

Eu 原子  $4f^7 6s nl$  Rydberg 态的研究

常鑫鑫 沈礼 武晓瑞 戴长建

Study of Eu  $4f^7 6s nl$  Rydberg states

Chang Xin-Xin Shen Li Wu Xiao-Rui Dai Chang-Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 093201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.093201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.093201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I9>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

不同原子在飞秒强激光场中的里德堡态激发和双电离

Rydberg state excitations and double ionizations of different atoms in strong femtosecond laser field

物理学报.2016, 65(22): 223201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.223201>

He 原子体系中偶极子响应的周期性量子相位调控的理论研究

Theoretical study of the periodic quantum phase modulation of the dipole response in atomic He

物理学报.2015, 64(24): 243201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.243201>

低速  $^{84}\text{Kr}^{15+,17+}$  离子轰击 GaAs 单晶

Slow ions  $^{84}\text{Kr}^{15+,17+}$  bombardment on GaAs

物理学报.2014, 63(5): 053201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.053201>

14---20 eV 范围内 CO 的 Rydberg 系列

Rydberg series of CO in the region 14---20 eV

物理学报.2011, 60(9): 093201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.093201>

$\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Yb}^{3+},\text{Tm}^{3+}$  纳米材料的可见及紫外上转换发光

Visible and ultraviolet upconversion luminescences of  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Yb}^{3+},\text{Tm}^{3+}$  nanomaterials

物理学报.2011, 60(7): 073201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.073201>

Eu原子 $4f^7 6snl$ Rydberg态的研究\*常鑫鑫<sup>1)2)</sup> 沈礼<sup>1)2)</sup> 武晓瑞<sup>1)2)</sup> 戴长建<sup>1)2)†</sup>

1)(天津理工大学理学院, 天津 300384)

2)(显示技术与光电器件教育部重点实验室, 天津 300384)

(2016年11月13日收到; 2017年1月20日收到修改稿)

利用三步双色共振激发技术和三步三色孤立实激发技术, 系统地研究了铕原子在 $42250\text{--}44510\text{ cm}^{-1}$ 能域内的光谱特性, 提供了该能域内56个束缚高激发态的光谱信息. 为了确定这些态的光谱归属, 进行了两方面的探索: 第一, 观察能否利用孤立实激发技术, 把处于这些态上的铕原子进一步共振激发到自电离态, 从而推断这些态属于单电子激发的束缚Rydberg态还是属于双电子激发的价态, 并对Rydberg态的电子组态进行了光谱确认; 第二, 通过计算这些态相对于各个电离阈的量子亏损并观察它们分别收敛于哪个电离阈, 以便获取其主量子数的信息. 最后, 设计并采用了三种不同的激发路径, 分别将原子布居到同一高激发能域并探测它们在该能域的光电离光谱. 通过比较这些光谱的异同并结合上述激发路径所对应的跃迁选择定则, 便可唯一地确定这些高激发态的总角动量. 研究发现: 所探测到的高激发束缚态只有三个属于单电子激发的束缚Rydberg态, 其余都是价态. 本文确定了这三个Rydberg态的电子组态和原子状态.

关键词: 铕原子, 高激发态, 量子亏损, 孤立实激发

PACS: 32.30.Jc, 32.80.Ee, 32.60.+i

DOI: 10.7498/aps.66.093201

## 1 引言

众所周知, 稀土元素具有特殊的能级结构和光谱特性并在激光和发光材料等领域具有广泛的应用价值, 从而激发了各领域对稀土原子光谱研究的广泛关注. 通常, 制备稀土原子的样品需要通过加热来实现, 而Eu原子的熔点较低, 制备相对容易. 另外, Eu原子具有半满填充的 $4f$ 壳层, 导致其原子结构和光谱异常复杂, 所以完成其光谱实验不仅面临诸多挑战, 而且其光谱数据也可用于新量子理论的检验. 同时, 三步三色孤立实激发(ICE)技术<sup>[1]</sup>与三步双色共振电离技术不但在碱土金属原子的光谱研究中得到了广泛应用, 而且也已经成功运用到稀土原子的研究中<sup>[2-5]</sup>, 这些研究积累为开展Eu原子高激发态的研究提供了方便.

近些年来, 在国际上关于稀土金属原子的高激发态的能级结构和光谱特性<sup>[6-8]</sup>的研究得到了广

泛关注. 除了对Sm, Ga和Yb等原子的研究之外, 也有一些关于Eu原子的研究. 迄今为止, 虽然有一些关于高激发态光谱的实验, 但都缺乏对数据的光谱识别. 例如: Nakhate等<sup>[9,10]</sup>对Eu原子的 $40575\text{--}43510\text{ cm}^{-1}$ 和 $43200\text{--}45000\text{ cm}^{-1}$ 能域内的束缚态光谱进行了研究并报道了82个能级的位置. 但是, 他们仅确定了部分能级的角动量, 却无法识别其电子组态.

