

# He<sup>2+</sup> 离子与 H 原子的重粒子碰撞电离过程<sup>\*</sup>

宁 焯<sup>1)</sup> 何 斌<sup>2)</sup> 刘春雷<sup>2)</sup> 颜 君<sup>2)</sup> 王建国<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 中国工程物理研究院研究生部, 北京 100088)

<sup>2)</sup> 北京应用物理与计算数学研究所计算物理实验室, 北京 100088)

(2004 年 8 月 14 日收到, 2004 年 11 月 25 日收到修改稿)

利用初态程函近似的连续扭曲波方法研究了 He<sup>2+</sup> 离子与 H 原子的碰撞电离过程. 计算得到了入射离子能量从 30keV/u 到 2000keV/u 的碰撞电离总截面、随电离电子能量和角度变化的一阶和二阶微分散射截面, 及随入射离子能量变化的电离电子平均能量. 计算的总电离截面与其他理论和实验结果进行了比较, 在入射离子能量大于 100keV/u 的能区, 计算结果与实验符合得很好, 在较低的能区, 各种理论结果之间有较大差别, 计算结果比实验约小 50%. 利用计算的二阶微分散射截面讨论了软碰撞、电子俘获到入射离子连续态、两体相遇碰撞等碰撞电离机理.

关键词: 重粒子碰撞电离, 初态程函近似, 总截面, 一阶和二阶微分散射截面

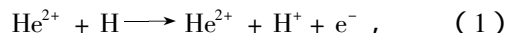
PACC: 2410F, 0365N

## 1. 引 言

重粒子碰撞过程在许多实际问题中扮演着重要角色. 如核裂变反应堆、磁约束聚变等离子体中性束注入加热、带电粒子横穿物质时能量损失的效率等等<sup>[1]</sup>. 在天体物理中的一些现象也与粒子碰撞息息相关, 如木星极光被认为是由于多电荷的 O<sup>q+</sup> 和 S<sup>q+</sup> 离子(可能还有 Na<sup>q+</sup>, C<sup>q+</sup> 和 Si<sup>q+</sup> 之类的离子)与木星大气层中 H, He, H<sub>2</sub> 发生碰撞产生的<sup>[2]</sup>. 在惯性约束聚变(inertial controlled fusion, ICF)实验中, 强激光打靶后靶丸内会产生大量的高能离子, 其中包括了聚变产物——高能 He<sup>2+</sup> 离子(能量大约为 3.5MeV), 被加热的 H, D, T 离子等. 这些高能粒子产生后将与靶丸内和靶壁的原子、离子发生碰撞过程. 研究这些离子的输运过程和诊断这些离子在靶丸内的空间分布, 进而推断被压缩后的靶丸形状和状态对于 ICF 的研究具有十分重要的意义. 重粒子之间的碰撞可以发生多种过程, 包括激发、电离、单(多)电子俘获及相关的自电离和 x 射线发射等. 在这些过程中, 重粒子碰撞电离的研究一直备受关注. 这是因为该过程的电离电子包含了原子结构以及碰撞机理的重要信息. 有很多理论和实验物理学家开展这

方面的研究工作, 并发现了多种碰撞电离机理<sup>[1, 3-14]</sup>. 但由于碰撞过程中涉及的双(或多)中心多体问题本身的复杂性, 直到今天这仍是一个远未完善的研究领域.

本文研究的碰撞电离反应是



氢和氦是天体物理环境中丰度最高的两种元素. 氢同位素是磁约束和惯性约束聚变的燃料, 氦是聚变产物. 氢和氦也是低温气体放电等离子体中的重要元素. 它们之间发生的碰撞电离反应(1)在这些领域的研究中往往是一个必须考虑的重要过程. 因为它涉及到氢元素的电离平衡、电子离子的密度变化、 $\alpha$  粒子的能量转移和输运等多个问题. 同时, 作为一个典型的三体问题也有基础理论研究意义, 并由于它是最简单的非对称重粒子碰撞体系, 可以用来进行各种计算方法和模型的相互检验. 针对该反应已经发表了大量的实验和理论工作<sup>[14-18]</sup>. Shah 等利用交叉束和同时测量技术得到了入射离子能量从 18.6keV/u 到 550keV/u 的碰撞电离的总截面<sup>[15, 16]</sup>. 理论上有一级玻恩近似<sup>[4]</sup>, Glauber 近似<sup>[17]</sup>, CTMC 方法<sup>[18]</sup>, 包含程函近似的连续扭曲波(continuum distorted-wave method with the eikonal initial-state approximation, CDW-EIS)模型<sup>[19]</sup>, 原子轨道强耦合模

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10344001 和 10174009)和中国工程物理研究院科学技术基金资助的课题.

