

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*

梁洪瑞 沈礼 荆华 戴长建†

(天津理工大学理学院, 天津 300384)

(显示技术与光电器件教育部重点实验室, 天津 300384)

(2014年1月28日收到; 2014年3月17日收到修改稿)

本文采用速度影像技术对Eu原子的自电离弹射电子的动力学过程进行了系统研究. 实验采用三步孤立实激发方法分步从基态 $4f^7 6s 6s^8 S_{7/2}$ 经中间态 $4f^7 6s 6p^6 P_{5/2}$ 激发到 $4f^7 6s 8s^8 P_{7/2}$ Rydberg态上, 然后将其进一步共振激发至 $4f^7 6p_{1/2}(J=3)8s$ 和 $4f^7 6p_{1/2}(J=4)8s$ 自电离态. 根据所用的激发路径及其选择定则可以得出自电离态的总角动量的可能取值; 通过自电离过程能量守恒和角动量守恒原理推测自电离衰变对应的离子终态信息. 利用电子透镜对上述自电离过程中产生的弹射电子进行聚焦和成像, 通过位置敏感探测器对其动能进行分辨, 运用速度影像技术进行数学变换和计算得到弹射电子的能量分布, 分析并给出Eu原子自电离衰变分支比. 同时通过调谐第三步激光的波长, 得出了分支比随光子能量的变化规律, 探讨了实现Eu离子粒子数反转的可能性.

关键词: 速度影像技术, Eu原子, 自电离过程, 离子终态

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

DOI: 10.7498/aps.63.133202

1 引言

对于较复杂的双价电子原子的高激发态的研究, 如碱土金属原子的自电离态的研究已经日渐成熟. 这些工作既包括对其自电离光谱和结构^[1-3]的研究也有自电离动力学特性, 如自电离弹射电子的能量分布 (energy-distribution, ED)、自电离衰变的分支比 (branching-ratio, BR) 等方面的探索^[4-6]. 另一方面, 有关更为复杂原子的研究也已经同步展开, 例如, 对于具有未填满4f壳层的稀土原子高激发态的研究工作也日益增多^[7-10]. 其中, 对Eu原子高激发态的光谱研究已经取得了显著的进展包括对其束缚态和自电离态的能级位置^[11-13]和谱线强度以及相关的理论分析等^[14-16]. 对于Eu原子的自电离态的电子组态和原子状态的确定虽然也作了一些探索, 但却都无法给出其自电离衰

变的终态信息. 由于自电离光谱对应于总截面, 代表了向各个离子态衰变的总量, 而自电离衰变的BR不仅给出了自电离过程的可能终态信息, 如其能级位置和谱线强度等, 还进一步提供了原子向各个离子态衰变的比例大小, 这样丰富了人们对于Eu原子自电离态的认识, 有助于对复杂原子系统的理论探索和检验.

早期人们对于碱土金属原子自电离衰变过程的研究主要采用传统探测方法^[17], 即通过改变激光偏振方向与探测器方向的夹角来探测来自不同方向的弹射电子, 再由弹射电子的ED获得自电离衰变的BR. 然而, 该方法需要对许多角度进行分别测量, 不仅十分耗时, 而且因改变激光偏振方向所导致的激光能量变化, 会使得实验数据的不确定度恶化. 同时, 具有不同弹射动能的电子需要自由飞行一段距离到达探测器, 其能量分辨率显然会受到飞行距离的限制.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11174218) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: daicj@126.com

近年来,速度影像技术(velocity-map-imaging, VMI)在研究粒子的动力学行为等方面得到了广泛应用^[18,19]. 该技术通过一组电子透镜将具有不同方向和动能的电子进行聚焦并将其投影到一个位置敏感探测器(position-sensitive-detector, PSD)上,再通过荧光屏(phosphor-screen, PS)和电荷耦合元件(charge-coupled-device, CCD)对其成像,获得一个二维的影像. 然后,通过数学变换将其重构为三维空间的强度分布,从而获得三维空间的碰撞过程或光化学反应的动力学信息. 显然, VMI技术通过一次测量就可获得粒子的ED,在测量过程中,无需转动探测器或激光的偏振方向,不仅节省了大量的在线测量的时间,也显著提高了角度和能量的分辨率. 目前, VMI技术已经在研究分子和原子系统的解离和电离动力学过程^[20,21]方面

取得了成功,但对于更为复杂的稀土原子的自电离过程的研究工作尚未见报道.

针对上述的研究现状和存在的问题,本文选取Eu原子的 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态作为研究对象,采用VMI技术对其自电离过程进行系统的研究,不仅将提供Eu原子自电离衰变过程的可能终态信息,而且也将首次给出Eu原子自电离衰变的BR. 并在此基础上,还将进一步讨论Eu离子的粒子数反转的可能性.

2 实验装置与原理

2.1 实验装置

实验装置如图1所示,主要由三部分组成:激光系统,原子束制备系统和信号采集系统.

