

Eu 原子 $4f^7 6p_{1/2} n s$ 自电离过程的动力学特性

李琼 沈礼 闫俊刚 戴长建 杨玉娜

Dynamic properties of Eu $4f^7 6p_{1/2} n s$ autoionization process

Li Qiong Shen Li Yan Jun-Gang Dai Chang-Jian Yang Yu-Na

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 153202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.153202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.153202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

水溶性 TGA-CdTe 量子点的超快弛豫动力学过程探究

Investigation of ultrafast relaxation dynamic process of water-soluble TGA-CdTe quantum dots

物理学报.2015, 64(11): 113201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.113201>

用速度影像技术研究 Eu 原子 $6p_{1/2} 8s$ 的自电离衰变的分支比

The VMI study on branching ratio decay from Eu $6p_{1/2} 8s$ autoionizing state

物理学报.2014, 63(13): 133202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.133202>

氦原子精密光谱实验中的精密磁场设计与测量

Design and measurement of a magnetic field for precision spectroscopy of helium

物理学报.2014, 63(12): 123201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.123201>

锶原子三重态谱线的观测及在光钟中的应用

Observation of transitions in strontium triplet state and its application in optical clock

物理学报.2012, 61(17): 173201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.173201>

Fe 离子 M 壳层不可分辨跃迁系不透明度研究

Research on the opacity of Fe M-shell unresolved transition array

物理学报.2012, 61(16): 163201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.163201>

Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离过程的动力学特性*李琼¹⁾²⁾ 沈礼¹⁾²⁾ 闫俊刚¹⁾²⁾ 戴长建^{1)2)†} 杨玉娜¹⁾²⁾

1)(显示技术与光电器件教育部重点实验室, 天津 300384)

2)(天津理工大学理学院, 天津 300384)

(2016年3月22日收到; 2016年5月18日收到修改稿)

采用孤立实激发与速度影像技术相结合的方法, 研究了Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 7, 9$) 自电离过程的动力学特性, 包括弹射电子的角分布和向各离子态衰变的分支比. 首先, 采用孤立实激发技术将Eu原子分步从基态 $4f^7 6s^2$ 经中间态 $4f^7 6s 6p$ 激发至 $4f^7 6s ns$ Rydberg态, 并通过第三步跃迁 $4f^7 6s^+ \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+$ 将其激发至 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离态. 其次, 运用速度影像技术对上述自电离过程进行探测, 并通过一系列数学变换计算出该过程的弹射电子的能量分布和角向分布. 本文不仅分析和比较了各个态自电离衰变的分支比和各向异性参数随光子能量的变化规律, 还深入讨论了它们与自电离光谱之间的对应关系. 最后, 依据自电离衰变的分支比, 探讨了实现Eu离子粒子数反转的可能性, 为实现自电离激光器提供了有价值的信息.

关键词: Eu原子, $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离态, 角分布, 分支比

PACS: 32.80.Zb, 32.30.-r, 32.80.Ee

DOI: 10.7498/aps.65.153202

1 引言

众所周知, 自电离光谱可以提供自电离总截面的信息, 而自电离衰变的分支比 (branching ratio, BR) 和弹射电子的角分布 (angular distribution, AD) 则分别对应于自电离的部分截面和微分截面, 它们比自电离光谱能够提供更多的原子信息, 如: 原子向各个离子态衰变的比例大小和原子波函数的相位信息. 因此, 在自电离光谱的基础上进一步研究自电离衰变的BR和弹射电子的AD, 不仅可以深化对原子结构和特性的认识, 为发展更精确的量子理论计算提供实验验证.

对于碱土金属原子, 其自电离光谱^[1-3]和自电离过程的动力学特性^[4-6]都已经得到了深入的研究, 并在实验和理论两方面都取得了很好的成果. 近年来, 关于稀土金属原子的自电离光谱的研究也已全面展开. 对于Eu原子, 尽管已经获得了大量的自电离光谱信息, 如能级位置^[7-9]、谱线宽度和线

形等^[10,11], 但是对其自电离过程的动力学特性还缺乏研究.

通常, 人们多采用传统探测方法, 即时间飞行谱 (time of flight, TOF) 技术, 研究原子的自电离衰变过程^[12]. 但是, 该方法存在两个缺陷: 1) 对弹射电子的接受立体角很小, 导致信噪比较差; 2) 需要改变三步激发光的偏振和探测器之间的夹角, 导致实验精度不佳. 近年来, 人们采用速度影像技术 (velocity-map imaging, VMI) 研究分子的解离和原子的电离动力学过程^[13,14], 并取得了成功. 该技术的优点是: 1) 在实验中无需转动探测器或激光偏振的方向; 2) 直接拍摄弹射电子的速度影像, 既能显著节省在线测量的时间, 也能提高其测量精度. 因此, 本课题组已将VMI技术应用到Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 态的自电离过程的研究中^[15,16]. 然而, 对 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离系列开展进一步的系统研究是非常必要的: 1) 若研究该系列的最低 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 态, 可进一步检验孤立实激发技术 (isolated core

* 国家自然科学基金 (批准号: 11174218) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: daicj@126.com

excitation, ICE)^[17] 的有效性; 2) 若研究 n 大于 8 的 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离系列态, 则可以更系统地观察它们与 $4f^7 5dnl$ 自电离系列之间的相互作用及其对 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 态的自电离光谱和动力学特性的影响. 本文选取 $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 7, 9$) 自电离态作为研究对象, 并采用 ICE 与 VMI 技术相结合的方法, 对其自电离衰变的 BR 和弹射电子的 AD 进行了系统的研究.

本文的第 2 部分介绍实验装置与原理; 第 3 部分展示结果和讨论; 最后一部分则给出了本文的结论.

2 实验装置与原理

2.1 实验装置

实验装置如图 1 所示, 主要包括激光系统, 原子束产生系统和信号采集系统三部分.

激光系统主要由一台 Nd: YAG 固体激光器和

三台波长可调谐的染料激光器组成. 其中, 固体激光器的基频光为 1064 nm, 脉冲宽度为 6—8 ns, 重复频率为 20 Hz, 线宽优于 0.2 cm^{-1} , 经倍频与和频后产生 532 nm 的绿光和 355 nm 的紫外光, 用于抽运染料激光器.

原子束产生系统包括真空装置和加热装置两部分. 利用机械泵-分子泵组合实现和维持 10^{-5} Pa 的真空度. 使用直流电源将高纯度的 Eu 金属加热形成原子蒸气, 再将其准直形成原子束. 为了减小谱线的多普勒展宽效应, 使原子束方向与激光束方向在作用区垂直正交.

信号采集系统主要包括电子透镜、位置敏感探测器 (position sensitive detector, PSD)、荧光屏 (phosphor screen, PS) 和电荷耦合器 (charge coupled device, CCD) 等设备. PSD 对不同动能的弹射电子探测和分辨, PS 将 PSD 探测的电信号转换为光信号, CCD 拍摄光信号并转换为数字信号存储到电脑里, 最后通过电脑进行数据处理和分析.

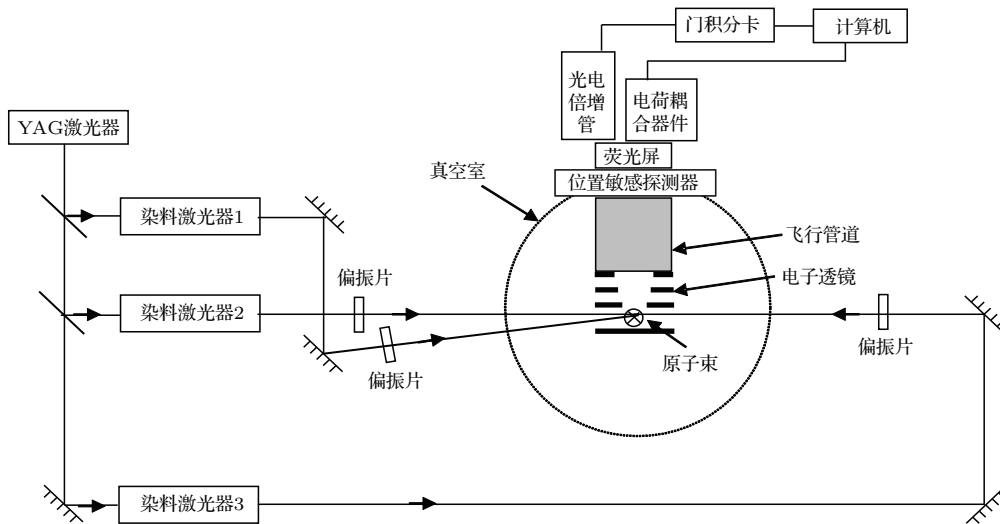


图 1 (网刊彩色) 实验装置示意图

Fig. 1. (color online) Schematic diagram of experimental setup.