型<sup>[20, 21]</sup>等不同处理方法. 据我们所知, 以前的实验和理论文献中, 只给出了碰撞电离的总截面, 并没有一阶或二阶微分截面的结果. 因此, 本文利用 CDW-EIS 方法计算了  $\text{He}^{2+}$  离子与氢碰撞电离的总截面、随电离电子能量和角度变化的一阶和二阶微分散射截面, 以及随入射离子能量变化的电离电子平均能量, 探讨了该体系碰撞电离的各种机理. 计算的总截面与其他理论和实验结果进行了对比.

## 2. 理论方法

本文所使用的扭曲波程函近似方法是在不断修正一系列以前的理论方法的基础上发展起来的<sup>[19, 22, 23]</sup>. 一般理论把粒子碰撞电离这一三体问题看成是从一个通道向另一个通道的跃迁. 该跃迁概率直接关联到电离电子的散射截面. 理论分析往往用散射矩阵元表示该跃迁概率, 只是不同理论对于初、末态波函数的选择以及相互作用势的取舍是不同的<sup>[22]</sup>. 最简单的方法是把入射离子的静电势当成微扰即一阶玻恩近似方法, 假设靶中电子感受的有效电荷为  $Z_T$ , 入射离子电荷为  $Z_P$ , 则初、末态的波函数分别为<sup>[8]</sup> (除非特别说明, 本文一律采用原子单位)

$$\Phi_i^{\text{FBA}}(\mathbf{r}, t) = \phi_i(\mathbf{r}_T) \exp\left(-i\boldsymbol{\varepsilon}_i t - \frac{1}{2}i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{8}i\nu^2 t\right), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Phi_f^{\text{FBA}}(\mathbf{r}, t) &= (2\pi)^{-3/2} \exp\left(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_T - iE_f t - \frac{1}{2}i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{8}i\nu^2 t\right) \\ &\times N^*(\xi) {}_1F_1(-i\xi; 1; -ikr_T - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_T), \quad (3) \end{aligned}$$

式中  $\mathbf{r}_T$  和  $\mathbf{r}_P$  分别为在实验室坐标系中电子相对于靶和入射离子的位置,  $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_T + \mathbf{r}_P)/2$ ;  $\phi_i(\mathbf{r}_T)$  表示初始处于束缚态电子的归一化波函数,  $\boldsymbol{\varepsilon}_i$  为其束缚能,  $\nu$  表示靶与入射离子的相对运动速度,  $k$  是末态电离电子的动量,  $E_k$  为电离电子的动能,  $E_k = k^2/2$ .  $N(a) = \exp(\pi a/2) \Gamma(1 - ia)$  是连续波函数的归一化因子, 并满足边界条件, 这里  $\xi = Z_T/k$ . 玻恩一级近似的微扰量是靶中电子与入射离子之间的库仑相互作用, 因此在入射离子电离度过高或入射离子与靶间的距离过小时玻恩一级近似都不成立, 因为此时入射离子的静电势已不能作为微扰来处理. 在实际应用中, 一级玻恩近似不适于处理较低能区的碰撞

电离过程, 也无法解释实验中所观测到的电子转移到入射离子连续态 (electron captured to continuum state, ECC<sup>[11]</sup>) 的碰撞电离机理. 为此, 必须考虑库仑势对初、末态波函数的扭曲, 采用连续扭曲波 (continuum distorted-wave, CDW) 近似方法. 扭曲波方法的初态波函数选择如下<sup>[19]</sup>:

$$\Psi_i^{+\text{CDW}} = \Phi_i^{\text{FBA}}(\mathbf{r}, t) \chi_i, \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} \chi_i &\equiv \exp\left(i \frac{Z_1 Z_3}{\nu} \ln(\nu R - \mathbf{v} \cdot \mathbf{R})\right) \\ &\times N(\nu) {}_1F_1(i\nu; 1; i\nu s + i\mathbf{v} \cdot \mathbf{s}), \quad (4b) \end{aligned}$$

