

## 态选择电荷交换实验测量以及对天体物理软X射线发射模型的检验

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

## Experimental measurement of state-selective charge exchange and test of astrophysics soft X-ray emission model

Xu Jia-Wei Xu Chuan-Xi Zhang Rui-Tian Zhu Xiao-Long Feng Wen-Tian Zhao Dong-Mei Liang Gui-Yun Guo Da-Long Gao Yong Zhang Shao-Feng Su Mao-Gen Ma Xin-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 080702 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201685

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201685>

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

#### 软X射线激光背光阴影成像技术的空间分辨研究

Spatial resolution study of soft X-ray laser backlight shadow imaging technique

物理学报. 2018, 67(1): 015203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171124>

#### 桌面飞秒极紫外光原子超快动力学实验装置

A tabletop experimental system for investigating ultrafast atomic dynamics based on femtosecond extreme ultraviolet photons

物理学报. 2020, 69(23): 234208 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201035>

#### 分子离子碎裂过程中动能释放的校准方法

Methods of calibrating kinetic energy release in dissociation process of molecular dications

物理学报. 2020, 69(20): 203401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200901>

#### 脉冲硬X射线能注量测量技术

Energy fluence measurement for pulse hard X-ray

物理学报. 2020, 69(14): 145202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191700>

#### 上海光源硬X射线相干衍射成像实验方法初探

Preliminary exploration of hard X-ray coherent diffraction imaging method at SSRF

物理学报. 2020, 69(3): 034102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191586>

#### 沉积态铀薄膜表面氧化的X射线光电子能谱

Surface oxidation of as-deposit uranium film characterized by X-ray photoelectron spectroscopy

物理学报. 2018, 67(2): 027301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172055>

# 态选择电荷交换实验测量以及对天体物理 软 X 射线发射模型的检验\*

徐佳伟<sup>1)2)</sup> 许传喜<sup>3)4)</sup> 张瑞田<sup>1)2)</sup> 朱小龙<sup>1)2)†</sup> 冯文天<sup>1)</sup> 赵冬梅<sup>1)</sup>  
梁贵云<sup>5)</sup> 郭大龙<sup>1)</sup> 高永<sup>1)</sup> 张少锋<sup>1)2)</sup> 苏茂根<sup>3)4)</sup> 马新文<sup>1)2)‡</sup>

1) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2) (中国科学院大学, 北京 100084)

3) (西北师范大学物理与电子学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730000)

4) (西北师范大学与中科院近代物理研究所极端环境原子分子物理联合实验室, 兰州 730000)

5) (中国科学院国家天文台, 光学天文重点实验室, 北京 100084)

(2020 年 10 月 12 日收到; 2020 年 12 月 9 日收到修改稿)

在高温天体等离子体环境中, 低能高电荷态离子与中性原子和分子之间的电荷交换是天体物理环境中软 X 射线发射的重要机制之一. 电荷交换软 X 射线发射相关的天体物理建模需要大量的主量子数  $n$  和角量子数  $l$  分辨的态选择俘获截面数据, 目前这类数据主要来自于经典或者半经典的原子碰撞理论模型. 本文利用反应显微成像谱仪, 系统测量了炮弹能量为 1.6—20.0 keV/u  $\text{Ne}^{8+}$  与 He 的单电子俘获  $n$  分辨的态选择俘获截面. 将测得的相对态选择截面与多通道 Landau-Zener 方法以及分子库仑过垒模型计算的结果进行比较, 发现理论模型计算结果与实验测量结果在弱反应通道上存在显著差异. 进一步结合天体物理中常用的  $l$  分布模型, 计算了 1.6 和 2.4 keV/u  $\text{Ne}^{8+}$  与 He 之间电荷交换中的软 X 射线发射谱, 通过与近期实验测量的 X 射线谱比较, 发现计算的软 X 射线谱强度明显偏离已有的测量值. 这些研究表明, 多通道 Landau-Zener 方法、分子库仑过垒模型以及  $l$  分布模型在定量描述电荷交换态选择截面时存在一定的不足, 如果将这些理论模型应用于天体物理的 X 射线背景研究中, 可能导致对天体等离子体参数的描述不够准确.

**关键词:** 反应显微成像谱仪, 电荷交换, 态选择俘获, 软 X 射线

**PACS:** 07.81.+a, 34.70.+e

**DOI:** 10.7498/aps.70.20201685

## 1 引言

高电荷态离子参与的电荷交换过程不仅促进了人们对基本的库仑场中量子少体问题的认识, 而且对实验室等离子体诊断、生物辐照效应以及天体物理等研究具有重要作用. 电荷交换过程是中性原

子或者分子靶上的电子转移到高电荷态离子上的反应过程, 在过去几十年里, 电荷交换过程已经有了广泛的研究<sup>[1-3]</sup>. 自从 Hayakawa<sup>[4]</sup> 在 1960 年首次提出低能宇宙射线可能是星际介质中的重要热源以来, 科学家们就一直推测高电荷离子与中性粒子之间的电荷交换 (CX) 是天体 X 射线发射的可能来源<sup>[5,6]</sup>. 1996 年 ROSAT 首次观测到了来自