2.2 实验原理

本文首先采用 ICE 技术, 将 Eu 原子从基态分三步激发到 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离态, 然后再测量其光谱和自电离动力学过程. 其中, 使用了两条激发路径, 分别为 I. $4f^7 6s^2 8S_{7/2} \xrightarrow{\lambda_1} 4f^7 6s 6p^{10} P_{9/2} \xrightarrow{\lambda_2} 4f^7 6s 7s^8 S_{7/2} \xrightarrow{\text{scan} \lambda_3} 4f^7 6p_{1/2} 7s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] 和 II. $4f^7 6s^2 8S_{7/2} \xrightarrow{\lambda_1} 4f^7 6s 6p^8 P_{7/2} \xrightarrow{\lambda_2} 4f^7 6s 9s$ [$J = 7/2$] $\xrightarrow{\text{scan} \lambda_3}$

$4f^7 6p_{1/2} 9s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$]. 在路径 II 中所使用的 $4f^7 6s 9s$ Rydberg 态为本实验首次确认的态, 其能级位置 42428.8 cm^{-1} 和总角动量 $J = 7/2$ 均与文献 [7] 一致. 经计算得知: 其量子亏损为 4.30, 这与其他 n 值 ($n = 7, 8$) 的 $4f^7 6s(^7S) ns$ 态 [18] 的量子亏损值 (4.33—4.44) 相近, 所以确定其电子组态为 $4f^7 6s 9s$. 但是, 由于目前国际上仍缺乏对 Eu 原子的理论计算, 要完全确定其原子状态仍有待于实验和理论方面的进一步研究.

在路径I中, 波长为686.64 nm的第一步激光将Eu原子从基态 $4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2}$ 激发到 $4f^7 6s 6p \ ^{10}P_{9/2}$ 态; 波长为600.47 nm的第二步激光将其激发到 $4f^7 6s 7s \ ^8S_{7/2}$ Rydberg 态; 而第三步激光则在 $4f^7 6s^+ \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+$ 跃迁的附近扫描, 以便获得 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 态自电离光谱, 其原理如图2(a)所示. 同理, 在路径II中, 波长为462.85 nm的第一步激光将Eu原子从基态 $4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2}$ 激发到 $4f^7 6s 6p \ ^8P_{7/2}$ 态; 波长为480.22 nm的第二步激光将其激发到 $4f^7 6s 9s$ Rydberg 态; 而第三步激光则在 $4f^7 6s^+ \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+$ 跃迁的附近扫描, 以便获得 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 态自电离光谱, 其原理如图2(b)所示.

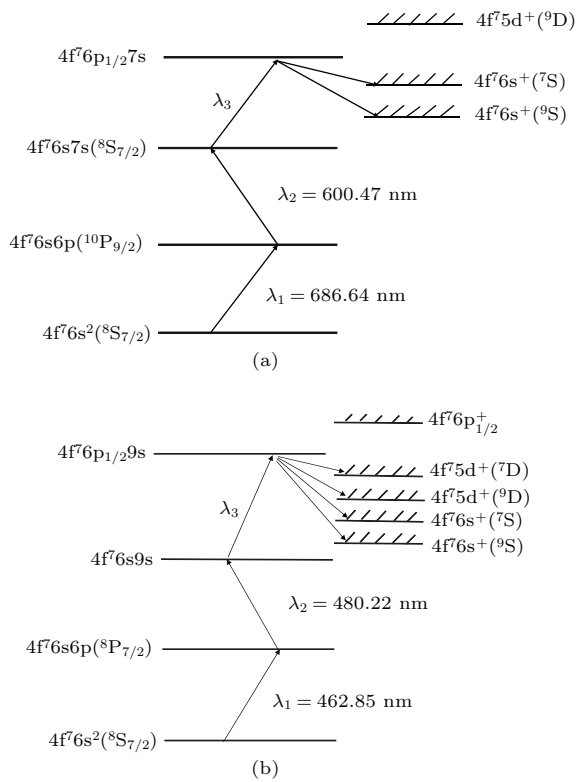


图2 激发路径示意图 (a) 激发路径I; (b) 激发路径II
Fig. 2. Schematic diagram of two excitation paths: (a) Scheme I; (b) scheme II.

如图2所示, 由于处于 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 或 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 自电离态的原子极不稳定, 所以它会向能量较低的 $4f^7 6s^+ (^9S)$, $4f^7 6s^+ (^7S)$, $4f^7 5d^+ (^9D)$ 和 $4f^7 5d^+ (^7D)$ 离子态衰变, 并弹射出不同能量的电子. 此时, 既可测量其自电离光谱, 也可运用VMI技术对其自电离过程进行研究.

在自电离光谱的基础上, 若要进一步研究自电离衰变的BR和弹射电子的AD, 则可运用VMI技术对上述自电离过程进行探测. 利用CCD拍摄上

述弹射电子, 得到其二维速度影像, 如图3(a)所示; 利用BASEX软件对二维速度影像进行反Abel变换^[19], 得到其三维速度分布, 如图3(b)所示; 对三维速度分布进行一系列数学变换, 计算出该过程的弹射电子的能量分布 (energy distribution, ED) 和AD, 具体结果及其分析将在第3部分展示.

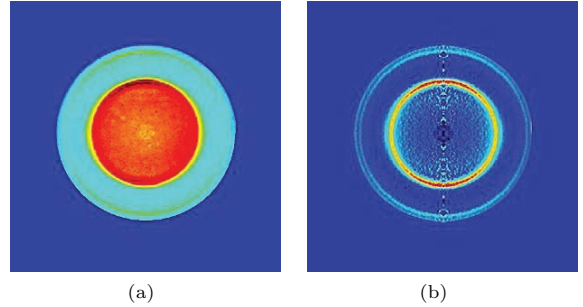


图3 (网刊彩色) VMI影像 (a) 二维原始图像; (b) 三维反Abel变换图像
Fig. 3. (color online) The VMI image: (a) The two-dimensional raw image; (b) the three-dimensional Abel-inverted image.

由于在自电离衰变过程中原子系统保持能量守恒, 具有不同动能的弹射电子, 代表了原子向不同离子态的衰变, 所以, 根据弹射电子的ED光谱, 便可计算出原子向不同离子态衰变的BR.

显然, 在实验中需要确保图3(a)能够将具有不同动能的弹射电子精准定位. 为此, 需要对实验参数进行优化和调整, 以便使电子透镜和PSD探测器能够共线. 步骤如下: 1) 对VMI图像进行能量定标, 确保那些具有零动能的弹射电子能被聚焦到图像的中心; 2) 对VMI图像进行强度定标, 确保图像具有足够的对比度和分辨率, 即亮环和暗环清晰可辨. 经过上述努力, 在采用VMI图像获得AD和BR的实验中, 经估算其不确定度优于5%.

3 结果与讨论

本部分将展示Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 7, 9$) 自电离态的实验结果, 并对其进行分析和讨论. 显然, 为了研究Eu原子向各个离子态衰变的BR和弹射电子的AD及其随能量的变化规律, 就必须先了解其对应的自电离光谱的结构与特性.

3.1 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离光谱

采用2.2节所述的ICE技术和激发路径, 实验测量了多种不同情况下的各态的自电离光

谱. 图4展示了利用激发路径I所得到的Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 态的自电离光谱.

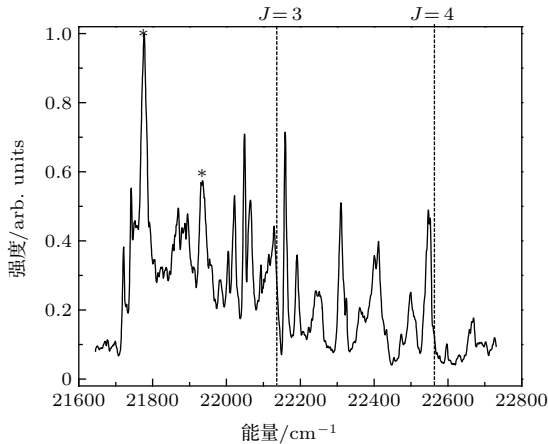


图4 (网刊彩色) $4f^7 6p_{1/2} 7s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] 态的自电离光谱, 对应激发路径I

Fig. 4. (color online) The experimental spectrum of $4f^7 6p_{1/2} 7s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] autoionizing state, obtained by scheme I.

图4中由“*”所标示的电离峰是由 $\lambda_1 + 2\lambda_3$ 所产生的干扰峰. 由图4可知, 此态的自电离光谱非常复杂, 表现为两种现象: 1) 具有非对称线形; 2) 多个自电离系列叠加到 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 态的光谱上. 对于现象1)的解释是: 经过前两步激发后, 原子中的2个价电子分别处于 $6s$ 和 $7s$ 态上; 由于2个电子的主量子数很接近, 它们将产生关联效应; 换言之, 当实施第三步激发时, 离子实并非孤立, $7s$ Rydberg电子也并非“旁观者”; 由于2个电子被同一个光子同时激发, 导致了2个激发路径之间的干涉, 从而使ICE技术的有效性被部分破坏, 形成了偏离 Lorentz 线形的非对称自电离光谱.

