

Ba 原子 $6pn\text{d}$ ($J = 1, 3$) 自电离光谱的实验研究^{*}

袁卫国 戴长建[†] 靳 嵩 赵洪英 关 锋

(天津理工大学理学院, 天津 300384)

(2007 年 9 月 11 日收到, 2007 年 10 月 3 日收到修改稿)

采用三台可调谐激光实施孤立实激发, 分三步将处于基态的 Ba 原子激发到 $6p_{1/2}n\text{d}$ ($J = 1, 3$) 和 $6p_{3/2}n\text{d}$ ($J = 1, 3$) 自电离态上, 获得了分别从 $6snd\ ^1D_2$ ($n = 7-15$) 和 $6snd\ ^3D_2$ ($n = 7-12$) 激发而得到的 $6p_{1/2}n\text{d}$ ($J = 1, 3$) 和 $6p_{3/2}n\text{d}$ ($J = 1, 3$) 自电离光谱, 重点对主量子数 n 较低的自电离态进行了实验研究. 通过光谱的线形拟合得到了上述能级的位置和宽度等数据, 进而获得了量子亏损和约化宽度等信息. 通过对不同系列的自电离光谱的分析和比较, 详细讨论了这些自电离态的光谱特征及其复杂光谱结构的成因.

关键词: 孤立实激发, 组态相互作用, 自电离态

PACC: 3260, 3280

1. 引言

作为一种典型的双电子原子系统, 碱土金属原子的高激发态的光谱及其特性得到了广泛的关注. 它不仅可应用于电磁场效应、自电离过程和动力学特性等^[1-4]基础研究, 也可以将其开发为探测技术, 显著提高对于原子高激发态的探测效率^[5].

Ba 原子属于较重的碱土金属原子并具有更加复杂的结构, 因而引起了人们的广泛兴趣. 本课题组在 Ba 原子高激发态方面虽然开展了一系列的研究, 但多侧重于那些主量子数 n 值比较高的自电离态^[6-13], 而关于那些 n 值很低、结构更加复杂的自电离态的研究迄今尚未见报道. 因此, 开展这方面的研究不但对于丰富原子的光谱信息和检验量子理论具有重要意义, 同时在实验技术方面也具有更大的挑战性. 本实验采用孤立实激发技术和激光偏振组合技术着重研究了那些 n 值很低的 Ba 原子 $6p_jn\text{d}$ ($J = 1, 3$) 自电离态的光谱和特性.

2. 实验原理与装置

2.1. 实验原理

本实验用一台 Nd:YAG 固体脉冲激光器同时抽

运三台染料激光器, 所输出的三束激光沿同一直线射入真空室中, 并与其中的原子束正交, 以减小 Doppler 展宽效应. 用于分步激发的三个激光脉冲依次延迟 8 ns, 以确保激发过程按给定的顺序进行. 实验中, 我们采用激发的过程为 $6s^2\ ^1S_0 \rightarrow 6s6p\ ^1P_1 \rightarrow 6snd\ ^1\ ^3D_2 \rightarrow 6p_{1/2, 3/2}n\text{d}$ ($J = 1, 3$), 即利用了孤立实激发技术 (ICE), 其原理如图 1 所示. 若把第一步激光的波长 λ_1 固定为 553.52 nm, 可将 Ba 原子由基态 $6s^2\ ^1S_0$ 激发到 $6s6p\ ^1P_1$ 态, 再将第二步激光的波长 λ_2 依次固定, 使 Ba 原子在不同的 $6snd\ ^1\ ^3D_2$ Rydberg 态上布局, 然后扫描第三步激光的波长实现 $6snd\ ^1\ ^3D_2 \rightarrow 6p_jn\text{d}$ ($J = 1, 3$) 的跃迁而获得 $6p_jn\text{d}$ 自电离态的光谱. 控制三束激光的线偏振方向, 使每一步跃迁满足适当的选择定则, 最终将原子激发到 $6p_jn\text{d}$ ($J = 1, 3$) 自电离态上.

由于在实验过程中采用了 ICE 技术, 即先分两步将其中一个价电子变为 Rydberg 电子, 再激发实电子. 此时, 前者已处于较大的轨道, 仅作为“旁观者”而几乎不参与激发过程, 从而避免了因激发干涉所导致的自电离光谱的 Beulter-Fano 线形, 因此所获得的实验光谱应呈现对称的 Lorentz 线形. 采用微通道板 (MCP) 探测器探测自电离的产物 (电子和离子), 再通过积分平均器 (BOXCAR) 进行平均积分. 最后用计算机对上述信号进行采集和储存, 以便于

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: J0574098, J0674102), 天津市自然科学基金 (批准号: J05YFJMJC05200) 和天津理工大学特聘教授专项科研基金 (批准号: J069-000008) 资助的课题.