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0402400, 2017YFA0402300) 和中国科学院战略先导科技专项 (批准号: XDB34020000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhuxiaolong@impcas.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: x.ma@impcas.ac.cn

Hayakutake 彗星的 X 射线辐射 [7], 这使人们认识到太阳风离子与彗星表面的中性气体之间的电荷交换是彗星表面形成 X 射线最可能的机制 [8]. 随后, 太阳风离子 ( $O^{6+}$ ,  $O^{7+}$ ,  $Ne^{8+}$  等) 与星际中的中性粒子 ( $H_2$ , He, CO 等) 电荷交换以及反应后的软 X 射线发射在理论和实验上都得到了验证 [9–11]. 单电子俘获 (单电荷交换) 过程是太阳风离子与行星、彗星大气以及星际的中性物质间电荷交换中最主要的反应过程, 而高电荷态离子俘获电子后退激发射的 X 射线是星际空间中重要的软 X 射线源, 电荷交换测量为研究星际空间中的软 X 射线背景辐射提供了一个全新的研究窗口.

准确的 X 射线谱可用于确定太阳风离子速度、种类及丰度. 近些年实验原子物理学家已经开展了大量的电荷交换截面和软 X 射线的发射谱的测量工作 [12–18], 这些实验为天体物理软 X 射线建模提供了可靠的基本数据. 随着 X 射线微卡计 [18–20] 和晶体光谱仪 [21,22] 等高分辨率 X 射线探测器的发展, 实验室测量电荷交换诱发的 X 射线谱取得了很大进展. Hell 等 [23] 利用电子束离子阱测量了  $Si^{(4-12+)}$  和  $S^{(6-14+)}$  中的  $K_{\alpha}$ -X 射线能量, 用于重新确定 Chandra 观测到的 Vela X-1 的多普勒频移, 进而确定天体物理 X 射线源的整体运动情况. 这些数据可能有助于扩展未来超新星遗迹中高分辨率、高灵敏度的观测. 结合这些数据, 可以将电荷交换与电子碰撞激发诱导的 X 射线区分开来. 这类 X 射线测量实验由于探测效率低下, 进展十分缓慢. 另外, X 射线测量不能分辨电荷交换过程中自电离双电子俘获的贡献, 这在某种程度上会导

致单电子俘获的 X 射线强度被高估. 电荷交换后退激发射的 X 射线谱, 主要由俘获过程布居的量子态和后续的级联过程决定, 因此测量准确的态选择截面很有必要.

本工作利用中国科学院近代物理研究所的反应显微成像谱仪, 系统开展了 1.6–20.0 keV/u  $Ne^{8+}$  与 He 原子靶碰撞单电子俘获态选择截面的实验测量, 得到了不同能量下单电子俘获的  $n$  分辨截面. 基于实验测量和天体物理学家建模常用的角量子数  $l$  分布模型, 提出了一套简单灵活的构建电荷交换软 X 射线发射谱的方法, 并与已有的测量结果进行比较, 验证天体物理常用的角量子数分布模型的适用性. 我们的实验测量和模拟能够提供准确的电荷交换截面数据, 准确的数据和合适的模型模拟有助于天体物理学家提取出准确的太阳风速度、种类和丰度信息.

## 2 实验方法

中国科学院近代物理研究所除已有的 320 kV 高电荷态离子综合实验平台 [24], 近期又成功建立了离子能量在  $10^2$  eV– $30q$  keV 范围的紧凑灵活的低能高电荷态离子实验平台 [25], 其中  $q$  为离子的电荷态. 平台主要由电子束离子源 (EBIS)、20 kV 的高压平台、维恩速度选择器、束流线、束流诊断及传输系统等组成. 结合自主研发的反应显微成像谱仪 [26], 可以系统开展太阳风速度范围的低能高电荷态离子与原子分子碰撞电荷交换过程的实验室模拟研究. 开展电荷交换实验用的实验装置布局如图 1 所示.

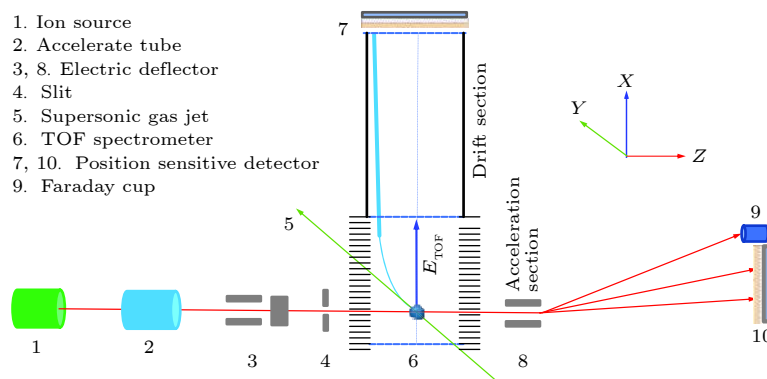


图 1 电荷交换实验装置布局图, 其中包括离子源系统与反应显微成像谱仪, 超声射流的方向是从下往上的.  $E_{TOF}$  是 TOF 谱仪的引出电场

Fig. 1. Layout of CX experimental setup with ion source system and reaction microscope spectroscopy, the supersonic gas jet flow direction is from down to top.  $E_{TOF}$  represents the electric field of TOF spectrometer.