对图4中所示的现象(2)的解释为: 由于Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 自电离态与那些 n 值远大于7且能级间隔和宽度都很小的自电离态的简并, 导致后者(收敛于较低离子限, $4f^7 5d_{3/2}^+$ 或 $4f^7 5d_{5/2}^+$ 的自电离态)叠加到了较宽的 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 自电离光谱之上, 从而形成了上述自电离光谱的多峰结构. 这表明: 收敛于不同离子限的各个自电离系列之间的相互作用非常严重. 上述结果与其相邻的 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态的光谱形成了鲜明的差别. 其主要表现是后者呈现出很好的对称性^[15], 从而说明ICE技术更适用于那些 n 值较大的态.

同理, 利用2.2节所获得的Eu原子 $4f^7 6s 9s$ Rydberg态的信息, 并在 $4f^7 6s^+ \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+$ 离子跃迁

附近扫描第三步激光的波长, 便可得到 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 态的自电离光谱, 如图5所示.

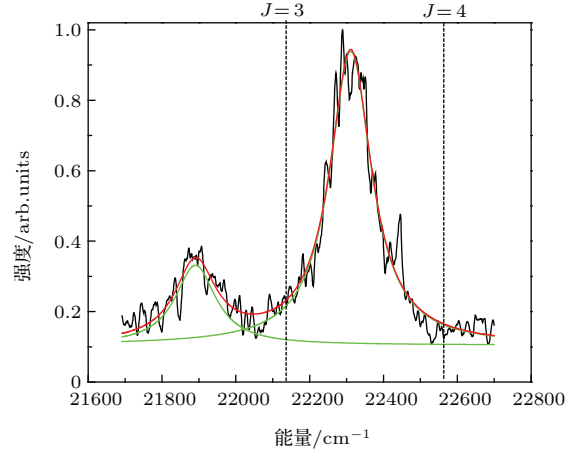


图5 (网刊彩色) $4f^7 6p_{1/2} 9s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] 态的自电离光谱, 对应激发路径II

Fig. 5. (color online) The experimental spectrum of $4f^7 6p_{1/2} 9s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] autoionizing state, obtained by scheme II.

由图5可知, 自电离峰呈现对称的 Lorentz 线形, 经过 Lorentz 线性拟合得到两个自电离双峰的中心位置为 21890.64 cm^{-1} 和 22311.36 cm^{-1} , 半高宽为 133.93 cm^{-1} 和 137.91 cm^{-1} , 两个主峰之间的能量间隔 420.72 cm^{-1} , 基本与离子限 $4f^7 6p_{1/2}^+ J = 3$ 与 $4f^7 6p_{1/2}^+ J = 4$ 的能量差一致. 由于跃迁初态 $4f^7 6s 9s$ 和终态 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 的量子亏损不相同, 导致了自电离峰值位置与离子限之间有一定的偏移. 同时, 还可以看到: 在自电离光谱上叠加了一些复杂而尖锐的结构. 该现象不仅证明了收敛于不同离子限的不同系列间的相互作用, 而且还可以说明这些复杂结构收敛于 $4f^7 5d^+$ 离子限. 由于其 n 值远大于9, 因此其宽度远比本系列的自电离态的宽度要小. 这些复杂结构也必将对自电离过程产生严重影响, 为此, 在后续的自电离衰变的BR和弹射电子AD的研究中, 也将关注其可能的影响.

通过比较 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离系列中的 $n = 7, 8$ 和9这三个态的光谱, 可以发现: 当 n 值增大时, 对应的自电离光谱趋近于对称的 Lorentz 线形. 其物理解释是: 当 n 值增大时, 电子的轨道半径随其迅速增大, 此时原子系统更接近于由一个离子实与一个价电子所构成的两体问题. 因此, 在第三步激发过程中, 可将 ns Rydberg 电子视为“旁观者”而忽略它的激发, 从而减弱了两个激发路径之间的干

涉效应. 此时, 非对称的 Fano 线形简化为对称的 Lorentz 线形, 同时也有效地证明了 ICE 技术更适用于 n 值较大的态.

3.2 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离衰变的 BR

如上所述, 自电离衰变的 BR 对应于自电离的部分截面, 它比自电离光谱 (对应于自电离的总截面) 提供更丰富的信息, 包括向各离子态衰变的比例. 为了研究自电离衰变的 BR 随能量的变化, 首先必须研究弹射电子的 ED 光谱.

由于 $4f^7 6p_{1/2} 8s [J]$ 自电离态的能级位置高于 $4f^7 5d^+ (^9D)$ 离子态, 而低于 $4f^7 5d^+ (^7D)$ 离子态, 所以处于 $4f^7 6p_{1/2} 8s [J]$ 自电离态的原子可以向 $4f^7 5d^+ (^9D)$, $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 三个离子态衰变, 而 $4f^7 6p_{1/2} 7s [J]$ 自电离态的能级位置低于所有的 $4f^7 5d^+$ 离子态, 因此, 处于 $4f^7 6p_{1/2} 7s [J]$ 自电离态的原子仅可以向 $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 两个离子态衰变. 两个自电离衰变的通道: $4f^7 6p_{1/2} 7s \rightarrow (4f^7 6s^+ ^9S J = 4) + e^-(l)$ 和 $4f^7 6p_{1/2} 7s \rightarrow (4f^7 6s^+ ^7S J = 3) + e^-(l)$, 其中 l 代表弹射电子的轨道角动量. 令 BR_1 和 BR_2 分别代表衰变到 $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 离子态的分支比. 图 6 展示了 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 自电离态中任一能量点 53610.71 cm^{-1} 的 VMI 图像和其对应的 ED 光谱.

通过对图 6(c) 所示的 ED 光谱进行拟合积分求出其曲面面积, 计算可得自电离衰变的 BR 为 $BR_1 = 0.47$, $BR_2 = 0.53$.

为了测量 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 态自电离衰变的 BR, 第三步激光在 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 自电离态能域扫描. 图 7 为 $4f^7 6p_{1/2} 7s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ 态的自电离光谱和其对应的分支比 $BR_i (i = 1-2)$.

由图 7 可知, $4f^7 6p_{1/2} 7s [J]$ 态自电离衰变到 $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 两个离子态的 BR 在一定范围内波动, 即 0.3 到 0.5 和 0.5 到 0.65. 由于 BR_1 的最大值都小于 0.5, 说明衰变后的离子大多数处于较低离子态 $4f^7 6s^+ (^9S)$, 少数处于较高离子态 $4f^7 6s^+ (^7S)$, 因此在 $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 两个离子态之间未能形成粒子数反转. 由图 7 还可知, 在 $4f^7 6p_{1/2}^+ J = 3$ 离子限左边, BR 变化较为平缓, 并且呈现出规律性的变化, 在两个离子限之间, BR 的变化则较为剧烈. 同时还发现自电离衰变的 BR 与自电离光谱之间没有确定的对应关系. 造成该现象的原因为相同的能域内, $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 态与 $4f^7 5dnl$

自电离态之间存在强烈的相互作用.

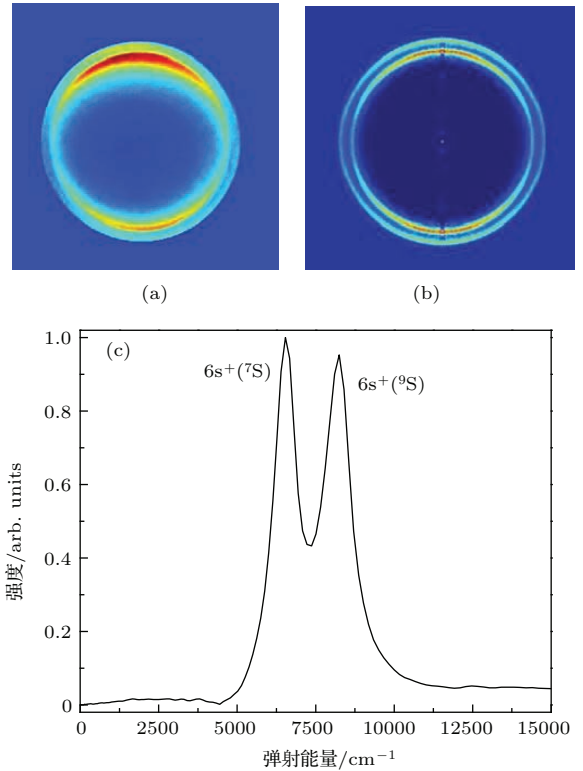


图 6 (网刊彩色) $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 自电离态的 VMI 图像和对应的 ED 光谱 (a) 原始 VMI 图像; (b) 反 Abel 变换后的图像; (c) 弹射电子的 ED 光谱

Fig. 6. (color online) The VMI image and the ED spectrum of the $4f^7 6p_{1/2} 9s$ state: (a) The raw image; (b) the Abel-inverted image; (c) the ED spectrum of ejected electron.

