

## 封面文章

# 基于 HIAF 开展高电荷态重离子双电子复合谱精密测量的模拟研究\*

黄厚科<sup>1)2)</sup> 汶伟强<sup>1)2)†</sup> 黄忠魁<sup>1)</sup> 汪书兴<sup>3)</sup> 汤梅堂<sup>1)</sup> 李杰<sup>1)</sup>  
 冒立军<sup>1)</sup> 袁洋<sup>1)2)</sup> 万梦宇<sup>1)2)</sup> 刘畅<sup>3)</sup> 汪寒冰<sup>1)</sup> 周晓鹏<sup>1)2)</sup>  
 赵冬梅<sup>1)</sup> 严凯明<sup>1)</sup> 周云斌<sup>1)</sup> 原有进<sup>1)</sup> 杨建成<sup>1)</sup>  
 张少峰<sup>1)</sup> 朱林繁<sup>3)</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 100049)

3) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

(2024 年 11 月 12 日收到; 2024 年 11 月 26 日收到修改稿)

高电荷态重离子的双电子复合精密谱实验不仅能够为天体物理、聚变等离子体物理等研究提供诊断和建模的关键原子物理数据, 还可以用于检验强电磁场条件下的量子电动力学 (QED) 效应、相对论效应以及电子关联效应等基本物理模型。我国正在建设的“十二五”大科学装置强流重离子加速器 (HIAF), 其中高精度环形谱仪 (SRing) 装备有 450 kV 电子冷却器和 80 kV 超冷电子靶装置, 能够在宽质心能量范围 (从 meV 到几十 keV) 内对高电荷重离子开展双电子复合谱精密测量。本文首先采用分子动力学方法模拟了 SRing 上超冷电子靶的电子束温度分布, 结果表明, 热阴极产生的电子束经过磁场的绝热膨胀和电场加速后, 电子束的横向温度从 100 meV 降至 5 meV 以下, 而纵向温度则能从 100 meV 降至 0.1 meV 以下, 这为开展高分辨和高精度的双电子复合实验提供了独一无二的实验条件。接着分析了 SRing 上超冷电子靶的电子束温度对双电子复合实验中共振峰能量分辨的影响, 以类锂  $^{129}_{54}\text{Xe}^{51+}$  和  $^{238}_{92}\text{U}^{89+}$  重离子为例, 模拟了 SRing 上的双电子复合共振谱, 并与兰州重离子储存环 CSRe 上的模拟结果进行了比较。结果表明, 基于 SRing 超冷电子靶的双电子复合精密谱学实验在质心系能量较低的时候具有极高的能量分辨, 能够测量更为精细的双电子复合共振结构。本研究为 SRing 上开展高电荷态重离子双电子复合谱精密测量检验强场 QED 效应和提取原子核结构信息等前沿实验奠定了坚实的基础。

**关键词:** 高电荷态离子, 重离子储存环, 双电子复合, 超冷电子靶, 强场量子电动力学

**PACS:** 31.15.ac, 52.20.Hv

**DOI:** 10.7498/aps.74.20241589

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241589

## 1 引言

双电子复合 (dielectronic recombination, DR) 是一种基本的电子-离子复合机制, 决定着各种自

然以及人造等离子体内部的电荷态分布与电离平衡, 其反应截面和速率系数是等离子体演化建模的关键数据, 对于深入认识宇宙天体以及聚变等离子体具有重要意义 [1-7]。目前, 双电子复合共振实验已经发展成为一种十分重要的技术手段, 可用来研究

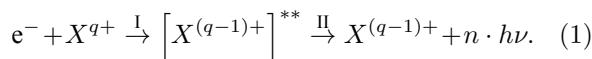
\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1602500)、国家自然科学基金 (批准号: 12393824) 和中国科学院青年创新促进会资助的课题。

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

‡ 通信作者. E-mail: x.ma@impcas.ac.cn

高电荷态离子的能级结构以及双激发态离子的退激通道<sup>[8,9]</sup>, 并检验基本的原子物理理论, 如量子电动力学(quantum electrodynamics, QED)效应<sup>[10]</sup>、相对论效应<sup>[11,12]</sup>, 提取原子核结构信息<sup>[13]</sup>。高电荷态离子的双电子复合过程最早由 Bates 和 Massey<sup>[14]</sup>于1943年从理论上提出, 随后经 Badnell 等<sup>[15]</sup>、LaGattuta 和 Hahn<sup>[16]</sup>的发展而逐步完善, 直到1978年才首次在实验上予以证实<sup>[17]</sup>。

双电子复合过程是一个两步共振过程, 其反应过程可以写成以下形式<sup>[18]</sup>:



这两个步骤分别为: I 共振俘获过程, 其对应于俄歇的逆过程, 即一个自由电子  $e^-$  被俘获到离子  $X^{q+}$  的束缚态, 同时离子  $X^{q+}$  的一个束缚电子被共振激发, 形成中间双激发态  $[X^{(q-1)+}]^{**}$ , 此过程无任何能量放出; II 辐射稳定过程, 双激发态离子  $[X^{(q-1)+}]^{**}$  通过放出一个或者多个光子退激发到低于电离阈的稳定态。**图1**是类锂离子双电子复合过程的示意图, 其中双电子复合共振的条件是  $\Delta E_{\text{core}} = E_{\text{rel}} + E_{\text{Rydberg}}$ , 因此通过测量双电子复合共振谱可以提取高电荷态离子的能级结构信息。

基于重离子冷却储存环的高电荷离子的双电子复合实验具有多项显著优势, 它能够研究单一电荷态离子的复合过程, 具有极高的能量分辨率, 允许大范围精细调节电子与离子的相对能量, 并且是唯一能够精确测量低能碰撞复合绝对截面关键数据的实验手段<sup>[8]</sup>。国际上开展双电子复合实验研究的重离子冷却储存环包括: 德国海德堡马克斯·普

朗克核物理研究所的储存环(test storage ring, TSR)<sup>[19]</sup>, 亥姆霍兹重离子研究中心(GSI)的实验储存环(experimental storage ring, ESR)<sup>[20]</sup>; 瑞典斯德哥尔摩的 CRYRING<sup>[21]</sup>(已经搬迁至 GSI, CRYRING@ESR<sup>[13]</sup>), 中国科学院近代物理研究所的储存环 CSRm<sup>[22]</sup> 和 CSRe<sup>[23]</sup>。以下几项实验技术的进步显著提升了实验的分辨率、精确度和应用范围: 1) CRYRING 通过绝热膨胀技术首次发展了超冷电子束<sup>[24]</sup>, 极大地提高了双电子复合实验的精度, 这项技术在 TSR 中也得到了应用<sup>[25]</sup>; 2) 通过在 TSR 中使用电子冷却器和专用电子靶, 实现了束流冷却和测量的解耦, 提高了实验效率和分辨<sup>[25]</sup>; 3) 在 ESR 中通过随机冷却快速冷却热离子束, 而将电子冷却器用作电子靶, 拓展了双电子复合实验的质心系碰撞能量与离子种类<sup>[12]</sup>。与这些改进技术相关的代表性工作包括: 2007年, Schippers 等<sup>[26]</sup>在 TSR 上使用双电子复合实验观测到了<sup>47</sup>Ti<sup>18+</sup>离子的超精细诱导跃迁( $2s2p\ ^3P_0 \rightarrow 2s^2\ ^1S_0$ ); 2008年, Lestinsky 等<sup>[25]</sup>通过在 TSR 上引入单独的光阴极电子靶, 观测到了 Sc<sup>18+</sup>离子的超精细分裂, 进一步得到了  $2s \rightarrow 2p$  跃迁能量, 精度达到  $4.6 \times 10^{-6}$ , 是迄今为止精度最高的 DR 实验, 如**图2(a)**所示; 同年, Brandau 等<sup>[27]</sup>在 ESR 上使用双电子复合的方法测定了<sup>142</sup>Nd<sup>57+</sup>和<sup>150</sup>Nd<sup>57+</sup>的同位素位移, 如**图2(b)**所示, 从中推算出了原子核电荷均方根半径。

基于兰州重离子加速器冷却储存环(CSR)上自主发展的双电子复合精密谱学实验平台, 我们完成了类铍<sup>40</sup>Ar<sup>14+</sup><sup>[28]</sup>, <sup>40</sup>Ca<sup>16+</sup><sup>[29]</sup>, 类氟<sup>58</sup>Ni<sup>19+</sup><sup>[30,31]</sup>和

