所产生的影响. 研究表明: 在 E_i , E_b , θ_b 不同搭配时, 末通道屏蔽效

应对三重微分截面峰的幅度, 角分布, 谷的大小, 谷的角分布均产生影响, 并呈现出规律性, 直接影响到 BBK 模型的精确程度. 这为我们下一步研究该几何条件下的截面结构及碰撞相互作用提供了理论指导.

我们相信, 随着实验技术的进步和方法的改进, 越来越多的几何条件下的三重微分散射截面将会被实验工作者所测量, 理论的研究也在不断接受实验考验的同时会更加的完善与成熟.

- [1] Liu J B, Wang Y, Zhou Y J 2007 *Chin. Phys.* **16** 72
- [2] Brauner M, Briggs J S, Klar H 1989 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **22** 2265
- [3] Zhang S M 2000 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **33** 3545
- [4] Berakdar J, Briggs J S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3799
- [5] Catoire F, Staicu-Casagrande E M, Nekkab M, Cappello C D,

- Bartschat K, Lahmam-Bennani A 2006 *J. Phys. B* **39** 2827
- [6] Stevenson M A, Lahmam B, Bray I, Fursa D V, Stelbovics A T, 2007 *Phys. Rev. A* **75** 034701
- [7] Yang H, Zhang S M, Wu X J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6938(in Chinese) [杨欢, 张穗萌, 吴兴举 2009 物理学报 **58** 6938]
- [8] DeHarak B A, Zhangjin Chen, Madison D H, Martin N L S 2007

- J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 755 *Lett.* **22** 89
 [9] DeHarak B A, Zhangjin Chen, Madison D H and Martin N L S [11] Gao R J, Gei Z M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1702 (in Chinese) [高
 2005 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** L145 瑞军, 葛自明 2010 物理学报 **59** 1702]
 [10] Ehrhardt H, Schulz M, Tekaas T, Willmann K 1969 *Phys. Rev.*

Theoretical study of shield effect in the momentum transfer dependence of the cross section*

Chen Zhan-Bin[†]

(College of Physics and Electrical Information, Anhui Normal University, Wuhu 241000, China)

(Received 29 March 2011; revised manuscript received 25 May 2011)

Abstract

The momentum transfer dependence of the cross section for electron impact ionization of helium for (e,2e) process is investigated by use of BBK model and modified BBK model. The results of the present work are compared with experimental data. The structure of the cross section is analysed, and the effective shield is discussed in detail in the final state.

Keywords: BBK model, triple differential cross section, momentum transfer

PACS: 34.80.Dp, 34.50.Fa

* Project supported by the Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education, China (Grant No.20070736001).

[†] E-mail: dongcz@nwnu.edu.cn