$\chi_i$  是扭曲因子, 这里  $\mathbf{R} = \mathbf{r}_T - \mathbf{r}_P = \boldsymbol{\rho} + \mathbf{v}t$ ,  $\boldsymbol{\rho}$  为碰撞参数. 末态波函数为<sup>[19]</sup>

$$\begin{aligned} \Psi_f^{-\text{CDW}} &= (2\pi)^{3/2} N^*(\xi) N^*(\zeta) \exp\left(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_T - iE_k t - \frac{1}{2}i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{8}i\nu^2 t\right) \\ &\times {}_1F_1(-i\xi; 1; -i(kr_T + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_T)) \\ &\times {}_1F_1(-i\zeta; 1; -i(pr_P + \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_P)) \quad (5) \end{aligned}$$

式中  $\zeta = Z_P/p$ ,  $\nu = Z_P/\nu$ ,  $\mathbf{p} = \mathbf{k} - \mathbf{v}$ . (5) 式中合流超几何函数  ${}_1F_1(-i\zeta; 1; -i(pr_P + \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_P))$  包含了入射离子对电离电子的扭曲作用<sup>[11]</sup>. 另外 (5) 式中出现的  $N^*(\zeta)$  的平方被称为 Salin 因子, 正是这一项的修正才使得 CDW 方法能很好地描述 ECC 峰<sup>[24]</sup>. 连续扭曲波在高能区趋近于玻恩一级近似, 与实验符合得很好. 然而, 在中能区, CDW 的值高于实验值. 而且, 对于电子俘获的计算也出现同样的问题. 这些问题的出现被认为是因为 CDW 初态拟合的波函数没有被正确归一化<sup>[19]</sup>. 为此, 人们提出用初态程函近似替代 CDW 中的扭曲库仑因子, 这就是 CDW-EIS 方法<sup>[19]</sup>. 该方法的依据是电离电子能量很低的软碰撞占据总散射截面的主要部分. CDW-EIS 方法不仅成功解释了 ECC 峰, 并且被成功运用于描述多种体系的一阶、二阶微分散射截面与总截面. 在 CDW-EIS 理论中初态的波函数选择如下<sup>[19]</sup>:

$$\begin{aligned} \Psi_i^{+\text{EIS}} &= \phi_i(\mathbf{r}_T) \exp\left(-\frac{1}{2}i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{8}i\nu^2 t - i\boldsymbol{\varepsilon}_i t\right) \\ &\times \exp(-i\nu \ln(\nu r_P + \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}_P)), \quad (6) \end{aligned}$$

比较 (2) (6) 两式可以看出 CDW-EIS 初态波函数的选择是在一级玻恩近似的基础上引入了指数项的程函扭曲因子, 跃迁振幅为<sup>[19]</sup>

$$a_{ij}(\boldsymbol{\rho}) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \left. \Psi_i^{+\text{EIS}} \right| H_e - i \frac{\partial}{\partial t} \left. \Psi_k^{-\text{CDW}} \right|, \quad (7)$$

这里的哈密顿量定义为

$$H_e = -\frac{1}{2} \nabla_r^2 - \frac{Z_T}{r_T} - \frac{Z_P}{r_P}. \quad (8)$$

于是, 三阶微分散射截面就可以表达为

$$Q(\mathbf{k}) = \int d\rho |a_{ik}(\boldsymbol{\rho})|^2, \quad (9)$$

在此基础上可以得到随电离电子能量和相对于入射离子角度变化的二阶微分散射截面

$$\frac{d^2\sigma}{dE_k d\theta} = k \int_0^{2\pi} d\phi Q(\mathbf{k}), \quad (10)$$

分别随电离电子角度和能量变化的一阶微分散射截面

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \int dE_k \alpha(E_k, \theta), \quad (11a)$$

$$\frac{d\sigma}{dE_k} = \int d\theta \sin\theta \alpha(E_k, \theta), \quad (11b)$$

和碰撞电离的总截面

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_0^\pi d\theta \sin\theta \alpha(\theta) = \int_0^\infty dE_k \alpha(E_k). \quad (12)$$

### 3. 结果与讨论

利用 CDW-EIS 方法研究了 He<sup>2+</sup> 离子与氢原子碰撞电离过程, 得到了入射离子能量从 30keV/u 到 2000keV/u 的碰撞电离总截面, 电离电子能量从 0.2eV 到 4T ( $T = 1/2 m_e v^2$ , 即电子以入射离子速度运动的能量), 电离电子相对入射离子运动方向从 0° 到 180° 的一阶、二阶微分散射截面, 以及随入射离子能量变化的平均电离电子能量。