同时, 本课题组也长期致力于Eu原子高激发态的光谱研究. 近年来, 我们不但测量了Eu原子的 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 和 $4f^7 6p_{1/2} 6d$ 自电离态的光谱<sup>[11-14]</sup>, 也报道了这些自电离态能级的位置、宽度, 并对多系列之间的混合现象(如叠加在自电离包络上的复杂结构)进行了系统分析. 然而, 由于目前仍缺乏 $4f^7 6sns$ 和 $4f^7 6snd$ 这两个Rydberg系列的光谱信息, 限制了进一步开展Eu原子 $4f^7 6p_{1/2} ns$ 和 $4f^7 6p_{1/2} nd$ 态的自电离光谱以及自电离动力学过

\* 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

程的研究. 例如: 对于  $4f^7 6s ns$  和  $4f^7 6s nd$  这两个 Rydberg 系列, 迄今只识别出了其最低的两个态, 即分别知道  $n = 7, 8$  和  $n = 6, 7$  态的能级位置<sup>[15]</sup>, 因此, 探测更高  $n$  值的束缚 Rydberg 态并研究其光谱特性具有重要意义.

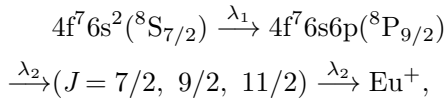
ICE 技术的原理是先把处于基态的原子分两步激发到束缚 Rydberg 态, 然后再通过第三步光在离子实的共振跃迁附近扫描将原子激发到自电离 Rydberg 态. 由于在第三步激发过程中 Rydberg 电子始终可被看作“旁观者”, 而使离子实的激发可以被视为“孤立的”. 因此, ICE 技术可以遏制离子实与 Rydberg 电子之间的关联效应, 并使其自电离光谱近似对称, 并具有 Lorentz 线型.

本文的特色之一是先采用三步双色光电离技术探测在  $42250\text{--}44510\text{ cm}^{-1}$  能域内若干个铈原子的高激发态, 然后再利用三步三色 ICE 技术, 通过观察它们是否可以被激发到自电离态来判断它们是否属于束缚 Rydberg 态.

本文第二部分描述实验原理、方法和装置; 第三部分展示实验结果及其讨论和分析; 第四部分给出本文的结论.

## 2 实验

在  $42250\text{--}44510\text{ cm}^{-1}$  能域内, 本实验先采用三步双色共振电离方法探测了铈原子的高激发态光谱. 为了进一步确定这些态的总角动量, 实验先设计了三条不同的激发路径, 即分别经过三种不同的  $4f^7 6s 6p$  激发态将原子激发到上述给定的能域, 然后通过比较这三种路径所对应的光电离光谱并运用相应的选择定则, 便可惟一地确定这些态的总角动量<sup>[16]</sup>. 例如: 所采用的其中一条激发路径为



其中, 利用波长  $\lambda_1$  固定在  $459.53\text{ nm}$  的第一束激光将处于基态的 Eu 原子激发到  $4f^7 6s 6p(^8P_{9/2})$  激发态; 在一定范围内调谐第二束激光的波长  $\lambda_2$  将 Eu 原子进一步激发到若干个高激发态  $Z$ , 然后, 处于这些态的原子再自动吸收一个  $\lambda_2$  光子而发生电离. 相关的激发能级和激发方案如图 1(a) 所示. 当完成上述若干个  $Z$  态的探测后, 再把波长  $\lambda_2$  分别固定在这些  $Z$  态上, 并采用 ICE 技术完成进一步的激发, 其激发能级和激发方案如图 1(b) 所示.

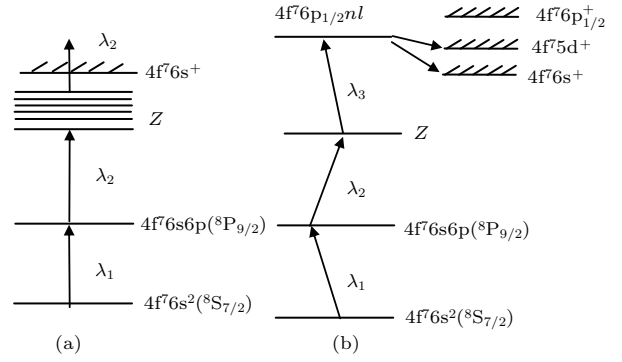


图 1 激发路径示意图 (a) 双色光电离; (b) 三色 ICE  
Fig. 1. Diagrams of the excitation schemes: (a) Two-color photoionization; (b) three-color ICE.

