

等离子体屏蔽对 He^{2+} 与 H 原子碰撞 电离微分截面的影响*

丁 丁^{1,2)†} 何 斌¹⁾ 刘 玲¹⁾ 张程华²⁾ 王建国¹⁾

1) 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

2) 辽宁大学物理学院, 沈阳 110036)

(2009 年 1 月 19 日收到, 2009 年 2 月 11 日收到修改稿)

应用经典径迹 Monte Carlo (CTMC) 方法研究了 He^{2+} 与 H 原子在等离子体环境下的碰撞电离过程, 计算了在 5—400 keV/u 的能区随等离子体屏蔽作用变化的碰撞电离总截面和一阶微分截面. 等离子体中带电粒子之间的相互作用采用 Debye-Hückel 模型来描述. 由于等离子体屏蔽效应的存在, 靶中束缚态电子能级及其经典微正则分布以及入射离子与靶电子的相互作用都发生了变化, 而这些变化会直接影响碰撞电离过程. 研究发现, 碰撞电离总截面随等离子体屏蔽的增加而增大, 特别是在 10 keV/u 以下的低能区电离截面有量级的增加. 对随能量变化的一阶微分截面, 在低能碰撞过程中, 屏蔽作用增加, 微分截面呈量级增加, 高能碰撞微分截面呈倍数增加. 同时, 屏蔽作用导致电离电子向高能方向移动, 随着碰撞能量的增加, 两体碰撞机制的贡献越来越大, 并在较高的出射电子能量出现了一个新的峰. 对无屏蔽的自由原子碰撞过程, CTMC 方法计算出的电离总截面在碰撞能量大于 70 keV/u 的较高能区在实验误差内与实验测量结果符合很好, 而在较低的能区比实验值小 30%—50%.

关键词: 重粒子碰撞电离, 等离子体屏蔽效应, 经典径迹 Monte Carlo 方法, Debye-Hückel 模型

PACC: 5220H, 3490

1. 引 言

重粒子碰撞过程广泛存在于天体物理和实验室等离子体环境中, 对于电离平衡和能量的输运都有重要的影响. 最近的极端紫外和 X 射线卫星 Extreme Ultraviolet Explorer 和 Chandra X-ray Observatory 观测发现从很多彗星及行星大气中发射极端紫外光和 X 射线, 文献 [1, 2] 指出, 这些极端紫外光和 X 射线来源于高电荷态的太阳风粒子 (如 O^{9+} , C^{9+} , Ne^{9+} , Si^{9+}) 与彗星中性粒子 (包括 H_2O 及其解离产物 H, H_2 , O, OH 和 CO, CO_2) 的重粒子碰撞过程. 在磁约束聚变实验中, 低温等离子体边缘和偏滤器区会有大量的离子与中性的 H_2 分子、H 原子、碳氢化合物以及壁表面发生重粒子碰撞过程, 导致等离子体能量损失, 这已成为一种重要的等离子体冷却方式 [3, 4]. 在惯性约束聚变 (ICF) 实验中, 聚变产物 α 粒子及被加热的高能 H, D, T 离子的输运过程和诊断

都涉及重粒子碰撞过程, 包括碰撞激发、电离、单 (多) 电子俘获及相关的自电离和 X 射线发射等 [5]. 在重离子治疗肿瘤的研究中, 则是直接利用高能带电粒子的能量沉积杀死肿瘤细胞 [6].

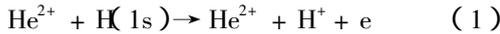
在重粒子碰撞过程中, 碰撞电离是带电粒子最重要的能量沉积方式. 在上述实际应用中, 不仅需要不同碰撞能量的电离总截面, 也需要其微分散射截面. 在过去的几十年里, 离子和原子的碰撞电离过程已经被广泛地讨论和研究 [7—9]. 但这些研究都是在孤立的原子分子环境下进行的, 并没有考虑外界环境效应的影响, 可是在真实的物理过程中, 某些条件下环境效应是不能忽略的. 特别是最近 10 年来, 随着高密度物理的发展, 等离子体环境中的原子过程成为原子物理研究的一个重要方向 [10—14]. 最近两年, 我们采用经典径迹 Monte Carlo (CTMC) 和原子轨道强耦合 (AOCC) 方法, 研究了等离子体环境中的碰撞激发、电离和电荷转移等过程 [15—19], 发现等离子体屏蔽效应对碰撞电离总截面影响很大. 有关研

* 国家自然科学基金 (批准号: 10875017, 10874062) 和国防科技重点实验室基金 (批准号: 9140C690403080C69) 资助的课题.