实验设备包括离子源、加速管、偏转电极、超音速冷靶、飞行时间谱仪 (TOF) 以及两个位置灵敏探测器等. 离子源产生的不同电荷态的 Ne 离子, 引出后经电荷态分析器筛选出实验需要的  $\text{Ne}^{8+}$  离子束, 然后加速或减速到实验所需要的能量, 该离子束经过二维限束光阑后进入靶室与超音速 He 靶在飞行时间谱仪的几何中心垂直交叉碰撞. 碰撞产生的反冲靶离子由垂直束流和靶方向的匀强电场 ( $E_{\text{TOF}} \approx 3 \text{ V/cm}$ ) 引出, 并由一个二维延迟线位置灵敏探测器 (图 1 中编号 7 的探测器, PSD-R) 探测. 反应后具有不同电荷态的散射离子通过反应点下游的静电分析器进行电荷态分析, 电荷态减小的散射离子由束流后方的另一个位置灵敏探测器 (图 1 中编号 10 的探测器, PSD-P) 探测, 未反应的炮弹离子由法拉第筒收集. 飞行时间谱仪由加速区和漂移区组成, 用于测量反冲离子的飞行时间. 实验采用散射离子与反冲离子的二重符合测量技术及事件记录模式测量. 根据散射探测器 PSD-P 上离子的位置与反冲离子的飞行时间的二维关联谱, 可以鉴别出单电子俘获、双电子俘获等反应通道. 对于选定的反应通道, 通过反冲离子在探测器 PSD-R 上的位置以及测量的飞行时间, 可以重构出反冲离子的三维动量. 实验中的束流直径小于  $1 \text{ mm}$ , 束流强度大约为  $1\text{--}5 \text{ pA}$ , 靶密度大约为  $10^{10} \text{ atom/cm}^3$ , 反应靶室真空保持在  $10^{-9} \text{ mbar}$  ( $1 \text{ mbar} = 100 \text{ Pa}$ ) 量级.

如图 1 右上角坐标系所示, 实验中使用直角坐标系, 将沿束流方向测得的动量分量定义为反冲离子的纵向动量  $\mathbf{P}_{zr}$ , 将垂直于束流方向的动量定义为反冲离子的横向动量. 根据能量和动量守恒原理, 可以通过测得的反冲离子动量来确定炮弹俘获靶电子后布居的量子态. 反冲离子的纵向动量  $\mathbf{P}_{zr}$ , 炮弹速度  $\mathbf{V}_p$  和反应  $Q$  值之间的动力学关系:

$$Q = -\frac{1}{2}V_p^2 - \mathbf{V}_p \cdot \mathbf{P}_{zr}, \quad (1)$$

其中  $Q$  为碰撞前后参与反应电子的束缚能之差, 由于离子能级分立的特性, 因此电子俘获到不同主量子数  $n$  可以通过反冲离子分立的纵向动量识别出来, (1) 式采用原子单位制.

### 3 结果与讨论

图 2 给出了在  $\text{Ne}^{8+}$ -He 单电子俘获中测得的

$Q$  值谱. 实验结果表明, 电子主要被俘获到炮弹主量子数  $n = 4$  的态上, 这与先前的实验结果一致 [18,27–32]. 从当前的测量结果来看, 随着碰撞能量增加,  $n = 3$  和  $5$  的态的布居比例也同样增加, 其中  $n = 5$  的通道增加最明显, 即俘获态随着炮弹能量增加趋向于布居到更高的量子态上, 该趋势类似于 Abdallah 等 [33] 报道的  $\text{Ar}^{16+}$ -He 单电子俘获结果, 即更高的态比低的态具有更大的密度, 平均

