

专题: 极端条件原子分子动力学 • 封面文章

高电荷态 Ar^{8+} 离子与 He 原子碰撞中双电子俘获量子态选择截面实验研究*

吴怡娇¹⁾ 孟天鸣¹⁾ 张献文¹⁾ 谭旭¹⁾ 马蒲芳¹⁾ 殷浩¹⁾ 任百惠¹⁾
屠秉晟¹⁾ 张瑞田^{2)†} 肖君¹⁾ 马新文²⁾ 邹亚明¹⁾ 魏宝仁^{1)‡}

1) (复旦大学现代物理研究所, 核物理与离子束应用教育部重点实验室, 上海 200433)

2) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

(2024 年 9 月 12 日收到; 2024 年 10 月 10 日收到修改稿)

高电荷态离子俘获靶原子、分子中的电子是一个多原子中心束缚态电子跃迁相关的基本原子物理过程, 所形成的高激发态离子的退激辐射对于 X 射线天文建模、聚变等离子体诊断及离子束与物质作用机理研究等方面至关重要. 经过不断的完善和发展, 冷靶反冲离子动量谱仪 (COLTRIMS) 技术已经广泛应用于测量电子俘获过程中的量子态选择布居. 基于复旦大学 150 keV 高电荷态离子碰撞实验平台及冷靶反冲离子动量谱仪, 本文开展了 1.4—20.0 keV/u 的 Ar^{8+} 炮弹离子与 He 原子碰撞过程中双电子俘获量子态选择截面的系统测量, 并获得了 $3l3l'$ 至 $3l7l'$ 双激发态的相对截面. 研究发现 Ar^{8+} -He 双电子俘获过程中, 随着碰撞能量的增大, 更多的量子态转移反应通道被打开, 而且量子态选择布居的相对截面对炮弹离子能量呈现强烈的依赖关系.

关键词: 高电荷态离子, 双电子俘获, 量子态选择, 冷靶反冲离子动量谱仪

PACS: 07.81.+a, 34.70.+e

DOI: 10.7498/aps.73.20241290

CSTR: 32037.14.aps.73.20241290

1 引言

在离子与原子、分子碰撞中, 将离子俘获靶原子或分子体系中一个或多个电子的过程称为电荷交换 (也叫电子俘获或电荷转移). 根据炮弹离子碰撞速度是否远大于、远小于靶原子中激活电子的轨道速度以及与其相当, 电荷交换过程分为高能、低能及中能 3 个能区, 不同的能区呈现出不同的微观机理, 如高能区速度匹配机理^[1], 低能区准分子机制^[2]. 已有研究表明在中低能区, 相比于电离、激发过程, 电荷交换是高电荷态离子与原子、分子碰撞

中最为主要的原子物理过程, 同时伴随着高激发态离子退激辐射. 这些独有特性使得电荷交换在聚变等离子体诊断和模拟、太阳风离子与彗星物质相互作用以及生物系统离子诱导辐射损伤等多个研究领域中具有重要的应用价值^[3-7].

在过去几十年里, 单电子俘获过程的实验取得了显著的进展^[8-10]. 然而双电子俘获 (double electron capture, DEC) 过程由于截面相对较小、通道鉴别复杂, 实验研究进展相对缓慢. 已报道的实验研究多基于 20 世纪 80 年代发展的能损谱仪和电子谱仪技术而开展. 例如 Roncin 等^[11] 利用符合能损谱方法测量了低能高电荷态离子 (N^{7+} , O^{7+} , O^{8+} ,

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1602504)、国家自然科学基金 (批准号: 12204110, 12374227, U1832201)、上海市重点学科建设项目 (批准号: B107) 和中国科学院战略性先导科技专项 (B 类) (批准号: XDB34020302) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangrt@impcas.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: brwei@fudan.edu.cn

Ne^{7+} , Ne^{8+}) 与 He, Ar, H_2 作用中单、双电子俘获的微分截面, 结果表明高电荷态离子 ($q = 7, 8$) 俘获两个电子是连续两次俘获单个电子. Hutton 等^[12] 使用零度俄歇电子能谱技术研究了 90 keV 的 Ar^{9+} 离子与 He 原子双电子俘获形成 Ar^{7+} 离子的双激发态布居, 并测量了双电子俘获过程对 He 靶气压的依赖关系, 提出了类 Na 核心激发态的俘获机制. 随后, 双电子俘获过程中电子-电子关联效应对量子态布居的影响成为研究的热点问题. Mack 等^[13] 通过实验分析 60 keV 裸核离子 C^{6+} 与 H_2 碰撞产生的电子能谱, 发现电子关联效应导致了电荷交换过程中特定高激发态的形成. Poshumus 等^[14,15] 通过测量电子能谱发现类 He 离子 (N^{5+} , O^{6+}) 与 H_2 碰撞中量子态的布居强烈地依赖于入射离子速度, 且高角动量量子数分辨的量子态布居随着碰撞速度的增大而增大. Lee 等^[16] 利用量子态选择平动能谱技术对 6 keV 的 C^{3+} 离子与 He, Ne 和 Ar 原子碰撞中双电子俘获过程进行了研究, 发现在 C^{3+} 离子与 He 原子碰撞过程中, 存在同时俘获两个电子和次序俘获两个电子的两种竞争机制. 然而, 能损谱仪仅限于低碰撞能区, 电子谱仪难以保证发射电子的各向同性导致无法准确测量量子态布居, 这些不足导致准确的宽碰撞能区的双电子俘获量子态选择截面数据依旧稀少.