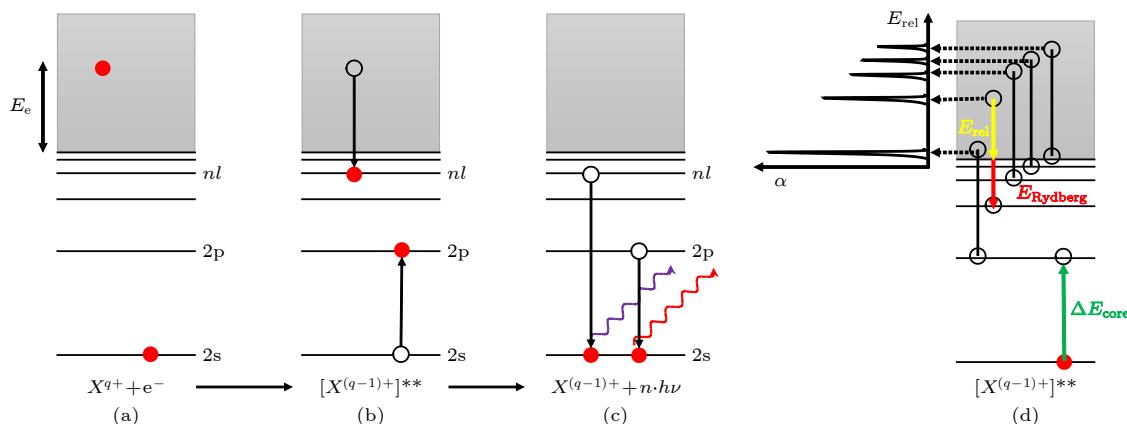


图1 类锂离子的双电子复合过程示意图 (a)→(b) 电子共振俘获过程; (b)→(c) 辐射稳定过程; (d) 双电子复合共振谱示意图

Fig. 1. DR process for Li-like ions: (a)→(b) The resonant electron capture process; (b)→(c) the radiative stabilization process; (d) schematic diagram of measurement for DR spectrum.

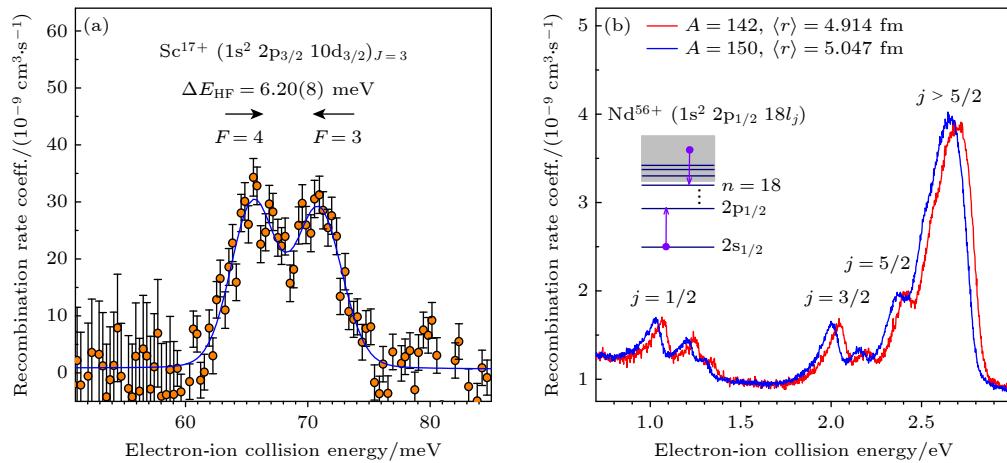
图 2 (a) TSR 上类锂  $\text{Sc}^{18+}$  离子的超精细分裂的精密测量<sup>[25]</sup>; (b) ESR 上类锂  $\text{Nd}^{57+}$  离子同位素位移的精密测量<sup>[27]</sup>

Fig. 2. (a) Precision measurement of hyperfine splitting of Li-like  $\text{Sc}^{18+}$  ions at the TSR<sup>[25]</sup>; (b) precision measurement of isotope shift of Li-like  $\text{Nd}^{57+}$  ions at the ESR<sup>[27]</sup>.

类钠 ${}^{78}\text{Kr}^{25+}$ <sup>[32,33]</sup>等高电荷态离子的双电子复合精密谱学实验研究<sup>[23]</sup>, 在高电荷态离子精细结构、实验室天体物理等方面开展了较为系统的研究工作。需要说明的是, 这些实验的精度受到了离子束品质和电子束温度等因素的限制; 此外, CSR 上的电子冷却器同时用于冷却离子并作为电子靶, 这不仅限制了双电子复合实验的效率, 而且无法进行类氢、类氦和放射性束等高电荷态离子的双电子复合实验。

强流重离子加速器装置 (high intensity heavy ion acceleration facility, HIAF) 是我国正在建设的中高能量、高束团密度的重离子加速器综合研究设施<sup>[34]</sup>. 该装置中的高精度环形谱仪 (spectrometer ring, SRing) 旨在累积和储存高品质的放射性次级束流和稳定离子束流, 并用于原子物理和核物理的前沿实验研究. 在 HIAF-SRing 上, 将安装一台 450 kV 的电子冷却器和一台 80 kV 的低温电子靶装置. 电子冷却器通过压缩储存束流的相空间体积来提升束流品质, 而电子靶装置则用于产生能量快速可调的低温电子束开展电子-离子碰撞实验. 利用绝热膨胀和加速原理可以制备超冷电子靶, 其绝热展开系数高达 30, 实现极低的电子束温度, 从而可以大幅提高实验的分辨率, 为高电荷态离子的双电子复合精密谱学研究提供极佳的实验环境. 此外, 通过电子冷却器与独立电子靶技术的结合, 可以开展质心能量范围内从 meV 到几十 keV 的双电子复合实验, 从而对类氢、类氦以及放射性束的高电荷态离子进行精密谱测量, 这在目前的 CSR 上无法实现<sup>[35,36]</sup>. 为了深化对实验条件的理解, 本文运用经典分子动力学方法模拟了超冷电子靶的

电子束温度, 分析了超冷电子靶的电子束温度对双电子复合实验中共振峰的半高全宽 (能量分辨) 的影响, 并选取类锂体系的  ${}^{129}_{54}\text{Xe}^{51+}$  和  ${}^{238}_{92}\text{U}^{89+}$  重离子作为研究对象, 通过双电子复合模拟谱, 探讨了在 SRing 上进行高电荷态重离子双电子复合精密谱测量所展现的高分辨率特性, 为开展强场 QED 效应和提取原子核结构信息等前沿研究提供了重要支撑.

## 2 实验和模拟方法

### 2.1 实验原理

图 3 为基于 HIAF-SRing 装置开展双电子复合实验的示意图, 具体细节可参阅 Huang 等<sup>[36]</sup> 报道, 此处仅作简要说明. 首先使用超导回旋共振离子源 (SECR) 产生高电荷态离子束, 经由超导直线加速器 iLinac (Superconducting Linac) 加速后, 离子束被注入 BRing (Booster Ring) 中, 累积加速后将束流经 HFRS (High Energy Fragment Separator) 注入到高精度环形谱仪 SRing 中开展实验. 在双电子复合实验过程中, SRing 中 450 kV 的电子冷却器专门负责冷却离子束流, 提升束流品质, 而 80 kV 的电子靶提供能量快速可调的低温电子束用于电子-离子复合实验. 在电子靶的相互作用区域, 超冷电子束与运动中的离子束发生复合反应, 复合后的离子被安装在第二块磁铁之后的复合离子探测器所探测. SRing 上的电子-离子复合共振谱仪具有两种工作模式: 1) 电子冷却器在冷却点负责持续冷却离子束流, 电子靶的工

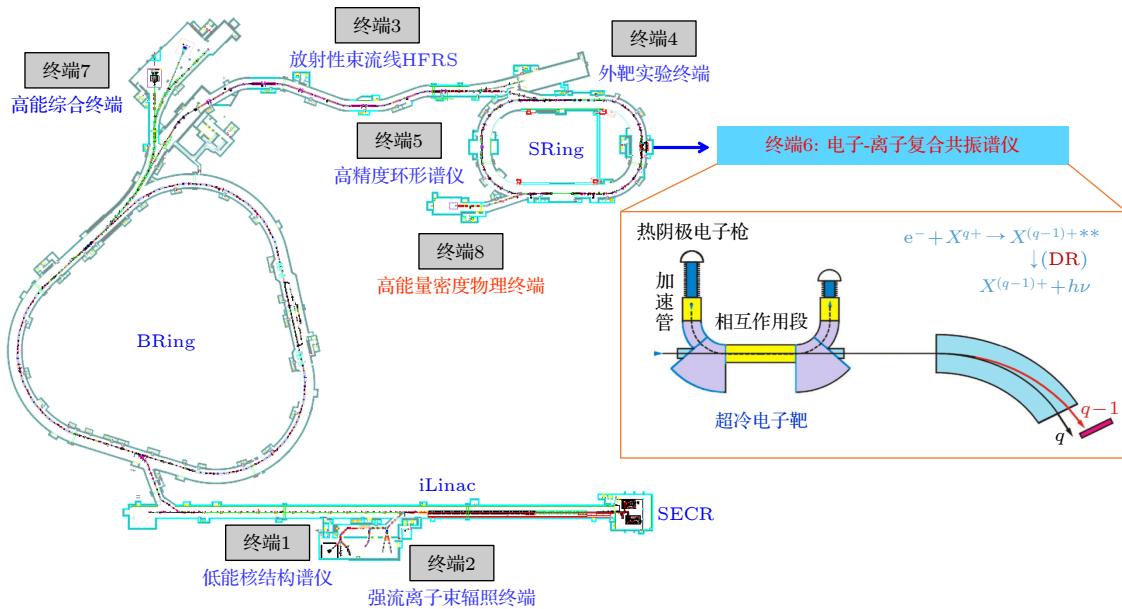


图 3 HIAF-SRing 的双电子复合实验装置示意图

Fig. 3. DR experiment setup at HIAF-SRing.