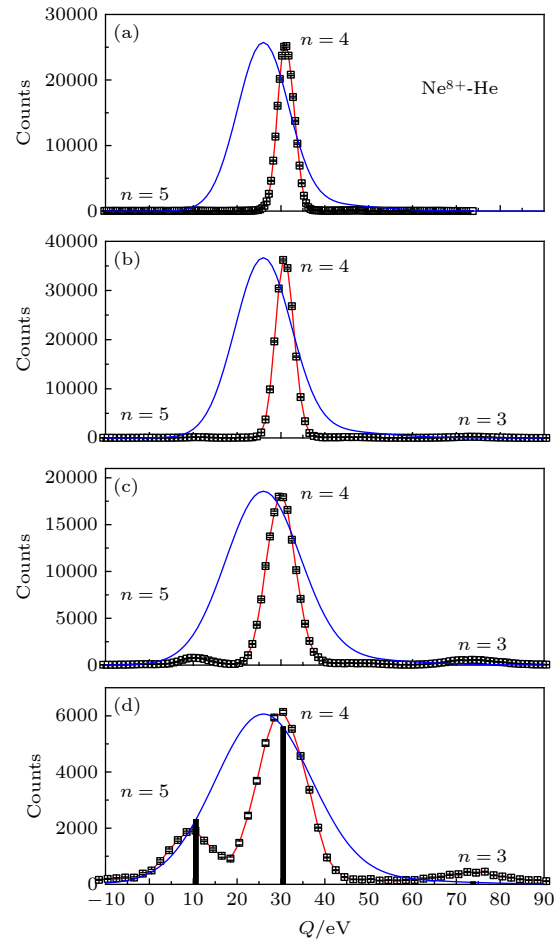


图 2 不同入射炮弹能量下  $\text{Ne}^{8+}$ -He 单电子俘获的  $Q$  值谱 (a)  $1.6 \text{ keV/u}$ ; (b)  $2.4 \text{ keV/u}$ ; (c)  $7.2 \text{ keV/u}$ ; (d)  $20 \text{ keV/u}$ . 黑色空心方块和红色实线是实验测量的结果, 蓝色实线为归一到实验测量峰值的 MCBM 计算的反应窗. 图 (d) 中的黑色粗线与 MCBM 计算的反应窗的交点反映了 MCBM 计算的态选择截面的大小

Fig. 2. Measured  $Q$  spectrum of single electron capture between  $\text{Ne}^{8+}$  and He with different incident projectile energies: (a)  $1.6 \text{ keV/u}$ ; (b)  $2.4 \text{ keV/u}$ ; (c)  $7.2 \text{ keV/u}$ ; (d)  $20.0 \text{ keV/u}$ . The black hollow square and the red solid line are the results of the experimental measurement, and the blue solid line is the response window calculated by MCBM normalized to the peak of the experimental measurement. The heavy black thread in panel (d) represents the intensity of state selected cross sections for MCBM calculations.

$Q$  值趋向于更小值, 这点在文献 [33] 中给出了较好的解释. 在理论方面, Otranto 等 [34] 介绍了一种关于  $n$  态布居的简单经验公式, 我们利用该公式预测电子被俘获后的布居态为  $n = 3.5$ , 这与当前实验结果存在一定偏差. 此外, 图 2 还给出了基于分子库仑过垒模型 (MCBM) [35] 计算的反应窗, 并将其峰值归一到实验测量的峰值以进行比较. 可以看出, MCBM 计算结果与实验测量结果符合较好, 并且随着碰撞能量增加, 符合程度更好. 图 2(d) 中黑色粗线与 MCBM 曲线交叉, 黑线的长短反映了不同反应通道的相对态选择截面大小, 可以给出 MCBM 模型计算的单电子俘获到不同主量子数  $n$  的态分辨截面.

为了定量显示出单电子俘获相对态选择截面与碰撞能量的变化关系, 并对比实验与理论之间的差异, 在图 3 中给出了  $\text{Ne}^{8+}$ -He 单电子俘获态选择截面, 并与多通道 Landau-Zener (MCLZ) 和 MCBM 计算的结果进行了比较. 实心点是实验测量的结果, 空心点是 MCBM 计算的结果, 不同的颜色与形状代表不同的俘获通道, 实线是 MCLZ [36] 计算的结果. 从图 3 可以看出, 实验测量的主要俘获态 ( $n = 4$ ) 的相对截面随碰撞能量增加而减小, 而两个弱反应通道 ( $n = 3, 5$ ) 截面随能量增加而增加. MCLZ 和 MCBM 理论计算的结果在  $n = 4$  的态上与实验测量结果符合很好, 但在两个弱通道则有明显的差异. MCLZ 极大低估了  $n = 5$  截面, 而高估了  $n = 2$  和  $n = 3$  的截面, 理论计算  $n = 5$  截面随碰撞能量增加而减小 [36], 而实验测量显示随能量增加而增加. MCBM 则高估了  $n = 5$  的截面, 低估了  $n = 3$  的截面, 但截面随能量增加的变化趋势与实验测量一致. 这两种方法都属于经典的理论方法, 他们对弱反应通道描述不准确, 特别是 MCBM 方法只与激活电子在反应前后的束缚能以及碰撞速度有关, 因此经典方法的局限性必然导致理论与实验测量存在一定的差异. 总的来说, 两种理论模型对主要反应通道的预测与实验测量符合较好, 对弱反应通道的预测与实验测量存在较大差异, 因此需要量子描述的理论模型的支持.