近 30 年来, 反冲离子动量谱仪 (recoil ion momentum spectroscopy, RIMS) 技术的成熟实现了中低能区高电荷态离子与原子、分子碰撞中电子俘获过程反冲离子的 4π 立体角完全收集, 极大地促进了量子态选择截面的直接测量^[17,18]. 2001 年, Fléclard 等^[19] 采用反冲离子动量谱仪测量和紧耦合理论计算相结合的方法, 对 50—150 keV 的 Ne^{10+} 离子与 He 原子碰撞过程进行了研究, 获得了一系列双电子俘获形成的双激发态的总截面和微分截面. 2010 年, 吕瑛等^[20] 利用冷靶反冲离子动量谱仪 (cold target recoil-ion momentum spectroscopy, COLTRIMS), 探讨了低能高电荷态离子 C^{q+} , N^{q+} , O^{q+} , Ne^{q+} ($4 \leq q \leq 7$) 与 He 碰撞中的双电子转移过程, 发现了双电子俘获与转移电离的截面反转效应, 揭示了两种通道的竞争机制.

在理论研究方面, 由于全量子理论对于电子俘获过程多通道、多粒子、高激发态的复杂动力学算力不足, 目前常用的方法基于经典或半经典理论模型, 主要有以下几种: 多通道 Landau-Zener 模型

(multichannel Landau-Zener, MCLZ)^[21]、分子库仑过垒模型 (molecular Coulomb over barrier, MCBM)^[22]、经典轨迹蒙特卡罗方法 (classical trajectory Monte Carlo, CTMC)^[23]、原子轨道紧耦合模型 (atomic-orbital close-coupling, AOCC)^[24]、分子轨道紧耦合模型 (molecular orbit close-coupling, MOCC)^[25] 以及量子力学分子轨道紧耦合方法 (quantum-mechanical molecular-orbital close-coupling, QMOCC)^[26]. 其中, CTMC, MCLZ 和 MCBM 等都是利用经典的原子势垒以及分子势垒来处理电子的运动, 易于开展计算, 但是计算精度不高. 而 AOCC 以及 MOCC 采用了半经典近似, 用经典方法来处理核的运动, 将碰撞体系中所有电子运动用有限的量子态描述, 在处理单电子系统时能够提供更为细致的动力学信息, 然而对于多电子过程, 尤其需要同时考虑电子-电子关联效应以及电子-核相互作用时, 当前理论依旧面临挑战.

本工作选择 1.4—20.0 keV/u 能量范围 Ar^{8+} 离子与 He 原子碰撞反应中的量子态选择双电子俘获过程进行研究. 首先, 早期可见光谱和紫外光谱及能损谱实验研究表明 Ar^{8+} 离子与 He 原子电荷交换过程中双电子俘获具有不可忽视的贡献^[27-29]. 其次, 基态 Ar^{8+} ($2p^6$) 具有 Ne 类似的闭壳层电子结构, He 是最简单的两关联电子原子, 该体系激发态能级间隔较大, 为实验测量带来了一定的便利^[30,31]. 再次, 最近发展的半经典的两激活电子渐近态紧耦合方法计算结果完全重复了 $\text{Ar}^8\text{-He}$ 单电子俘获过程^[32], 然而该方法是否能准确计算并应用于双电子俘获过程, 依旧缺乏系统的实验检验^[33]. 基于以上考虑, 本工作采用先进的反冲离子动量谱仪技术, 开展了 Ar^{8+} 离子与 He 原子碰撞量子态选择双电子俘获相对截面测量, 研究双激发态电子转移截面对碰撞能量的依赖关系.

2 实验方法

本文实验工作基于复旦大学 150 kV 高电荷态离子碰撞实验平台进行开展. 该平台主要由电子回旋共振离子源与高压平台、束流输运系统、冷靶反冲离子动量谱仪 (cold target recoil ion momentum spectroscopy, COLTRIMS) 等构成. 其中 COLTRIMS 装置主要包括超音速冷靶系统、飞行时间谱仪、散射离子静电分析器、位置灵敏探测器、

电子学和数据采集系统等组成部分^[9,17,18], 实验装置简图如图 1 所示.

以 Ar^{8+} -He 双电子俘获实验为例, 离子源产生的多种电荷态 Ar 离子, 经引出极引出、被加速到设定能量, 然后由 90° 分析磁铁筛选出实验所需的 Ar^{8+} 离子, Ar^{8+} 离子经狭缝限束后由 45° 磁铁偏转到动量谱仪所在的束流线, 两对电偏转板微调束流位置, 两道狭缝对束流进行准直和限束. 在进入碰撞腔室之前, Ar^{8+} 离子束流被调节到大约 100 pA, 同时束流直径小于 1 mm.

高纯 He 气体以 2 bar (1 bar = 0.1 MPa) 压力经过 20 μm 喷嘴绝热膨胀进入真空腔室, 经过三级 skimmer 选择并限束形成局域高密的超声速气体束. 超声气体靶密度约为 10^{12} atom/ cm^3 , 在飞行时间谱仪中心与 Ar^{8+} 离子束垂直交叉碰撞, 发生电荷交换反应. 飞行时间谱仪包括均匀电场加速区和无场漂移区, 谱仪加速区长度为 100 mm, 漂移区长度为 300 mm. 加速区由等间距的环形电极片和等值高电阻相连组成, 提供均匀引出电场. 无电场的漂移区增长离子飞行距离与时间, 便于在探测器上区分不同种类与初始动量的离子, 提高动量分辨. 反应所产生的反冲离子 He^+ , He^{2+} , 首先经由飞行时间谱仪的均匀电场作用加速, 再经过无场漂移区后被二维位置灵敏探测器, 即反冲离子探测器 (position sensitive detector, PSD-r) 探测. 反应所产生的 $\text{Ar}^{(8-n)+}$ 由碰撞区下游的平行板静电分析器进行电荷态区分, 然后被另一个位置灵敏探测器, 即散射离子探测器 (PSD-p) 探测. 未发生电荷

交换的炮弹离子束被谱仪末端的法拉第筒收集. 在实验过程中, 碰撞腔室的真空维持在大约 1×10^{-9} Torr (1 Torr = 133.322 Pa).