[†] E-mail: Daicj@126.com

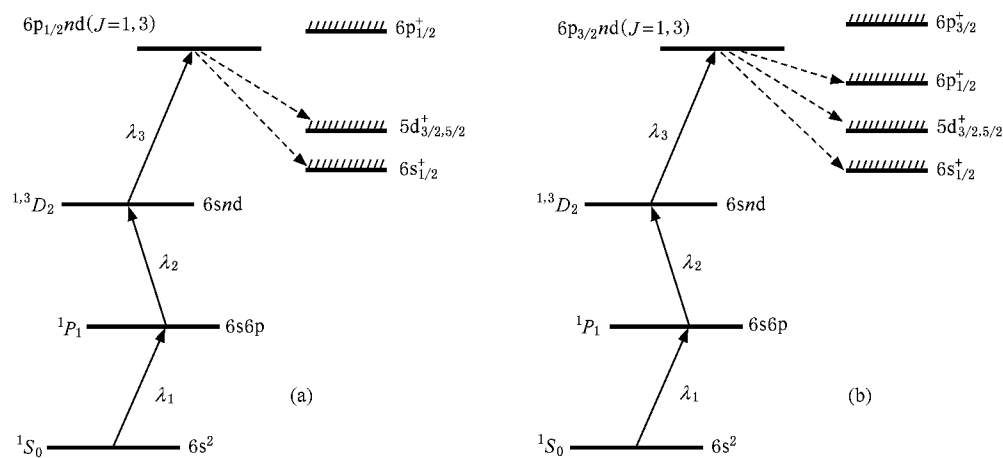


图 1 孤立实激发过程示意图 (a) $6p_{1/2}nd$ 自电离态的孤立实激发过程,三条衰变途径 $5d_{3/2}^+$ 、 $5d_{5/2}^+$ 和 $6p_{1/2}^+$; (b) $6p_{3/2}nd$ 自电离态的孤立实激发过程,四条衰变途径 $6s_{1/2}^+$ 、 $5d_{3/2}^+$ 、 $5d_{5/2}^+$ 和 $6p_{1/2}^+$

之后的数据处理和分析. 在实验中,我们采用脉冲延迟发生器来控制电场脉冲与 BOXCAR 的门信号的位置,不但可以有效的收集离子信号,还可确保电场脉冲比光脉冲延迟 500 ns,以避免 Stark 效应对光谱的影响. 为了避免自电离光谱的饱和效应,我们监控第三束激光的光强,以确保光谱信息的保真. 利用空心阴极灯的标准谱线对激光的各个波段的波长进行了系统的定标,以确保光谱的频率精度.

2.2. 实验装置

本实验装置包括以下几个部分:激光系统,原子束制备系统,信号采集和分析系统,如图 2 所示. 激光系统是由 Quanta System 公司制造的,主要包括一台 GNT 0021-0805/L 型 Nd:YAG 固体激光器和三台波长可调谐的染料激光器. 该台激光器输出的激光

脉冲宽度为 6—8 ns,重复频率为 20 Hz. 将其基频光倍频或和频便可产生波长分别为 532 nm 的绿光和 355 nm 的紫外光,用于抽运三台染料激光器,其线宽约为 0.1 cm^{-1} .

在图 2 中,粒子探测器和原子束制备系统都处于真空环境中,利用机械泵和分子泵来维持腔内的真空度优于 10^{-4} Pa . 粒子探测器采用了高增益(约为 10^8)快响应的微通道板(MCP). 利用直流电源加热装有高纯度 Ba 金属的原子炉,并利用热电偶与温控仪监控原子炉的温度. 一般将炉温控制在 900 K 以下,所产生的 Ba 原子的数密度便可满足要求. 为了减少谱线的 Doppler 展宽效应,利用准直系统产生原子束,并使其在作用区内与激光束方向正交.