#### 3.1. 碰撞电离的二阶微分散射截面

利用(10)式可以得到随电离电子能量和角度变化的二阶微分散射截面. 图 1 是入射离子能量为 100keV/u 时的二阶微分散射截面. 当电离电子的出射角度固定于零度时, 随电离电子能量变化的二阶微分散射截面有三个峰值. 靠近能量零点附近的峰是软碰撞(soft collision, SC)峰, 它来源于靶-氢原子被入射离子碰撞扰动后, 靶中的电子被激发到连续态而形成电离, 该电离机理产生的电子能量较低, 基本处于靶的连续态. 在电离电子能量大约为 50eV 附近, 有一个非常尖锐的峰值, 该峰是靶中的电子被俘获到入射离子连续态的 ECC 峰, 此时电离电子几乎与入射离子保持相同的速度和方向发射出来, 因此它具有的能量约为  $T$ . 在入射离子能量为 100keV/u

的情况下, ECC 峰值估计大约为 54eV, 这与图 1 中的结果是一致的. 在电离电子能量大约为 200eV 附近, 有一个比较平的高能峰, 它来源于两体相遇碰撞(binary encounter, BE)峰<sup>[10]</sup>, 即入射离子与靶中的电子有较强的相互作用, 导致大的动量转移, 电离电子获得很高的能量. 此时, 靶对电离电子的影响可以暂不考虑, 入射离子与电离电子的相互作用近似为两体相互作用. 假设电子在入射离子的运动方向动量为零, 利用能动量守恒规则, 电离电子获得的能量为  $E_e = 4T \cos^2 \theta$ <sup>[10, 23]</sup>,  $\theta$  为电离电子与入射离子的夹角. 但由于靶中束缚电子有一定的动量分布, 所以 BE 峰并不是很锐的峰, 而具有一定的展宽, 它的形状即是典型的康普顿线形<sup>[25]</sup>. 随着电子出射角度的增加, SC 峰单调减小, 大于 120° 以后的大角散射随角度的变化不大; ECC 峰则迅速减小, 大于 20° 以后已经看不到了, 这是因为 ECC 电子应该与入射离子一起运动, 基本保持同一个方向; BE 峰的位置连续向低能方向移动并形成一条高能脊, 基本符合  $E_e = 4T \cos^2 \theta$  的关系, 但在发射角度大于 60° 时, BE 峰逐渐变得不明显, 这是由于靶中电子的动量分布已经可与电离电子动量相比, 此时两体相遇碰撞机理不再成立, 三体或者说双中心效应起了作用, 同时也与 SC 峰重叠起来.

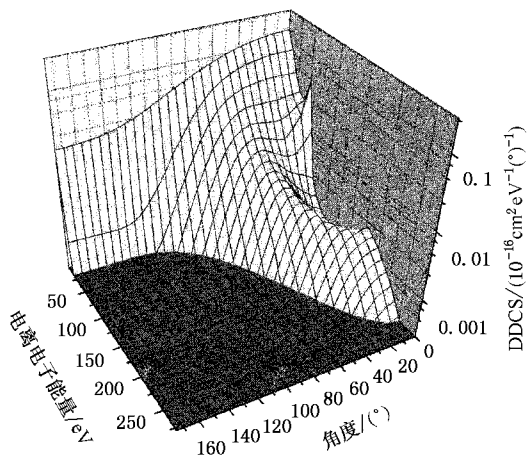


图 1 入射 He<sup>2+</sup> 离子能量为 100keV/u 时, 随电离电子能量和角度变化的二阶微分散射截面

图 2 给出入射 He<sup>2+</sup> 离子能量为 400keV/u 时, 随电离电子能量和角度变化的二阶微分散射截面. 在该图中仍可见到 SC 峰、ECC 峰和 BE 峰形成的脊. 但在定量上与图 1 还是有所不同. 首先, ECC 峰和 BE 峰相对 SC 峰的比值要比入射离子能量为 100keV/u 的图 1 小 2 到 3 个量级, 这是由于 400keV/u 能量的入

射离子要比 100keV/u 的离子运动速度快一倍,在它  
与靶相互作用的时候,没有足够的时间俘获大量的  
电子到自己的连续态,也没有足够的时间转移大的  
动量给靶中的电子形成大的 BE 峰. 根据我们的计  
算结果可以总结出以下规律:随着入射离子能量的  
增加,电离电子中 ECC 峰和 BE 峰的比例越来越少,  
高能重粒子碰撞电离过程的主要机理是软碰撞. 其  
次,对比图 1 和图 2 中的 SC 峰,可以看到高能入射  
离子的情况,SC 峰随角度的变化不大,但入射离子  
能量较低的时候,SC 峰随角度的变化要相对大得  
多.