作电压浮置在电子冷却器的高压上, 通过精密调节电子靶的调制电压以开展高精度的双电子复合精密谱学研究; 2) 电子冷却器持续在冷却点工作, 而电子靶则在远离冷却点的位置调制高压, 从而实现质心系中大碰撞能量的双电子复合测量, 例如进行类氢和类氦重离子的双电子复合实验研究。

根据储存环电子-离子合并束实验的原理, 测量到的双电子复合速率系数  $\alpha$  为电子速度分布  $f(v_d, v)$  和双电子复合共振截面  $\sigma$  的卷积<sup>[37]</sup>:

$$\alpha = \int \sigma(v) v f(v_0, v) d^3v, \quad (2)$$

其中  $f(v_0, v)$  是电子靶电子束的温度分布; 电子靶上电子束温度分布则需根据电子靶的物理设计参数进行模拟计算, 见 2.2 节, 最终电子束的温度分布呈现扁平的麦克斯韦分布:

$$f(v_0, v) = \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_{//}} \right)^{1/2} \frac{m_e}{2\pi k_B T_{\perp}} \times \exp \left[ -\frac{m_e(v_{//} - v_0)^2}{2k_B T_{//}} - \frac{m_e v_{\perp}^2}{2k_B T_{\perp}} \right], \quad (3)$$

其中  $k_B T_{\perp}, k_B T_{//}$  分别为电子束的横向温度、纵向温度, 而  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $v_{\perp}, v_{//}$  分别表示电子束的横向、纵向速度。而双电子复合共振截面呈现洛伦兹峰型:

$$\sigma(E) = \hat{\sigma}_d L^d(E) = \hat{\sigma}_d \frac{\Gamma_d}{2\pi} \frac{1}{(\Gamma_d/2)^2 + (E - E_d)^2}, \quad (4)$$

其中  $E_d$  为共振能量;  $\Gamma_d$  为自然线宽;  $\hat{\sigma}_d$  为共振截面对能量的积分, 即共振强度。当双电子复合共振截面是  $\delta$  型函数, 可以得到单个共振峰形的解析表达式<sup>[37]</sup>:

$$\alpha(E_0) = \frac{\hat{\sigma}_d v_d}{m_e \sigma_{\perp}^2 \xi} \exp \left( -\frac{v_d^2 - v_0^2 \xi^{-2}}{\sigma_{\perp}^2} \right) \times \left[ \text{erf} \left( \frac{v_d \xi^2 + v_0}{\sigma_{\parallel} \xi} \right) + \text{erf} \left( \frac{v_d \xi^2 - v_0}{\sigma_{\parallel} \xi} \right) \right], \quad (5)$$

其中,

$$\sigma_{\parallel, \perp} = (2k_B T_{\parallel, \perp}/m_e)^{1/2}, \quad \xi = (1 - T_{\parallel}/T_{\perp})^{1/2}, \\ v_d = (2E_d/m_e)^{1/2},$$

误差函数为

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt.$$

因此双电子复合速率系数不仅与双电子复合共振位置和强度有关, 还与电子束温度相关。在本工作的模拟中, 为了快速而准确地模拟双电子复合共振谱, 误差函数  $\text{erf}(x)$  的数值计算通过文献 [38] 中的算法实现, 而双电子复合共振结构的位置和强度则通过全相对论组态相互作用程序 FAC (flexible atomic code) 计算, 具体的计算细节可参考文献 [39, 40]。

## 2.2 超冷电子靶上的电子束温度模拟

HIAF-SRing 上双电子复合实验终端配备的

超冷电子靶主要在其加速管区使用绝热膨胀和加速的原理获得极低的电子束温度<sup>[24,41]</sup>, 如图4所示。超冷电子靶的主要物理设计参数详见表1。该电子靶使用热阴极电子枪, 电子束发射最大流强约为0.2 A。电子束的半径约为 $r = 4 \text{ mm}$ , 初始温度约为 $k_B T_{\text{cath}} = 0.1 \text{ eV}$ , 速度分布遵循麦克斯韦分布。

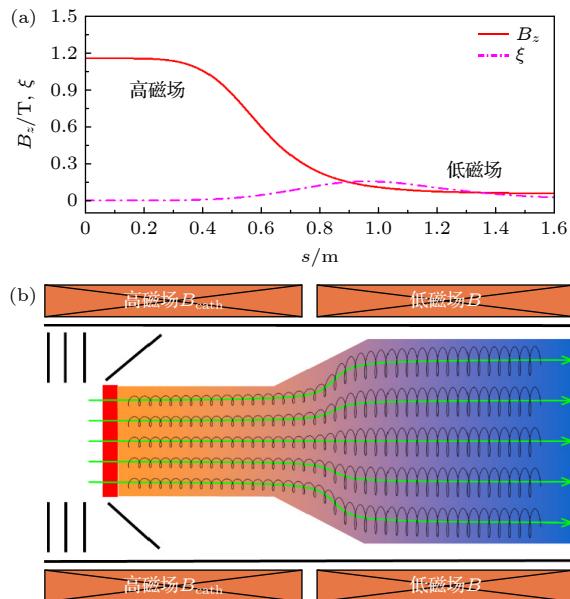


图4 (a) 超冷电子靶装置设计的绝热磁场 $B_z$ 和绝热参数 $\xi$ 的分布图; (b) 超冷电子靶的电子束从热阴极发射后, 通过绝热磁场膨胀的示意图。在引导磁场的作用下, 电子进行拉莫尔进动并经历绝热膨胀。绿色箭头表示电子的运动轨迹

Fig. 4. (a) Designed adiabatic magnetic field  $B_z$  and adiabatic parameter  $\xi$  of ultracold electron-target as a function of position in the electron-target; (b) schematic illustration of an electron beam emitted from a thermionic cathode within an ultracold electron-target as it traverses the magnetic field. Under the influence of the guiding magnetic field, the electrons undergo Larmor precession and adiabatic expansion. The green arrows indicate the direction of electron motion.

表1 超冷电子靶的主要物理设计参数

Table 1. Main physical design parameters of the ultracold electron-target.

物理量	参数
阴极半径/mm	4
电子束能量/keV	10–80
相互作用区电子束密度/( $10^6 \text{ cm}^{-3}$ )	2
电子束最大流强/A	0.2
电子枪区最大磁场强度/T	1.2
相互作用段最大磁场强度/T	0.04
最大绝热参数	0.2
最大绝热展开因子	30
最大加速电场/(kV·cm <sup>-1</sup> )	2.3

为了降低横向温度, 我们设计了绝热膨胀磁场来约束和引导电子运动, 实现绝热降温。磁场由超导线圈产生, 形成一个轴对称的绝热磁场, 最高场强可达 $B_{\text{cath}} = 1.2 \text{ T}$ , 而电子靶相互作用段的磁场约为 $B = 0.04 \text{ T}$ 。绝热展开因子 $\alpha$ 定义为 $B_{\text{cath}}/B$ , 其值最大可达30。通常用绝热参数 $\xi$ 来表征绝热展开过程磁场变化的快慢:

$$\xi = \frac{dB}{dz} \frac{\lambda}{B}, \quad \lambda = \left( \frac{8\pi^2 m_e U}{qB} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

其中 $\lambda$ 为电子的拉莫尔波长, 即电子在 $z$ 方向运动一个拉莫周期的距离, 其中 $U$ 为加速电压,  $q$ 为电子的电荷量。绝热条件要求 $\xi \ll 1$ , 设计中通常要求绝热参数 $\xi < 0.2$ , 如图4(a)中红色曲线所示。电子的横向动能为

$$W_{\perp} = \frac{1}{2} m_e (v_x^2 + v_y^2) = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2. \quad (7)$$

磁矩为

$$\mu = W_{\perp}/B. \quad (8)$$

当电子从一个高磁场区域 $B_{\text{cath}}$ 绝热地运动到低磁场区域 $B$ 时, 磁矩是个守恒量, 因此电子的横向动能 $W_{\perp}$ 变为原来的 $1/\alpha$ 。电子束的横向温度的统计定义为

$$k_B T_{\perp} = m_e (\langle v_{\perp}^2 \rangle - \langle v_{\perp} \rangle^2), \quad (9)$$

其中符号 $\langle \dots \rangle$ 代表取平均。因此, 根据(7)式—(9)式, 可以推导出横向温度将从 $k_B T_{\perp} = 100 \text{ meV}$ 降低到 $k_B T_{\perp}/\alpha \approx 3.3 \text{ meV}$ 。