显然, 当通过第三步光在离子实的共振跃迁  $4f^7 6s^+ (^7S_3^o) \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+ (J = 3, 4)$  附近扫描时, 若能观察到  $4f^7 6p_{1/2} nl$  态的自电离光谱, 则表明第三步激发的初态 (即被前两步光所激发的  $Z$  高激发态) 为束缚  $4f^7 6s nl$  Rydberg 态. 显然, 这些 Rydberg 态属于单电子激发的高激发态. 同理, 若经过上述测试, 并未测得任何自电离光谱, 则表明该高激发态并非单电子激发态, 而属于多电子激发的价态, 如  $4f^7 5d nl$  态.

对于那些已经被确认为束缚 Rydberg 态的能级, 可以通过 Rydberg-Ritz 公式算出它们的有效量子数, 即

$$n^* = \sqrt{\frac{R_{\text{Eu}}}{T_0 - E_{\text{R}}}}, \quad (1)$$

其中,  $R_{\text{Eu}} = 109736.918\text{ cm}^{-1}$  为 Eu 原子的 Rydberg 常数,  $T_0$  为 Eu 原子的电离能,  $E_{\text{R}}$  为束缚 Rydberg 态的能量. 于是, 可由 (2) 式得到该能级的量子亏损  $\delta$ , 即

$$\delta = n - n^*, \quad (2)$$

其中  $n$  为主量子数. 借助同属于某一 Rydberg 系列的各个能态的量子亏损基本为一常数这一原则, 可将那些具有相近量子亏损的能级归属于同一 Rydberg 系列.

本文所采用的实验设备包括原子束制备系统、激光系统和信号采集系统三个部分, 如图 2 所示. 首先用机械泵和分子泵使真空室具有  $10^{-5}\text{ Pa}$  的真空环境, 再通过直流加热方式使真空室中的坩埚达到  $800\text{ K}$  的温度, 并使其中的 Eu 金属变为原子蒸气. 其次, 通过一个准直装置使其成为原子束, 并与激光束方向垂直正交. 原子与光子的运动方向正交可显著降低 Doppler 展宽, 从而提高光谱分辨率.

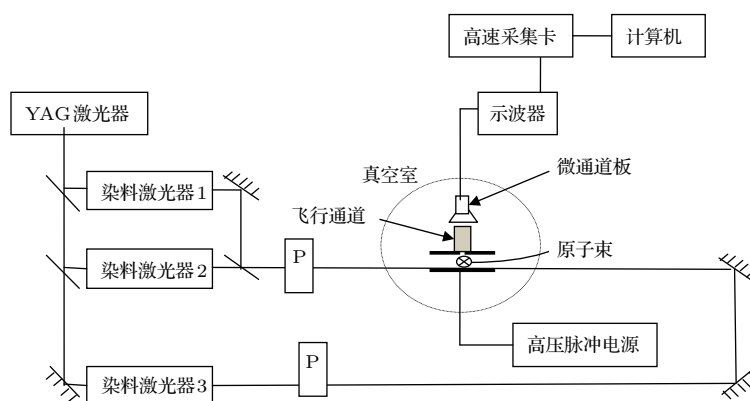


图2 实验装置的示意图, 其中P是线偏振片

Fig. 2. Schematic diagram of the experimental setup. P is a linear polarizer.

其次, 为了完成原子的三步激发过程, 实验需要用三台染料激光器. 它们是由同一台脉冲Nd:YAG激光器的倍频或三倍频光抽运的, 其脉宽为5—8 ns, 线宽为 $0.2 \text{ cm}^{-1}$ , 输出能量为0.5 mJ. 为了确保跃迁按照图1的方案进行, 三束激光之间分别有5—8 ns的时间延迟, 换言之, 既要让三个激光脉冲在时间上无重叠, 又要确保延迟不能太长, 否则会因为受激发原子的自发辐射而降低激发效率.

信号采集系统包括微通道板探测器、Boxcar平均积分仪和计算机采集设备等. 在测量过程中, 离子信号探测器为微通道板(MCP), 其倍增效率为 $10^8$ , 经其放大后的信号输入到Boxcar门积分器, 通过取样和积分后传给计算机进行存储和分析处理.

需要指出的是, 正如图1所示, 无论采用图1(a)或图1(b)的激发和电离模式, 实验装置是完全相同的, 只是所用激光器的数量和激光参数有所不同. 另外, 在上述两种模式下, MCP探测器都是探测离子. 例如: 当采用ICE技术将原子由基态分三步激发到自电离态以后, 其很快衰变成为电子-离子对. 所以, 只要在处于原子与光子相互作用区域两侧的两个极板上施加脉冲电场便可将离子收集到MCP探测器中.