实验所用的 BOXCAR 和脉冲延迟发生器分别是美国 AMETEK 公司生产的 4100 型和 9650A 型;一

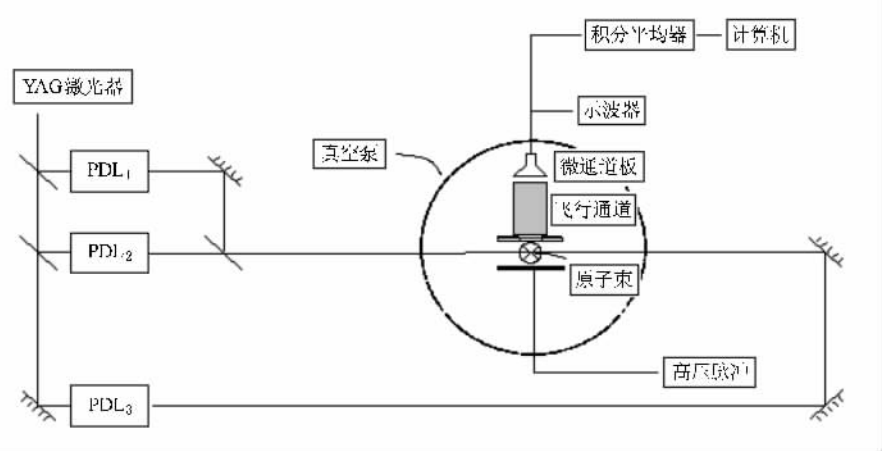


图 2 实验装置示意图 (PDL 为脉冲染料激光器)

台由泰克公司生产的宽带数字型存储式示波器则用于对信号进行监测. 利用商用的 Acquire 数据采集和分析软件则可在计算机上实现对实验数据的采集、分析和处理等功能.

3. 结果与讨论

3.1. 从 $6snd\ ^1D_2$ 态激发的 $6p_{1/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离系列

本实验获得了分别从 $6snd\ ^1D_2$ 和 $6snd\ ^3D_2$ 激发而得到的 $6p_{1/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 和 $6p_{3/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离光谱. 通过对这些光谱的线形进行拟合, 便可得到它们的能级位置和宽度, 其结果如表 1 和 2 所示. 它们分别给出了从 $6snd\ ^1D_2$ 和 $6snd\ ^3D_2$ Rydberg 态激发而得到的 $6p_{1/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态的能级位置和宽度的实验数值. 在这两个表格中未给出 $n=10$ 的相关数据, 其原因将在后面的讨论中给予解释. 本实验的能级位置 E 和光谱宽度 Γ 的不确定度为 $\pm 0.04\ \text{cm}^{-1}$.

表 1 从 $6snd\ ^1D_2$ 里德伯态激发的 $6p_{1/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态, 能级 E 、量子亏损 δ 、宽度 Γ 和约化宽度 $\gamma = \nu^3 \Gamma$

n	E/cm^{-1}	δ	Γ/cm^{-1}	$\gamma = \nu^3 \Gamma/104\ \text{cm}^{-1}$
7	55841.03	2.878	214.07	1.50
8	57649.35	3.141	114.16	1.31
9	59729.72	2.462	77.17	2.16
11	60674.54	2.776	38.48	2.14
12	60950.71	2.971	15.56	1.91
13	61258.11	2.721	30.67	3.33
14	61423.11	2.793	23.14	3.26
15	61565.81	2.747	20.14	3.71

表 2 从 $6snd\ ^3D_2$ 里德伯态激发的 $6p_{1/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态, 能级 E 、量子亏损 δ 、宽度 Γ 和约化宽度 $\gamma = \nu^3 \Gamma$

n	E/cm^{-1}	δ	Γ/cm^{-1}	$\gamma = \nu^3 \Gamma/10^4\ \text{cm}^{-1}$
7	55985.50	2.831	202.09	1.46
8	58356.51	2.723	164.50	2.42
9	59497.32	2.740	206.09	5.06
11	60635.53	2.873	22.61	1.21
12	60987.72	2.845	42.77	3.28

由各个自电离态的能级位置和宽度, 便可计算出相应的有效量子数(或量子亏损值)和约化宽度 $\gamma = \nu^3 \Gamma$. 表 1 中的结果显示, 对于同一自电离系列中的各个态, 其量子亏损值都不能视为一个常数, 这与

文献 [14, 15] 中关于较高 n 值的自电离态的实验结果有所不同. 对此, 我们的解释是: 由于本工作所研究的自电离态都具有很低的主量子数, 其 n 值都相对较小, 所以即使采用了孤立实激发技术, 在激发实电子时 Rydberg 电子并不能视为“旁观者”, 而是存在两个价电子之间的相互关联, 从而导致这些自电离态的光谱特征偏离了 Rydberg 态的特性, 即量子亏损不再是常数. 与之形成对照的是, 表 2 中各态的量子亏损均大致为常数 2.8, 与文献中关于较高 n 值的自电离态的结论 [15] 基本一致, 保持了 Rydberg 态的特性.