为了验证上述理论推导并获得更精确的数值结果, 采用经典分子动力学方法模拟了超冷电子靶的电子束横向温度经过绝热膨胀后的变化情况。电子在磁场中的运动方程为

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \left( \gamma m_e \frac{dx}{dt} \right) = e E_x + e \left( B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt} \right), \\ \frac{d}{dt} \left( \gamma m_e \frac{dy}{dt} \right) = e E_y + e \left( B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt} \right), \\ \frac{d}{dt} \left( \gamma m_e \frac{dz}{dt} \right) = e E_z + e \left( B_y \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dy}{dt} \right), \end{cases} \quad (10)$$

其中 $\gamma$ 是电子的相对论洛伦兹因子,  $E_{x,y,z}$ 是所加的加速电场。我们采用四阶龙格库塔方法求解这些方程<sup>[42]</sup>。单个电子经过加速管后横向动能随电子束能量变化的关系如图5(a)黑色点线所示, 而红色曲线代表了 $10^5$ 个电子的横向温度, 即统计

意义上的温度。模拟结果表明, 当电子束的能量低于 80 keV 时, 电子束在磁场中保持绝热运动, 横向温度小于 5 meV 的设计指标。然而, 当电子束的能量超过 80 keV 时, 电子束的运动从绝热转变为非绝热, 横向温度急剧增大, 因此实验时调制电压应避免超出 80 kV。

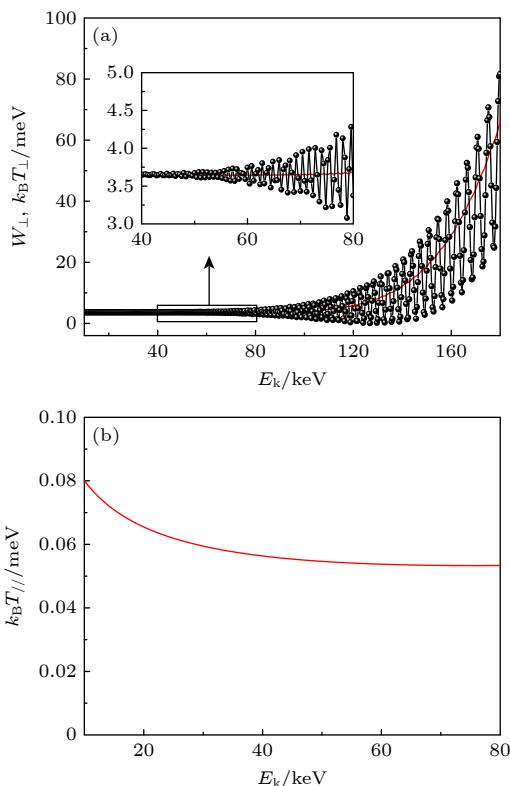


图 5 (a) 单个电子横向动能、电子束横向温度随着电子束能量的变换关系。黑色点线表示单个电子的横向动能, 红色曲线代表电子束的横向温度。当电子束的能量低于 80 keV 时, 电子束在磁场中保持绝热运动状态。(b) 电子束纵向温度随着电子束能量的变换关系

Fig. 5. (a) Transverse kinetic energy of the individual electron and transverse temperature of the electron beam as a function of electron beam energy. The black dashed line indicates the transverse kinetic energy of individual electrons, while the red curve represents the transverse temperature of the electron beam. The electron beam maintains adiabatic motion within the magnetic field when the energy of the electron beam is below 80 keV. (b) The longitudinal temperature of the electron beam as a function of electron beam energy.

对于纵向温度, 从阴极发射的电子具有初始纵向温度  $k_B T_{\parallel} = 0.1 \text{ eV}$ 。通过施加加速电压  $U$ , 电子获得动能  $E_k$ 。由于动能与速度平方成正比, 速度展宽随之减小, 导致纵向电子温度降低至  $k_B T_{\parallel} = \frac{(k_B T_{\text{cath}})^2}{(\gamma + 1) E_k} \sim \mu\text{eV}$ , 基本可以忽略不计。此外, 高压

纹波  $\Delta U/U \sim 2 \times 10^{-5}$  对纵向温度的贡献也很小。纵向温度的增加主要由纵-纵弛豫引起, 即加速中由于电子束密度分布的变化, 使得电子之间将通过静电库仑场建立新的平衡态, 这将引起纵向温度的增加, 其大小为  $C \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} n^{1/3}$ , 其中常数  $C \leq 1.9$ , 与绝热加速因子、磁场相关<sup>[43]</sup>,  $n$  为加速后的电子束密度。当加速时间快于弛豫过程的时间, 即绝热加速, 此时纵向温度的增长将会得到抑制<sup>[43]</sup>。最终纵向温度的表达式为

$$k_B T_{\parallel} = \frac{(k_B T_{\text{cath}})^2}{(\gamma + 1) E_k} + C \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} n^{1/3} + \frac{E_k}{\gamma + 1} \left( \frac{\Delta U}{U} \right)^2. \quad (11)$$

图 5(b) 展示了纵向温度随电子束能量的变换关系, 当电子束的能量低于 80 keV 时, 纵向温度不超过 0.1 meV。

### 3 结果与讨论

#### 3.1 电子靶的电子束温度对实验能量分辨的影响

实验能量分辨又称能量展宽, 指在给定能量下探测器响应的半高全宽值, 即双电子复合共振峰的半高全宽。为了得到能量分辨与电子束温度、电子离子相对能量的关系的定量的表达式, 对单个共振的双电子复合速率系数(5)式或(2)式分别取极限  $k_B T_{\parallel}, k_B T_{\perp} \rightarrow 0$ , 将会导致双电子复合共振峰型有不同的线型, 从而得到能量分辨<sup>[37]</sup>。

1) 当  $k_B T_{\parallel} \rightarrow 0$  时,  $\xi = (1 - T_{\parallel}/T_{\perp})^{1/2} \rightarrow 1$ , 当  $E_0 > E_d$  时, 即  $v_0 > v_d$ :

$$\text{erf}\left(\frac{v_d \xi^2 \pm v_0}{\sigma_{\parallel} \xi}\right) \rightarrow \pm 1. \quad (12)$$

因此代入(5)式可得:

$$\alpha(v_0) = \frac{\hat{\sigma}_d v_d}{m_e \sigma_{\perp}^2 \xi} \exp\left(-\frac{v_d^2 - v_0^2 \xi^{-2}}{\sigma_{\perp}^2}\right) \times [1 + (-1)] = 0. \quad (13)$$

而当  $E_0 \leq E_d$  时, 即  $v_0 \leq v_d$ :

$$\text{erf}\left(\frac{v_d \xi^2 \pm v_0}{\sigma_{\parallel} \xi}\right) \rightarrow 1. \quad (14)$$

因此由(5)式可得:

$$\begin{aligned} \alpha(v_0) &= \frac{\hat{\sigma}_d v_d}{m_e \sigma_{\perp}^2 \xi} \exp\left(-\frac{v_d^2 - v_0^2 \xi^{-2}}{\sigma_{\perp}^2}\right) \\ &\times (1 + 1) \propto \exp\left(-\frac{E_d - E_0}{k_B T_{\perp}}\right). \end{aligned} \quad (15)$$

综上, 双电子复合共振峰型为

$$\alpha(E_0) \propto \begin{cases} \exp\left(-\frac{E_d - E_0}{k_B T_\perp}\right) & E_0 \leq E_d, \\ 0, & E_0 > E_d. \end{cases} \quad (16)$$

该共振峰型为不对称峰型, 因此横向温度导致的半高全宽为

$$\Delta E_\perp = \ln(2) k_B T_\perp. \quad (17)$$

2) 当  $k_B T_\perp \rightarrow 0$ , 即  $T_\perp \rightarrow 0$  时, 由  $\delta$  函数的极限表达式:

$$\delta(x) = \lim_{T_\perp \rightarrow 0} \frac{1}{2T_\perp} \exp\left(-\frac{x}{T_\perp}\right), \quad (18)$$

其中  $x = m_e v_\perp^2 / (2k_B)$ , 代入  $f(v_0, v) d^3v$ , 然后积分, 有

$$f(v_0, v_\parallel) dv_\parallel = \left(\frac{m_e}{2\pi k_B}\right)^{1/2} \frac{2}{T_\parallel^{1/2}} \times \exp\left[-\frac{m_e(v_\parallel - v_0)^2}{2k_B T_\parallel}\right] dv_\parallel. \quad (19)$$

再根据 (2) 式容易得到双电子复合共振峰型为高斯型:

$$\alpha(E_0) \propto \exp\left[-\frac{(E_0 - E_d)^2}{4E_d k_B T_\parallel}\right]. \quad (20)$$

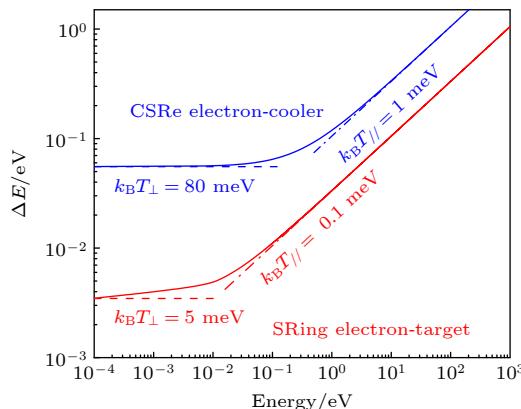


图 6 SRing (红色实线) 和 CSRe (蓝色实线) 上双电子复合实验的能量分辨率与电子-离子碰撞能量之间的关系. 图中分别标出了横向温度 ( $k_B T_\perp$ )、纵向温度 ( $k_B T_\parallel$ ) 对实验分辨率的贡献. SRing 在低能电子离子碰撞区域 (meV 级) 展现出极高的能量分辨

Fig. 6. Energy resolution of DR experiments as a function of electron-ion collision energy at the storage SRing (red solid line) and CSRe (blue solid line). The figure also shows the contributions of transverse temperature ( $k_B T_\perp$ ) and longitudinal temperature ( $k_B T_\parallel$ ) to the experimental resolution. The DR experiment demonstrates ultra-high energy resolution in the low-energy electron-ion collision region (meV-level).