与 $4f^7 6p_{1/2} ns (n = 7, 8)$ 自电离态不同的是, $4f^7 6p_{1/2} 9s [J]$ 自电离态的能级位置高于所有的 $4f^7 5d^+$ 离子态, 因此, 处于 $4f^7 6p_{1/2} 9s [J]$ 自电离态的原子可以向 $4f^7 5d^+ (^7D)$, $4f^7 5d^+ (^9D)$, $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 四个离子态衰变. 四个自电离衰变的通道为 $4f^7 6p_{1/2} 9s \rightarrow (4f^7 6s^+ ^9S J = 4) + e^-(l)$, $4f^7 6p_{1/2} 9s \rightarrow (4f^7 6s^+ ^7S J = 3) + e^-(l)$, $4f^7 6p_{1/2} 9s \rightarrow (4f^7 5d^+ ^9D) + e^-(l)$ 和 $4f^7 6p_{1/2} 9s \rightarrow (4f^7 5d^+ ^7D) + e^-(l)$. 令 BR_1, BR_2, BR_3 和 BR_4 分别代表衰变到 $4f^7 5d^+ (^7D)$, $4f^7 5d^+ (^9D)$, $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 离子态的分支比. 图 8 展示了 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 自电离态中任一能量点 64507.22 cm^{-1} 的 VMI 图像和其对应的 ED 光谱.

由图 8 可知, 实验中尽管采用了 VMI 技术, 但对 $4f^7 5d^+ (^7D)$ 和 $4f^7 5d^+ (^9D)$ 离子态的精细结构仍未能分辨. 同样对图 8(c) 所示的 ED 光谱进行拟合积分, 求出其曲面面积, 计算可得自电离衰变的 BR, 如表 1 所列.

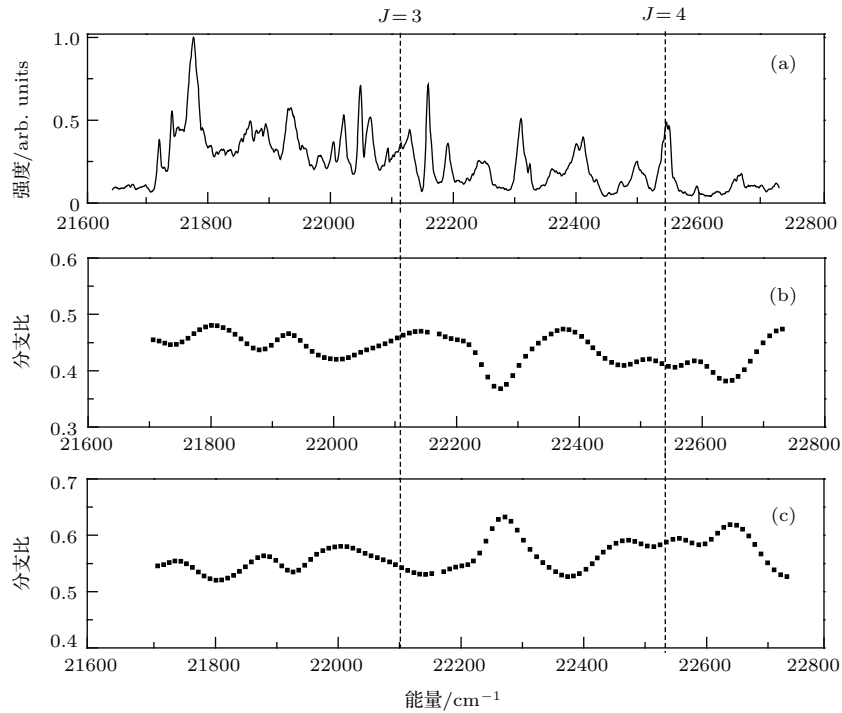


图7 $4f^7 6p_{1/2} 7s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ 态的自电离光谱和衰变到各个离子态的BR (a) 自电离光谱; (b) BR_1 ; (c) BR_2
 Fig. 7. (color online) The spectrum and autoionization BR of $4f^7 6p_{1/2} 7s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ state: (a) Spectrum; (b) BR_1 ; (c) BR_2 .

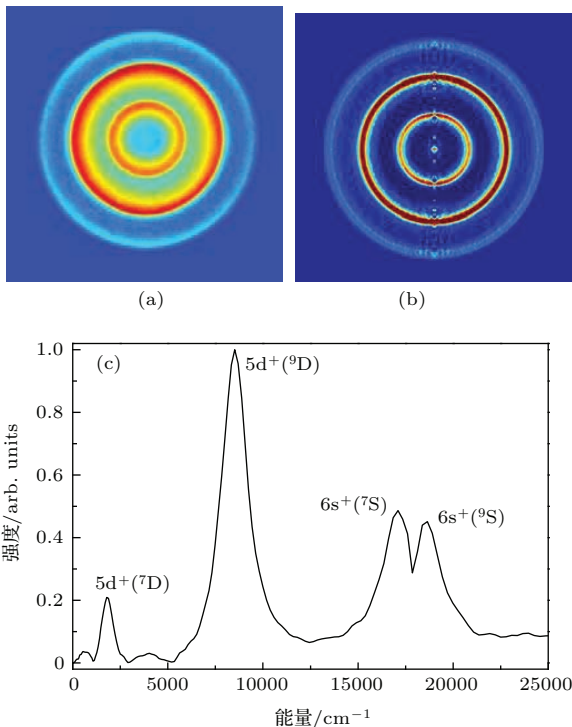


图8 (网刊彩色) $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 自电离态的VMI图像和对应的ED光谱 (a) 原始VMI图像; (b) 反Abel变换后的图像; (c) 弹射电子的ED光谱
 Fig. 8. (color online) The VMI image and the ED spectrum of the $4f^7 6p_{1/2} 9s$ state: (a) The raw image; (b) the Abel-inverted image; (c) the ED spectrum of ejected electron.

由表1可知, Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 态自电离衰变到 $4f^7 5d^+(^7D)$, $4f^7 5d^+(^9D)$, $4f^7 6s^+(^7S)$ 和 $4f^7 6s^+(^9S)$ 四个离子态的BR分别为 $BR_1 = 0.04$, $BR_2 = 0.52$, $BR_3 = 0.27$, $BR_4 = 0.17$.

表1 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 态自电离衰变的BR
 Table 1. The BR of $4f^7 6p_{1/2} 9s$ autoionizing state.

能量/ cm^{-1}	64507.22			
离子态	$5d^+(^7D)$	$5d^+(^9D)$	$6s^+(^7S)$	$6s^+(^9S)$
比例	0.04	0.52	0.27	0.17

为了测量 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 态自电离衰变的BR, 实验中第三步激光在 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 自电离能域扫描. 图9为 $4f^7 6p_{1/2} 9s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ 态的自电离光谱和对应的分支比 $BR_i (i = 1-4)$.

由图9可知, $4f^7 6p_{1/2} 9s [J]$ 态自电离衰变到 $4f^7 5d^+(^7D)$, $4f^7 5d^+(^9D)$, $4f^7 6s^+(^7S)$ 和 $4f^7 6s^+(^9S)$ 四个离子态的BR在一定范围内波动, 即0到0.15, 0.4到0.7, 0.1到0.25和0.1到0.2. 这意味着衰变后的离子大多数处于较高离子态 $4f^7 5d^+(^9D)$, 少数处于较低离子态 $4f^7 6s^+(^7S)$ 和 $4f^7 6s^+(^9S)$, 表明Eu离子将会在 $4f^7 5d^+(^9D)$ 与 $4f^7 6s^+(^7S)$ 或 $4f^7 5d^+(^9D)$

与 $4f^7 6s^+(^9S)$ 两组离子态之间产生粒子数反转. 利用这一特性, 可以将 Eu 原子从基态 $4f^7 6s^2$ 先激发至 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 自电离态, 再衰变至 $4f^7 5d^+(^9D)$ 与

$4f^7 6s^+(^7S)$ 或 $4f^7 5d^+(^9D)$ 与 $4f^7 6s^+(^9S)$ 亚稳态制成四能级激光器, 正如基于自电离衰变的 Ba^+ 离子激光器一样 [20,21].