† E-mail: 282225026@qq.com

究等离子体效应对碰撞电离微分散射截面影响的工作至今未见报道.

本文以 He^{2+} 和 $\text{H}(1s)$ 的碰撞电离过程



为例,利用 CTMC 方法研究等离子体屏蔽效应对散射电子随能量变化的微分散射截面的影响.对于一定温度和密度下的等离子体,定义等离子体的耦合参数

$\Gamma = \frac{e^2}{ak_B T_e}$, 其中 e 为单位电荷, k_B 为 Boltzmann 常

数, T_e 为等离子体的电子温度, $a = \left(\frac{3}{4\pi n_e}\right)^{\frac{1}{3}}$ 为等离子体中电子的平均距离, n_e 为等离子体电子密度

非理想参数 $\gamma = \frac{e^2}{Dk_B T_e}$, 其中等离子体 Debye 半径为

$$D = \frac{k_B T_e}{4\pi e^2 n_e} \quad (2)$$

当等离子体温度密度满足条件 $\Gamma \leq 1, \gamma \leq 1$ 时,我们定义这种理想或近理想等离子体为 Debye 等离子体.有很多高密度等离子体是 Debye 等离子体,如在恒星大气中 n_e 为 $10^{15} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, T_e 为 $0.5 - 5 \text{ eV}$; 在激光等离子体中 n_e 为 $10^{19} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, T_e 为 $50 - 300 \text{ eV}$. 在 ICF 等离子体中 n_e 为 $10^{22} - 10^{26} \text{ cm}^{-3}$, T_e 为 $0.5 - 10 \text{ keV}$. 在 Debye 等离子体中,带电粒子之间的库仑作用可以采用 Debye-Hückel 模型来描述

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} e^{-r/D} \quad (3)$$

其中 Z_1 和 Z_2 为带电粒子的电荷,它们之间的距离为 r . 在 CTMC 计算中,除了相互作用外,我们也考虑了等离子体效应对 H 原子初态能级和初态电子微正则分布的影响.

2. 理论研究方法

CTMC 方法是利用大量的初始入射离子和靶态中电子状态抽样的方法来研究重粒子碰撞过程. He^{2+} 和 H 原子的碰撞系统是一个典型的三体问题:入射离子 He^{2+} , 靶中的一个电子,靶离子 H^+ . 在 Debye 等离子体环境下,它们之间的相互作用势为 Debye-Hückel 势,孤立环境下相互作用势为库仑势. 详细的 CTMC 计算方法可以参考文献[15, 20, 21], 这里仅作一个简单介绍.

计算可以分成三步. 第一步确定入射离子、靶离子和靶中电子的初始状态. 假设入射离子的碰撞参

数为 b , 入射能量为 E_p 和入射方向为 z 轴,则可以确定入射离子和靶离子的初始位置和初始动量. 而对于靶中的电子,利用微正则分布

$$f(\mathbf{r}_{et}, \mathbf{p}_{et}) = N\delta\left(\frac{p_{et}^2}{2\mu} - E_{1s}(D) + V_{et}(\mathbf{r}_{et}, D)\right) \quad (4)$$

给出电子的初始位置分布或初始动量分布

$$P(\mathbf{r}_{et}) = 4\pi r_{et}^2 \int f(\mathbf{r}_{et}, \mathbf{p}_{et}) d\mathbf{p}_{et} \quad (5a)$$

$$P(\mathbf{p}_{et}) = 4\pi p_{et}^2 \int f(\mathbf{r}_{et}, \mathbf{p}_{et}) d\mathbf{r}_{et} \quad (5b)$$