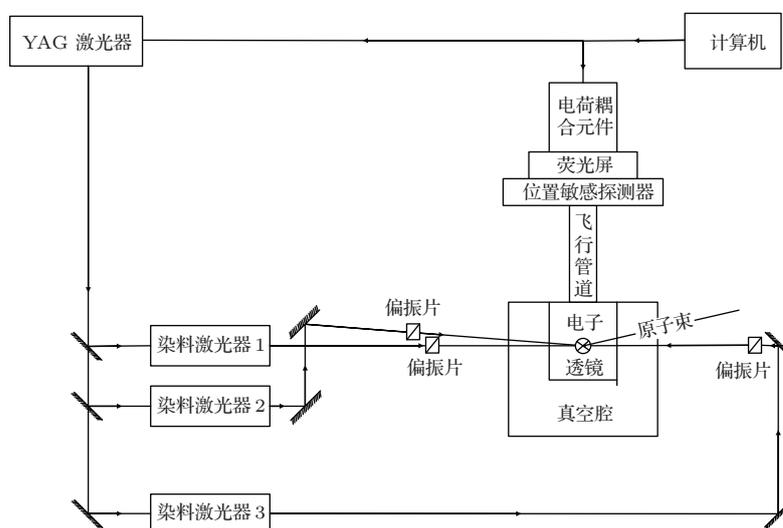


图1 实验装置示意图

激光系统包括一台重复频率为20 Hz,脉宽为6—8 ns的Nd:YAG脉冲激光器和三台由Nd:YAG产生的二倍频或三倍频光抽运的线偏振染料激光器,每束染料激光器产生的激光线宽优于 0.2 cm^{-1} ,并且在真空腔的入光口分别放置一个偏振片,以此来确保入射光的偏振特性,同时也能够排除激发过程中其他高激发态对实验结果的干扰.

如图1所示,本实验需要一个压强优于 10^{-5} Pa 的真空腔,其中包含了原子束制备系统和信号采集系统的一部分. 原子束制备系统由加热装置和真空装置两部分组成. 先将高纯度的Eu金属加热形成原子蒸气,再将其准直而形成原子束. 保证原子束方向与激光束方向正交,以便减弱谱线的多普勒展宽效应;优良的真空环境可以消除由于

杂质粒子对实验结果的不良影响.

信号采集系统包括电子透镜, PSD, PS和CCD等设备. 其中, PSD能对弹射电子进行位置敏感探测,从而有效地分辨不同动能的电子,也能对其倍增放大; PS接收PSD的信号并将电信号转换为光信号; CCD能实时地拍摄PS所产生的荧光图像并转换为数字信号进而通过电脑进行存储和分析.

三束激光先后与Eu原子相互作用,使其分步激发至给定的自电离态. 处于该态的Eu原子由于极不稳定而迅速衰变为一个离子-电子对. 由于激光束与原子束的作用区域占用了一定的空间,导致其弹射电子也并非点源. 为此,需要设计一个电子透镜,使处于作用区的不同位置处,但具有相同

动能的电子在穿越飞行管道后能够聚焦并成像到 PSD 的同一半径的圆环上. 为此, 本文利用 Simion 应用程序 [22] 设计并加工了一套电子透镜, 并通过模拟电子在电场中的飞行轨迹, 确定了电子成像的最佳电压比例, 如图 2 所示.

由图 2 所示, 弹射电子源于两个排斥极极板之间的光与原子作用区, 当其通过前两个极板之后再经过采集极对其进一步优化聚焦最终成像到 PSD 上. 电子透镜的电压参数和几何参数都需要通过模拟软件进行优化, 直至电子的飞行轨迹和聚焦效果为最佳.

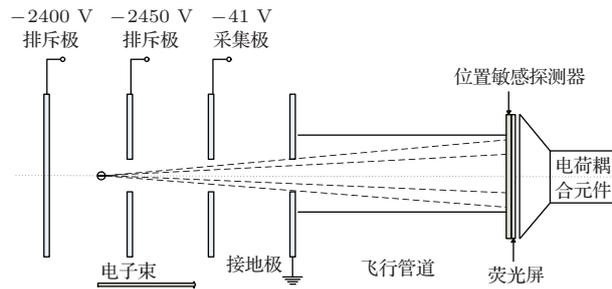
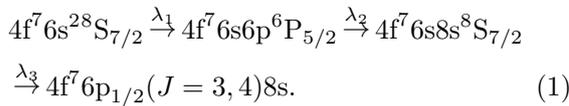


图 2 电子透镜成像原理示意图

2.2 实验原理

本实验采用孤立实激发技术 (isolated-core-excitation, ICE) [23] 将 Eu 原子从其基态分三步激发到 $4f^7 6p_{1/2}(J = 3, 4)8s$ 自电离态上, 其激发路径为