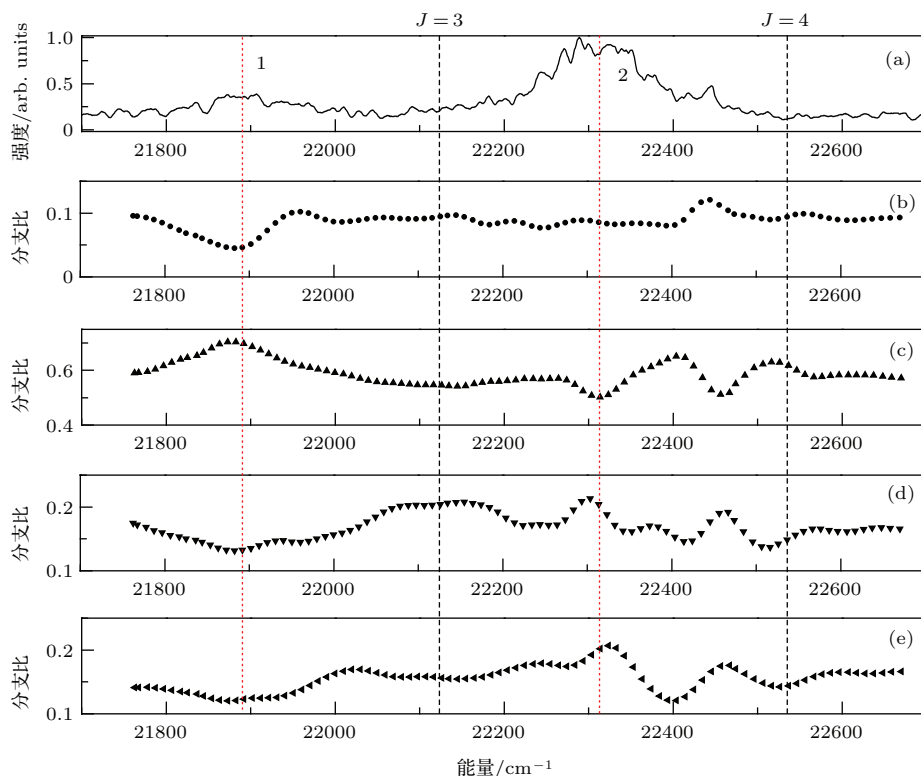


图9 (网刊彩色) $4f^7 6p_{1/2} 9s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] 态的自电离光谱和衰变到各个离子态的BR (a) 自电离光谱; (b) BR_1 ; (c) BR_2 ; (d) BR_3 ; (e) BR_4

Fig. 9. (color online) The spectrum and autoionization BR of $4f^7 6p_{1/2} 9s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] state: (a) Spectrum; (b) BR_1 ; (c) BR_2 ; (d) BR_3 ; (e) BR_4 .

与此同时, 发现衰变到各个离子态的BR在 $4f^7 6p_{1/2}^+(J = 3, 4)$ 两个离子限之间有明显的起伏波动, 在离子限之外, 变化则较为平缓. 从图9中还可以得知, 在自电离峰1处, BR_i 的变化与光谱呈现相反或相同的变化, 在自电离峰2处, BR_i ($i = 2-4$) 的变化与光谱也呈现相反或相同的变化, 但 BR_1 基本保持不变. 造成上述现象的原因在于自电离峰处 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 态与 $4f^7 5dnl$ 自电离态之间的相互作用较弱.

通过比较 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离系列中的 $n = 7, 8$ 和 9 这三个态自电离衰变的BR, 可以发现: 衰变到各个离子态的BR都在一定范围内波动, 但随光子能量的变化没有规律性, 且除少数能量位置外, 自电离衰变的BR与自电离光谱之间没有确定的对应关系, 主要是由于 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 态与 $4f^7 5dnl$ 自电离态之间强烈的相互作用导致的. 此外, 在 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 态的自电离衰变过程中没有形成粒子数反转, 而在 $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 8, 9$) 态的自电离衰变

过程中都形成了粒子数反转.

3.3 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离弹射电子的AD

如上所述, 自电离弹射电子的AD对应于自电离的微分截面, 它比自电离光谱(对应于自电离的总截面)可提供更丰富的信息, 包括波函数的相位信息. 由于自电离弹射电子的AD与第三步跃迁的初态和终态的特性有关, 如: 对称性、宇称和角动量等, 所以弹射电子AD的通用形式为

$$I(\theta) = \sum_k a_k P_k(\cos\theta), \quad (1)$$

其中, $P_k(\cos\theta)$ 为 k 阶勒让德函数, $k = 0, 2, \dots$, 而系数 a_k 的表达式包含了4个 $3j$ 符号和一个 $6j$ 符号以及第三步激发的跃迁概率.

对于碱土金属原子, 可以通过理论计算得出(1)式的系数 a_k , 但是对于稀土金属Eu原子, 目前国际上还没有类似的工作报道. 因此, 本文仅能先

通过实验确定各向异性参数的取值,再依靠对实验数据的拟合得到Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 态自电离弹射电子的AD.在拟合的过程中发现高阶勒让德函数对AD的影响无法体现^[16],因此,本实验将只展示至6阶勒让德函数对应的各向异性参数,则由(1)式得到AD的具体形式为

$$I(\theta) = \frac{I_0}{4\pi} \left[1 + \frac{a_2}{a_0} P_2(\cos\theta) + \frac{a_4}{a_0} P_4(\cos\theta) + \frac{a_6}{a_0} P_6(\cos\theta) \right], \quad (2)$$

其中 $I_0 = 4\pi a_0$ 代表了自电离总截面,而三个各向异性参数 a_2/a_0 , a_4/a_0 , 和 a_6/a_0 随着能量变化而发生改变,它们共同表征了自电离弹射电子的AD.由(2)式可见, Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 态自电离弹射电子的AD比Mg原子 $3p ns$ 态和Ba原子 $6p ns$ 态自电离弹射电子的AD复杂很多.

为了研究自电离弹射电子的AD随能量的变化,首先必须研究能量变化对各向异性参数的影响,令 $\beta = a_2/a_0$, $\gamma = a_4/a_0$, $\varepsilon = a_6/a_0$.图10和图11分别展示了 $4f^7 6s 7s \rightarrow 4f^7 6p_{1/2} 7s$ 和 $4f^7 6s 9s \rightarrow 4f^7 6p_{1/2} 9s$ 共振跃迁能量范围内,实验所测得各向异性参数 β , γ 和 ε 的变化.

由图10和图11可知, $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 7, 9$)态

自电离弹射电子AD的各向异性参数 β , γ 和 ε 随能量变化在不同范围内波动,即高阶的各向异性参数的变化幅度较小.例如, β 的变化范围是 γ 和 ε 的两倍左右,这表明最低阶的拟合系数对AD具有较大的影响力和贡献,而更高阶的系数则起到补充的作用.上述现象同时也合理地解释了只展示至6阶各向异性参数的原因.

对比图10和图11可以明显地发现, Eu原子从 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 自电离态衰变到 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 离子态对应的各向异性参数的变化幅度较 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 自电离态的小很多.值得注意的是 γ 的取值范围,在 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 自电离态中 γ 的取值全是负值,相反在 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 自电离态中除去少数几个能量点外 γ 的取值全是正值,这与之前 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态的情况截然不同.

综上所述,由于各向异性参数 β 对AD具有较大的影响力和贡献,因此,以Eu原子从 $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 7, 9$)自电离态衰变到各个离子态对应的各向异性参数 β 为例,研究其随光子能量的变化.图12展示了Eu原子从 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 自电离态衰变到 $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 离子态对应的各向异性参数 β 随光子能量的变化.

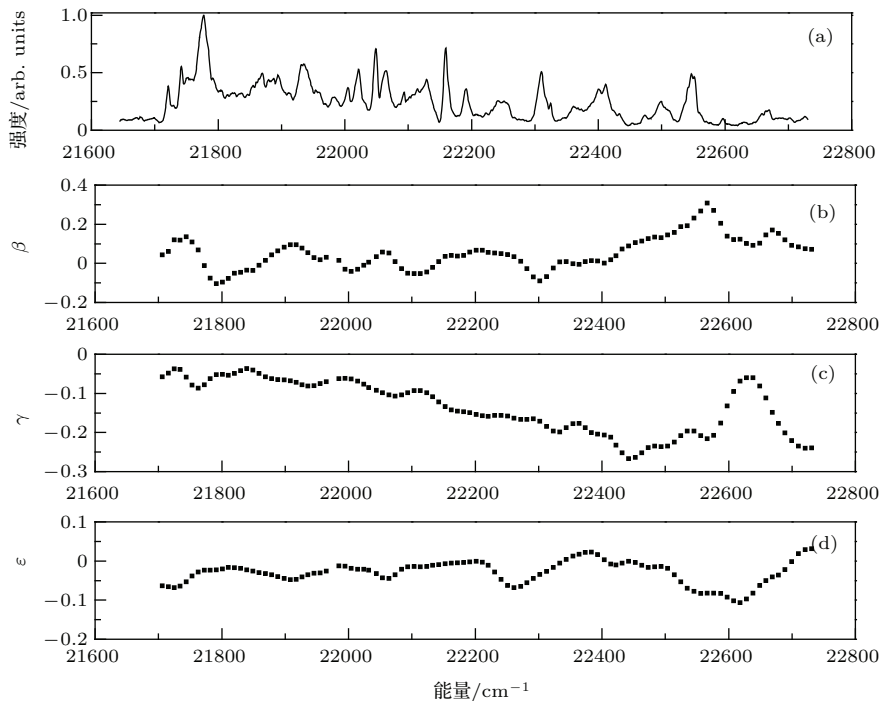


图10 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$]态的自电离光谱和衰变到 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 离子态对应的各向异性参数 (a) 自电离光谱; (b) β ; (c) γ ; (d) ε

Fig. 10. The spectrum of $4f^7 6p_{1/2} 7s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] state and spectra of anisotropy parameters relating to the $4f^7 6s^+ (^9S)$ ionic state: (a) Spectrum; (b) β ; (c) γ ; (d) ε .