这里 \mathbf{r}_{et} 和 \mathbf{p}_{et} 分别为靶电子的位置矢量和动量矢量, μ 为电子约化质量. 由于等离子体屏蔽作用,电子与核的库仑势 $V_{et}(\mathbf{r}_{et}, D)$ 降低,电子 $1s$ 的轨道能增加. 表 1 给出了直接采用数值方法^[22]计算得到的 $1s$ 能级,当 Debye 屏蔽半径小于 $0.8450 a_0$ ($a_0 = 0.528 \times 10^{-8} \text{ m}$ 为 Bohr 半径), $1s$ 轨道已经变成了连续态. 相互作用降低也会导致电子的密度分布向外扩展. 图 1 给出了随 Debye 半径变化的 H 原子电子密度分布. 从图 1 可以看出, Debye 半径 D 越小,电子分布扩展越远. 同时我们也给出了没屏蔽的 $1s$ 轨道电子量子分布,并与对应的经典电子分布进行了对比. 由此可以看到量子分布扩展的范围更大,在经典分布截止区仍有一定的电子分布,这些都会影响碰撞电离截面.

表 1 Debye 等离子体中 H 原子中 $1s$ 轨道电子能量 E_{1s} 随 Debye 半径 D 的变化

D/a_0	∞	8	6	4	2.5	2	1
$E_{1s}/\text{a.u.}$	-0.5000	-0.3859	-0.3523	-0.2909	-0.1984	-0.1481	-0.0103

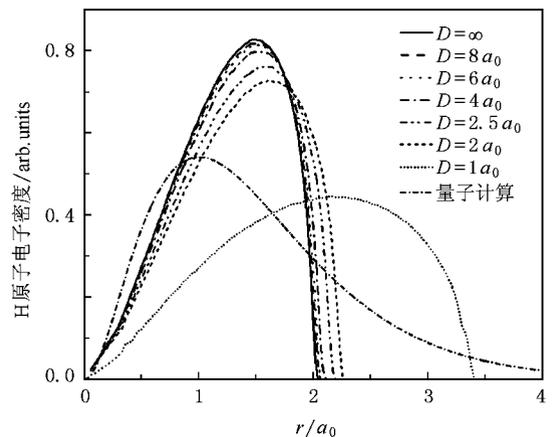


图 1 Debye 等离子体中 H 原子电子密度分布随 Debye 半径的变化
对于基态 H 原子,在没有屏蔽的情况下量子力

学计算的电子动量分布与经典微正则分布是一致的,因此首先取动量分布进行抽样.固定能量和动量后,在库仑势的情况下束缚电子的经典轨道是一个闭合的椭圆 Kepler 轨道,结合随机参数可以得到电子的空间坐标^[20,21].对屏蔽的库仑势仍然采用 Kepler 轨道近似来计算电子的空间位置.

第二步是利用迭代方法求解三体系统经典运动方程.系统运动方程可以由经典 Newton 或 Hamilton 方程决定,其中粒子所受到的力分别由电子与靶核之间、电子与入射粒子之间、入射粒子与靶核之间的相互作用势 V_{et} , V_{ep} 和 V_{pt} 来决定.在等离子体环境中,对 He^{2+} 和 H 原子的碰撞系统,我们有

$$\begin{aligned} V_{\text{et}} &= -\frac{e^2}{r_{\text{et}}} e^{-r_{\text{et}}/D}, \\ V_{\text{ep}} &= -\frac{2e^2}{r_{\text{ep}}} e^{-r_{\text{ep}}/D}, \\ V_{\text{pt}} &= \frac{2e^2}{r_{\text{pt}}} e^{-r_{\text{pt}}/D}. \end{aligned} \quad (6)$$

这里 r_{ep} 和 r_{pt} 分别为电子与入射粒子之间及入射粒子与靶核之间的距离.

第三步利用公式

$$\sigma = \pi \frac{\Delta N_{\text{ion}}}{N_{\text{t}}} b_{\text{max}}^2 \quad (7)$$

计算在等离子体中的电离过程随入射离子能量变化的总微分截面.这里 ΔN_{ion} 为电离的径迹数, N_{t} 为总的径迹数, b_{max} 为最大碰撞参数.还可以计算电离电子随能量变化的一阶微分截面

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = \pi \frac{\Delta N_{\text{ion}}}{N_{\text{t}} \Delta E_e} b_{\text{max}}^2, \quad (8)$$

其中 ΔN 是对应于从 $E_e - \frac{\Delta E_e}{2}$ 到 $E_e + \frac{\Delta E_e}{2}$ 范围内的径迹数, E_e 为电离电子的能量.