如图 1 中直角坐标系所示, 在 COLTRIMS 中定义超声气体束方向为 X 方向, 飞行时间谱仪引出电场方向为 Y 方向, 入射离子束流方向为 Z 方向. 利用 PSD-r 的位置和飞行时间信息可以重构反冲离子三维动量, 定义沿束流方向的动量分量为纵向动量 P_z . 根据碰撞过程能量和动量守恒, 电子俘获过程动力学关系如下所示:

$$Q = -\frac{n}{2}V_p^2 - V_p \cdot P_z, \quad (1)$$

$$P_z = -\frac{Q}{V_p} - \frac{n \cdot V_p}{2}, \quad (2)$$

其中, V_p 是炮弹离子速度, n 为俘获电子数, Q 代表反应前后体系总束缚能的变化. 根据定义, $Q = \varepsilon_f - \varepsilon_i$, 其中 ε_i 和 ε_f 分别是被俘获的电子在靶和散射离子上的结合能. 由于 He 原子在碰撞之前处于基态, 结合动力学关系式 (1) 和 (2), 散射离子俘获电子后形成激发态的能级可由反冲离子纵向动量计算给出.

由于反应前后电荷守恒, 通过散射离子的二维位置谱, 反冲离子飞行时间谱, 以及散射离子与反冲离子的符合条件, 可以清晰鉴别出单、双电子俘获事件. 实验中反冲离子在飞行时间谱仪中的引出电场强度约为 20 V/cm, 实现了反冲离子高于 95% 的收集效率. 以 12.0 keV/u 的炮弹离子能量为例, 图 2 展示了 Ar^{8+} 离子与 He 原子碰撞过程中

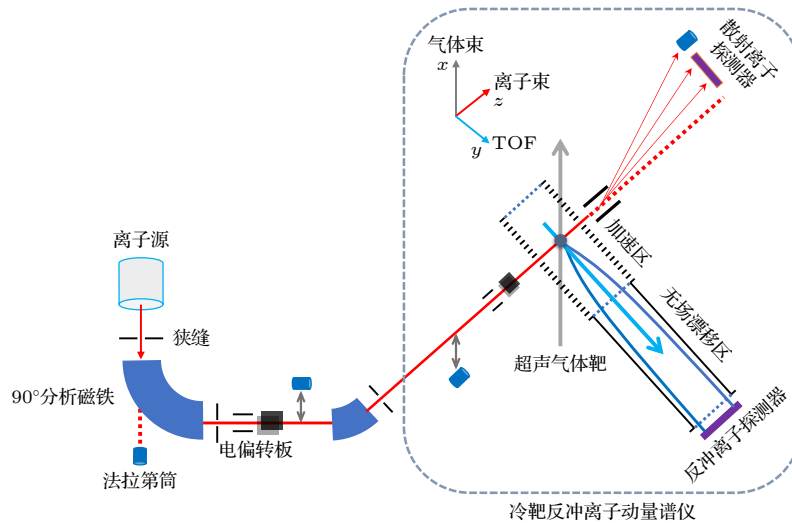


图 1 复旦大学 150 kV 高电荷态离子平台及冷靶反冲离子动量谱仪装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the COLTRIMS apparatus at 150 kV high voltage platform in Fudan University.

发生双电子俘获后反冲离子 He^{2+} 的 Z 方向的一维位置谱. 其中, 黑色点为测量的实验数据点, 红色实线为高斯拟合曲线, 不同峰位对应着散射离子俘获两个电子后的双激发量子态, 峰面积代表了该激发态的相对截面. 谱仪的动量分辨为 0.25 a.u. [9], 主要来自靶温度和作用区域的贡献, 探测器位置分辨以及飞行时间分辨对谱仪的动量分辨的影响同样不能忽略.

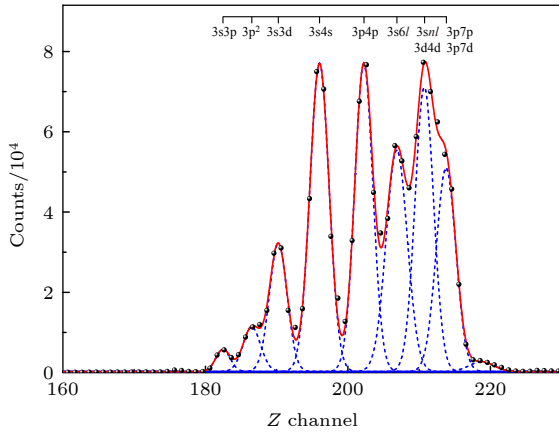


图 2 12.0 keV/u 的 Ar^{8+} 与 He 原子碰撞中发生双电子俘获后反冲离子的一维位置谱 (黑色点为测量的实验数据点, 红色实线为高斯拟合曲线)

Fig. 2. One-dimensional position spectrum of the recoil ion of double electrons capture in the 12.0 keV/u Ar^{8+} collision with He. The black dots represent the measured experimental data, and the red solid line represents the Gaussian fitting curve.