在实验中, 第一束激光的波长 λ_1 固定在 564.57 nm, 使 Eu 原子由基态跃迁到激发态 $4f^7 6s 6p^6 P_{5/2}$ 上; 然后, 采用波长 λ_2 为 464.22 nm 的第二束激光继续将 Eu 原子由 $4f^7 6s 6p^6 P_{5/2}$ 态跃迁到 $4f^7 6s 8s^8 S_{7/2}$ Rydberg 态; 当第三束光的波长 λ_3 在 439.51—468.43 nm 范围内扫描时, 根据跃迁的总角动量选择定则, 其光谱应同时激发收敛于 $4f^7 6s^+(J = 3) \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+(J = 3)$ 和 $4f^7 6s^+(J = 3) \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+(J = 4)$ 两个电离限的自电离共振峰. 显然, 处于 $4f^7 6p_{1/2}(J = 3, 4)8s$ 自电离态的原子由于极其不稳定会自动向能级较低的离子态衰变. 换言之, 自电离过程应遵守总角动量守恒定则, 它会分别向 $6s^+(J = 3, 4)$ 与 $5d(^9D)^+$ 两组不同的离子态衰变. 衰变过程中同时会产生离子-电子对, 而弹射电子的动能取决于原子衰变到哪个离子终态, 即 $6s^+(J = 3, 4)$ 或 $5d(^9D)^+$ 这两组

不同的离子态. 本实验采用电子透镜对上述弹射电子进行聚焦和成像, 再通过 PSD 对其探测和分辨; 最后, 利用 CCD 拍摄由 PS 产生的荧光图像, 并将其转换成数字信号存入计算机, 以便于后续的数据处理.

3 结果与讨论

本节将展示 Eu 原子 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态的实验结果, 并对其进行分析和讨论. 显然, 为了研究原子从自电离态向某些离子态衰变的 BR, 必须先了解对应的自电离光谱的结构和特性. 由于后者对应于自电离的总截面, 仅反映原子向各离子态衰变的总量, 而前者却能给出自电离的终态信息, 进而可提供自电离弹射电子的 ED 和 BR. 所以, 研究两者的对应关系和互补性是很有必要的.

3.1 Eu 原子 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离光谱

如 2.2 节所述, 采用 ICE 技术分步激发 Eu 原子便可获得其 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态的光谱, 如图 3 所示. 其中, 横坐标为自电离态的总能量, 单位为 cm^{-1} ; 纵坐标为其信号强度.

由图 3 可见, 光谱呈现出明显的双峰结构, 而且两个主峰的能量间隔为 429.2 cm^{-1} , 基本上与 $4f^7 6p_{1/2}^+(J = 3)$ 和 $4f^7 6p_{1/2}^+(J = 4)$ 这两个离子态的能量间隔 433.6 cm^{-1} 相一致. 因此, 可以确定图 3 所展示的自电离光谱对应于 Eu 原子的 $4f^7 6p_{1/2} 8s(J = 3, 4)$ 这两个自电离态. 同时, 由于跃迁初态 $4f^7 6s 8s$ 和 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 终态的量子亏损不同, 导致了实测的两个峰之间的能量间隔与两个离子态的能量间隔稍有偏移. 另一方面, 从图 3 中还可以看到在共振峰上还叠加了一些复杂而尖锐的结构, 它们显然收敛于比 $4f^7 6p_{1/2}^+(J = 3)$ 和 $4f^7 6p_{1/2}^+(J = 4)$ 这两个离子态更低的电离限的自电离系列. 由于其主量子数 n 远大于 8, 所以其宽度远比两个主峰的宽度要小. 上述多个自电离系列间的组态相互作用和能量简并不仅导致了图 3 所示的复杂光谱, 而且也会对自电离光谱的对称性产生影响. 尤其在 $4f^7 6p_{1/2}^+(J = 3, 4)$ 两个共振峰附近的自电离系列 (例如, $4f^7 6p_{1/2}(J = 3)ns$, $4f^7 6p_{1/2}(J = 4)ns$, $4f^7 5d(^7D)nl$ 等) 的相互作用更为强烈, 其包含的能级结构更为复杂, 这些复杂效应也必将对该态的自电离过程产生严重影响. 为此, 在后续的自电离弹射电子的 ED 及其 BR 的深入研究中, 本实验也将关注其可能的影响.

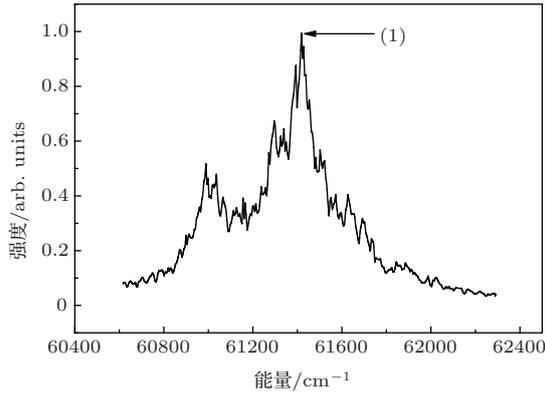


图3 Eu原子的 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态的光谱(其中, 箭头(1)表示能量 61413.3 cm^{-1})

3.2 Eu原子自电离弹射电子图像

按照VMI的成像原理, 本实验据此得到Eu原子自电离弹射电子图像, 并对该图像进行数学变换等处理, 如图4所示.