在光谱测量过程中, 采用一台高精度的波长计对激光器的扫描系统进行波长定标. 为了确定能级位置的测量精度, 可以依据实验过程中的随机误差和系统误差对其进行估算, 本实验所用的染料激光器的线宽为 $0.2 \text{ cm}^{-1}$ , 其波长定标的精度为 $0.1 \text{ cm}^{-1}$ , 所以实验的测量误差约为 $0.3 \text{ cm}^{-1}$ .

### 3 结果与讨论

如前所述, 本文利用三步双色共振电离技术可以探测到铕原子高激发态的光谱, 图3给出了在 $42250\text{--}44510 \text{ cm}^{-1}$ 能域内的一个举例.

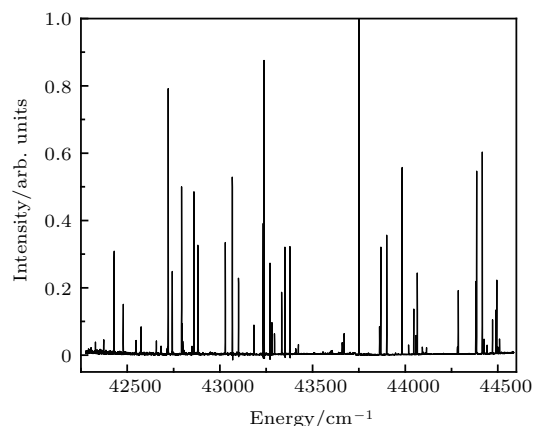


图3 用三步双色共振电离方法探测的Eu原子光谱图

Fig. 3. The three-step two-color resonant ionization spectrum of Eu atom.

同理, 若采用上述的三种不同激发路径, 便可得到许多类似于图3的光电离光谱. 经过对这些光谱的分析和比较, 总共整理出56个高激发态, 其能级位置和相对强度如表1所列.

为了提供关于这些跃迁的相对强度的信息, 我们对表1中的所有峰进行了归一化处理, 并分别用字母W(0—0.3), M(0.3—0.6)和S(大于0.6)表示三个等级的强度. 另外, 表1共展示了56个高激发态的能级位置, 其中带有\*号标注的23个态属于首次报道, 而其余33个态的结果都与文献[10, 16]报道值相一致.

表1 高激发态的能级位置和相对强度  
Table 1. Level energy and relative intensity of the highly excited states.

序号	能量 $E/\text{cm}^{-1}$	相对强度 $I$	序号	能量 $E/\text{cm}^{-1}$	相对强度 $I$	序号	能量 $E/\text{cm}^{-1}$	相对强度 $I$
1*	42328.4	W	20*	43100.8	W	39*	44018.6	W
2*	42373.0	W	21	43183.3	W	40	44046.4	W
3	42429.2	M	22	43233.4	M	41*	44058.1	W
4	42478.8	W	23	43238.4	S	42	44065.4	W
5*	42547.8	W	24*	43270.1	W	43	44092.8	W
6*	42574.4	W	25	43281.1	W	44*	44115.3	W
7*	42657.4	W	26*	43294.9	W	45	44282.2	W
8	42682.3	W	27	43333.5	W	46*	44286.8	W
9	42721.4	S	28	43570.8	M	47*	44381.0	W
10	42743.2	W	29	43377.9	M	48*	44385.6	M
11*	42793.6	M	30	43409.8	W	49	44416.7	S
12*	42796.0	W	31	43423.5	W	50	44425.6	W
13*	42799.5	W	32	43660.2	W	51	44442.5	W
14*	42849.7	M	33	43670.6	W	52	44471.5	W
15	42860.1	M	34	43751.3	S	53	44489.8	W
16*	42881.3	M	35*	43861.9	W	54	44494.1	W
17*	42883.3	W	36	43868.5	M	55	44500.2	W
18	43029.7	M	37	43900.7	M	56*	44509.6	W
19	43067.1	M	38	43983.6	M			

\* 首次探测到的跃迁.