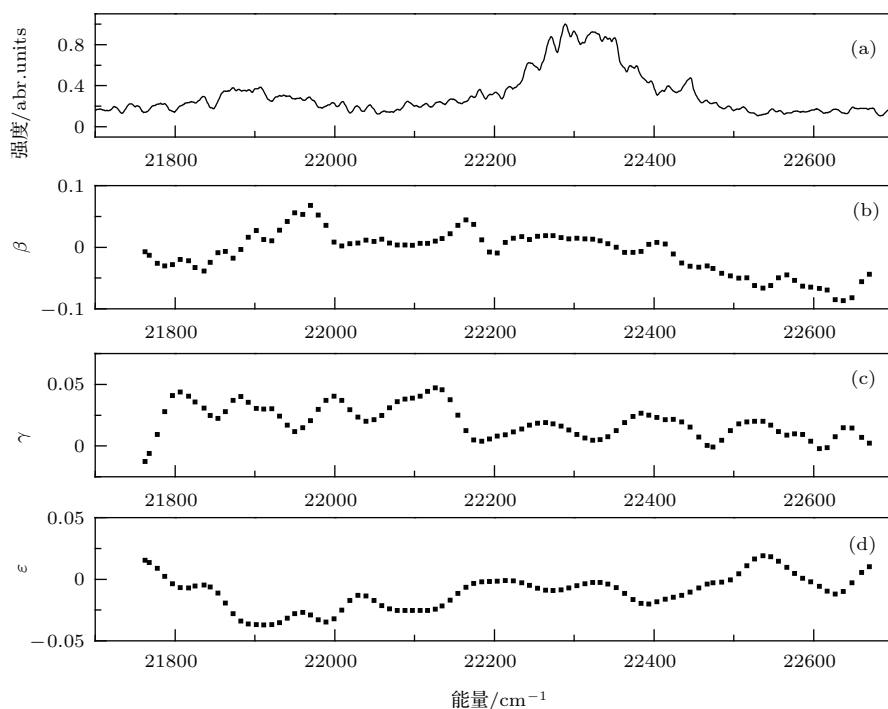


图 11 $4f^7 6p_{1/2} 9s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ 态的自电离光谱和衰变到 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 离子态对应的各向异性参数 (a) 自电离光谱; (b) β ; (c) γ ; (d) ϵ

Fig. 11. The spectrum of $4f^7 6p_{1/2} 9s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ state and spectra of anisotropy parameters relating to the $4f^7 6s^+ (^9S)$ ionic state: (a) Spectrum; (b) β ; (c) γ ; (d) ϵ .

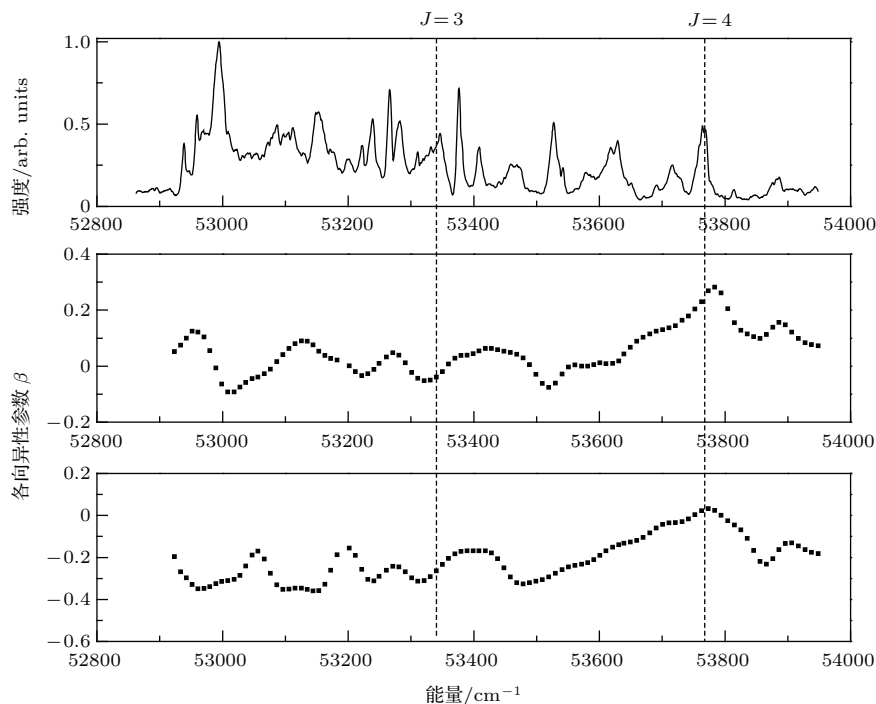


图 12 (a) $4f^7 6p_{1/2} 7s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ 态的自电离光谱和衰变到 (b) $6s^+ (^7S)$ 和 (c) $6s^+ (^9S)$ 离子态对应的各向异性参数 β

Fig. 12. (a) Spectrum of $4f^7 6p_{1/2} 7s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ state and spectra of anisotropy parameters β relating to the (b) $6s^+ (^7S)$, (c) $6s^+ (^9S)$ ionic states.

如图 12 所示, 衰变到不同离子态对应的各向异性参数 β 的变化范围虽不同, 但是变化趋势在 $4f^7 6p_{1/2}^+ J = 3$ 离子限的右边非常类似, 而在 $4f^7 6p_{1/2}^+ J = 3$ 离子限的左边有一定的区别. 同时发现各向异性参数 β 的变化与自电离光谱没有确定的对应关系. 图 13 列举了 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 态中具有代表性的自电离弹射电子的 AD.

如图 13 所示, $4f^7 6p_{1/2} 7s$ 态自电离弹射电子 AD 的形状都相对简单, 这与 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 态的情况类似, 虽然 $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 7, 8$) 态的初态为非球对称的 $4f^7 6sns$, 但 AD 并没有表现出复杂的形状.

图 14 展示了 Eu 原子从 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 自电离态衰

变到 $4f^7 5d^+ (^7D)$, $4f^7 5d^+ (^9D)$, $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 离子态对应的各向异性参数 β 随光子能量的变化.

如图 14 所示, 各向异性参数 β 对能量有很明显的依赖性, 当原子衰变到不同的离子态时, 对应着 β 参数的不同变化. 之前研究 Mg 原子 $3 pns$ 态的各向异性参数 β [22] 时发现, β 的取值范围基本上接近于常数 2, 除了一些骤降点 β 的取值为 -1 , 但这些特点在 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 态的各向异性参数 β 的谱线中并没有体现. 相反, 在本实验中发现各向异性参数 β 随能量的变化没有规律性, 并且与自电离光谱也没有确定的对应关系.

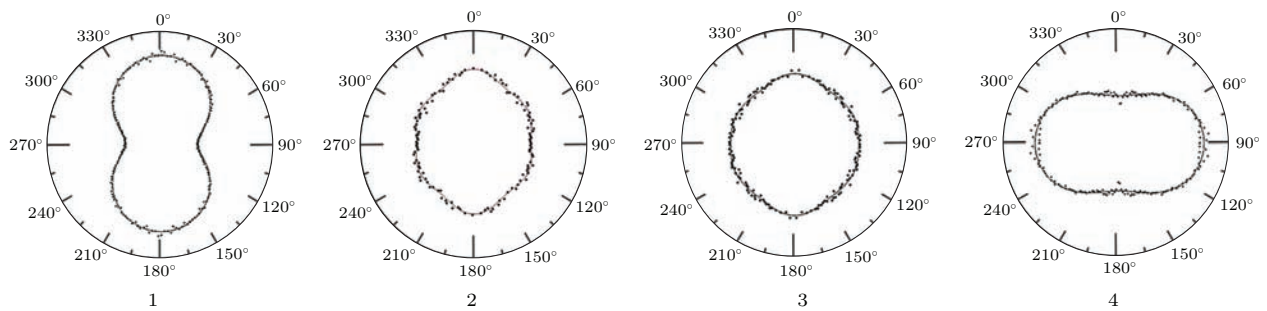


图 13 $4f^7 6p_{1/2} 7s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] 自电离态不同能量点的 AD

Fig. 13. The AD of different energy points of the $4f^7 6p_{1/2} 7s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] autoionizing state.