图4(a)为采用VMI技术得到的Eu原子自电离弹射电子图像(其能级位置为图2中的箭头所示). 图中不同半径的圆环代表了具有不同动能的电子, 每一幅图像都进行1600次累积叠加, 以确保覆盖弹射电子所有方向分量, 同时消除背景噪声对信号的影响. 图4(b)是对电子图像进行反Abel变换^[24]得到的结果, 图中可以清晰地看见最外侧存在双环以及内侧存在单环的结构. 此外, 在中心对称轴附近存在一些亮线, 这是由于反Abel变换对图像的对称性要求很高, 在中心对称轴附近对背景噪声极为敏感所致.

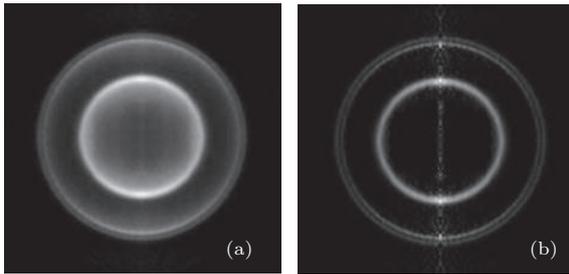


图4 VMI影像结果 (a)为Eu原子自电离弹射电子图像; (b)反Abel变换结果

3.3 分析与讨论

弹射电子在PS上形成的圆环半径 R 与电子速度 v 和飞行时间 t 存在如下关系:

$$R = vt. \quad (2)$$

又由于电子速度 v 与电子动能 $E_{\text{电}}$ 有如下关系:

$$v \propto \sqrt{E_{\text{电}}}. \quad (3)$$

因此, 圆环半径 R 与电子动能 $E_{\text{电}}$ 成正比关系, 即

$$R \propto \sqrt{E_{\text{电}}}. \quad (4)$$

结合图4(b)的反Abel变换结果与上述分析计算得到了Eu原子自电离弹射电子ED曲线, 见图5. 其中, 横坐标表示弹射电子的能量, 单位为 cm^{-1} ; 纵坐标表示电子信号强度.

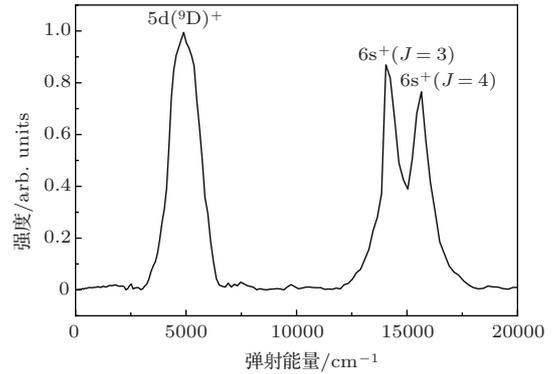


图5 Eu原子自电离弹射电子ED

图5中的三个峰分别对应图4(b)中的三个亮环, 由于选取的自电离态总能量为 61413.3 cm^{-1} , 根据总角动量与能量守恒原理即

$$\Delta J = 0 \pm 1; \quad \Delta L = \pm 1, \quad (5)$$

$$E_{\text{自}} = E_{6s+(J=3,4)} + E_{\text{电}}, \quad (6)$$

$$E_{\text{自}} = E_{5d(9D)+} + E_{\text{电}}, \quad (7)$$

其中, (5)式中 J 为总角动量; L 为轨道量子数. (6), (7)式中 $E_{\text{自}}$ 为自电离总能量; $E_{6s+(J=3,4)}$ 和 $E_{5d(9D)+}$ 分别为 $6s+(J=3,4)$ 和 $5d(9D)+$ 能级的能量; $E_{\text{电}}$ 为弹射电子的能量. 由(6), (7)两式可得出 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态能够向 $6s+(J=3,4)$ 和 $5d(9D)+$ 系列离子态衰变, 二者能级对应的能量分别为 $6s+(J=3) = 14009.2 \text{ cm}^{-1}$ 和 $6s+(J=4) = 15678.4 \text{ cm}^{-1}$. 选取图5中右边的两个峰所对应的弹射电子能量分别为 14043.7 cm^{-1} 和 15647.5 cm^{-1} . 实验结果与理论结果基本一致, 同时根据(4)式推出

$$E_1/E_2 \approx 0.89. \quad (8)$$

对应的半径比值:

$$\sqrt{R_1}/\sqrt{R_2} \approx 0.90, \quad (9)$$

其中, 其中 E_1, E_2 表示图 5 中自电离态衰变至 $6s^+(J = 3), 6s^+(J = 4)$ 离子态其弹射电子的能量; R_1, R_2 为对应电子图像的圆环半径. 通过 (8), (9) 两式对比, 结果误差非常小, 所以可以确定图 5 中右侧两个峰依次对应的是 $6s^+(J = 3)$ 和 $6s^+(J = 4)$ 两个离子态. 两个离子态在图中没有完全区分, 可能是由于两个离子态能量间隔很近以及由于选取的位置在自电离共振峰附近, $4f^7 6p_{1/2}(J = 3)ns, 4f^7 6p_{1/2}(J = 4)ns$ 等其他自电离系列间的相互作用导致.

同理推测左侧波峰可能为 $5d(^9D)^+$ 系列离子态, 但是通过计算比对, 弹射电子能量的实验结果与理论结果偏差很大, 同时其 E/R 的结果有所不同. 可能的原因包括: 1) $4f^7 5d(^7D)nl$ 自电离系列间的相互作用比较强, 导致 $5d^+$ 系列的能级较复杂; 2) 由于 $5d(^9D)^+$ 系列离子态能级间隔相差不到 100 cm^{-1} , 在分辨 $6s^+$ 离子态时也出现不能完全分辨开的问题, 所以确定 $5d(^9D)^+$ 离子态衰变到具体的能级更为困难. 另外在图 4(a) 的电子图像中也能看到, 内部的亮环较宽可能是由于 $5d(^9D)^+$ 系列的能级位置较近叠加在一起所造成的.

通过对 Eu 原子自电离弹射电子 ED 曲线进行高斯拟合 [25], 其结果如图 6 所示. 其中, 横坐标为弹射电子能量, 单位为 cm^{-1} ; 纵坐标为信号强度.

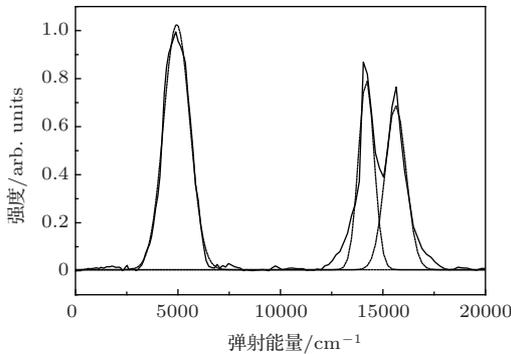


图 6 Eu 原子自电离弹射电子 ED 曲线高斯拟合结果

图中实线为实验结果, 虚线为拟合结果, 两者结果较为一致. 同时对该曲线进行积分求出其曲面面积, 从而得出自电离衰变的 BR, 如表 1.

表 1 自电离衰变的 BR

能量/ cm^{-1}	61413.3		
离子态	$5d(^9D)^+$	$6s^+(J = 3)$	$6s^+(J = 4)$
比例	0.1	0.3	0.6

表 1 展示了 Eu 原子 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离衰变的 BR, 其中 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态衰变到 $5d(^9D)^+$ 离子态的比例为 0.1; $6s^+(J = 3)$ 的比例为 0.3; $6s^+(J =$

4) 为 0.6.

通过此方法, 依次选取自电离光谱中不同能量位置获得其自电离态弹射电子图像, 分析其 ED 的变化趋势, 如图 7.

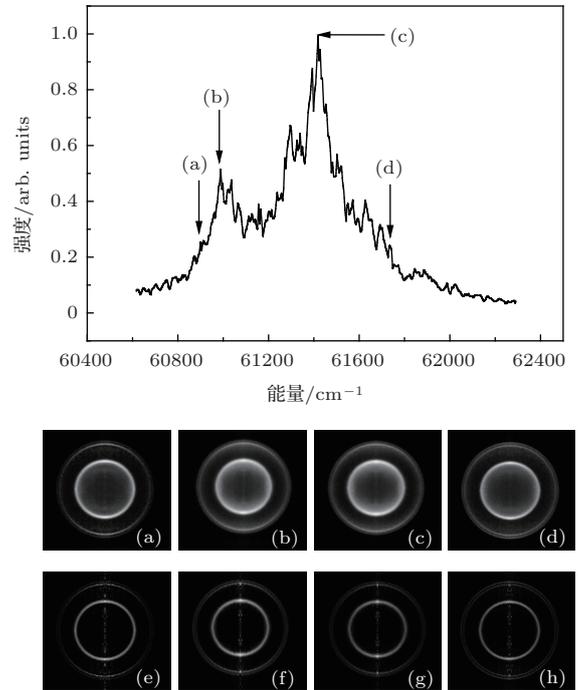


图 7 不同能量位置的电子图像以及处理结果的对比. 其中, 箭头 (a)—(d) 分别为能量 $60800.1 \text{ cm}^{-1}, 61022.4 \text{ cm}^{-1}, 61413.3 \text{ cm}^{-1}$ 和 61793.6 cm^{-1}

图 7(a)—(d) 对应不同能量位置的电子图像, 其中图 7(b) 和 (c) 分别对应的自电离光谱两个共振峰能量最大值; 图 7(a) 和 (d) 分别为共振峰两侧的能量位置. 图 7(e)—(h) 为对应电子图像的 Abel 变换结果. 从图中可以看出, 图 7(a) 和 (d) 的圆环分辨清晰, 但电子信号较弱; 图 7(b) 和 (c) 的图像强度很好, 但内部圆环半径宽度较宽, 分辨率较差.