3 结果与讨论

本质上由于反冲离子在电场中的运动轨迹类似于重力场中的平抛运动, 因此结合反冲离子 He^{2+} 的纵向位置与飞行时间, 可以重建获得 Ar^{8+} -He 碰撞反冲离子纵向动量谱. 具体如下, 根据 (1) 式将动量转化为 Q 值, 对图 2 中不同位置的峰中心坐标与相应 Q 值进行线性拟合转换, 使一维位置谱转化为 Q 值谱, 图 3 给出了 Ar^{8+} -He 双电子俘获中测得的 Q 值分布情况, 覆盖了 1.4—20.0 keV/u 的碰撞能量范围. 黑色点为实验数据点, 红色实线为高斯拟合曲线. Q 值谱可以反映量子态选择双电子俘获 Ar^{6+} 离子的双激发态分布情况. 从图 3 可以看出, 双电子俘获过程在该能区的 Q 值分布范围为 40—190 eV, 存在较为丰富的双激发量子态选择布居通道. 电子态占主导作用的双激发态为 $3pnl$ ($n > 6$), $3d4l$ 和 $3snl$ ($n > 3$), 双电子俘获趋

向于布居到更高能级的双激发态.

当双电子俘获发生时, 不同反应能 Q 值对应不同的反冲离子动量, Q 值越大意味着体系释放的能量越大. 从态的分布密度来看, 随着炮弹离子能量的增大, 较低能级的相对截面增大, 而较高能级的相对截面变小, 即 Q 的平均值趋向更大, 其原因是随着炮弹能量的增加反应窗变宽, 允许电子被俘获布居到更多的量子态上 [34].

双电子俘获涉及的量子态数量多, 能级分布密集. 由于实验分辨有限, 本工作中难以对各个能级进行逐一区分和鉴别, 因此, 按主量子数和角动量子数双激发态可分辨的层次加以区分. 以 20.0 keV/u 对应的图 3(1) 为例, 双电子俘获的 Q 值谱由多个分立的峰组成, 说明双电子俘获过程中存在多种可能的反应 Q 值, 即炮弹离子俘获两个电子后处于不同的双激发态. 这些不同的 Q 值峰对应于不同的量子态, 通过 Gaussian 多峰拟合确定 Q 值谱多峰中心值后, 结合 He 原子的第一电离能与 NIST 数据库中 Ar^{6+} 量子态能量, 确定不同双激发态对应的 Q 值, 识别出 $3s^2$, $3s3p$, $3p^2$, $3s3d$, $3s4s$, $3p4p$, $3s6l$, $3snl$, $3d4d$, $3d4f$ 在内的多种双激发量子态. 由于双电子俘获过程动量转移比较大, 为了收集全部反冲离子, 在飞行时间谱仪中采用了较强引出电场 (20 V/cm, 通常情况是 3 V/cm), 而强引出场会导致动量分辨变差. 本文对于图 3 中前 3 个主要峰 (从左至右) 不能明确给出具体的激发态, 对相关的态进行了梳理: 第 1 主要峰中心的 Q 值范围为 59—62 eV, 其中包含 $3p8s$, $3p8d$, $3p7f$, $3p7d$, $3p7p$, $3d4f$ 等可能的双激发态, 经分析认为 $3p7p$ 和 $3p7d$ 态为最可能的激发态, 因此在后续讨论中, 将这个峰位标记为 $3p7l$; 同理, 对于第 2 主要峰中心的 Q 值范围约为 70—74 eV, 其中包含 $3s10l$, $3s9l$, $3p5d$, $3p5f$, $3d4d$ 等可能的双激发态, 分析认为最有可能的态是 $3s10l$ 和 $3d4d$, 在后续讨论将该峰位标记为 $3s10l$; 对于第 3 主要峰, 其中心 Q 值范围为 85—88 eV, 其中包含 $3s6s$, $3s6p$, $3s6d$, $3p4f$ 等可能的双激发态, 最有可能的态是 $3s6s$ 和 $3s6p$, 在后续讨论中将该峰位标记为 $3s6l$. Bliman 等 [27] 利用转移能谱仪测量了 Ar^{6+} 离子所处的双激发态布居情况, 观察到能量增益分布中的最大峰值强度对应于双激发态 $3d4d$ 和 $3d4f$. 本实验结果的 Q 值范围以及分析给出的电子态, 包含 Bliman 等识别出的 $3p7l$, $3d4d$ 和 $3d4f$ 等激发态.