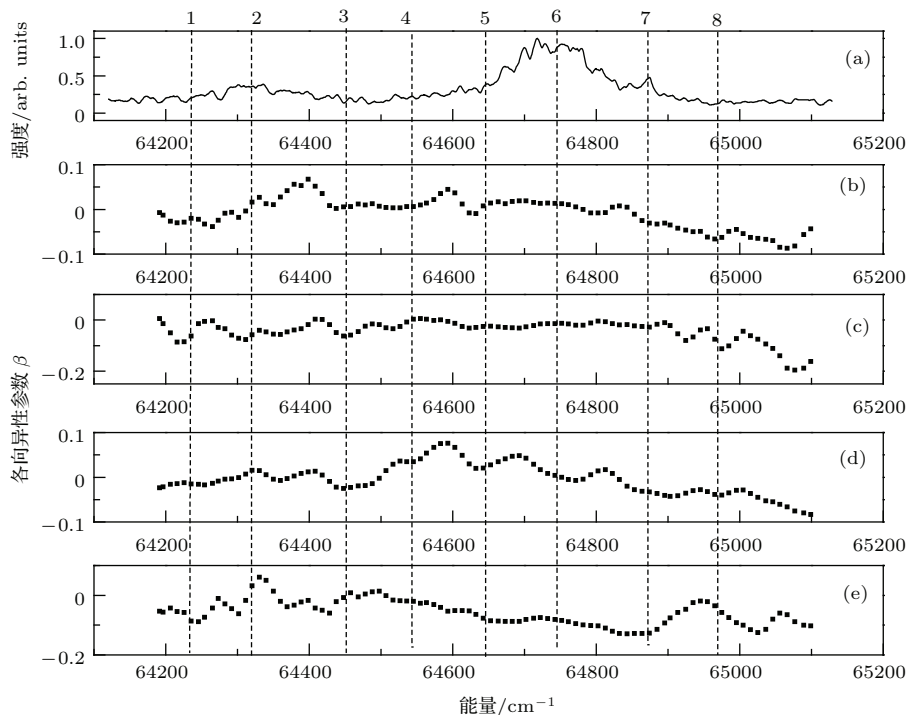


图 14 (a) $4f^7 6p_{1/2} 9s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] 态的自电离光谱和衰变到 (b) $5d^+ (^7D)$, (c) $5d^+ (^9D)$, (d) $6s^+ (^7S)$ 以及 (e) $6s^+ (^9S)$ 离子态对应的各向异性参数 β

Fig. 14. (a) Spectrum of $4f^7 6p_{1/2} 9s$ [$J = 5/2, 7/2, 9/2$] state and spectra of anisotropy parameters β relating to the (b) $5d^+ (^7D)$, (c) $5d^+ (^9D)$, (d) $6s^+ (^7S)$, (e) $6s^+ (^9S)$ ionic states.

结合 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 态的自电离光谱与各向异性参数 β 随能量的变化, 在图 14 中选取了 8 个能量点的 AD 来展示, 如图 15 所示. 表 2 为图 14 中所标记的 8 个能量点的位置, 同时也给出了关键能量点“2, 5, 6, 7”的反 Abel 图像, 如图 16 所示.

结合图 14 和图 15 发现, 在自电离概率最大的能量位置处, AD 的形状(如标有 2 和 6 的能量点, 分别对应 $4f^7 6s^+ \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+ J = 3$ 和 $4f^7 6s^+ \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+ J = 4$ 的跃迁)较为简单, 在自电离概率上升或下降的区域里, AD 的形状(如标有 1, 5 和 7 的能量点)较为复杂, 在自电离概率最小的能量位置处, AD 的形状(如标有 4 的能量点)也较为简单. 在 $4f^7 6p_{1/2}^+ J = 3$ 的离子限处, AD 的形状(如标有 3 的能量点)较为复杂, 而在 $4f^7 6p_{1/2}^+ J = 4$ 的离子限处, AD 的形状(如标有 8 的能量点)较为简单.

对比图 13 和图 16 中的 AD 发现, 不同能量点

的 AD 呈现出不同复杂程度的形状. 由于目前还缺乏对 Eu 原子的理论计算, 本文仅能从实验方面分析, 同时对上述现象给出了可能的解释. 由于自电离光谱有一定的宽度, 自电离峰值处表示自电离概率最大, 上升和下降的区间自电离概率较小, 可以

表 2 图 12 中标记的 8 个能量点的位置

Table 2. Energy positions of the eight points labeled in Fig. 12.

序号	能级位置/cm ⁻¹
1	64236.05
2	64318.21
3	64450.19
4	64541.83
5	64643.67
6	64743.01
7	64871.56
8	64967.77

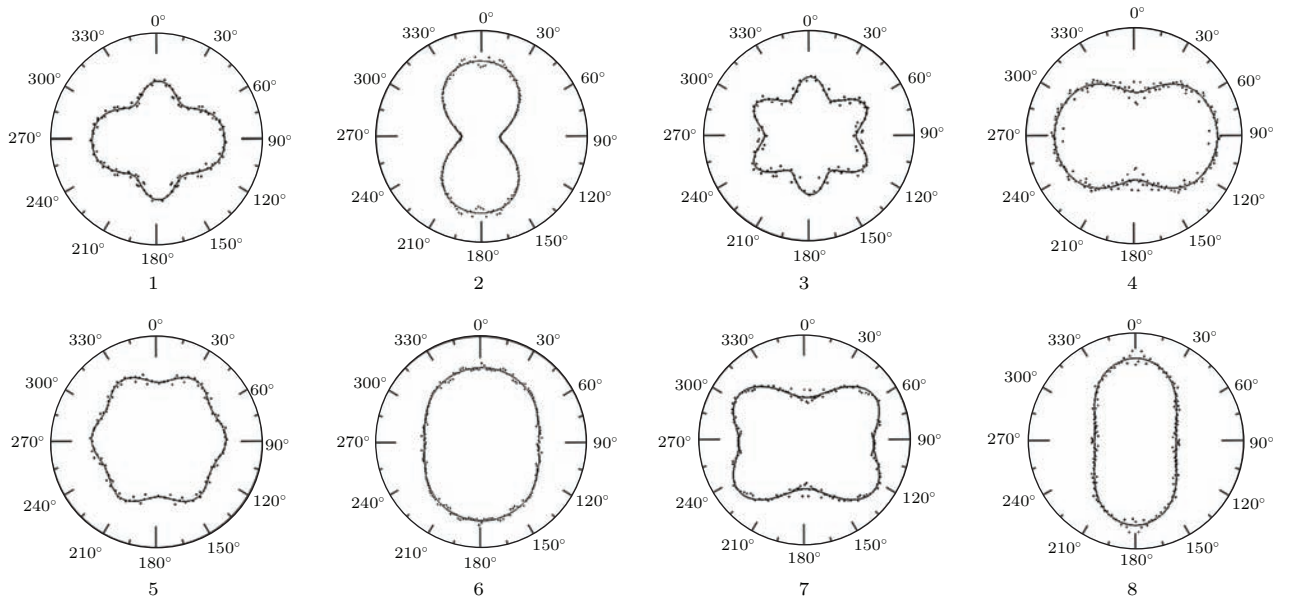


图 15 $4f^7 6p_{1/2} 9s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ 自电离态不同能量点的 AD

Fig. 15. The AD of different energy points of the $4f^7 6p_{1/2} 9s [J = 5/2, 7/2, 9/2]$ autoionizing state.

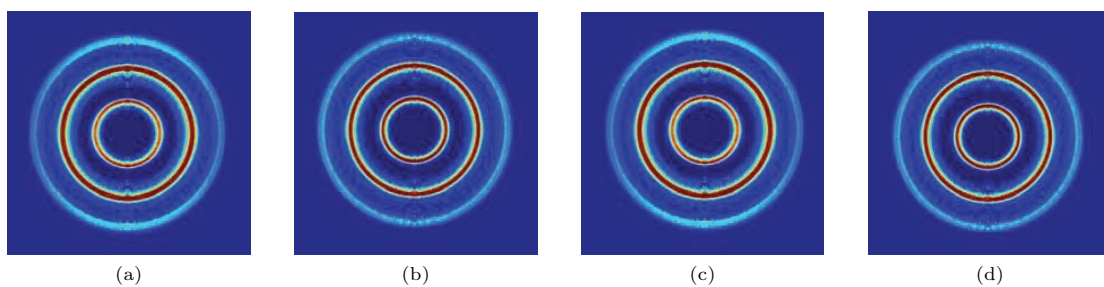


图 16 (网刊彩色) (a) 2, (b) 5, (c) 6, (d) 7 能量点的反 Abel 图像

Fig. 16. (color online) The Abel-inverted image of energy points marked with (a) 2, (b) 5, (c) 6, (d) 7.