同样可得到上述电子图像的弹射电子 ED 曲线, 如图 8.

图 8(a)—(d) 为对应上述电子图像计算得出的弹射电子 ED 曲线, 通过上述讨论得知由于自电离系列之间存在相互作用, 因此这对在 ED 曲线中分辨离子态造成影响: 在图 8(b), (c) 中可以看出二者都不能完全分辨 $6s^+(J = 3, 4)$ 离子态; 而图 8(a), (d) 则对其能够较好的分辨. 这进一步说明了在 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离共振峰附近由于 $4f^7 6p_{1/2}(J = 3)ns, 4f^7 6p_{1/2}(J = 4)ns, 4f^7 5d(^7D)nl$ 等自电离系列间的相互作用导致其能级结构比较复杂, 对于确定 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离终态信息造成了影响.

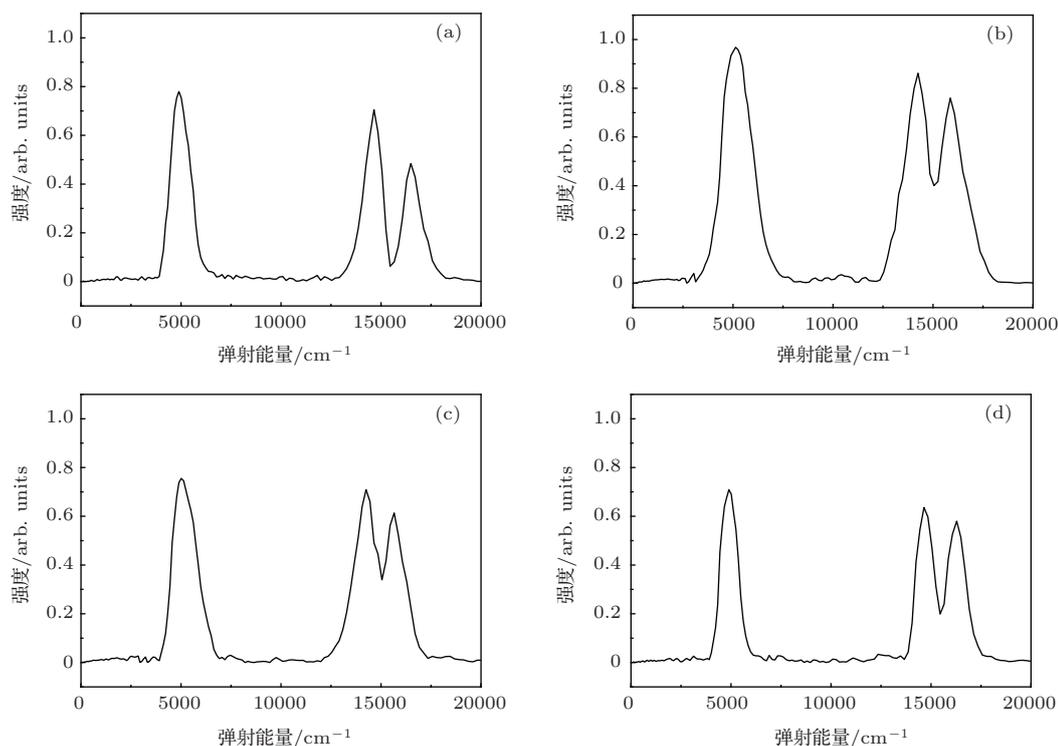


图8 不同能量的弹射电子ED曲线

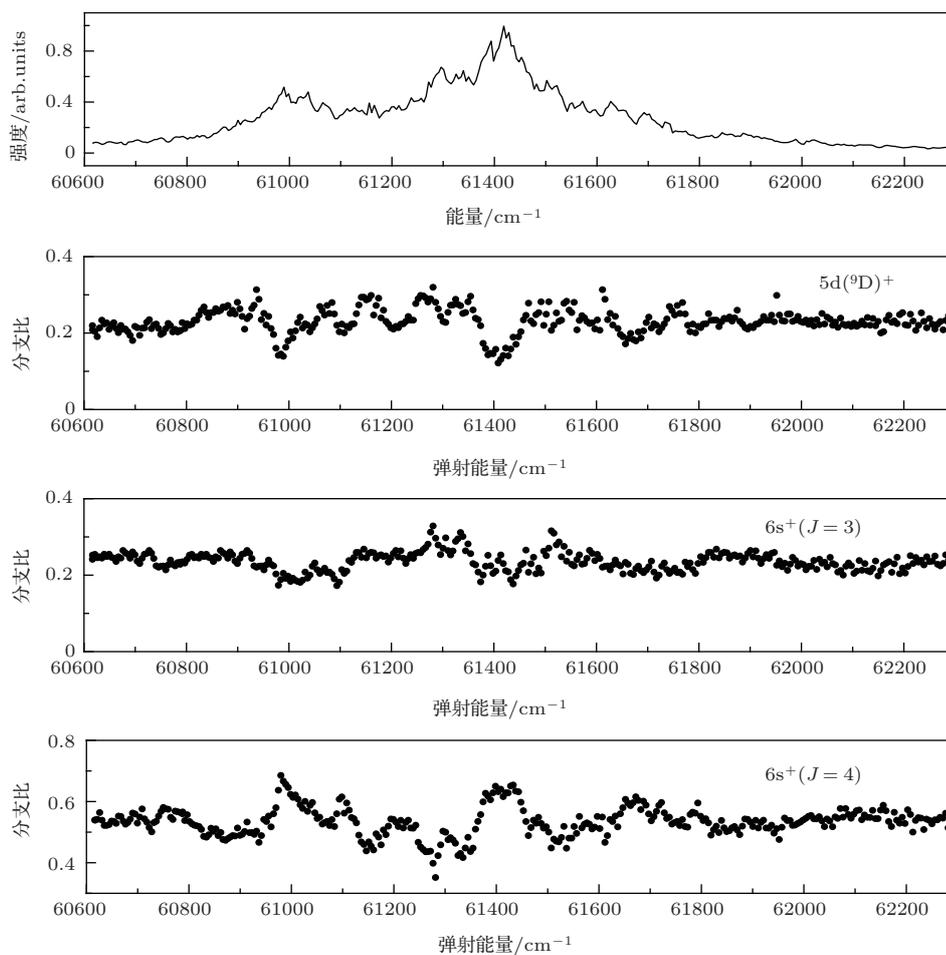


图9 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离衰变BR

3.4 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离衰变 BR

通过改变第三步激光的波长, 本实验观测了不同能量的自电离态衰变的 BR 的变化规律, 见图 9. 其中, 横坐标为自电离态的总能量, 单位为 cm^{-1} ; 纵坐标为分支比.

图 9 为 $4f^7 6p_{1/2} 8s (J = 3, 4)$ 自电离态衰变 BR 的变化趋势, 在 3.1 节中分析得知由于自电离光谱叠加很多复杂和尖锐的结构, 对 $4f^7 6p_{1/2} 8s (J = 3, 4)$ 光谱线性以及确定自电离终态信息有很大影响, 导致其自电离衰变 BR 并没有很好的规律, 但是在 $4f^7 6p_{1/2}^+(J = 3)$ 和 $4f^7 6p_{1/2}^+(J = 4)$ 两个自电离共振峰附近, $5d(^9D)^+$ 的能量比例随着能量增大而逐步降低, 在共振峰能量最大值的位置, 其能量比例为 0.1; $6s^+(J = 3)$ 的能量分布变化不大, 能量比例为 0.2—0.3; 而 $6s^+(J = 4)$ 的能量比例为 0.6—0.7. 