由于实验所采用的三束激光均为线偏振光且相互平行, 根据选择定则, 实验所获得的 $6p_{1/2}\ nd$ 自电离态的光谱都是复合光谱, 即每一个态的光谱中都含有 $J=1$ 和 $J=3$ 两种成分. 对于 Ba 这样比较重的原子, 其自电离态的双激发电子组态主要是 $j\bar{j}$ 耦合 [16], 因此对于每个 J 成分, 都可以将其写成 $j\bar{j}$ 耦合形式 $6p_{1/2}\ nd_j$, 其中 $J=1/2+j$. 对于 $J=1$ 成分, 其 $j\bar{j}$ 耦合形式只有 $6p_{1/2}\ nd_{3/2}$, 而对于 $J=3$ 成分, 其 $j\bar{j}$ 耦合形式只有 $6p_{1/2}\ nd_{5/2}$. 因此 $6p_{1/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态只可能有 $6p_{1/2}\ nd_{3/2}\ (J=1)$ 和 $6p_{1/2}\ nd_{5/2}\ (J=3)$ 两种成分, 表现在光谱上应该为两个峰. 但是, 研究结果表明, 绝大多数的 $6p_{1/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态光谱呈现单峰结构, 如图 3 所示. 基于 $J=1$ 和 $J=3$ 两种成分不能够分辨的事实, 说明在自电离光谱中两种成分的跃迁强度相差很大, 以至于较强成分掩盖了较弱成分.

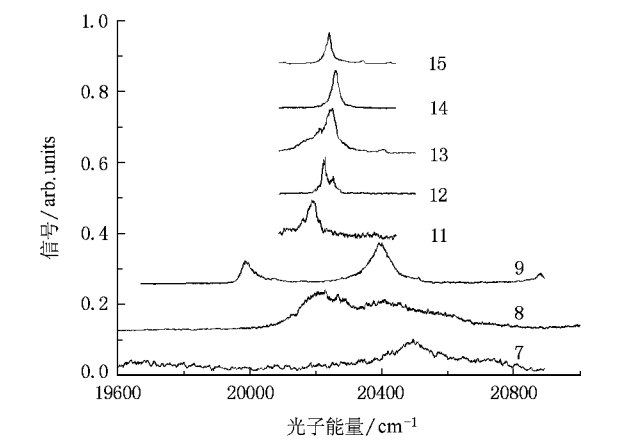


图 3 从 $6snd\ ^1D_2\ (n=7-15)$ 里德伯态激发得到的 $6p_{1/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态光谱

由图 3 可知, 该系列的某些自电离态具有复杂的结构, 如 $6p_{1/2}\ 9d\ (J=1\ 3)$ 自电离态的光谱具有明

显的双峰结构. 考虑到实验中第三束激光的波长只在 $6s^+ \rightarrow 6p_{1/2}^+$ 共振线附近扫描, 不可能激发 $6s \rightarrow 6p_{3/2}$ 的跃迁, 因此 $6p_{1/2} 9d$ 自电离态的光谱结构只能来源于与 $6p_{3/2} nl$ 自电离态的混合效应. 根据本实验对于 $6p_{3/2} nd$ 自电离态的研究结果, 我们认为 $6p_{1/2} 9d$ 自电离态的双峰结构是由 $6p_{3/2} 7d$ 自电离态的混合作用产生. 在这两个跃迁峰中, 处于较高能量处的峰为 $6p_{1/2} 9d(J=1, 3)$ 自电离态, 而较低能量处的峰为 $6p_{3/2} 7d$ 态的混合效应所致.

3.2. 从 $6snd\ ^1 3D_2$ 态激发的 $6p_{3/2} nd(J=1, 3)$ 自电离系列

当采用孤立实激发技术时, 由于第三步激发是 $6s \rightarrow 6p_{3/2}$ 共振跃迁, 所以当主量子数 n 较大时, 第三步激发基本不会影响到 Rydberg 电子, 因此这些光谱呈现对称的 Lorentz 线形, 而且光谱峰值位置基本保持共振跃迁峰附近. 图 4 中所展示的 $n=11\text{--}15$ 态的实验光谱证实了这一点.