为了对上述的56个高激发态进行分类, 本实验又进行了更深入的探索. 如前所述, 本文的另一个目的是识别所探测到的高激发态是否为Rydberg态, 并采用ICE技术进行这一判断. 若能从其中甄别出那些属于单电子激发的 $4f^7 6snl$  Rydberg态, 则可认定其余的态都为双电子激发的价态, 如 $4f^7 5dnl$ 态. 为此, 我们分别将前两步光的波长固定到这56个高激发态上, 再用第三步分别对其进一步激发. 若控制第三束激光的波长使其在 $4f^7 6s^+(^7S_3^o) \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+(J=3, 4)$ 共振跃迁附近扫描, 并观察能否得到对应的自电离光谱. 通过上述过程, 本工作在表1中共发现了3个可以被进一步激发到自电离态的高激发态, 它们分别位于44058.1, 44442.5和44509.6  $\text{cm}^{-1}$ .

根据所使用的ICE技术的原理, 便可确定它们属于 $4f^7 6snl$ 束缚Rydberg态, 而其余的态都属于双电子激发的 $4f^7 5dnl$ 态. 由上述三个Rydberg态所获得的自电离光谱将在稍后展示并予以讨论和分析.

为了进一步对这三个高激发态进行光谱识

别, 即确定其 $n$ 和 $l$ 值, 我们利用(1)和(2)式获得了它们的有效量子数 $n^*$ 和量子亏损 $\delta$ , 其结果如表2所列.

表2 本文所确定的Eu原子 $4f^7 6snl$  Rydberg态的光谱参数和归属

Table 2. Spectroscopic parameters and designation of Eu  $4f^7 6snl$  Rydberg states from this work.

序号	能量/ $\text{cm}^{-1}$	$n^*$	$n$	$\delta$	$4f^7 6snl$
1	44058.1	5.72	10	4.28	$4f^7 6s_{10}s$
2	44442.5	6.08	9	2.92	$4f^7 6s_9d$
3	44509.6	6.14	9	2.85	$4f^7 6s_9d$

由表2可见, 这三个束缚Rydberg态的量子亏损分别为4.28, 2.92和2.85. 其中, 表中的最后一列所展示的光谱归属是依据这三个态的量子亏损与表3所展示的 $4f^7 6snl$  Rydberg系列的文献值进行对比和分析而推断的结果. 第2和3个态虽然具有相同的电子组态, 但是它们属于不同的原子状态. 表3展示了关于 $4f^7 6snl$ 系列的光谱参数和光谱标识<sup>[17]</sup>.

表3 关于Eu原子 $4f^7 6snl$  Rydberg态的光谱参数的文献值

Table 3. Spectroscopic parameters of Eu  $4f^7 6snl$  Rydberg states from the literature.

$4f^7 6snl$	原子态	$J_0$	能量/ $\text{cm}^{-1}$	$n^*$	$\delta$
$4f^7 6s7s$	$^6S^\circ$	5/2	30619.5	2.56	4.44
$4f^7 6s7s$	$^8S^\circ$	7/2	31217.3	2.60	4.40
$4f^7 6s8s$	$^6S^\circ$	5/2	38933.7	3.60	4.40
$4f^7 6s8s$	$^8S^\circ$	7/2	39242.6	3.67	4.33
$4f^7 6s6d$	$^8D^\circ$	3/2	36045.4	3.10	2.90
$4f^7 6s6d$	$^8D^\circ$	5/2	36072.6	3.11	2.89
$4f^7 6s6d$	$^8D^\circ$	7/2	36097.6	3.12	2.88
$4f^7 6s6d$	$^8D^\circ$	9/2	36219.0	3.13	2.87
$4f^7 6s6d$	$^8D^\circ$	11/2	36242.3	3.14	2.86
$4f^7 6s6d$	$^6D^\circ$	9/2	36566.6	3.18	2.82
$4f^7 6s6d$	$^6D^\circ$	7/2	36589.3	3.19	2.81
$4f^7 6s6d$	$^6D^\circ$	5/2	36608.4	3.19	2.81
$4f^7 6s6d$	$^6D^\circ$	3/2	36622.0	3.19	2.81
$4f^7 6s6d$	$^6D^\circ$	1/2	36630.5	3.19	2.81
$4f^7 6s7d$	$^6D^\circ$	9/2	41174.7	4.20	2.80
$4f^7 6s7d$	$^6D^\circ$	7/2	41185.4	4.20	2.80
$4f^7 6s7d$	$^6D^\circ$	5/2	41201.2	4.21	2.79
$4f^7 6s7d$	$^6D^\circ$	3/2	40208.6	4.21	2.79

由表3可知,  $4f^7 6sns$ 系列的量子亏损在4.40和4.44之间, 而 $4f^7 6snd$ 系列的量子亏损在2.70和2.90之间. 所以, 根据同一Rydberg系列的各态量子亏损大致为常数的物理机制, 我们可以推断: 处于44058.1, 44442.5和44509.6  $\text{cm}^{-1}$ 的三个束缚态应该分别为 $4f^7 6s10s(^8S^\circ_{9/2})$ ,  $4f^7 6s9d(^8D^\circ_9)$ 和 $4f^7 6s9d(^6D^\circ_9)$  Rydberg态.