3. 计算结果和讨论

对 He^{2+} 与 H 原子碰撞过程,我们计算了碰撞能量在 5—400 keV/u 区间的电离总截面和随出射电子能量变化的微分截面.为了保证计算的收敛性,对总截面取径迹数为 10^5 ,保证统计误差在 10% 以内.对微分散射截面,取径迹数超过 5×10^5 ,保证微分截面总体上光滑,不影响物理问题的讨论.应该强调,在本文工作中不追求计算的高精度,主要讨论等离子体屏蔽效应对微分截面的影响.

3.1. 碰撞电离总截面

我们首先计算了在没有屏蔽情况下 He^{2+} 与 H 原子碰撞电离的总截面,如图 2 所示.电离截面先是随着碰撞能量的增加而增加,这主要是由于电离过程需要较大的能量动量转移,入射离子能量高有利于能量动量交换.但随着碰撞能量的增加,相互作用时间变短,也不利于能量动量交换,导致截面有减少的趋势.这两种机制共同作用,总截面在碰撞能量 80 keV/u 作用出现了极大,然后连续减少.将得到的 CTMC 结果与实验结果和其他理论结果比较后可以发现,在小于 100 keV/u 的较低入射能量,我们的计算结果比实验结果^[23]和 AOCC 的结果低 30%—50%,比连续扭曲波(CDW)^[24]低 20%—40%.这主要是由于我们的 CTMC 计算中,初始靶电子的微正则分布只正确地模拟了电子的动量分布.但由于经典截止区的限制电子的空间位置扩展得不够远,如图 1 所示,而较大碰撞参数对低能截面影响较大,扩展较远的电子对应较大的碰撞参数,导致理论计算的低能截面比真实值低,可以采用一些修正方法^[25,26]修正电子分布,但将导致初态的电离能偏离真实的电离阈值,文献[25]中的 CTMC 计算考虑了这部分修正,低能区截面要比目前的结果与实验结果符合更好.但本文重点讨论的是等离子体屏蔽效应的相对影响,因而计算中没有进行该修正.

在入射能大于 100 keV/u 的较高能区,CTMC 的计算结果与实验结果符合很好,但 AOCC^[17]的结果明显比实验值高.这主要是由于 AOCC 采用赝连续态,但赝连续态局域性很强,在距离核较小的区域电子密度明显高于真实的连续态,而小碰撞参数对高能碰撞电离截面的贡献大,因此在较高的碰撞能区 AOCC 的结果明显偏大. CDW 计算的结果要比我们给出的 CTMC 计算结果以及实验结果要低,但在大于 200 keV/u 以后, CDW 的结果也在实验误差范围之内^[24].

图 3 给出了 Debye 等离子体中, Debye 半径 $D = 1a_0, 2a_0, 2.5a_0, 4a_0, 6a_0, 8a_0$ 以及没有等离子体屏蔽情况下的碰撞电离总截面.从图 3 可以清楚地看到,电离截面随着等离子体屏蔽作用的增强(即 D 减小)而增加,能量越低效应越明显.当入射粒子能量为 10 keV/u, $D = 1a_0$ 时的截面比没有屏蔽的情况高了 2 个量级,在 高能区也成倍数增加.这是由于 D 减小,屏蔽作用增强,电子的电离能降低(见表 1),电子的束缚变弱,电子更容易被电离,相应的电

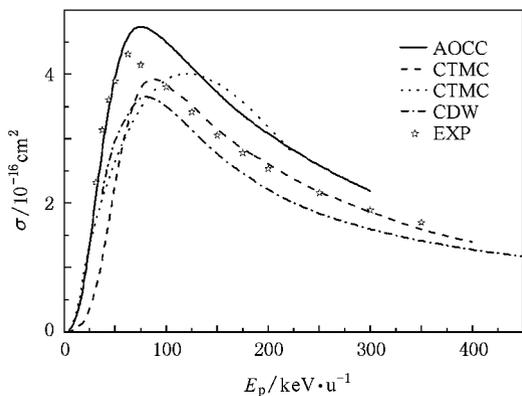


图2 He^{2+} 与 H 原子碰撞电离总截面 虚线为本文利用 CTMC 方法的计算结果, 实线为文献 [17] 利用 AOCC 方法的计算结果, 虚线为文献 [24] 利用 CDW 方法的计算结果, 点线为文献 [25] 经过初态分布修正的 CTMC 计算结果, 星号线为文献 [23] 实验的测量结果