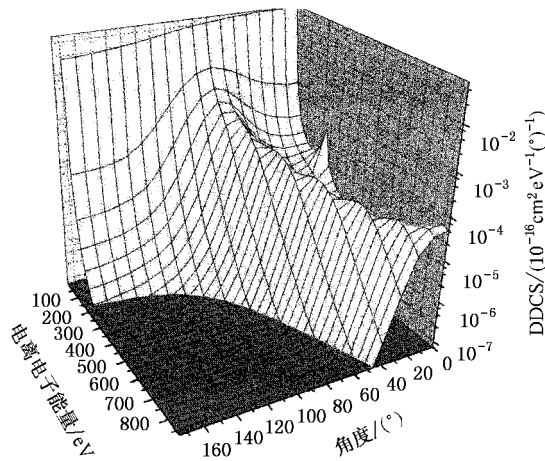


图 2 入射  $\text{He}^{2+}$  离子能量为 400keV/u 时,随电离电子能量和角  
度变化的二阶微分散射截面

### 3.2. 碰撞电离的一阶微分散射截面

利用(11)式和(12)式可以分别得到随电离电子  
角度和能量变化的一阶微分散射截面. 图 3 是入射  
离子能量分别为 50keV/u, 100keV/u, 400keV/u 和  
800keV/u 时随电离电子角度变化的一阶微分散射  
截面.

可以看到电离电子主要是前向散射,特别是较  
低入射离子能量的情况,峰值位置在零度角附近. 随  
着入射离子能量的增加,一阶微分散射截面的峰值向  
90°方向移动,预期在极高能的情况下,峰值会在  
90°角附近出现. 其原因可以从经典角度解释如下:  
在离子入射过程中不断靠近靶,从而对靶核与靶中  
的电子的库仑力也在不断增加,这一过程的库仑力  
使得靶中的电子与靶核的距离变大,其结果是削弱  
了靶核对电子的吸引力,使靶的结构变得松散,而  
当入射离子离开靶时,入射离子与电子间的库仑力  
将这靶中

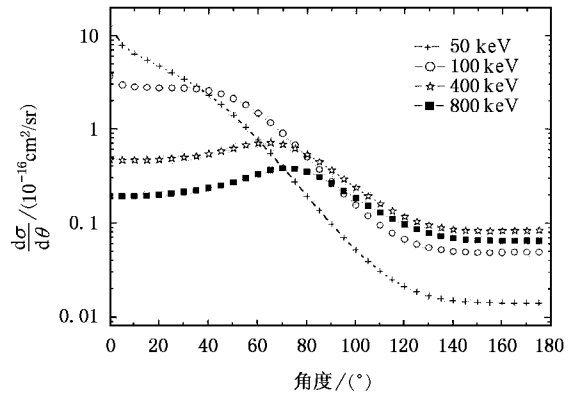


图 3 随电离电子出射角度变化的一阶微分散射截面. 入射离子  
能量分别为 50keV/u (“+”), 100keV/u (“○”), 400keV/u (“☆”) 和  
800keV/u (“■”)

的电子吸引过来,向着靠近入射离子的方向运动. 而  
离子在入射过程中“松散”靶结构作用的强弱是与入  
射离子的能量相关的. 离子能量越低,离子与靶的作  
用时间相对越长,它对靶的“松散”作用也就越明显,  
当入射离子离开靶的时候,就越容易带动电子向前  
运动而形成小角度的电离现象. 相反,高能入射离子  
运动速度快,与靶的相互作用时间短,对于靶中的电  
子作用主要集中在与靶距离较小时的区域,而这时的  
作用力的方向是靠近 90°的,导致电离电子的方向  
有向 90°方向偏移的趋势. 于是在现象上我们看到在  
较低入射离子能量的情况下,散射主要在小角度方  
向,随着能量增加,向大角度方向移动.

图 4 是入射离子能量分别为 50keV/u,  
100keV/u, 400keV/u 和 800keV/u 时随电离电子能量  
变化的一阶微分散射截面.