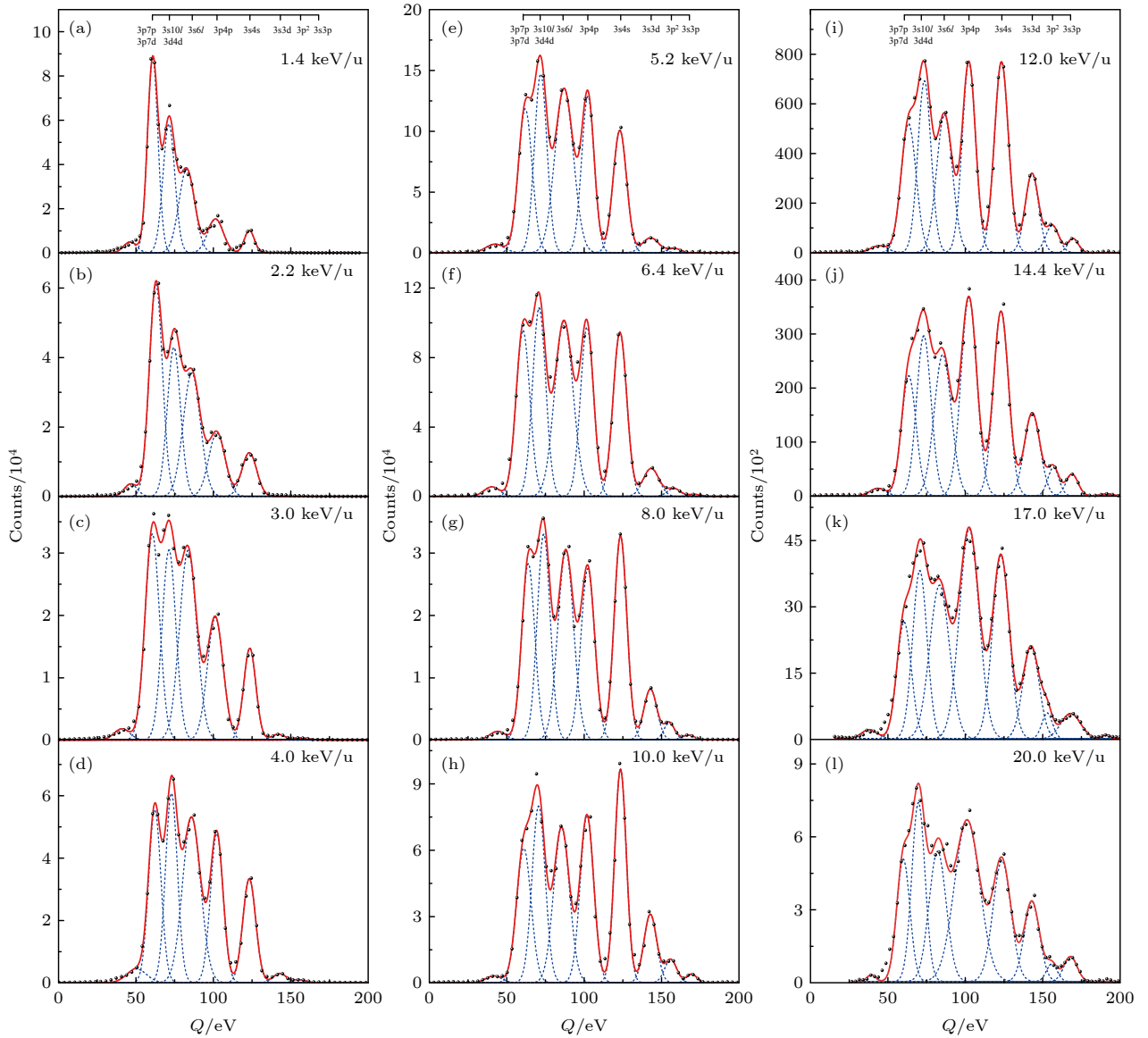


图3 Ar^{8+} 与He碰撞中双电子俘获的 Q 值谱 (黑色点为测量的实验数据点, 蓝色虚线为高斯曲线拟合, 红色实线为高斯拟合结果的总和)

Fig. 3. Measured Q spectra between Ar^{8+} and He. The black dots represent the measured experimental data. The blue dashed lines and red solid lines represent the Gaussian curve fitting and the sum of the Gaussian fitting results, respectively.

为了定量比较各个态的强度, 采用多峰高斯拟合确定每个峰的位置、宽度和高度, 从而更精确地评估不同激发态的贡献. 具体来说, 根据 (2) 式以及动量的定义式 $P = m \cdot \Delta X / T$ 可得

$$P_z = -\frac{Q}{V_p} - \frac{n \cdot V_p}{2} = k \cdot m_t \frac{X_i - X_0}{T}, \quad (3)$$

其中, m_t 为反冲离子质量, T 为反冲离子的飞行时间, k 为线性拟合的斜率, X_i 为反冲离子一维纵向位置谱的各 Gaussian 峰中心坐标, X_0 为反冲离子纵向动量为 0 时对应的位置零点坐标. 对不同位置的峰中心坐标与相应纵向动量进行线性拟合, 可获得位置零点 X_0 以及斜率 k 等参数. 对 Q 值谱进行

Gaussian 多峰拟合, 约束拟合峰中心的位置为理论 Q 值 (引自 NIST 数据库), 使所有 Q 值谱中多峰拟合的误差值减到最小, 半高宽设置约为 10 eV, 如图 3 中多条蓝色的拟合曲线所示.

对不同量子态的 Q 值峰拟合曲线进行积分, 可以获得双电子俘获过程中不同量子态的贡献, 由此获得了 Ar^{8+} 离子与 He 双电子俘获的量子态选择相对截面, 见表 1, 括号内为误差值. 本实验中误差包括: 统计误差约 1%、探测器不同位置的均匀性引入的误差约 6%、飞行时间谱仪收集率的影响约 3% 以及高斯拟合误差约 9%, 通过误差传递公式获得实验测量相对误差约为 12%.

表1 Ar^{8+} 与He双电子俘获的 n 和 l 分辨的量子态选择相对截面(括号内为误差值(%))Table 1. Measured relative state-selective cross sections for DEC in collisions of Ar^{8+} with He (Error value (%) in parentheses).