所以可以得出 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态在两个自电离共振峰附近, 其衰变后的离子大多数处于 $6s^+(J = 4)$ 离子态上, 只有少数的离子处于 $5d(^9D)^+$ 与 $6s^+(J = 3)$ 离子态, 这表明 Eu 原子将会在 $5d(^9D)^+$ 和 $6s_{1/2}^+(J = 3, 4)$ 产生粒子数反转. 利用这一特性, 可以将 Eu 从基态先激发至 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 自电离态, 再衰变至 $5d(^9D)^+$ 和 $6s^+(J = 3, 4)$ 离子态, 从而为实现自电离激光器提供了可能.

4 结 论

本文采用 VMI 技术结合孤立式激发方法首次研究了 Eu 原子的 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离弹射电子的动力学过程, 不但确认了已发表的 Eu 原子 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态的能级位置, 还首次给出了 Eu 原子自电离的可能终态及其 BR 等信息. 研究表明, 在本文所涉及的能域内, Eu 原子的 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态可主要向 $6s^+$ 和 $5d(^9D)^+$ 这两组离子态衰变, 其中, $6s^+$ 系列离子态又包含 $J = 3, 4$ 这两个离子能级; 另外, 本文不仅观察到了组态间相互作用所导致的自电离光谱的复杂结构, 还发现其对自电离终态(即 $6s^+(J = 3, 4)$ 和 $5d(^9D)^+$) 的分辨产生了影响; 同时, 通过自电离衰变的 BR 的信息, 本文确定 Eu 离子能够在 $5d(^9D)^+$, $6s^+(J = 3, 4)$ 离子态之间产生粒子数反转, 利用这一特性, 可以将 Eu 从基态 $6s^2$ 先激发至 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态, 再衰变至 $5d(^9D)^+$ 和 $6s^+(J = 3, 4)$ 离子态制成自电离激光器.