因此纵向温度导致的半高全宽为

$$\Delta E_\parallel = 4\sqrt{\ln(2) E_d k_B T_\parallel}. \quad (21)$$

综上, 双电子复合的实验能量分辨  $\Delta E$  为

$$\Delta E = \sqrt{[\ln(2) k_B T_\perp]^2 + 16\ln(2) E_d k_B T_\parallel}. \quad (22)$$

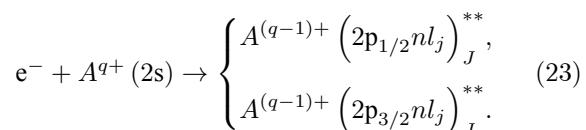
图 6 展示了 SRing 和 CSRe 上的双电子复合实验能量分辨随碰撞能量的关系. 与 CSRe 相比, SRing 上的双电子复合实验在能量分辨上实现了 1—2 个量级的显著提升, 并且在低能电子离子碰撞 (meV 级) 区域展现出极高的能量分辨, 约 3.5 meV. 因此, 实验的能量分辨在低碰撞能量区域达到最高, 这主要受横向温度的影响, 此时共振结构表现为非对称峰型. 随着碰撞能量的增加, 能量分辨率下降, 主要受纵向温度和碰撞能量的共同影响, 此时共振结构表现为对称峰型.

### 3.2 电子靶的电子束温度对双电子复合共振峰的影响

图 7(a) 和图 7(b) 展示了不同的电子束温度对双电子复合共振峰型和速率系数的影响, 其中模拟选取的共振峰的能量  $E_d = 20$  meV, 强度  $S = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$ . 当电子束的纵向温度  $k_B T_\parallel = 0.1$  meV 不变, 横向温度  $k_B T_\perp = 5$  meV 增大到为 10 和 20 meV 时, 共振峰的展宽将逐渐变宽, 峰值逐渐下降; 当电子束的横向温度  $k_B T_\perp = 5$  meV 不变, 纵向温度  $k_B T_\parallel = 0.1$  meV 增大到 0.5 和 1 meV 时, 共振峰的展宽将逐渐变宽, 峰值逐渐下降. 图 7(c) 展示了 SRing 与 CSRe 在特定共振位置上的峰值对比. 结果显示, 由于 SRing 双电子复合实验的能量分辨比 CSRe 提升了 1—2 个数量级, 因此在 SRing 上能够清晰地观察到共振峰, 而 CSRe 无法观测到这一现象. 这一对比突显了 SRing 在能量分辨率方面的巨大优势.

### 3.3 类锂重离子的双电子复合模拟谱

下面以类锂重离子  $^{129}_{54}\text{Xe}^{51+}$  和  $^{238}_{92}\text{U}^{89+}$  为例, 探讨 SRing 上进行的双电子复合实验所展现的高分辨率特性. 类锂高电荷态离子的  $\Delta n = 0$  的双电子复合反应通道为



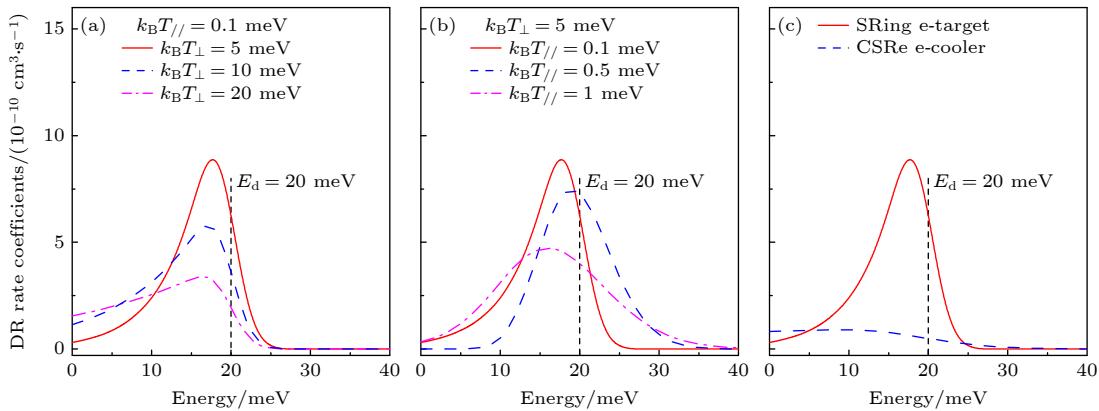


图 7 (a) 电子束纵向温度  $k_B T_{\parallel} = 0.1 \text{ meV}$  不变, 不同的电子束横向温度  $k_B T_{\perp} = 5, 10, 20 \text{ meV}$  对双电子复合峰型和速率系数的影响, 其中共振峰的能量  $E_d = 20 \text{ meV}$ , 强度  $S = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$ . (b) 电子束横向温度  $k_B T_{\perp} = 5 \text{ meV}$  不变, 不同的电子束纵向温度  $k_B T_{\parallel} = 0.1, 0.5, 1 \text{ eV}$  对双电子复合峰型和速率系数的影响, 其中共振峰的能量  $E_{\text{res}} = 20 \text{ meV}$ , 强度  $S = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$ . (c) SRing 和 CSRe 在相同共振位置上的共振峰, 其中 SRing 上的电子束温度为  $k_B T_{\perp} = 5 \text{ meV}, k_B T_{\parallel} = 0.1 \text{ meV}$ , 而 CSRe 上的电子束温度为  $k_B T_{\perp} = 80 \text{ meV}, k_B T_{\parallel} = 1 \text{ meV}$

Fig. 7. (a) Effect of different transverse temperatures of the electron beam,  $k_B T_{\perp} = 5, 10, 20 \text{ meV}$ , on the DR peak shape and rate coefficient when the longitudinal temperature  $k_B T_{\parallel} = 0.1 \text{ meV}$  is constant, with the resonance energy  $E_d = 20 \text{ meV}$  and strength  $S = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$ . (b) Effect of different longitudinal temperatures of the electron beam,  $k_B T_{\parallel} = 0.1, 0.5, 1 \text{ eV}$ , on the DR peak shape and rate coefficient when the transverse temperature  $k_B T_{\perp} = 5 \text{ meV}$  is constant, with the resonance energy  $E_d = 20 \text{ meV}$  and strength  $S = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$ . (c) Simulation peaks of SRing and CSRe at the same resonance energy, the temperatures used for SRing and CSRe are  $k_B T_{\perp} = 5 \text{ meV}, k_B T_{\parallel} = 0.1 \text{ meV}$  and  $k_B T_{\perp} = 80 \text{ meV}, k_B T_{\parallel} = 1 \text{ meV}$ , respectively.

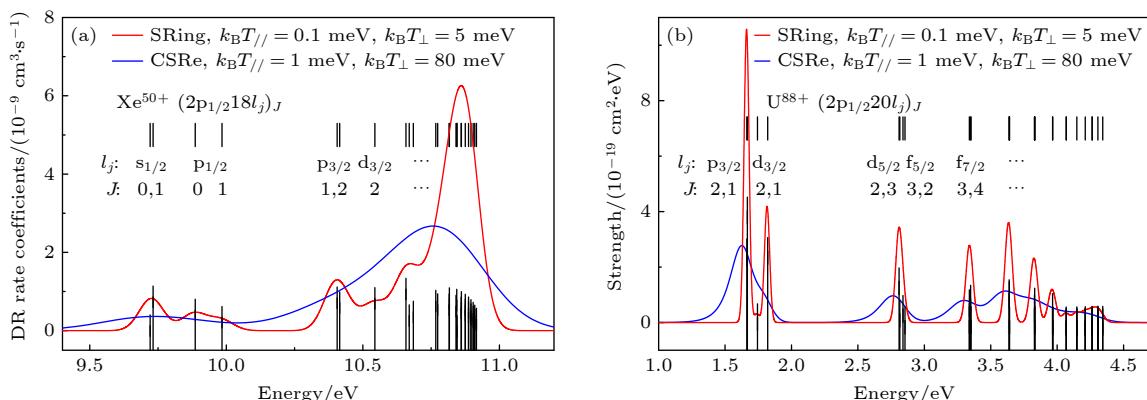


图 8 双电子复合实验模拟谱 (a) 类锂  $^{129}_{54}\text{Xe}^{51+}$  离子; (b) 类锂  $^{238}_{92}\text{U}^{89+}$  离子. 图中红色实线代表 SRing 的模拟结果, 蓝色实线代表 CSRe 的模拟结果, 而黑色竖线表示由 FAC 程序计算得出的双电子复合共振位置和强度

Fig. 8. DR experimental simulation spectra: (a) Li-like  $^{129}_{54}\text{Xe}^{51+}$  ions; (b) Li-like  $^{238}_{92}\text{U}^{89+}$  ions. The red solid line represents the simulation results at SRing, the black solid line represents the simulation results at CSRe, and the black vertical lines represent the positions and strengths of DR resonances calculated by the FAC code.