从图中可以看到,一阶微分散射截面随电离电  
子能量增加单调下降,截面以电离电子在低能区的  
软碰撞为主. 特别是对高能量入射离子的情况,软碰  
撞机理所占的比重更大. 对 50keV/u 的入射离子能  
量,在电子能量 0 到 27.2eV 有一个截面缓变区,这  
应归于 ECC 峰(电子能量在 27.2eV 左右,见图 4  
(a))对截面的贡献,大于 27.2eV 时截面快速下降.  
随入射离子能量增加,ECC 效应的影响越来越小,在  
图 4 中的其他能量曲线,已看不到 ECC 效应的影  
响. 虽然在图 1 和图 2 的二阶微分散射截面中可见  
到 ECC 尖锐峰,但积分以后贡献太小. 在入射离子能  
量为 100keV/u, 400keV/u 和 800keV/u 时,截面都  
有一个长的缓慢下降的平台,然后很快下降. 平台主  
要是 BE 峰产生的,由于 BE 峰随角度连续变化,积分后

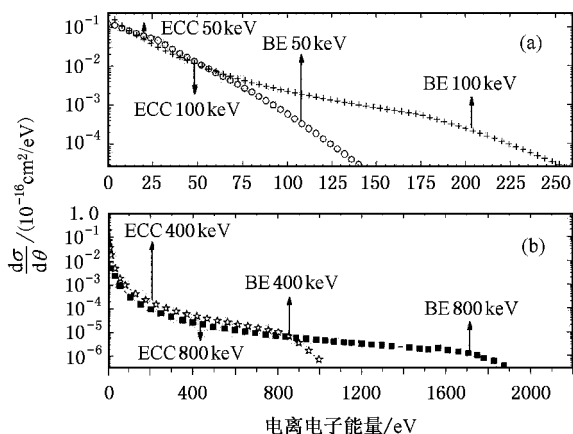


图 4 随电离电子能量变化的一阶微分散射截面. 入射离子能量分别为 50keV/u(“○”), 100keV/u(“+”), 400keV/u(“☆”)和 800keV/u(“■”)

看不到 BE 峰的脊, 但形成了一个平台. 在 50keV/u 的入射离子能量情况下, 由于 ECC 峰的影响(它与 SC 峰形成截面缓变区), BE 峰产生的平台不明显. 总的来说, 电离电子主要来源于软碰撞机理, 入射离子能量低的时候, ECC 效应的影响较大. BE 机理对总截面的影响不大, 但它产生了较高能量的电离电子.

### 3.3. 电离电子的平均能量

在我们计算的较高能区(大于 100keV/u), 高能粒子通过碰撞损失能量的机理主要是碰撞电离. 在天体物理应用中, 人们往往利用被电离电子的平均能量来定量地估计高能离子在星际空间、大气等环境中的能量损失, 因此电离电子的平均能量是一个重要的应用参量. 利用 3.2 节中的随电离电子能量变化的一阶微分截面, 可以计算电离电子的平均能量

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{\max}} E_k \frac{d\sigma}{dE_k} dE_k}{\int_0^{E_{\max}} \frac{d\sigma}{dE_k} dE_k}, \quad (13)$$

这里  $E_{\max}$  是对电子能量积分的上限. 在表 1 中给出了随入射离子能量变化的电离电子平均能量. 入射离子能量大于 50keV/u 时, 电离电子平均能量随入射离子能量的变化并不大. 原因是碰撞电离主要来源于软碰撞. 软碰撞电子的能量与入射离子的能量变化关系不大. 在软碰撞机理中, 入射离子基本作为一个微扰量, 对入射离子的能量不是很敏感. ECC 和 BE 机理产生的电子则与入射离子能量成正比, 但它

们的电离截面都比较小, 不足以对平均电子能量产生太大的影响. 由于电离截面随能量增加迅速减小(见图 5), 电离电子的能量随入射离子能量的变化不大, 这将直接导致高能离子的能量损失率随入射离子能量增加迅速减小, 这与文献 [24] 的结果是一致的.