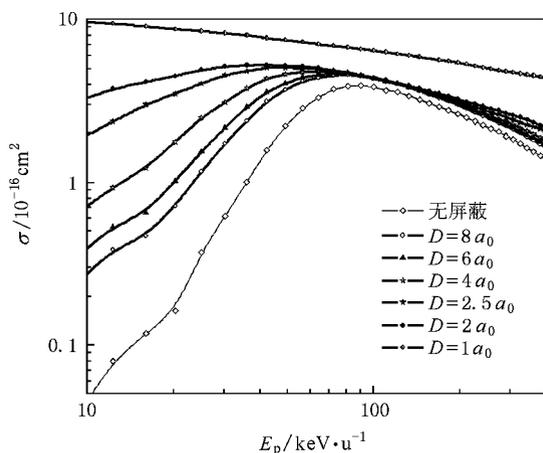


图3 Debye 等离子体中的 He^{2+} 与 H 原子碰撞电离总截面 $D = 1a_0, 2a_0, 2.5a_0, 4a_0, 6a_0, 8a_0$ 以及无屏蔽的情形

离总截面增加, 特别是对低能碰撞能量动量转移小的情况, 影响更大. 由(6)式可知, 由于屏蔽作用, 入射粒子与靶中电子的相互作用降低, 这是导致截面减小的因素, 但在计算的整个能区, 目前的 CTMC 计算发现, 该因素的影响没有电离阈值下降的影响大. 我们还发现, 随着等离子体屏蔽作用的变化, 电离截面的极大峰值位置发生了变化, 即随着屏蔽作用的增加, 峰值向低碰撞能量的区域移动. 这主要是由于靶电子电离阈值减小的结果. 在我们过去的工作中^[27, 28], 采用 CDW 方法研究了具有不同靶态电离能的 C^{q+} ($q = 0-5$) 与 He^{2+} 的碰撞电离过程, 发现了类似的现象和标度规律. 在目前的等离子体屏蔽效应情况下, 电离截面的峰值位置具有随电离能减少

而降低的趋势, 但不完全符合正比于电离能的标度规律.

3.2. 随能量变化的一阶微分截面

利用(8)式可以计算随出射电子能量变化的一阶微分散射截面, 结果如图4所示. 首先对比了在孤立原子情况下, 入射离子能量为 100 keV/u 时, 采用 CTMC 和 CDW 两种方法计算的微分截面. 对这两个能量点, CTMC 计算得到的电离总截面要比 CDW 的计算所得结果大 (见图2), 因此在图4中的微分截面有一定的差距. CDW 采用量子计算电子的电离过程, CTMC 是一个全经典计算. 通过图4的比较可以得出结论, CTMC 的微分截面计算是可信的.

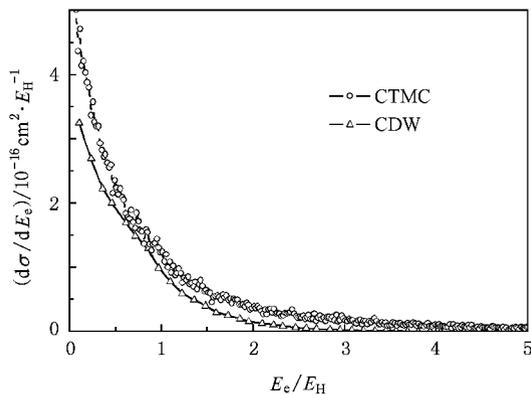


图4 利用 CDW 方法和 CTMC 方法计算得到 He^{2+} 与 H 原子碰撞电离随出射电子能量变化的微分截面 入射电子能量 $E_p = 100 \text{ keV/u}$