在我们的模拟计算中, 双电子复合共振结构的位置和强度是通过程序 FAC 计算获得的, 然后与 SRing 上的电子靶和 CSRe 上的电子冷却器的电子束温度进行卷积, 得到双电子复合速率系数模拟谱. 对于类锂  $^{129}_{54}\text{Xe}^{51+}$  离子, 如图 8(a) 所示, 低能区的双电子复合共振峰是双激发态  $(2p_{1/2}18l_j)_J$ . 由于 SRing 的双电子复合实验预计在低能区具有极高的能量分辨率, 能够分辨 CSRe 上无法识别的一些精细结构, 如双电子复合共振精细结构  $18s_{1/2}, 18p_{1/2,3/2}$ ,

$18d_{3/2}$ . 对于类锂  $^{238}_{92}\text{U}^{89+}$  离子的对比如图 8(b) 所示, 类锂  $^{238}_{92}\text{U}^{89+}$  离子低能区的双电子复合共振峰是双激发态  $(2p_{1/2}20l_j)_J$ . 同样, 其双电子复合谱能比 CSRe 上观测到更多的精细结构, 如  $(2p_{1/2}20f_j)_J$ .

基于 HIAF-SRing 上超冷电子靶的双电子复合精密谱学实验具有高分辨的特点, 为类氢、类氦、类锂等少电子体系高电荷态离子的双电子复合精密测量带来了新的机遇. 图 9(a) 展示了类锂离子  $2s_{1/2}-2p_{1/2}$  能级跃迁中的各种效应贡献以及相

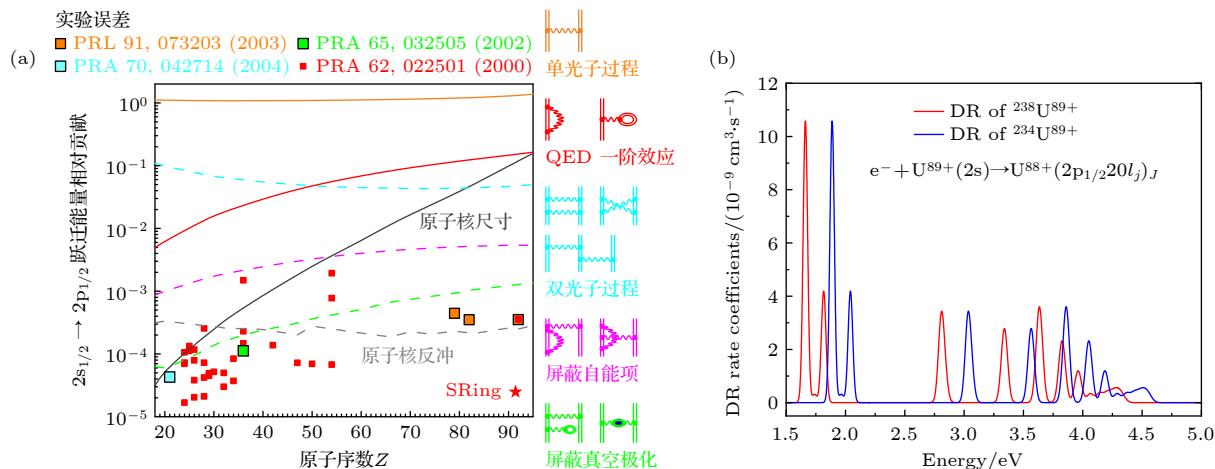


图 9 (a) 类锂离子  $2s_{1/2}-2p_{1/2}$  能级跃迁中的各种效应贡献及相关实验测量结果. 使用 SRing 电子靶可以在高精度下测量类锂  $^{238}\text{U}^{89+}$  离子的  $2s_{1/2}-2p_{1/2}$  跃迁能, 从而为严格检验强场下的高阶 QED 效应提供可能. (b) 类锂  $^{238}, ^{234}\text{U}^{89+}$  同位素离子对应的双电子复合谱

Fig. 9. (a) Contributions of various effects to the transition energy of  $2s_{1/2}-2p_{1/2}$  and the results of current experimental measurements. By utilizing the electron-target of SRing, we can measure the  $2s_{1/2}-2p_{1/2}$  transition energy in  $^{238}\text{U}^{89+}$  ions with high-precision, which provides an opportunity for a stringent test of higher-order QED effects in strong-field. (b) DR spectrum for lithium-like  $^{238}, ^{234}\text{U}^{89+}$  isotopes.

关实验测量结果, 当前的实验主要集中于低  $Z$  元素, 具有较高的测量精度, 而针对高  $Z$  元素的实验相对较少且精度较低 [11], SRing 上的超冷电子靶为开展类锂高电荷态离子精密谱测量提供了新的实验平台, 其开展类锂  $^{238}\text{U}^{89+}$  离子双电子复合实验的精度如图 9(a) 所示, 精确测量  $2s_{1/2}-2p_{1/2}$  等跃迁过程中从低激发态至里德伯态的系列双电子复合共振峰, 可获得高精度的跃迁能量. 通过与国际最先进的理论计算结果对比, 提取出兰姆位移, 从而研究量子电动力学效应 [13]. 此外, 理论计算表明 [44], 类锂的高电荷态离子  $^{232}, ^{230}\text{Th}^{87+}$ ,  $^{238}, ^{236}\text{U}^{89+}$  和  $^{238}, ^{234}\text{U}^{89+}$  的  $2s_{1/2}-2p_{1/2}$  跃迁能级同位素位移分别为  $-111.9$  meV,  $-114.3$  meV 和  $-225.6$  meV, 由于双电子复合共振结构对原子核均方根半径高度敏感, SRing 上的双电子复合精密谱学方法特别适合于这些放射性重离子的同位素位移测量. 基于 SRing 超冷电子靶开展类锂  $^{238}, ^{234}\text{U}^{89+}$  同位素离子双电子复合的模拟谱如图 9(b) 所示, 结果表明, 尽管两个同位素的原子核均方根半径差仅为  $0.028$  fm, 但 DR 共振峰的位移达到了  $-225.6$  meV, DR 谱上能够显著观测到这一位移. 因此, SRing 能够开展发射线核素重离子的双电子复合精密谱实验, 并结合精确理论计算, 提取核电荷分布等重要核结构信息 [45].

## 4 结果和展望

我国正在建设的“十二五”大科学装置强流重离子加速器 HIAF, 配备了高精度冷却储存环 SRing, 该储存环上装备有  $450$  kV 电子冷却器和  $80$  kV 超冷电子靶装置, 能够在宽质心能量范围(从 meV 到几十 keV)内对高电荷重离子的双电子复合谱进行精密测量. 本文结合理论推导和模拟分析对基于 HIAF-SRing 超冷电子靶开展高电荷态离子双电子复合精密谱实验测量进行了比较系统的研究和讨论, 主要结论如下.

1) 基于经典分子动力学方法的模拟结果表明, 高精度环形谱仪 SRing 上配备的独立超冷电子靶  $10-80$  kV 工作范围内其电子束的横向温度不超过  $5$  meV, 纵向温度不超过  $0.1$  meV.

2) 实验的能量分辨在低碰撞能量区域达到最高约  $3.5$  meV, 主要受横向温度的影响, 导致共振结构呈现出非对称峰型. 随着碰撞能量的增加, 能量分辨降低, 这主要受纵向温度和碰撞能量的共同影响, 此时共振结构表现为对称峰型.