我们希望利用实验准确测量的态选择截面, 构建电荷交换 X 射线发射谱, 来检验应用于天体物理的角动量分布模型的准确性. 软 X 射线发射对天体物理源中的物理条件非常敏感, 因此, 软 X 射线谱具有较高的诊断实用性 [37]. 被俘获的电子退激发射谱强度取决于电荷交换过程所填充的  $l$  态

的分布. 对于给定主量子数  $n$  分辨的截面, 天体物理学界通常使用几种估计  $l$  分布的分析模型来将  $n$  分辨的态选择截面展开为  $nl$  分辨的态选择截面, 这五种模型分别是 Statistical, Separable, Landau-Zener-I (LZ-I), Landau-Zener-II (LZ-II) 以及 Even 模型 [38,39]. 通过实验测量的  $n$  分辨态选择截面, 以及天体物理常用的  $l$  分布模型展开成  $l$  分辨的态选择截面, 在考虑退激分支比和级联效应后, 就可以计算出发射的软 X 射线谱. 在当前研究的能量范围内,  $\text{Ne}^{8+}$  和 He 之间的电荷交换中电子会布居到炮弹的  $n = 3, 4, 5$  的态, 俘获后的电子会快速地退激发射 X 射线, 这些俘获之后退激发射的软 X 射线在 100—220 eV 的能量范围内.

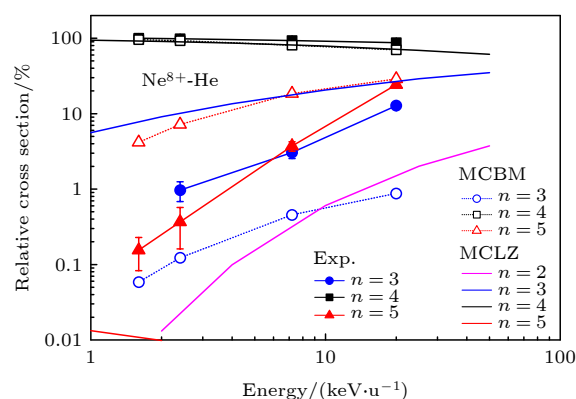


图 3  $\text{Ne}^{8+}$ -He 单电子俘获的相对态选择截面, 实心点和实线是实验测量的结果, 空心点和点线是 MCBM 计算的结果, 不同的颜色与形状代表不同的俘获通道, 实线是 MCLZ 计算的结果

Fig. 3.  $\text{Ne}^{8+}$ -He single electron capture relative state selection cross section, the solid shape and solid line is the result of experimental measurement, the hollow shape and dot line is the result of MCBM calculation, different colors and shapes represent different capture channels, and the solid line is the result of MCLZ calculation.

我们发展了一个计算电荷交换后的发射谱的程序 (photo emission following charge exchange, PhECX), 并计算了 1.6 和 2.4 keV/u  $\text{Ne}^{8+}$  与 He 电荷交换后的软 X 射线级联发射谱. 图 4 给出了计算的软 X 射线谱与 Zhang 等 [18] 测量的 X 射线谱之间的比较, 不同颜色的实线代表不同模型重构的发射谱, 实心点是 Zhang 等测量的结果. Zhang 等 [18] 的实验是在美国橡树岭国家实验室离子研究装置上开展的, 实验利用一个垂直于束流安置的微卡计, 测量气室中的 He 靶与太阳风速度的  $\text{Ne}^{8+}$  束流电荷交换的 X 射线发射谱. 为便于比较, 将 Zhang 等测量的发射谱与文献 [18] 报道的探测效率对谱

线强度进行了校正, 并把计算结果用 7.9 eV 的实验分辨率进行了卷积. 结果如图 4 所示, 可以看出, Statistical 模型的计算结果高估了  $3s \rightarrow 2p$  和  $3d \rightarrow 2p$  的贡献, 且所有  $l$  分布模型都低估了  $3p \rightarrow 2s$  的贡献. 对比图中两个反应能量下的发射谱, 模型计算的发射谱几乎不随碰撞能量变化而改变, 主要是因为所有  $l$  分布模型都是与速度无关的, 而实际测量的发射谱 [18] 以及  $l$  分布则依赖于炮弹能量 [34], 这直接导致实验测量与模型计算出现明显差异. 从  $n$  分辨测量中还可以看出, 靶电子被俘获到  $n = 4$  的态占有所有俘获通道的 90% 以上. 这表明  $n = 4$  俘获的级联退激对来自  $3s$ ,  $3p$  和  $3d$  的发射谱起着决定性作用. 因此计算的  $3p \rightarrow 2s$  谱线强度低于实验测量的原因可能是来自不合适的退激分支比.