图5给出入射能量为 5 keV/u 时, 在不同的等离子体屏蔽情况下的一阶微分截面. 首先可以看到, 屏蔽作用极大地改变了微分截面, 导致截面增加了几个量级. 由于入射离子能量很低, 在没有屏蔽时电离截面几乎为零, 所以图中没有画出无屏蔽的情形. 进一步分析微分截面可以看到, 微分截面可以分为两部分, 对电离电子能量小于 $0.1E_H$ (E_H 为 Hartree 能量) 的区域, 微分截面随着电离电子能量增加快速降低, 这部分主要是软碰撞机制产生的低能电子^[9, 27, 28], 电子是在较大的碰撞参数情况下产生的. 电子能量在 $0.1E_H-0.4E_H$, 电离截面出现了一个缓慢下降的平台区, 该区域的电子对应电离的两体对碰 (BE) 机制^[9, 27, 28]. BE 产生的电子速度在 $1v_p-2v_p$ (v_p 为入射离子的速度), 当入射能量为 5 keV/u 时, 其对应能量为 $0.1E_H-0.4E_H$. 同时可以看到屏蔽作用越强, BE 机制越明显. 这是由于屏蔽作用强, 靶电

子被束缚得越弱,越接近自由电子,越接近 BE.

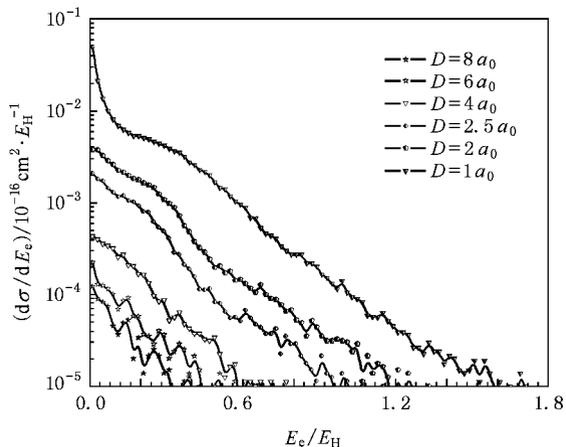


图 5 当 $E_p = 5 \text{ keV/u}$ 时,Debye 等离子体中 He^{2+} 与 H 原子碰撞电离随出射电子能量变化的微分截面

图 6 给出当入射能量为 25 keV/u 时,不同屏蔽作用情形下的一阶微分截面,同时也给出了无屏蔽情况的结果.从图 6 可以明显看到,屏蔽效应导致微分截面有量级的增加,并且 BE 电离机制有重要贡献,而且导致电离后具有较高能量的电子增加了两个量级以上.这意味着在等离子体中低能粒子的能量损失会明显变大.这归因于电离可能是入射粒子能量在 $10\text{--}10^3 \text{ keV/u}$ 能域的主要能量损失机制.

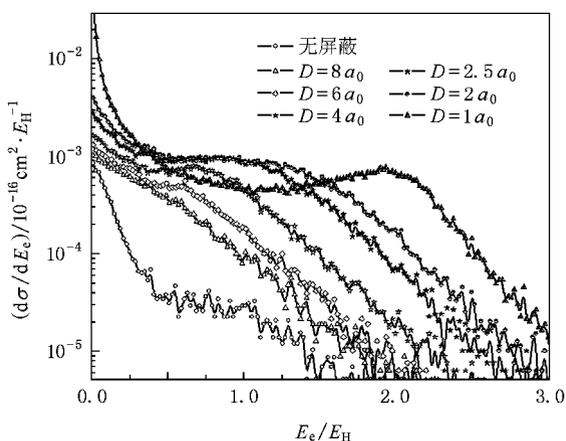


图 6 当 $E_p = 25 \text{ keV/u}$ 时,Debye 等离子体中 He^{2+} 与 H 原子碰撞电离随出射电子能量变化的微分截面

图 7 和图 8 给出了当入射能量分别为 100 和 200 keV/u 时,电离电子随能量变化的一阶微分截面.虽然微分截面随屏蔽作用的增强有一定变化,但变化只在倍数以内,而不像低能散射时有量级的变化.对较高能量的散射过程,电离主要贡献来源于小