3) 以类锂  $^{129}\text{Xe}^{51+}$  和  $^{238}\text{U}^{89+}$  重离子为例, 模拟了储存环 HIAF-SRing 与 CSRe 上低能区的双电子复合谱. 结果表明, 更高的能量分辨能使我们观测到更精细的双电子复合共振结构, 可以在更高精度上检验强场 QED 效应, 并通过测量放射性重离子的同位素位移提取原子核电荷均方根半径等

原子核结构信息。

本文对 HIAF-SRing 上独立电子靶的电子束温度分布、双电子复合实验能量分辨和模拟谱的研究, 将为未来 SRing 电子-离子复合共振谱仪开展高电荷态离子双电子复合精密测量提供重要的支持和参考。

## 参考文献

- [1] Savin D W, Bartsch T, Chen M H, Kahn S M, Liedahl D A, Linkemann J, Müller A, Schippers S, Schmitt M, Schwalm D, Wolf A 1997 *Astrophys. J.* **489** L115
- [2] Savin D W, Behar E, Kahn S M, Gwinner G, Saghiri A A, Schmitt M, Grieser M, Repnow R, Schwalm D, Wolf A, Bartsch T, Muller A, Schippers S, Badnell N R, Chen M H, Gorczyca T W 2002 *Astrophys. J.* **138** 337
- [3] Savin D W, Gwinner G, Grieser M, Repnow R, Schnell M, Schwalm D, Wolf A, Zhou S G, Kieslich S, Muller A, Schippers S, Colgan J, Loch S D, Badnell N R, Chen M H, Gu M F 2006 *Astrophys. J.* **642** 1275
- [4] Savin D W, Kahn S M, Gwinner G, Grieser M, Repnow R, Saathoff G, Schwalm D, Wolf A, Muller A, Schippers S, Zavodszky P A, Chen M H, Gorczyca T W, Zatsarinny O, Gu M F 2003 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **147** 421
- [5] Savin D W, Kahn S M, Linkemann J, Saghiri A A, Schmitt M, Grieser M, Repnow R, Schwalm D, Wolf A, Bartsch T, Brandau C, Hoffknecht A, Muller A, Schippers S, Chen M H, Badnell N R 1999 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **123** 687
- [6] Savin D W, Kahn S M, Linkemann J, Saghiri A A, Schmitt M, Grieser M, Repnow R, Schwalm D, Wolf A, Bartsch T, Muller A, Schippers S, Chen M H, Badnell N R, Gorczyca T W, Zatsarinny O 2002 *Astrophys. J.* **576** 1098
- [7] Schmidt E W, Schippers S, Müller A, Lestinsky M, Sprenger F, Grieser M, Repnow R, Wolf A, Brandau C, Lukic D, Schnell M, Savin D W 2006 *Astrophys. J.* **641** L157
- [8] Larsson M 1995 *Rep. Prog. Phys.* **58** 1267
- [9] Phaneuf R A, Havener C C, Dunn G H, Müller A 1999 *Rep. Prog. Phys.* **62** 1143
- [10] Lindroth E, Danared H, Glans P, Pešić Z, Tokman M, Viktor G, Schuch R 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5027
- [11] Brandau C, Kozuharov C, Müller A, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073202
- [12] Wang S X, Brandau C, Fritzsch S, Fuchs S, Harman Z, Kozuharov C, Müller A, Steck M, Schippers S 2024 *Eur. Phys. J. D* **78** 122
- [13] Brandau C, Kozuharov C, Lestinsky M, Müller A, Schippers S, Stöhlker T 2015 *Phys. Scr.* **2015** 014022
- [14] Bates D R, Massey H S W 1943 *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **239** 269
- [15] Badnell N R, Pindzola M S, Andersen L H, Bolko J, Schmidt H T 1991 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24** 4441
- [16] LaGattuta K, Hahn Y 1981 *Phys. Rev. A* **24** 785
- [17] Brooks R, Datla R, Griem H R 1978 *Phys. Rev. Lett.* **41** 107
- [18] Müller A, Belić D, DePaola B, Djurić N, Dunn G, Mueller D, Timmer C 1987 *Phys. Rev. A* **36** 599
- [19] Schippers S 2015 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **350** 61
- [20] Shevelko V, Tawara H 2012 *Atomic Processes in Basic and Applied Physics* (Berlin, Heidelberg: Springer) pp283–306
- [21] Schuch R, Böhm S 2007 *J. Phys. Conf. Ser.* **88** 012002
- [22] Huang Z K, Wen W Q, Wang H B, Xu X, Zhu L F, Chuai X Y, Yuan Y J, Zhu X L, Han X Y, Mao L J, Li J, Ma X M, Yan T L, Yang J C, Xiao G Q, Xia J W, Ma X 2015 *Phys. Scr.* **T166** 014023
- [23] Huang Z K, Wang S X, Wen W Q, Wang H B, Ma W L, Chen C Y, Zhang C Y, Chen D Y, Huang H K, Shao L, Liu X, Zhou X P, Mao L J, Li J, Ma X M, Tang M T, Yang J C, Yuan Y J, Zhang S F, Zhu L F, Ma X W 2023 *Chin. Phys. B* **32** 073401
- [24] Danared H, Andler G, Bagge L, Herrlander C J, Hilke J, Jeansson J, Källberg A, Nilsson A, Paál A, Rensfelt K G, Rosengård U, Starko J, af Ugglas M 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3775
- [25] Lestinsky M, Lindroth E, Orlov D A, Schmidt E W, Schippers S, Böhm S, Brandau C, Sprenger F, Terekhov A S, Müller A, Wolf A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 033001
- [26] Schippers S, Schmidt E W, Bernhardt D, Yu D, Muller A, Lestinsky M, Orlov D A, Grieser M, Repnow R, Wolf A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 033001
- [27] Brandau C, Kozuharov C, Harman Z, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 073201
- [28] Huang Z K, Wen W Q, Xu X, et al. 2018 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **235** 2
- [29] Wang S X, Xu X, Huang Z K, Wen W Q, Wang H B, Khan N, Preval S P, Badnell N R, Schippers S, Mahmood S, Dou L J, Chuai X Y, Zhao D M, Zhu X L, Mao L J, Ma X M, Li J, Mao R S, Yuan Y J, Tang M T, Yin D Y, Yang J C, Ma X, Zhu L F 2018 *Astrophys. J.* **862** 2
- [30] Wang S X, Huang Z K, Wen W Q, et al. 2019 *Astron. Astrophys.* **627** A171
- [31] Wang S X, Huang Z K, Wen W Q, et al. 2022 *Phys. Rev. A* **106** 042808
- [32] Huang Z K, Wen W Q, Wang S X, Khan N, Wang H B, Chen C Y, Zhang C Y, Preval S P, Badnell N R, Ma W L, Liu X, Chen D Y, Zhu X L, Zhao D M, Mao L J, Ma X M, Li J, Tang M T, Mao R S, Yin D Y, Yang W Q, Yang J C, Yuan Y J, Zhu L F, Ma X 2020 *Phys. Rev. A* **102** 062823
- [33] Shao L, Huang Z K, Wen W Q, Wang S X, Huang H K, Ma W L, Liu C, Wang H B, Chen D Y, Liu X, Zhou X P, Zhao D M, Zhang S F, Zhu L F, Ma X W 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 123402 (in Chinese) [邵林, 黄忠魁, 汪书兴, 黄厚科, 马万路, 刘畅, 汪寒冰, 陈冬阳, 刘鑫, 周晓鹏, 赵冬梅, 张少峰, 朱林繁, 马新文 2024 物理学报 **73** 123402]
- [34] Ma Y G, Zhao H W 2020 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **50** 112001 (in Chinese) [马余刚, 赵红卫 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112001]
- [35] Ma X W, Zhang S F, Wen W Q, Yang J, Zhu X L, Qian D B, Yan S C, Zhang P M, Guo D L, Wang H B, Huang Z K 2020 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **50** 112008 (in Chinese) [马新文, 张少峰, 汪寒冰, 杨杰, 朱小龙, 钱东斌, 闫顺成, 张鹏鸣, 郭大龙, 汪寒冰, 黄忠魁 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112008]
- [36] Huang Z K, Wen W Q, Xu X, Wang H B, Dou L J, Chuai X Y, Zhu X L, Zhao D M, Li J, Ma X M, Mao L J, Yang J C, Yuan Y J, Xu W Q, Xie L Y, Xu T H, Yao K, Dong C Z, Zhu L F, Ma X 2017 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **408** 135
- [37] Danared H 1995 *Phys. Scr.* **T59** 121
- [38] Zaghloul M R 2017 *ACM Trans. Math. Softw.* **44** 22
- [39] Dou L, Xie L, Zhang D, Dong C, Wen W, Huang Z, Ma X 2017 *Euro. Phys. J. D* **71** 128
- [40] Li C Y, Liu X J, Meng G W, Wang J G 2010 *Acta Phys. Sin.*

- 59 6044 (in Chinese) [李传莹, 刘晓菊, 孟广为, 王建国 2010 物理学报 59 6044]
- [41] Danared H 1993 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **335** 397
- [42] Zhang P W, Li T J 2007 *Numerical Analysis* (Beijing: Beijing University Press) p161 (in Chinese) [张平文, 李铁军 2007 数值分析 (北京: 北京大学出版社) 第 161 页]
- [43] Danared H 1998 *Hyperfine Interact.* **115** 61
- [44] Zubova N A, Kozhedub Y S, Shabaev V M, Tupitsyn I I, Volotka A V, Plunien G, Brandau C, Stöhlker T 2014 *Phys. Rev. A* **90** 062512
- [45] Chuai X Y, Huang Z K, Wen W Q, Wang H B, Xu X, Wang S X, Li J G, Dou L J, Zhao D M, Zhu X L, Mao L J, Yin D Y, Yang J C, Yuan Y J, Ma X W 2018 *Nucl. Phys. Rev.* **35** 196 (in Chinese) [啜晓亚, 黄忠魁, 汶伟强, 汪寒冰, 许鑫, 汪书兴, 李冀光, 豆丽君, 赵冬梅, 朱小龙, 冒立军, 殷达狂, 杨建成, 原有进, 马新文 2018 原子核物理评论 35 196]