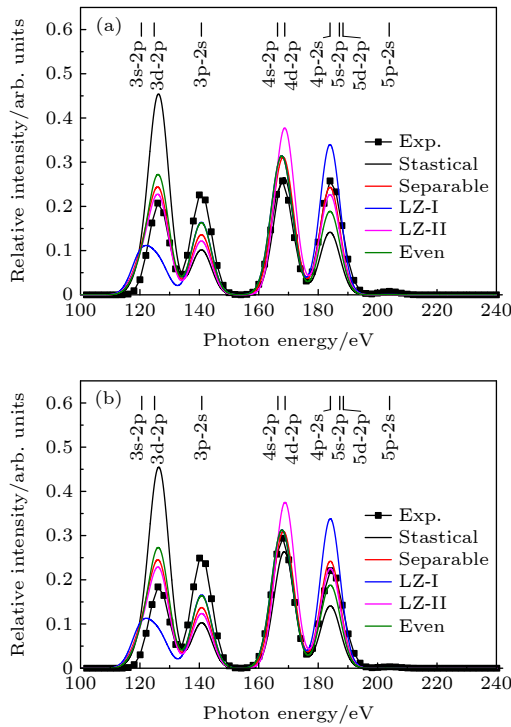


图 4 1.6 和 2.4 keV/u 的  $\text{Ne}^{8+}$ -He 俘获电子后的归一化  $\text{Ne}^{7+*}$  发射谱 (a) 1.6 keV/u; (b) 2.4 keV/u. 黑色、红色、蓝色、品红、绿色实线分别代表 Statistical, Separable, Landau-Zenner-I, Landau-Zenner-II, 以及 Even 模型计算的结果, 黑色实心点代表 Zhang 等 [18] 测量的结果, 半高全宽是 7.9 eV

Fig. 4. Normalized  $\text{Ne}^{7+*}$  emission spectrum after electron capture of  $\text{Ne}^{8+}$ -He at 1.6 and 2.4 keV/u: (a) 1.6 keV/u; (b) 2.4 keV/u. The black, red, blue, magenta, and green solid lines represent the results calculated by the Statistical, Separable, Landau-Zenner-I, Landau-Zenner-II, and Even models, respectively. The black solid points represent the results measured by Zhang 2019, the full width at half maximum is 7.9 eV.

在图 4 中这两个能量下,  $n = 5$  俘获占有所有通道的贡献低于 4%, 因此  $4 \rightarrow 2$  的谱线受来自  $n = 5$  的退激影响很小, 可以通过比较计算和实验测量的  $4 \rightarrow 2$  的谱线来验证  $l$  分布模型的适用性. 对于  $4s \rightarrow 2p$  和  $4d \rightarrow 2p$  发射谱, 除了 LZ-II 外, 其他模型计算结果接近于测量值, 对于  $4p \rightarrow 2s$  发射谱, Separable 和 LZ-II 模型计算结果与测量值符合较好. 因此, 只有 Separable 模型计算的  $4 \rightarrow 2$  的发射谱与实验符合较好, 其他模型还存在较大差异. 此外, 这 5 种模型都是与炮弹速度无关的, 而实际实验中,  $nl$  分辨的态选择截面与炮弹速度是强相关的 [40]. 以上结果表明, Statistical 模型应该适用于更高能的情况, 高能碰撞时高  $l$  态的布居具有统计的效果 [34]. Even 模型太过简单, 只是平均分配到各  $l$  态上, 不能准确预测角动量分辨的态的布居情况. 总而言之, 目前常用的  $l$  分布模型不能很好地预言整个 X 射线发射谱, 仅对部分谱线强度预测较好. 综上所述, 测量值和计算结果之间存在很大差异, 除了 Separable 模型, 其他常用的  $l$  模型在估计  $l$  分辨的态选择截面上存在不足. 当前用于天体物理学建模的  $l$  分布模型没有考虑电荷交换速度依赖的性质, 因此, 对于建模低能高电荷的太阳风离子与天体大气中的中性成分之间的  $l$  态俘获的模型化, 需要更复杂的、速度依赖的计算.

## 4 结论

本文利用成熟的反应显微成像谱仪, 进行了系统的  $\text{Ne}^{8+}$ -He 单电子俘获  $n$  分辨的态选择截面测量, 实验结果表明, 电子被俘获到炮弹离子  $n = 4$  的态为主要过程, 随着碰撞能量的升高,  $n = 3, 5$  弱通道的贡献有所增加. 将测量得到的  $n$  分辨态选择电荷交换相对截面, 与 MCBM 和 MCLZ 理论计算结果进行了对比分析, 发现模型计算结果与本文的测量结果在主要通道上符合较好; 而对于弱反应通道, 理论计算与实验测量存在显著差异, 这是由半经典和经典理论方法的局限性造成的. 借助于测量的  $n$  分辨态选择截面数据和天体物理建模常用的  $l$  分布模型, 重构了 1.6 和 2.4 keV/u  $\text{Ne}^{8+}$ -He 电荷交换后的软 X 射线发射谱. 发现 Separable 模型计算的发射谱与实验测量结果符合较好, 而其他模型计算所得 X 射线谱与已有的实验测量结果存在较大差异. 这些研究表明, 目前被广泛运用的