碰撞参数,主要是近核区碰撞过程,而 Debye 屏蔽作用主要影响 Debye 半径以外的较远核区.因此,碰撞能量越高,屏蔽效应越弱.进一步分析图 7 可以发现,在电离电子能量在 $0.2E_H$ 和 $3E_H$ 附近位置微分截面有两次交叉.这里清楚反映了几个物理机制的作用.对电子能量小于 $0.2E_H$ 的软碰撞区域,屏蔽越强(或 D 越小),靶电子电离能越低,电离能的因素起主要作用,软碰撞截面随电离能下降而增大.对电子能量在 $0.2E_H\text{--}3E_H$ 的区域,电离能下降的因素变为次要因素,入射离子与靶电子的相互作用起主要作用,特别是由于入射粒子的速度较高,电离机制类似微扰过程,屏蔽强、相互作用弱、截面小,因此截面在电子能量为 $0.2E_H$ 位置出现交叉.当电子能量大于 $3E_H$,这些高能电子主要来源于 BE 机制,而对 BE 机制,屏蔽越强电子被靶束缚得越弱,截面越大,因此电子能量在 $3E_H$ 左右截面又出现了交叉.

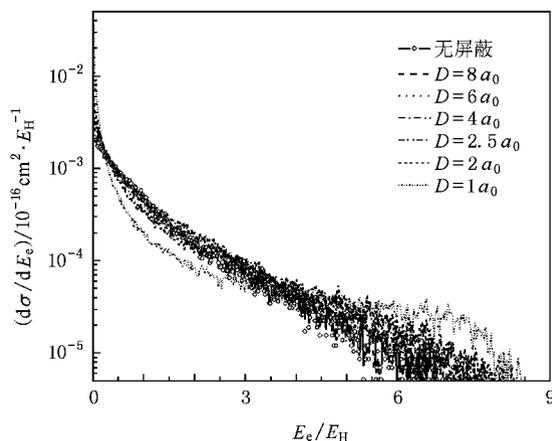


图 7 当 $E_p = 100 \text{ keV/u}$ 时,Debye 等离子体中 He^{2+} 与 H 原子碰撞电离随出射电子能量变化的微分截面

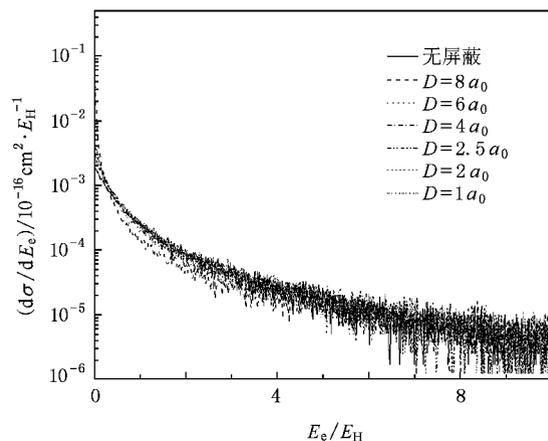


图 8 当 $E_p = 200 \text{ keV/u}$ 时,Debye 等离子体中 He^{2+} 与 H 原子碰撞电离随出射电子能量变化的微分截面

4. 结 论

本文应用 CTMC 方法,研究了 Debye 等离子体环境中 He^{2+} 与 H 原子的碰撞电离过程,碰撞能量在 5—400 keV/u 的能区得到了随入射能变化的碰撞电离总截面和随出射电子能量变化的一阶微分截面.我们发现,等离子体屏蔽作用主要通过以下三种方式影响碰撞电离截面和电离机制:(1)屏蔽作用导致靶中初态电子的电离能降低,电子束缚变弱,这直接导致软碰撞和 BE 电离机制的截面增加,特别对低

能量的碰撞过程影响更大.(2)电子的空间分布变得扩展,但由于电子的经典微正则比量子分布的范围要小,该效应并不明显.(3)入射离子与靶电子的相互作用变弱,微扰机制产生的电子截面随屏蔽增强而减少.对于总截面,则是这些机制共同作用的结果.CTMC 计算表明,在计算的整个能区总截面随屏蔽增加而增加,特别是低能区增加更明显.对于微分截面,可以充分展示屏蔽效应对不同的碰撞电离机制的影响.这些效应会影响等离子体中高能带电粒子损失功的计算.