## COVER ARTICLE

# Simulation study of precision spectroscopy of dielectronic recombination for highly charged heavy ions at HIAF\*

HUANG Houke<sup>1,2)</sup> WEN Weiqiang<sup>1,2)†</sup> HUANG Zhongkui<sup>1)</sup> WANG Shuxing<sup>3)</sup>  
 TANG Meitang<sup>1)</sup> LI Jie<sup>1)</sup> MAO Lijun<sup>1)</sup> YUAN Yang<sup>1,2)</sup>  
 WAN Mengyu<sup>1,2)</sup> LIU Chang<sup>3)</sup> WANG Hanbing<sup>1)</sup> ZHOU Xiaopeng<sup>1,2)</sup>  
 ZHAO Dongmei<sup>1)</sup> YAN Kaiming<sup>1)</sup> ZHOU Yunbin<sup>1)</sup> YUAN Youjin<sup>1)</sup>  
 YANG Jiancheng<sup>1)</sup> ZHANG Shaofeng<sup>1)</sup> ZHU Linfan<sup>3)</sup> MA Xinwen<sup>1,2)‡</sup>

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

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 12 November 2024; revised manuscript received 26 November 2024 )

## Abstract

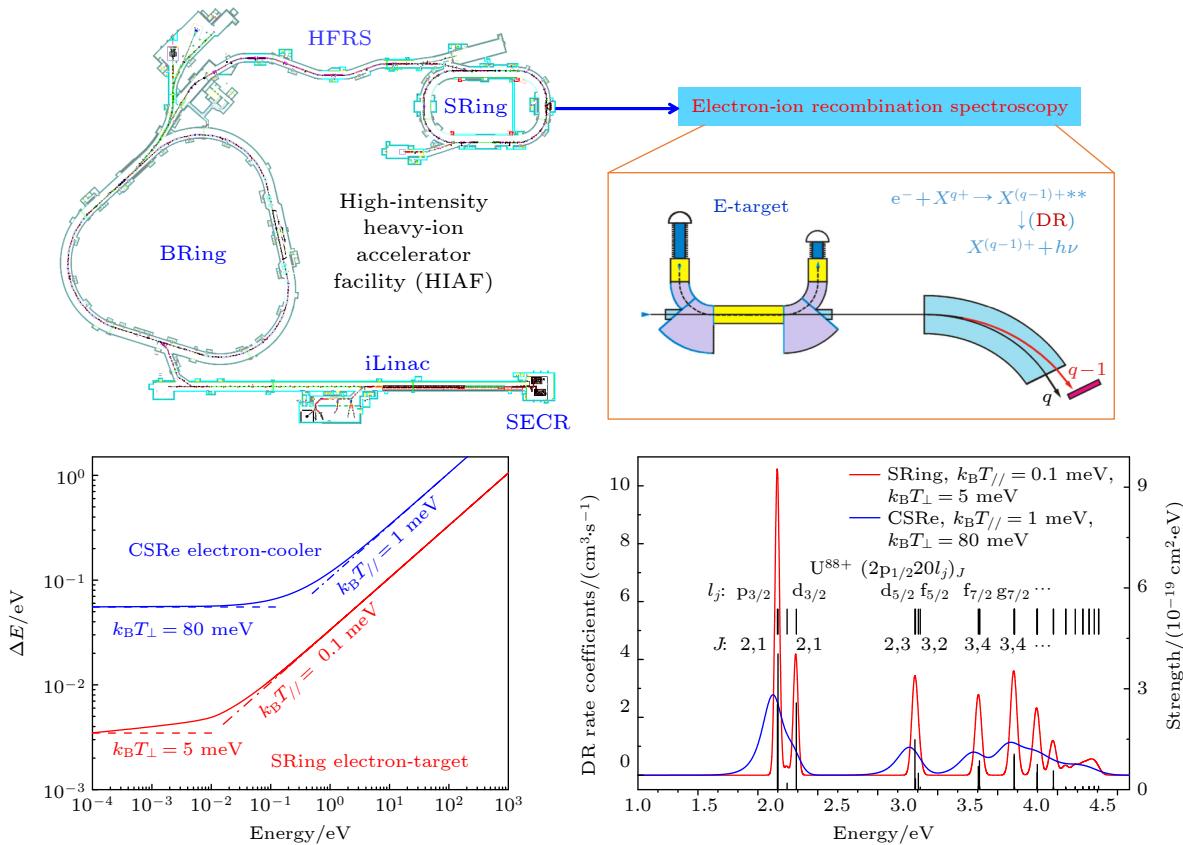
Dielectronic recombination (DR) experiments of highly charged ions not only provide essential atomic benchmark data for astrophysical and fusion plasma research but also serve as a stringent test for strong-field quantum electrodynamics (QED) effects, relativistic effects, and electron correlation effects. High-intensity heavy-ion accelerator facility (HIAF), currently under construction at Huizhou, China, will have a high-precision spectrometer ring (SRing) equipped with a 450 kV electron-cooler and an 80 kV ultracold electron-target. This advanced setup facilitates precise measurements of the DR process for highly charged ions in a broad range of center-of-mass energy, from meV to tens of keV. In this work, we carry out the molecular dynamics simulation of the electron beam temperature distribution of the ultracold electron-target at the SRing. The simulation results indicate that after treatment by the designed adiabatic magnetic field and acceleration field, the transverse and longitudinal electron beam temperature generated by the thermionic electron gun can be reduced from 100 meV to below 5 meV and 0.1 meV, respectively. Furthermore, we analyze the influence of this ultracold electron beam temperature on the resonance peak and energy resolution in DR experiment. The

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1602500), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12393824), and the Youth Innovation Promotion Association of the Chinese Academy of Science.

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

‡ Corresponding author. E-mail: x.ma@impcas.ac.cn

resolution gain at the SRing electron-target is particularly pronounced at small electron-ion collision energy, which provides unique experimental conditions for the DR experiments. Taking lithium-like  $^{129}_{54}\text{Xe}^{51+}$  and  $^{238}_{92}\text{U}^{89+}$  ions for example, we simulate the DR resonance spectra at the SRing and compare them with the simulated results from the experimental cooler storage ring CSRe. The results reveal that the SRing experiments can resolve fine DR resonance structures with ultra-high energy resolution compared with those from the CSRe. This work lays a solid foundation for precise DR spectroscopy of highly charged ions at the SRing to stringent test of strong field QED effect and extraction nuclear structure information.



**Keywords:** highly charged ions, storage ring, dielectronic recombination, ultracold electron-target, strong-field quantum electrodynamics effect

**PACS:** 31.15.ac, 52.20.Hv

**DOI:** [10.7498/aps.74.20241589](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241589)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20241589](https://cstr.ia.ac.cn/cstr/32037.14.aps.74.20241589)



## 基于HIAF开展高电荷态重离子双电子复合谱精密测量的模拟研究

黄厚科 汪伟强 黄忠魁 汪书兴 汤梅堂 李杰 冒立军 袁洋 万梦宇 刘畅 汪寒冰 周晓鹏 赵冬梅 严凯明  
周云斌 原有进 杨建成 张少锋 朱林繁 马新文

**Simulation study of precision spectroscopy of dielectronic recombination for highly charged heavy ions at HIAF**  
HUANG Houke WEN Weiqiang HUANG Zhongkui WANG Shuxing TANG Meitang LI Jie MAO Lijun  
YUAN Yang WAN Mengyu LIU Chang WANG Hanbing ZHOU Xiaopeng ZHAO Dongmei YAN  
Kaiming ZHOU Yunbin YUAN Youjin YANG Jiancheng ZHANG Shaofeng ZHU Linfan MA Xinwen

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 74, 043101 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241589

CSTR: 32037.14.aps.74.20241589

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241589>

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

重离子储存环CSRe上类钠Kr<sup>25+</sup>离子的双电子复合精密谱学实验研究

Dielectronic recombination experiment of Na-like Kr<sup>25+</sup> at heavy ion storage ring CSRe

物理学报. 2024, 73(12): 123402 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240211>

高电荷态Ar<sup>8+</sup>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

Experimental measurement of state selective double electron capture in collision between 1.420 keV/u Ar<sup>8+</sup> with He

物理学报. 2024, 73(24): 240701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241290>

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>

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>

电子束离子阱光谱标定和Ar<sup>13+</sup>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<sup>13+</sup>

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

高电荷态类硼离子<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub>—<sup>2</sup>P<sub>1/2</sub>跃迁的实验和理论研究进展

Experimental and theoretical research progress of <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub>—<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub> transitions of highly charged boron-like ions

物理学报. 2024, 73(20): 203102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241190>