表 1 随入射离子能量变化的电离电子平均能量

电离离子能量( keV/u )	出射电子平均能量/eV
30	15.2179
50	19.8311
60	20.2715
80	21.2326
100	21.6948
200	22.1207
400	22.6076
800	24.1372
1000	24.4674
2000	26.0159

### 3.4. 碰撞电离的总截面

利用(13)式可以得到碰撞电离的总截面. 图 5 是计算的总截面并与其他理论和实验结果进行了对比, 图 5 给出了计算的 CTMC 结果(计算细节见文献 [18, 25]). 可以看到在小于 100keV/u 的较低能区, 各种理论方法计算结果的差距都比较大. 与实验相比, Shingal 和 Lin<sup>[21]</sup> 的原子轨道强耦合计算与实验符合得最好. 这表明对低能区的重离子碰撞电离过程, 非微扰的计算是必须的. Winter<sup>[20]</sup> 的三中心原子轨道强耦合计算与实验符合得并不是很好, 主要的原因是连续态的基展开只固定在一个中心上, 未包含其他两中心连续态展开<sup>[21]</sup>. 一阶玻恩近似和 Glauber 近似与实验的差距最大, 因为它们都是一阶近似, 这是可以理解的. 我们的 CDW-EIS 计算方法与 Crothers 和 McCann<sup>[19]</sup> 的计算是一样的, 只是对(10)–(13)式的积分我们用梯形公式进行计算, 避免了 Crothers 和 McCartney<sup>[26]</sup> 利用高斯型积分计算的不收敛问题. 不收敛主要是由于被积函数的高震荡性产生的, 两种积分导致的最终总截面差距在几个百分点以内, 考虑到这是多维积分, 这样的差距应该是合理的. 在低能区 CDW-EIS 的结果低估了截面从 10% 到大约 50%, 这基本代表了 CDW-EIS 在低能区的计算精度. CTMC 计算在低能区的精度比 CDW-EIS 还要低一些, 主要是在低能区电子的量子行为

更加明显.

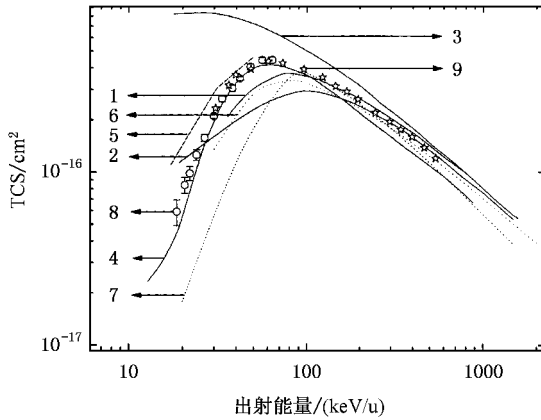


图 5  $\text{He}^{2+}$  离子与氢原子碰撞电离的总截面. 1 为本文的 CDW-EIS 结果; 2 为本文的 CTMC 结果; 3 为一级玻恩近似<sup>[4]</sup>; 4 为 Glauber 近似<sup>[17]</sup>; 5 为 CDW-EIS<sup>[19]</sup>; 6 为三中心原子轨道强耦合近似<sup>[20]</sup>; 7 为双中心原子轨道强耦合近似<sup>[21]</sup>; 8 为实验数据<sup>[15]</sup>; 9 为实验数据<sup>[16]</sup>

在大于 100keV/u 的较高能区, 我们的 CDW-EIS 和 CTMC 结果与实验符合得都比较好, Glaubers<sup>[17]</sup> 和一阶玻恩<sup>[4]</sup> 近似也是在更高的能区与实验符合得较好. Shingal 和 Lin<sup>[21]</sup> 的原子轨道理论在低能区与实

验符合得好, 在能区差距逐渐增大, 大于 400keV/u 时精度已经不如 CDW-EIS 高, 主要是原子轨道展开的赝连续态基已经不能很好地描述真实的连续态. 由于这是比较早期的总截面实验, 还不能非常清楚地说明所有的问题. 希望能有一些新的实验测量, 特别是一阶、二阶微分截面的测量, 来进一步校验我们的理论计算.

## 4. 结 论

本文利用 CDW-EIS 方法研究了  $\text{He}^{2+} + \text{H}$  体系的碰撞电离过程, 给出了这一过程总的碰撞电离截面、随电离电子能量变化及出射角度变化的一阶微分散射截面和二阶微分散射截面, 以及随入射离子能量变化的电离电子平均能量. 并将总截面的结果与其他理论以及实验的结果作了比较. 利用二阶微分散射截面讨论了各种碰撞电离机理. 总的来说, CDW-EIS 方法能够较好地定量描述较高能区的碰撞电离过程, 并给出相关的各种碰撞参数, 满足实际应用的需要. 预期下一步的工作将进一步研究其他更复杂的带电离子的碰撞电离过程.