半经典碰撞理论以及  $l$  分布模型在描述  $n$  以及  $l$  分辨的态选择截面时存在不足, 半经典理论仅在主要反应通道上预测较好, 而  $l$  分布模型中只有 Separable 模型能基本还原太阳风能区范围内  $\text{Ne}^{8+}$ -He 碰撞体系真实的  $l$  态的布居状态. 因此高分辨的  $nl$  态选择电子俘获截面和软 X 射线谱的测量对模型的进一步检验和改进非常有必要. 在下一步的研究中, 我们将进一步提升设备的分辨能力, 开展高分辨 ( $l$  分辨) 的电荷交换测量, 获得精确的截面数据, 构建软 X 射线谱, 希望能远程诊断天体等离子体环境中冷热相互作用的物理条件. 高  $l$  分辨的实验测量不仅可以为天体物理软 X 射线建模提供可靠的实验数据, 也将促进基本的低能高电荷态离子-原子碰撞理论的发展.

感谢 EBIS 低能高电荷态离子平台和 320 kV 高电荷态离子综合研究平台的工程师们, 他们为实验提供了稳定高质量的离子束, 并在实验过程中提供帮助.

## 参考文献

- [1] Dörner R, Mergel V, Jagutzki O, Spielberger L, Ullrich J, Möshammer R 2000 *Phys. Rep.* **330** 95
- [2] Ullrich J, Moshhammer R, Dorn A, Dörner R, Schmidt-Böcking H 2003 *Rep. Prog. Phys.* **66** 1463
- [3] Fischer D, Gudmundsson M, Berenyi Z, Haag N 2010 *Phys. Rev. A* **81** 012714
- [4] Hayakawa S 1960 *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **12** 110
- [5] Joseph S, Gary S 1969 *Phys. Rev. Lett.* **23** 597
- [6] Pravdo S H, Boldt E A 1975 *Astrophys. J.* **200** 727
- [7] Lisse C M, Dennerl K, Englhauser J 1996 *Science* **274** 205
- [8] Cravens T E 1997 *Geophys. Res. Lett.* **24** 105
- [9] Beiersdorfer P, Boyce K R, Brown G V 2003 *Science* **300** 1558
- [10] Cravens T E 2000 *Astrophys. J.* **532** L153
- [11] Koutroumpa D, Lallement R, Raymond J C, Kharchenko V 2014 *Astrophys. J.* **696** 1517
- [12] Hasan A, Eissa F, Ali R, Schultz D, Stancil P 2001 *Astrophys. J.* **560** L201
- [13] Seredyuk B, McCullough R W, Gilbody H B 2005 *Phys. Rev. A* **72** 022710
- [14] Bodewits D, Hoekstra R 2007 *Phys. Rev. A* **76** 032703
- [15] Machacek J R, Mahapatra D P, Schultz D R 2014 *Phys. Rev. A* **90** 052708
- [16] Ali R, Beiersdorfer P, Harris C L, Neill A 2016 *Phys. Rev. A* **93** 012711
- [17] Betancourt-Martinez G L, Beiersdorfer P, Brown G V 2018 *Astrophys. J.* **868** L17
- [18] Zhang R T, Wulf D, McCammon D 2019 *AIP Conf. Proc.* **2160** 070004
- [19] Defay X, Morgan K, McCammon D 2013 *Phys. Rev. A* **88** 052702
- [20] Fogle M, Wu Lf D, Morgan K, et al. 2014 *Phys. Rev. A* **89** 042705
- [21] Beiersdorfer P, Bitter M, Marion M, Olson R E 2005 *Phys. Rev. A* **72** 032725
- [22] Lepson J K, Beiersdorfer P, Bitter M, Roquemore A L, Kaita R 2017 *AIP Conf. Proc.* **1811** 190008
- [23] Hell N, Brown G V, Wilms J 2016 *Astrophys. J.* **830** 26
- [24] Ma X, Liu H P, Sun L T 2009 *J. Phys. Conf. Ser.* **163** 012104
- [25] Zhu X L, Ma X W, Li J Y 2019 *Nucl. Instrum. Methods B* **460** 224
- [26] Ma X, Zhang R T, Zhang S F, Z hu, X L, Feng W T 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052707
- [27] Bliman S, Cornille M, Langereis A 1997 *Rev. Sci. Instrum.* **68** 1080
- [28] Bonnet J J, Fleury A, Bonnefoy M 1985 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **18** L23
- [29] Roncin P, Barat M, Laurent H 1986 *Eur. Phys. Lett.* **2** 371
- [30] Folkmann F, Eisum N, Ciric D, Drentje A 1989 *J. Phys.* **50** 379
- [31] Langereis A, Nordgren J, Bruch R 1997 *Phys. Scr.* **T73** 85
- [32] Fischer D, Feuerstein B, DuBois R 2002 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** 1369
- [33] Abdallah M A, Wolff W, Wolf H E 1998 *Phys. Rev. A* **58** 4
- [34] Otranto S, Olson, R E, Beiersdorfer P 2006 *Phys. Rev. A* **73** 022723
- [35] Niehaus A 1986 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **19** 2925
- [36] Lyons D, Cumbee R S, Stancil P C 2017 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **232** 27
- [37] Kahn S M, Sunyaev R A, von Ballmoos P 2019 *State-of-the-Art Reviews on Energetic Ion-Atom and Ion-Molecule Collisions* (Vol. 2) (Berlin: Springer-Verlag) p33
- [38] Cumbee R S, Liu L, Lyons D 2016 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **458** 3554
- [39] Smith R K, Foster A R, Edgar R J, Brickhouse N S 2014 *Astrophys. J.* **787** 77
- [40] Abdallah M A, Wolff W, Wolf H E 1998 *Phys. Rev. A* **57** 4373