和很多连续态发生耦合, 跃迁初态与连续态之间的耦合强度^[23]可能会影响AD的形状. 在自电离概率最大的能量点, 跃迁初态和连续态的耦合作用相对较弱, 导致AD的形状较为简单, 而在自电离概率上升或下降的区域, 跃迁初态和连续态的耦合作用相对较强, 使得AD的形状更加多样化.

通过比较 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离系列中的 $n = 7, 8$ 和 9 这三个态弹射电子AD和各向异性参数的变化, 可以发现: 各向异性参数随光子能量的变化没有规律性, 且除少数能量位置外, 各向异性参数的变化与自电离光谱之间也没有确定的对应关系. $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 7, 8$)态的弹射电子AD的形状都相对简单, 而 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 态的弹射电子AD的形状相对复杂, 呈现出明显的“花瓣”形状.

最后, 将碱土金属原子Mg和Ba自电离弹射电子的AD与稀土金属原子Eu进行对比, 其特征有明显的差别. 由于Mg原子 $3pns$ 自电离态和Ba原子 $6pns$ 自电离态的初始状态为球对称的 $3sns \ ^1S_0$ 和 $6sns \ ^1S_0$, 而对于Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离态, 其初态 $4f^7 6sns$ 并非球对称, 当Mg和Ba原子只需要1个各向异性参数对AD进行拟合时, Eu原子需要3个或更多的各向异性参数, 因此两者之间的差别比较明显.

4 结 论

采用ICE与VMI技术相结合的方法, 本文系统地研究了Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 7, 9$)态自电离衰变的BR和弹射电子的AD, 全面掌握了Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 系列的动力学特性. 实验中尽管采用了VMI技术, 但是仍未能分辨 $4f^7 5d^+ (^7D)$ 和 $4f^7 5d^+ (^9D)$ 离子态的精细结构. 同时发现, 在 $4f^7 6p_{1/2} 9s$ 自电离衰变过程中, 衰变后的离子大多数处于较高离子态 $4f^7 5d^+ (^9D)$, 少数处于较低离子态 $4f^7 6s^+ (^7S)$ 和 $4f^7 6s^+ (^9S)$, 表明Eu离子将会在 $4f^7 5d^+ (^9D)$ 与 $4f^7 6s^+ (^7S)$ 或 $4f^7 5d^+ (^9D)$ 与 $4f^7 6s^+ (^9S)$ 两组离子态之间产生粒子数反转, 为实现自电离激光器提供了有价值的信息.

值得一提的是, 由于 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 态与 $4f^7 5dnl$ 态之间强烈的相互作用, 导致自电离衰变的BR和各向异性参数随能量的变化没有规律性, 并且与自电离光谱也没有确定的对应关系, 同时也使得弹射电子的AD形状更复杂多样化. 通过与碱土金属原

子如Mg或Ba原子的对比, 发现无论是各向异性参数的变化规律还是AD的形状都产生了明显不同, 这对于未来开展针对Eu原子或其他稀土金属原子更加深入的理论和实验工作提供了参考和支撑.

参考文献

- [1] Jones R R, Dai C J, Gallagher T F 1990 *Phys. Rev. A* **41** 316
- [2] Lindsay M D, Dai C J, Lyons B J, Mahon C R, Gallagher T F 1994 *Phys. Rev. A* **50** 5058
- [3] Dai C J 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4416
- [4] Lindsay M D, Dai C J 1992 *Phys. Rev. A* **46** 3789
- [5] Lü J, Dai C J, Xu Y F, Li S B 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 516
- [6] Zhang Y, Dai C J 2003 *J. Electron Spectrosc.* **128** 135
- [7] Nakhate S G, Razvi M A N, Connerade J P, Ahmad S A 1996 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** 1439
- [8] Bhattacharyya S, D'souza R, Rao P M, Razvi M A N 2003 *Spectrochim Acta Part B* **58** 469
- [9] Bhattacharyya S, Razvi M A N, Cohen S, Nakhate S G 2007 *Phys. Rev. A* **76** 012502
- [10] Xiao Y, Dai C J, Qin W J 2010 *Chin. Phys. B* **19** 063202
- [11] Wang X, Shen L, Dai C J 2012 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45** 5001
- [12] Kachru R, Tran N H, Pillet P, Gallagher T F 1985 *Phys. Rev. A* **31** 218
- [13] Stodolna A S, Rouzee A, Lepine F, Cohen S, Robicheaux F, Gijsbertsen A, Jungmann J H, Bordas C, Vrakking M J J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 3001
- [14] Goto M, Hansen K 2012 *Phys. Scr.* **86** 035303
- [15] Liang H R, Shen L, Jing H, Dai C J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 133202 (in Chinese) [梁洪瑞, 沈礼, 荆华, 戴长建 2014 物理学报 **63** 133202]
- [16] Dong C, Shen L, Yang J H, Dai C J 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 0702001 (in Chinese) [董程, 沈礼, 杨金红, 戴长建 2014 光学学报 **34** 0702001]
- [17] Dai C J, Schinn G W, Gallagher T F 1990 *Phys. Rev. A* **42** 223
- [18] Martin W C, Zalubas Romuald, Hagan Lucy 1978 *Atomic Energy Levels* (Washington: U.S. Government Printing Office) pp185–198
- [19] Miranda E R, Valdos L R B, Ramirez E G, Lumbreras D A, Anaya T S, Vargas J J R, Hernandez J J V, Argüelles V T, Castano V M 2013 *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid* **8** 13036
- [20] Bokor J, Freeman R R, Cooke W E 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 1242
- [21] Freeman R R, Bokor J, Cooke W E 1982 *Phys. Rev. A* **26** 3029
- [22] Lindsay M D, Cai L T, Schinn G W, Dai C J, Gallagher T F 1992 *Phys. Rev. A* **45** 231
- [23] Tauro S, Liu K 2008 *J Phys B: At. Mol. Opt. Phys.* **41** 225001

Dynamic properties of Eu $4f^7 6p_{1/2} ns$ autoionization process*

Li Qiong¹⁾²⁾ Shen Li¹⁾²⁾ Yan Jun-Gang¹⁾²⁾ Dai Chang-Jian^{1)2)†} Yang Yu-Na¹⁾²⁾

1) (Key Laboratory of Display Materials and Photoelectric Devices, Ministry of Education, Tianjin 300384, China)

2) (School of Science, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China)

(Received 22 March 2016; revised manuscript received 18 May 2016)

Abstract

To explore the dynamic properties of Eu $4f^7 6p_{1/2} ns$ autoionization process, the autoionization branching ratios of ions and the angular distributions of ejected electrons from the Eu $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 7, 9$) autoionizing states are systematically investigated with the combination of the three-step isolated-core excitation (ICE) and the velocity-map imaging techniques. The Eu $4f^7 6s ns$ Rydberg states are populated via a two-step laser excitation, from which the Eu $4f^7 6p_{1/2} ns$ autoionizing states are excited by the wavelength of the third laser around the Eu $6s^+ \rightarrow 6p_{1/2}^+$ ionic resonance in order to obtain autoionization spectra and the velocity-map images of ejected electrons from the Eu $4f^7 6p_{1/2} ns$ autoionizing states. Once the velocity-map images have been measured, both the energy distribution and angular distribution of ejected electrons can be acquired. Moreover, the spectra of the branching ratios and the anisotropic parameters within the autoionization resonances are also measured to observe their energy dependence and the relation with the autoionization spectra.

Comparisons of the observed spectra of $4f^7 6p_{1/2} ns$ autoionizing states with $n = 7, 8$, and 9 manifest that the ICE technique is more suitable for the higher- n members of autoionization series. It is found that the Eu atoms in the $4f^7 6p_{1/2} ns$ ($n = 8, 9$) autoionizing states mainly decay into $4f^7 5d^+ (^9D)$ ionic state, leading to the population inversion between $4f^7 5d^+ (^9D)$ and $4f^7 6s^+ (^7S)$ or $4f^7 6s^+ (^9S)$ ionic states, which is significant for developing the autoionization laser.

The angular distributions of the ejected electrons from the Eu $4f^7 6p_{1/2} ns$ autoionizing states show simple patterns at the energy points corresponding to the peaks of autoionization spectra, and have complicated patterns in the energy regions off the peaks of autoionization spectra, especially in the regions corresponding to the sharp increase or decrease in the autoionization spectra. The above phenomena can be explained with the strength of configuration interaction among different autoionization series converging to different ionic states, which is fluctuated within the energy region of autoionization spectra. In addition, within the autoionization resonance both the spectra of branching ratios and anisotropic parameters vary irregularly, and no obvious correlation with the spectra of $4f^7 6p_{1/2} ns$ autoionizing states can be found.

Keywords: Eu atom, $4f^7 6p_{1/2} ns$ autoionizing state, angular distribution, branching ratio

PACS: 32.80.Zb, 32.30.-r, 32.80.Ee

DOI: 10.7498/aps.65.153202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174218).

† Corresponding author. E-mail: daicj@126.com