- [1] Haberli R M, Gombosi T I, De Zeeuw D L, Combi M R, Powell K G 1997 *Science* **276** 939
- [2] Cravens T E 1997 *Geophys. Res. Lett.* **24** 105
- [3] Krasheninnikov S I, Pgarov A Y, Sigmar D J 1996 *Phys. Lett. A* **214** 295
- [4] Janev R K, Kato T, Wang J G 2000 *Phys. Plasma.* **7** 4364
- [5] Ning Y, Liu L, He B, Liu C L, Yan J, Wang J G 2007 *Phys. Rev. A* **75** 022713
- [6] Williams N 1998 *Science* **279** 799
- [7] Fainstein F D, Ponce V H, Rivarola R 1991 *J. Phys. B* **24** 3091
- [8] Rudd M E, Kim Y K, Madison D H, Gay T J 1992 *Rev. Mod. Phys.* **64** 441
- [9] Stolterfoht N, DuBois R D, Rivarola R D 1997 *Electron Emission in Heavy Ion-Atom Collisions* (Heidelberg: Springer-Verlag)
- [10] Salzman D 1998 *Atomic Physics in Hot Plasmas* (Oxford: Oxford University Press)
- [11] Murillo M S, Weisheit J C 1998 *Phys. Rep.* **302** 1
- [12] Murillo M S 1996 *Atomic Processes in Plasmas* (Woodbury: American Institute of Physics)
- [13] Jung Y D 2000 *Phys. Plasma.* **7** 2685
- [14] Sahoo S, Ho Y K 2006 *Phys. Plasma.* **13** 063301
- [15] Zhang H, Wang J G, He B, Qiu Y B, Janev R K 2007 *Phys. Plasma.* **14** 053505
- [16] Liu L, Wang J G, Janev R K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 032709
- [17] Liu L, Wang J G, Janev R K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 042712
- [18] Liu L, Wang J G 2008 *J. Phys. B* **41** 155701
- [19] Zeng S L, Liu L, Wang J G, Janev R K 2008 *J. Phys. B* **41** 135202
- [20] Abrines R, Percival I C 1966 *Proc. Phys. Soc. London* **88** 861
- [21] Olson R E, Salop A 1977 *Phys. Rev. A* **16** 531
- [22] Qi Y Y, Wang J G, Janev R K 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062511
- [23] Shah M B, Gilbody H B 1981 *J. Phys. B* **14** 2361
- [24] Ning Y, He B, Liu C L, Yan J, Wang J G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3075 (in Chinese) [宁 焯、何 斌、刘春雷、颜 君、王建国 2005 物理学报 **54** 3075]
- [25] Illescas C, Riera A 1999 *Phys. Rev. A* **60** 6
- [26] Liu C L, He B, Ning Y, Yan J, Wang J G 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 323 (in Chinese) [刘春雷、何 斌、宁 焯、颜 君、王建国 2007 物理学报 **56** 323]
- [27] Ning Y, He B, Liu C L, Yan J, Wang J G 2005 *Phys. Rev. A* **72** 022702
- [28] Ning Y, He B, Liu C L, Yan J, Wang J G 2007 *Phys. Rev. A* **75** 022713

Plasma screening effect on the differential cross sections of collision ionization of H by He^{2+} *

Ding Ding^{1,2)†} He Bin¹⁾ Liu Ling¹⁾ Zhang Cheng-Hua²⁾ Wang Jian-Guo¹⁾

¹ *Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*

² *College of Physics, Liaoning University, Shenyang 110036, China*

(Received 19 January 2009 ; revised manuscript received 11 February 2009)

Abstract

A classical trajectory Monte Carlo method is used to investigate the collision ionization of H by He^{2+} in Debye plasma, and the total and differential cross sections are obtained for collision energies of 5—400 keV/u in a large plasma parameter range. The interaction between charged particles is described by the Debye-Hückel model. Plasma screening changes the ionization energy and classical microcanonical distribution of bound electrons and the interaction between electron and the projectile, which result in the modification of ionization cross sections. It is found that both the total and differential cross sections increase with the increasing of screening interaction, and especially for energies below 10 keV/u, the cross sections are one to two magnitudes larger than those in the unscreened case. The emitted electron moves to the higher energy range, and the binary-encounter ionization mechanism becomes more important and a new hump appears due to the screening effect. Our unscreened cross section is in a good agreement with the experimental measurement for collision energies beyond 70 keV/u.

Keywords : heavy-particle impact ionization, plasma screening effect, classical trajectory Monte Carlo method, Debye-Hückel model

PACC : 5220H, 3490

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10875017, 10874062) and the Foundation for Key Laboratory of National Defence Science and Technology, China (Grount No. 9140C690403080C69).

† E-mail 282225026@qq.com