Energy/(keV·u ⁻¹)	$nl'n'l'$						
	3p7l	3s10l	3s6l	3p4p	3s4s	3s3d	3p ²
1.4	35.4(3.8)	26.4(2.9)	22.8(2.5)	9.1(1.2)	3.9(0.6)		
2.2	32.0(3.4)	22.5(2.4)	24.2(2.6)	11.9(1.4)	7.4(0.9)		
3.0	24.5(2.6)	21.5(2.3)	26.6(2.9)	15.9(1.7)	9.1(1.0)	0.6(0.4)	0.3(0.0)
4.0	19.3(2.3)	20.6(2.5)	27.0(3.0)	17.0(1.8)	12.1(1.3)	1.1(0.2)	0.4(0.2)
5.2	17.6(1.9)	19.7(2.1)	26.7(2.9)	17.3(1.9)	14.6(1.6)	2.2(0.4)	0.5(0.3)
6.4	17.4(1.9)	18.8(2.0)	24.5(2.6)	16.9(1.8)	16.9(1.8)	3.3(0.7)	0.8(0.6)
8.0	17.1(1.8)	18.6(2.0)	22.0(2.4)	16.0(1.7)	18.8(2.0)	4.7(0.6)	1.3(0.5)
10.0	15.2(1.7)	18.1(2.0)	19.1(2.1)	17.6(1.9)	19.4(2.1)	6.8(1.0)	2.2(0.7)
12.0	14.6(1.6)	17.1(2.0)	16.4(1.8)	19.1(2.1)	20.2(2.1)	7.8(1.0)	2.7(0.6)
14.4	12.0(1.4)	16.0(1.8)	16.7(1.8)	21.8(2.4)	19.3(2.1)	9.1(1.1)	2.2(0.7)
17.0	10.6(1.2)	15.1(1.7)	16.8(1.8)	24.2(2.6)	18.8(2.1)	8.9(1.2)	1.6(0.5)
20.0	11.3(1.3)	16.6(1.9)	15.6(1.9)	28.7(3.5)	15.1(2.0)	8.6(1.4)	1.3(0.9)

为了定量显示双电子俘获量子态选择截面与碰撞能量的变化关系,将实验测量结果归一到Zhang等^[33]双电子俘获的理论总截面,图4展示了 Ar^{8+} 与He双电子俘获的量子态选择截面与Zhang等^[33]的计算结果对比. 实心点是实验测量的结果,虚线是理论计算的结果,不同的颜色与形状代表不同的俘获通道. 结合图4和表1数据可以得出,随着碰撞能量的提高,3个高激发态(3s6l, 3s10l, 3p7l)相对截面整体呈现出下降的趋势,而

3l3l'和3l4l'(3p4p, 3s4s和3s3d)态的占比随着能量增大逐渐增大. 一方面,态的相对布居显示了不同量子态的截面对炮弹离子速度具有依赖性. Rapphaelian等^[35]在 Ne^{8+} 与He原子碰撞的双电子俘获实验中也发现了类似的趋势,进一步证实电子俘获过程的复杂性及其对碰撞条件的敏感性.

另一方面,低能碰撞条件下高激发态 $3snl$ ($n \geq 6$)的双电子俘获过程占主导地位,随着碰撞能量的升高,高激发态贡献逐渐降低,而3l3l', 3l4l'激发态的贡献显著增强. 这一转变趋势与Zhang等^[33]的理论结果相似,他们指出在低碰撞能量条件下更高激发态(高于3s5l且低于 Ar^{6+} 的第一电离阈值)的双电子俘获过程完全占主导地位,这一趋势表明随着碰撞速度的增大,碰撞反应时间缩短,可能导致在较高速下,双电子俘获过程中炮弹离子与靶之间的能量转移减少,不足以使电子形成高激发态;同时他们还指出在能量高于约7 keV/u时,基态等效电子构型3l3l'的贡献不能被忽视,且其重要性与高激发态相当. 然而实验数据显示,虽然等效电子构型3l3l'的相对截面随能量升高逐渐上升,在14.4 keV/u能量时可达11.6%,但还是远小于高激发态的贡献. 这一显著差异可能是由实验中探测器边缘效率较低以及半经典理论方法对双电子俘获过程描述的局限性造成的. 此外, Ar^{6+} 量子态密集的能级结构增大了实验分析的复杂性,今后开展双电子俘获实验需要发展更为精细的测量技术和数据分析方法. 综上所述,现有的实

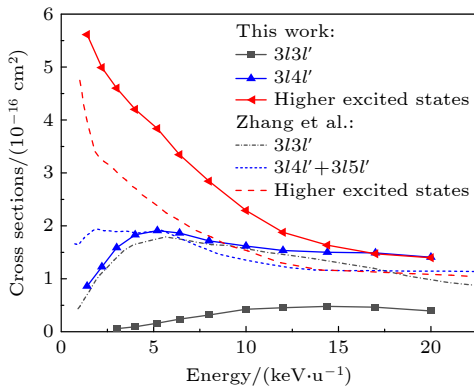


图4 Ar^{8+} 与He碰撞中双电子俘获截面对碰撞能量的依赖关系,实心灰色方块、蓝色三角和红色三角点为实验测量结果(实线为引导线),虚线为Zhang等^[33]的计算结果,不同的颜色与形状代表不同的俘获通道

Fig. 4. Dependence of cross section of double electron capture into doubly excited states on collision energy in Ar^{8+} collision with He. The gray squares, blue triangles and red triangles are the experimentally measured results (The solid lines are used to guide the eyes), and the dashed lines are the calculated results of Zhang et al.^[33].

验数据和理论之间还存在一定的差异, 需要开展更高分辨的实验和更高精度的理论计算研究来进一步澄清.