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, Li C Q, Dai C J 2000 *Chin. Phys.* **9** 500
- [6] Zhang Y, Dai C J 2003 *Journal of Electron Spectroscopy* **128** 135
- [7] Li L Q, Zhou H J, Xu X Y, Huang W, Chen D Y 1992 *Chin. Phys.* **1** 19
- [8] Zhou H J, Huang W, Xu X Y, Chen D Y 1993 *Chin. Phys.* **2** 917
- [9] Biemont E, Quinet P, Dai Z W, Jiang Z K, Zhang Z G, Xu H L, Svanberg S 2002 *J. Phys. B: At Mol. Opt. Phys.* **35** 4743
- [10] Bushaw B A, Nortershauser W, Blaum K, Wendt K 2003 *Spectrochim Acta Part B* **58** 1083
- [11] Bhattacharyya S, Souza R D, Rao P M, Razvi M A N 2003 *Spectrochim Acta Part B* **58** 469
- [12] Bhattacharyya S, Nakhate S G, Jayasekharan T, Razvi M A N 2006 *Phys. Rev. A* **73** 2506
- [13] Shen L, Ye S W, Dai C J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 063301 (in Chinese) [沈礼, 野仕伟, 戴长建 2012 物理学报 **61** 063301]
- [14] Xiao Y, Dai C J, Zhao H Y, Qin W J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3071 (in Chinese) [肖颖, 戴长建, 赵洪英, 秦文杰 2009 物理学报 **58** 3071]
- [15] Yang J H, Wang X, Shen L, Dai C J 2013 *Acta Optica Sinica* **33** 278 (in Chinese) [杨金红, 王曦, 沈礼, 戴长建 2013 光学学报 **33** 278]
- [16] Wang X, Shen L, Dai C J 2012 *J. Phys. B: At Mol. Opt. Phys.* **45** 5001
- [17] Kachru R, Tran N H, Pillet P, Gallagher T F 1985 *Phys. Rev. A* **31** 218
- [18] Holland D M P, Shaw D A 2011 *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **184** 144
- [19] Lucchini M, Kim K, Calegari F, Kelkensberg F, Siu W, Sansone G, Vrakking M J J, Hochlaf M, Nisoli M 2012 *Phys. Rev. A* **86** 3404
- [20] Keeffe P O, Bolognesi P, Richter R, Moise A, Ovcharenko Y, King G C, Avaldi L 2011 *Phys. Rev. A* **84** 2020
- [21] 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
- [22] Dahl J E, Delmore A D 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 607
- [23] Xie J, Dai C J, Li M 2011 *J. Phys. B: At Mol. Opt. Phys.* **44** 5002
- [24] Miranda D R E, Valdos B L R, Ramirez E G, Lumbreras A D, Anaya S T, Vargas D R J I, Hernandez V J J, Torres A V, Castano V M 2013 *J. Europ. Opt. Soc. Rap.* **8** 13036
- [25] Dribinski V, Ossadtchi A, Mandelshtam V A, Reisler H 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 2634

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

Liang Hong-Rui Shen Li Jing Hua Dai Chang-Jian[†]

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

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

(Received 28 January 2014; revised manuscript received 17 March 2014)

Abstract

A velocity-map-imaging (VMI) method is employed to investigate systematically the dynamical process of ejected electrons from autoionizing states of the Eu atom for the first time as far as we know. An atom is excited stepwise from the $4f^7 6s 6s^8 S_{7/2}$ ground state to the $4f^7 6s 8s^8 P_{7/2}$ Rydberg state via the $4f^7 6s 6p^6 P_{5/2}$ intermediate state, then further excited to the $4f^7 6p_{1/2}(J=3)8s$ and $4f^7 6p_{1/2}(J=4)8s$ autoionizing states using the three-step isolated-core excitation method. According to the excitation pathways and selection rules, the value of total angular momentum of the autoionizing state can be calculated. The energy conservation and angular momentum parity conservation would enable us to determine the final states during the autoionizing process. The ejected electron, which decays from the autoionizing process, can be focused and imaged by the electron lens and the kinetic energy of it is resolved by the position sensitive detector. By combining velocity-map-imaging method with the mathematical transformation, the ejected electron energy distribution can be obtained, also the branching ratio is confirmed. Simultaneously, by tuning the wavelength of the third laser, the characteristic of the branching ratio following the variation of the photon energy, and the possibility of the population inversion have been discussed.

Keywords: velocity-map-imaging, Eu atom, autoionizing process, final states of ions

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

DOI: 10.7498/aps.63.133202

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

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