# Experimental measurement of state-selective charge exchange and test of astrophysics soft X-ray emission model\*

Xu Jia-Wei<sup>1)2)</sup> Xu Chuan-Xi<sup>3)4)</sup> Zhang Rui-Tian<sup>1)2)</sup> Zhu Xiao-Long<sup>1)2)†</sup>  
 Feng Wen-Tian<sup>1)</sup> Zhao Dong-Mei<sup>1)</sup> Liang Gui-Yun<sup>5)</sup> Guo Da-Long<sup>1)</sup>  
 Gao Yong<sup>1)</sup> Zhang Shao-Feng<sup>1)2)</sup> Su Mao-Gen<sup>3)4)</sup> Ma Xin-Wen<sup>1)2)‡</sup>

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

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100084, China*)

3) (*Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics & Functional Material of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730000, China*)

4) (*Joint Laboratory of Atomic and Molecular Physics in Extreme Environments, Northwest Normal University and Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

5) (*Key Laboratory of Optical Astronomy, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100084, China*)

( Received 12 October 2020; revised manuscript received 9 December 2020 )

## Abstract

Charge exchange, or electron capture, between highly charged ions and atoms and molecules has been considered as one of important mechanisms controlling soft X-ray emissions in many astrophysical objects and environments. However, to model charge exchange soft X-ray emission, astrophysicists commonly use principal quantum number  $n$  and angular momentum quantum number  $l$  resolved state-selective capture cross section data, which are usually obtained by empirical and semi-classical theory calculations. The accuracy of the theoretical model is the key to constructing an accurate X-ray spectrum. With a newly-built cold target recoil ion momentum spectroscopy apparatus, we perform a series of precise state-selective cross section measurements on  $\text{Ne}^{8+}$  ions' single electron capture with He targets, with the projectile energy ranging from 1.4 to 20 keV/u. The experimentally measured Q value spectrum shows that the process of electron captured to state of  $\text{Ne}^{7+}$  with  $n = 4$  is the main reaction channel, and that with  $n = 3$  and 5 are the small reaction channels. Using Gaussian curve to fit the area of each channel on the Q value spectrum and normalizing the area of all channels, we obtain the  $n$ -resolved relative state-selective cross section. By comparing the measured relative cross sections with the results calculated by the multichannel Landau-Zener method and molecular Coulomb over-barrier model, significant difference among the strengths of small reaction channels is found. Specifically, the multichannel Landau-Zener method overestimates the contribution of  $n = 2$  channel and  $n = 3$  channel, and underestimates the contribution of  $n = 5$  channel. The molecular Coulomb over-barrier model overestimates the contribution of  $n = 5$  channel and underestimates the contribution of  $n = 3$  channel. The significant difference between the theoretical model calculation and experimental measurement is due to the limitations of semiclassical theoretical method and classical theoretical method. Furthermore, with  $l$  distribution models commonly used in the astrophysical literature, including the statistical model, separable model, Landau-Zener-I model, Landau-Zener-II model and even model, we calculate the soft X-ray emissions in the charge exchange

\* Project supported by the State Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFA0402400, 2017YFA0402300) and the Strategic Leading Science and Technology Project of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB34020000).

† Corresponding author. E-mail: [zhuxiaolong@impcas.ac.cn](mailto:zhuxiaolong@impcas.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [x.ma@impcas.ac.cn](mailto:x.ma@impcas.ac.cn)

between 1.6 and 2.4 keV/u Ne<sup>8+</sup> and He. It is found that the calculated intensities of X-ray spectra significantly deviate from the existing measurements, and only the separable model can partly match the laboratory simulated solar wind charge exchange X-ray measurement. Furthermore, we find that the intensity of the charge exchange X-ray emission spectrum measured experimentally is dependent on the collision energy, while the emission spectrum calculated based on the model seems to be unchanged with the increase of the collision energy. These results indicate that if the classical and semi-classical models are applied to the astrophysical plasma for studying diffusive soft X-ray background, the obtained parameters of the astrophysical plasma will be inaccurate.

**Keywords:** reaction microscopes, charge exchange, state selective capture, soft X-ray

**PACS:** 07.81.+a, 34.70.+e

**DOI:** [10.7498/aps.70.20201685](https://doi.org/10.7498/aps.70.20201685)