另一方面, 本文的目的之一是能惟一地确定这些态的总角动量. 显然, 若仅采用上述的那条激发路径, 则只能知道所测能级的总角动量 $J = 7/2, 9/2$ 或 $11/2$ . 但是, 若采用了前述的三种不同激发路径, 便可依据总角动量的跃迁选择定则对上述三个光谱进行分析和比较, 最终将 $J$ 值从上述的三个可能值中惟一地确定下来. 例如: 处于43983.6  $\text{cm}^{-1}$ 的能级, 其 $J = 5/2$ 或 $7/2$ <sup>[16]</sup>, 而经过本实验的进一步努力, 便可惟一确定其 $J$ 值, 即 $J = 7/2$ .

以上所介绍的是束缚高激发态的实验结果和光谱识别, 现在我们将对上述三个Rydberg态的进一步激发结果进行展示和分析. 首先, 通过对 $4f^7 6s10s(^8S^\circ_{9/2})$ 态的进一步激发, 获得了如图4所示的自电离光谱. 其具体的参数设置和方法是: 将第一、二步光的波长分别固定在459.53 nm和

448.49 nm, 便可将Eu原子激发到 $4f^7 6s10s(^8S^\circ_{9/2})$ 态, 再将第三步光在441.40—463.00 nm附近扫描, 使其完成 $4f^7 6s(^7S^\circ_3) \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+(J = 3, 4)$ 共振跃迁.

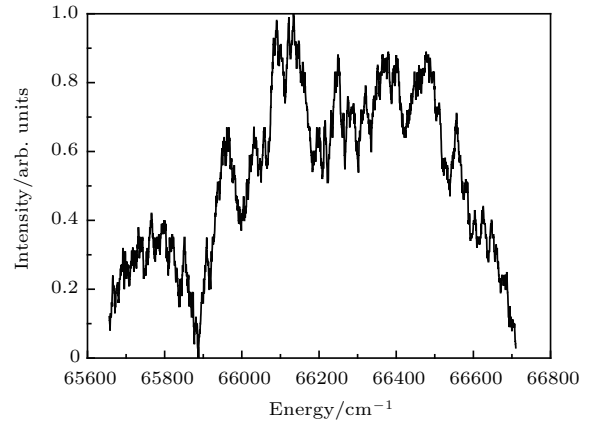


图4 从 $4f^7 6s10s(^8S^\circ)$ 态进一步激发所获得的自电离光谱

Fig. 4. The autoionization spectrum excited from the  $4f^7 6s10s(^8S^\circ)$  state.

根据ICE技术的原理, 我们可以推断出图4所展示的是 $4f^7 6p_{1/2}10s$ 态的自电离光谱, 而处于44058.1  $\text{cm}^{-1}$ 的高激发态则为束缚 $4f^7 6s10s(^8S^\circ_{9/2})$  Rydberg态. 由图4可见, 在自电离光谱上存在复杂的结构, 这是由于 $4f^7 6p_{1/2}10s$ 态与高 $n$ 值的 $4f^7 5dnl$ 自电离态的简并所致, 由于这些自电离系列之间的相互作用, 使 $4f^7 5dnl$ 自电离态叠加在 $4f^7 6p_{1/2}10s$ 态的自电离光谱之上.

当对 $4f^7 6s9d(^8D^\circ_{9/2})$ 态进行第三步激发时, 我们也得到了具有近似Lorentz线型的自电离光谱, 如图5所示. 其参数与方法是: 将第一、二步光分别固定在459.53 nm和440.89 nm, 便可将Eu原子激发到 $4f^7 6s9d(^8D^\circ_{9/2})$ 态, 再将第三步光在442.50—463.00 nm区域内扫描, 使其完成 $4f^7 6s(^7S^\circ_3) \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+(J = 3, 4)$ 共振跃迁.

显然, 图5所展示的是 $4f^7 6p_{1/2}9d$ 态的自电离光谱, 而处于44442.5  $\text{cm}^{-1}$ 的高激发态则为 $4f^7 6s9d(^8D^\circ_{9/2})$ 束缚Rydberg态. 图5中光谱的包络上虽然叠加了很多复杂结构, 但是其具有明显的自电离包络. 其复杂结构是由于该态与高 $n$ 值 $5dnl$ 态相互作用的结果.