4 结 论

基于复旦大学高电荷态离子碰撞平台, 本工作开展了 1.4—20.0 keV/u Ar^{8+} 离子与 He 靶碰撞中的量子态选择双电子俘获截面的测量实验. 实验结果表明在不同能量点下, 双激发态 $3pnl$ ($n > 6$), $3d4l$ 和 $3snl$ ($n > 3$) 在双电子俘获过程中占主导地位, 与前人的研究结果在相应碰撞能区呈现出良好的一致性. 实验观察到的双电子俘获过程中 Q 值谱的分布范围较广, 反映出双电子俘获量子态布居的复杂性. 实验数据进一步表明, 双电子俘获过程中不同量子态布居的相对截面对炮弹离子能量具有强烈的依赖性, 在低能量下, 高激发态的双电子俘获过程占主导地位. 本文获得的双电子俘获过程实验数据, 不仅为电荷交换过程提供了宝贵的量子态选择截面数据, 也为理论上理解炮弹离子能量调制的双电子俘获量子态选择提供实验参考, 将有助于加深对强库仑场中少体系统双激发态碰撞动力学、电子-电子关联效应理解. 然而由于实验装置分辨的限制, 对于角动量量子数乃至自旋分辨的双激发量子态的精确识别仍存在不足, 这也为未来高分辨实验和高精度理论方法的发展提供了指引.

参考文献

- [1] Abdallah M A, Wollf W, Wolf H E, Kamber E Y, Stöckli M, Cocke C L 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2911
- [2] Liu C H, Liu L, Wang J G 2014 *Phys. Rev. A* **90** 012708
- [3] Cumbee R S, Henley D B, Stancil P C, Shelton R L, Nolte J L, Wu Y, Schultz D R 2014 *Astrophys. J. Lett.* **787** L31
- [4] Katsuda S, Tsunemi H, Mori K, Uchida H, Kosugi H, Kimura M, Nakajima H, Takakura S, Petre R, Hewitt J W, Yamaguchi H 2011 *Astrophys. J.* **730** 24
- [5] Liu J, Wang Q D, Mao S 2012 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **420** 3389
- [6] Hoekstra R, Anderson H, Blik F W, von Hellermann M, Maggi C F, Olson R E, Summers H P 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 1541
- [7] Cravens T E 1997 *Geophys. Res. Lett.* **24** 105
- [8] Xu J W, Xu C X, Zhang R T, Zhu X L, Feng W T, Zhao D M, Liang G Y, Guo D L, Gao Y, Zhang S F, Su M G, Ma X W 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 080702 (in Chinese) [徐佳伟, 许传喜, 张瑞田, 朱小龙, 冯文天, 赵冬梅, 梁贵云, 郭大龙, 高永, 张少锋, 苏茂根, 马新文 2021 *物理学报* **70** 080702]
- [9] Meng T, Ma M X, Tu B, Ma P, Zhang Y W, Liu L, Xiao J, Yao K, Zou Y, Wu Y, Wang J G, Wei B 2023 *New J. Phys.* **25** 093026
- [10] Fischer D, Gudmundsson M, Berényi Z, Haag N, Johansson H A B, Misra D, Reinherd P, Källberg A, Simonsson A, Stöckel K, Cederquist H, Schmidt H T 2010 *Phys. Rev. A* **81** 012714
- [11] Roncin P, Barat M, Laurent H 1986 *Eur. Phys. Lett.* **2** 371
- [12] Hutton R, Prior M H, Chantrenne S, Chen M H, Schneider D 1989 *Phys. Rev. A* **39** 4902
- [13] Mack M, Nijland J H, Straten P V D, Niehaus A, Morgenstern R 1989 *Phys. Rev. A* **39** 3846
- [14] Posthumus J H, Morgenstern R 1990 *J. Phys. B* **23** 2293
- [15] Posthumus J H, Lukey P, Morgenstern R 1992 *J. Phys. B* **25** 987
- [16] Lee A R, Wilkins A C R, Brenton A G 1996 *Int. J. Mass Spectrom. Ion Process.* **152** 201
- [17] Dörner R, Mergel V, Jagutzki O, Spielberger L, Ullrich J, Moshhammer R, Schmidt-Böcking H 2000 *Phys. Rep.* **330** 95
- [18] Ullrich J, Moshhammer R, Dorn A, Dörner R, Schmidt L P H, Schmidt-Böcking H 2003 *Rep. Prog. Phys.* **66** 1463
- [19] Flécharde X, Harel C, Jouin H, Pons B, Adoui L, Frémont F, Cassimi A, Hennecart D 2001 *J. Phys. B* **34** 2759
- [20] Lü Y, Chen X M, Cao Z R, Wu W D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3892 (in Chinese) [吕瑛, 陈熙萌, 曹柱荣, 吴卫东 2010 *物理学报* **59** 3892]
- [21] Cumbee R S, Liu L, Lyons D, Schultz D R, Stancil P C, Wang J R, Ali R 2016 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **458** 3554
- [22] Niehaus A 1986 *J. Phys. B* **19** 2925
- [23] Olson R E, Salop A 1976 *Phys. Rev. A* **14** 579
- [24] Fritsch W, Lin C D 1984 *Phys. Rev. A* **29** 3039
- [25] Kimura M, Lane N F 1989 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **26** 79
- [26] Liu L, Liu C H, Wang J G, Janev R K 2011 *Phys. Rev. A* **84** 032710
- [27] Bliman S, Suraud M, Hitz D, Huber B, Lebius H, Cornille M, Rubensson J, Nordgren J, Knystautas E 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1321
- [28] Druetta M, Martin S, Bouchama T, Harel C, Jouin H 1987 *Phys. Rev. A* **36** 3071
- [29] Boduch P, Chantepie M, Hennecart D, Husson X, Kucal H, Lecler D, Stolterfoht N, Druetta M, Fawcett B, Wilson M 1992 *Phys. Scr.* **45** 203
- [30] Cao Z R, Cai X H, Yu D Y, Yang W, Lu R C, Shao C J, Chen X M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2943 (in Chinese) [曹柱荣, 蔡晓红, 于得洋, 杨威, 卢荣春, 邵曹杰, 陈熙萌 2004 *物理学报* **53** 2943]
- [31] Siddiki M A K A, Zhao G, Liu L, Misra D 2024 *Phys. Rev. A* **109** 032819
- [32] Zhang R T, Gao J W, Zhang Y W, Guo D L, Gao Y, Zhu X L, Xu J W, Zhao D M, Yan S, Xu S, Zhang S F, Wu Y, Wang J G, Ma X 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** 023123
- [33] Zhang Y W, Gao J W, Wu Y, Wang J G, Sisourat N, Dubois A 2022 *Phys. Rev. A* **106** 042809
- [34] Chen L F, Ma X W, Zhu X L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6347 (in Chinese) [陈兰芳, 马新文, 朱小龙 2006 *物理学报* **55** 6347]
- [35] Raphaelian M, Berry H, Berrah N, Schneider D 1993 *Phys. Rev. A* **48** 1292