- [ 1 ] Belkić D Ž 1978 *J. Phys.* B **11** 3529
- [ 2 ] Krasnopolsky V A *et al* 2002 *Astrophys. J.* **549** 629
- [ 3 ] Rutherford E 1911 *Phil. Mag.* **21** 669
- [ 4 ] Bates D R and Griffing G 1953 *Proc. Phys. Soc. A* **66** 961
- [ 5 ] Abrines R and Percival I C 1996 *Proc. L. Phys. Soc.* **88** 861  
Abrines R and Percival I C 1996 *Proc. L. Phys. Soc.* **88** 873
- [ 6 ] Bang J and Handteén J M 1959 *Mat. Phys. Medd. Dan. Vid. Selesk.* **31** ( 13 ) 43
- [ 7 ] Salin A 1969 *J. Phys.* B **2** 631
- [ 8 ] McDowell M R C and Coleman J P 1970 *Introduction To the Theory of Ion-Atom Collisions* ( Amsterdam :North-Holland )
- [ 9 ] Coleman J P 1969 *Case Studies in Atomic Collisions*, Invited Talks.
- [ 10 ] Rudd M E and Jorgensen T Jr 1963 *Phys. Rev.* **131** 666
- [ 11 ] Crooks G B and Rudd M E 1970 *Phys. Rev. Lett.* **25** 1599
- [ 12 ] Stolterfoht N 1987 *Phys. Reports* **146** 315
- [ 13 ] Schneider D *et al* 1989 *Phys. Rev. A* **46** 1296
- [ 14 ] Pedersen J O *et al* 1990 *J. Phys.* B **24** 4001
- [ 15 ] Shah M B and Gilbody H B 1981 *J. Phys.* B **14** 2361
- [ 16 ] Shah M B *et al* 1988 *J. Phys.* B **21** 2455
- [ 17 ] Golden J E and McGuire J H 1976 *J. Phys.* B **9** L11
- [ 18 ] Olson R E and Salop A 1977 *Phys. Rev. A* **16** 531
- [ 19 ] Crothers D S F and McCann J F 1983 *J. Phys.* B **16** 3229
- [ 20 ] Winter T G 1988 *Phys. Rev. A* **37** 4656
- [ 21 ] Shingal R and Lin C D 1989 *J. Phys.* B **22** L445
- [ 22 ] Fainstein P D *et al* 1991 *J. Phys.* B **24** 3091
- [ 23 ] Stolterfoht N *et al* 1997 *Electron Emission in Heavy Ion-Atom Collisions* ( Springer-Verlag, Heidelberg )
- [ 24 ] Ziegler J F 1977 *Helium Stopping Power and Ranges in All Elemental Matters* ( Pergamon Press, New York )
- [ 25 ] Wang J G *et al* 2002 *J. Phys.* B **35** 3137
- [ 26 ] Crothers D S F and McCartney M 1992 *Computer Phys. Communications* **72** 288

# CDW-EIS calculation in He<sup>2+</sup> + H impact ionization \*

Ning Ye<sup>1)</sup> He Bin<sup>2)</sup> Liu Chun-Lei<sup>2)</sup> Yan Jun<sup>2)</sup> Wang Jian-Guo<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>( China Academy of Engineering Physics 100088 )

<sup>2)</sup>( The Key Laboratory of Computational Physics ,the Institute of Applied Physics and Computational Mathematics 100088 )

( Received 14 August 2004 ; revised manuscript received 25 November 2004 )

## Abstract

The He<sup>2+</sup> + H Impact Ionization process is investigated using a continuum distorted wave method with the eikonal initial-state (CDW-EIS) approximation. The total ,single- and double-differential cross sections are obtained in the projectile energy ranges from 30keV/u to 2000keV/u. The total cross sections are compared with the existing theoretical and experimental data. When the projectile energy is larger than 100keV/u ,our results are in good agreement with the experimental measurements ,while about 50% less than experimental data in the lower energy range. The ionization mechanism of soft-collisions ,electron captured to continuum states and binary-encounter collisions are also displayed.

**Keywords** : heavy particle impact ionization , continuum distorted wave-eikonal initial approximation , total cross section , single- and double-differential cross section

**PACC** : 2410F , 0365N

---

\* Project supported by National Science Foundation of China( Grand Nos.0344001 and 10174009 )and Science and Technology Fundation of Chinese Academy of Engineering Physics.