同样地, 针对 $4f^7 6s9d(^6D^\circ_{7/2})$ 态我们也进行了进一步的激发, 并得到了其对应的自电离光谱, 其如图6所示. 其具体参数与方法是: 将第一、二步光分别固定在459.53 nm和440.59 nm, 把Eu原子激发到 $4f^7 6s9d(^6D^\circ_{7/2})$ 态, 再利用第三步光在

441.00—463.00 nm附近扫描,使其同前两个高激发态一样完成 $4f^7 6s^+(^7S_3) \rightarrow 4f^7 6p_{1/2}^+(J=3, 4)$ 共振跃迁.

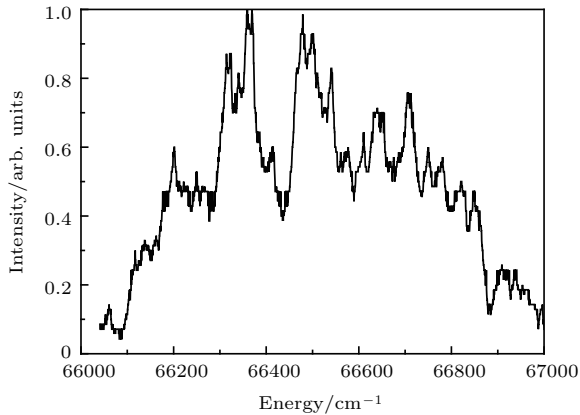


图5 从 $4f^7 6s9d(^8D^o)$ 态进一步激发所获得的自电离光谱  
Fig. 5. The autoionization spectrum excited from the  $4f^7 6s9d(^8D^o)$  state.

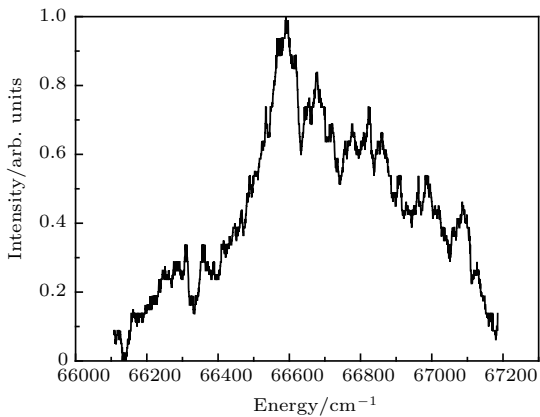


图6 从 $4f^7 6s9d(^6D^o)$ 态进一步激发所获得的自电离光谱  
Fig. 6. The autoionization spectrum excited from the  $4f^7 6s9d(^6D^o)$  state.

图6中的光谱具有明显的自电离包络,根据ICE技术的原理,我们可以推测出该图为 $4f^7 6p_{1/2} 9d$ 态的自电离光谱.因此,能量处于 $44509.6 \text{ cm}^{-1}$ 的高激发态为束缚 $4f^7 6s9d(^6D_{7/2}^o)$  Rydberg态.包络上叠加的复杂结构同样为 $4f^7 6p_{1/2} 9d$ 态与高 $n$ 值的 $5dnl$ 自电离态相互作用的结果.

## 4 结 论

本文采用三步双色共振激发技术对Eu原子的 $42250\text{--}44510 \text{ cm}^{-1}$ 能域进行了实验研究,通过光电离探测技术一共探测到56个束缚高激发态,其中的一些属于首次探测到的态.为了深入了解其光

谱信息和特性,本文设计并分别采用了三种激发路径对同一能域进行了光激发和探测,并获得了不同的光电离光谱;通过比较这些光谱的异同并结合其对应的跃迁选择定则对这些高激发态的总角动量进行了惟一的赋值.另外,利用三步三色的ICE技术,并经过一系列的物理分析和判断,发现在上述高激发束缚态中仅有三个属于束缚Rydberg态,而其余的则属于多电子激发的价态.通过对其量子亏损的比较,进一步确定了这三个束缚Rydberg态的电子组态和原子状态.它们分别为 $4f^7 6s10s(^8S_{9/2}^o)$ ,  $4f^7 6s9d(^8D_{9/2}^o)$ 和 $4f^7 6s9d(^6D_{7/2}^o)$ 态.

本工作显著扩充了Eu原子的高激发态的光谱数据,不但对进一步开展自电离态光谱奠定了基础,也有利于对原子的自电离动力学过程的研究.