Experimental measurement of state selective double electron capture in collision between 1.4–20 keV/u Ar^{8+} with He^*

Wu Yi-Jiao¹⁾ Meng Tian-Ming¹⁾ Zhang Xian-Wen¹⁾ Tan Xu¹⁾Ma Pu-Fang¹⁾ Yin Hao¹⁾ Ren Bai-Hui¹⁾ Tu Bing-Sheng¹⁾Zhang Rui-Tian^{2)†} Xiao Jun¹⁾ Ma Xin-Wen²⁾Zou Ya-Ming¹⁾ Wei Bao-Ren^{1)‡}

1) (*Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion Beam Application of the Ministry of Education,
Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

2) (*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

(Received 12 September 2024; revised manuscript received 10 October 2024)

Abstract

Electron capture in the collision of highly charged ions with atoms and molecules is a fundamental process related to the electron transition between bound states belonging to two atomic-centers. The X-ray emission after electron capture is important for X-ray astrophysical modeling, fusion plasma diagnostics, and ion irradiated biophysics. In the past few decades, momentum-imaging cold-target recoil ion momentum spectroscopy has been a significantly developed technique and widely used to measure the quantum state-selective population in electron capture processes. Based on the cold target recoil ion momentum spectroscopy installed on the 150 kV highly charged ion platform in Fudan University, Shanghai City, China, the state-selectivity of double electron capture in the bombardment of 1.4–20 keV/u Ar^{8+} on He is measured, and the relative cross sections of the $3l3l'$ to $3l7l'$ double excited states are obtained. It is found that with the increase of collision energy, more quantum state-selectivity channels are open in the double electron capture of Ar^{8+} - He collision. It is also found that the relative cross section of the quantum state population is strongly dependent on the collision energy of the projectile ion. The present measurements not only enrich the state-selective cross-sectional library and collision dynamics of highly charged ion charge exchange processes, but also provide experimental benchmarks for existing theoretical calculations.

Keywords: highly charged ions, double electron capture, quantum state-selective, cold target recoil ion momentum spectroscopy

PACS: 07.81.+a, 34.70.+e

DOI: 10.7498/aps.73.20241290

CSTR: 32037.14.aps.73.20241290

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1602504), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12204110, 12374227, U1832201), the Shanghai Municipal Key Discipline Construction Project Funding, China (Grant No. B107), and the Strategic Leading Science and Technology Project of Chinese Academy of Sciences (Class B) (Grant No. XDB34020302).

† Corresponding author. E-mail: zhangrt@impcas.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: brwei@fudan.edu.cn



高电荷态 Ar^{8+} 离子与He原子碰撞中双电子俘获量子态选择截面实验研究

吴怡娇 孟天鸣 张献文 谭旭 马蒲芳 殷浩 任百惠 屠秉晟 张瑞田 肖君 马新文 邹亚明 魏宝仁

Experimental measurement of state selective double electron capture in collision between 1.4–20 keV/u Ar^{8+} with He

Wu Yi-Jiao Meng Tian-Ming Zhang Xian-Wen Tan Xu Ma Pu-Fang Yin Hao Ren Bai-Hui Tu Bing-Sheng Zhang Rui-Tian Xiao Jun Ma Xin-Wen Zou Ya-Ming Wei Bao-Ren

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 240701 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20241290

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241290>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

近玻尔速度能区高电荷态离子与激光等离子体相互作用实验研究装置

Experimental setup for interaction between highly charged ions and laser-produced plasma near Bohr velocity energy region

物理学报. 2023, 72(13): 133401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230214>

类氢O、N离子入射Al表面俘获电子布居几率的理论与实验研究

Theoretical and experimental studies on the captured electron population probability of hydrogen-like O and N ions in collision with Al surface

物理学报. 2022, 71(13): 133201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212434>

电子束离子阱光谱标定和 Ar^{13+} 离子M1跃迁波长精密测量

Spectral calibration for electron beam ion trap and precision measurement of M1 transition wavelength in Ar^{13+}

物理学报. 2022, 71(3): 033201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211663>

高电荷态离子阿秒激光光谱研究展望

Prospect for attosecond laser spectra of highly charged ions

物理学报. 2023, 72(19): 193201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230986>

极化效应对Bohr速度能区 O^{5+} 离子在低密度氢等离子体中的能损影响

Target polarization effect on energy loss of O^{5+} ions near Bohr velocity in low density hydrogen plasma

物理学报. 2023, 72(4): 043401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221875>

50-keV/u Ne^{8+} 离子碰撞导致的三体解离机制

Three-body fragmentation dynamics of C_3H_4 induced by 50-keV/u Ne^{8+} ion impact

物理学报. 2022, 71(9): 093401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212202>