## 参考文献

- [1] Dai C J, Schinn G W, Gallagher T F 1990 *Phys. Rev. A* **42** 223
- [2] López M F, Gutiérrez A 1997 *J. Phys.: Condens. Matter* **9** 6113
- [3] Li M, Dai C J, Xie J 2011 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **54** 1124
- [4] Li M, Dai C J, Xie J 2011 *J. Quantat. Spectrosc. Rad. Transfer* **112** 793
- [5] Li M, Dai C J, Xie J 2011 *Chin. Phys. B* **20** 063204
- [6] Bailey J, Kilkenny J D, Lee Y, Maxon S, Scofield J H, Weber D 1987 *Phys. Rev. A* **35** 2578
- [7] Bhattacharyya S, Razvi M A N, Cohen S, Nakhate S G 2007 *Phys. Rev. A* **76** 012502
- [8] Nakhate S G, Razvi M A, Connerade J P, Ahmad S A 2000 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33** 5191
- [9] Nakhate S G, Razvi M A N, Ahmad S A 2000 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33** 191
- [10] Nakhate S G, Razvi M A N, Bhale G L, Ahmad S A 1996 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** 1439
- [11] Dong C, Shen L, Yang J H, Dai C J 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 702001 (in Chinese) [董程, 沈礼, 杨金红, 戴长建 2014 光学学报 **34** 702001]
- [12] Liang H R, Shen L, Jing H, Dai C J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 133202 (in Chinese) [梁洪瑞, 沈礼, 杨金红, 戴长建 2014 物理学报 **63** 133202]
- [13] Zhang K, Shen L, Dong C, Dai C J 2015 *Chin. Phys. B* **24** 103024
- [14] Yan J G, Shen L, Liang H R, Dai C J 2015 *Chin. Phys. B* **24** 083203
- [15] Martin W C, Zalubas R, Hagan L 1978 *Atomic Energy Levels—The Rare-Earth Elements* (Washington: National Bureau of Standards, US Department of Commerce) p185
- [16] Xie J, Dai C J, Li M 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 2142 (in Chinese) [谢军, 戴长建, 李鸣 2010 光学学报 **30** 2142]
- [17] Xiao Y, Dai C J, Qin W J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1833

# Study of Eu $4f^7 6snl$ Rydberg states\*

Chang Xin-Xin<sup>1)2)</sup> Shen Li<sup>1)2)</sup> Wu Xiao-Rui<sup>1)2)</sup> Dai Chang-Jian<sup>1)2)†</sup>

1) (College of Science, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China)

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

( Received 13 November 2016; revised manuscript received 20 January 2017 )

## Abstract

The three-step two-color resonant ionization method and three-step three-color isolated-core excitation (ICE) technique are used to study the spectra of the highly excited bound states systematically, either Eu  $4f^7 6snl$  Rydberg states or other valence states converging to the higher ionization limits. Specifically, the highly excited bound states are populated from the ground state via three different  $4f^7 6s6p$  intermediate states, thereby establishing the three different excitation schemes. The schemes are designed to allow us to assign a  $J$ -quantum number uniquely to a given highly excited state with the selection rules of  $J$ -quantum number for each excitation scheme by comparing their corresponding photoionization spectra, which are obtained with three-step two-color resonant ionization method. By tuning the wavelength of the second laser, the 56 highly excited bound states located in the energy region between  $42250 \text{ cm}^{-1}$  and  $44510 \text{ cm}^{-1}$  are detected. To explore their spectroscopic information, more efforts have been made 1) to judge whether an excited state is a bound Rydberg state and to observe whether it may be excited further to an autoionizing state by using the ICE technique; 2) to deduce the principal quantum number of the given bound Rydberg states, and to observe whether they are converged to the same ionization limit by calculating their quantum defects with respect to several ionization limits. Based on the above manipulations, all detected highly excited bound states can be classified as the two categories: bound Eu  $4f^7 6snl$  Rydberg states and other valence states converging to the higher ionization limits, such as the Eu  $4f^7 5dnl$  states. Specifically, to fulfill the ICE technique, it is necessary to make a resonance transition from the  $4f^7 6snl$  Rydberg states to the  $4f^7 6p_{1/2}nl$  autoionizing states with the third dye laser whose wavelength is scanned around the Eu  $4f^7 6s^+ - 4f^7 6p_{1/2}^+$  ionic line. Once the Eu  $4f^7 6snl$  Rydberg states are recognized with the ICE technique, the identification of their orbital quantum numbers is a primary task to determine their electron configurations. With all the efforts mentioned and existing information, three Rydberg states can be assigned to the  $4f^7 6s10s(^8S_{9/2}^o)$ ,  $4f^7 6s9d(^8D_{9/2}^o)$  and  $4f^7 6s9d(^6D_{7/2}^o)$ , whereas the rest can be regarded as highly excited valence states.

**Keywords:** Eu atom, highly excited state, quantum defect, isolated-core excitation

**PACS:** 32.30.Jc, 32.80.Ee, 32.60.+i

**DOI:** 10.7498/aps.66.093201

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

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