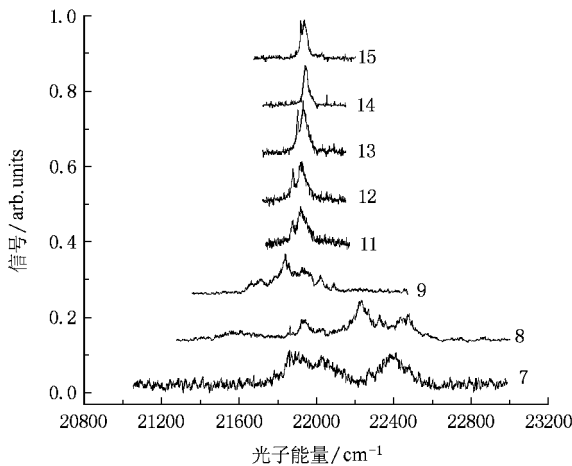


图 4 从 $6snd\ ^1 D_2(n=7\text{--}15)$ 里德伯态激发得到的 $6p_{3/2} nd(J=1, 3)$ 自电离态光谱

另一方面, 对于那些主量子数很低的自电离态, Rydberg 电子与实电子之间的关联作用变得明显起来. 即由于电子关联效应使激发实电子过程中, Rydberg 电子也将受到影响并使自电离光谱的中心与 $6s \rightarrow 6p_{3/2}$ 共振线发生偏移. 图 4 中所示的 $n < 11$ 的自电离态光谱证实了这种关联效应, 因为它们的光谱峰值位置与共振跃迁的中心发生了偏移. 此外, 由于 $n < 11$ 的 $6p_{3/2} nd(J=1, 3)$ 自电离态处于 $6p_{1/2}^+$ 电离限之下, 所以它们会受到属于 $6p_{1/2} nl$ 系

列的各态的干扰而呈现出多峰结构, 如图 4 中所示的 $6p_{3/2} 7d$ 和 $6p_{3/2} 8d$ 自电离态的光谱. 显然, 这些复杂结构来源于 $6p_{3/2} nd$ 通道与 $6p_{1/2} nd$ 通道的混合作用.

另外, 在实验中需要监控第三束激光的强度, 避免自电离态光谱的饱和效应, 否则其宽度将严重失真. 为说明这一点, 我们有意增强了第三束激光的强度, 所得到的自电离态的饱和光谱与非饱和激发的情况形成了对比, 见图 5. 由图 5(a) 可见, 当饱和和激发时 $6p_{3/2} 16d(J=1, 3)$ 的自电离光谱明显加宽, 且在其两侧出现许多带有复杂结构的边带小峰. 由此可见, 实验中必须对第三束激光的能量密度进行严格的控制, 才能避免光谱失真. 研究表明只要将实验中将第三束激光的能量限制在 0.2 mJ 以下, 便可以得到非饱和的自电离光谱, 从而确保相应的光谱信息的准确性. 需要说明的是, 饱和和激发的光谱两侧出现的众多边带小峰包含了许多重要的光谱信息, 可以增强人们对于自电离过程的认识. 这方面的研究结果已经发表^[16], 这里不再赘述.

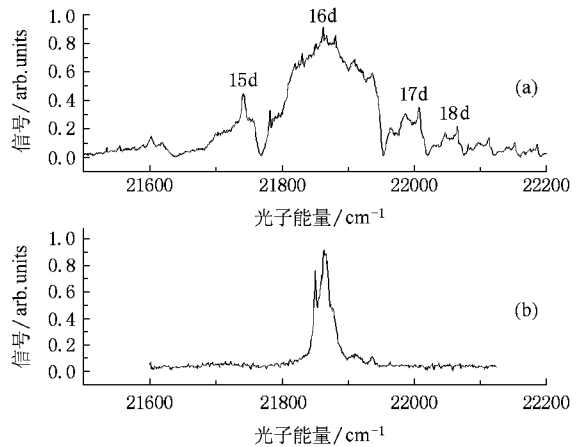


图 5 $6p_{3/2} 16d(J=1, 3)$ 自电离态饱和激发光谱与非饱和激发光谱的比较 (a) 饱和激发光谱 (b) 非饱和激发光谱

综上所述, 只要非饱和激发的情况下测得各个自电离态的光谱, 我们便可提取相关的光谱信息. 表 3 和表 4 给出了分别从 $6snd\ ^1 D_2$ 和 $6snd\ ^3 D_2$ Rydberg 能级激发的 $6p_{3/2} nd(J=1, 3)$ 自电离态能级位置和宽度, 其不确定度为 $\pm 0.04\text{ cm}^{-1}$.

自电离态的谱线宽度代表着该态向各个连续态衰变的自电离速率, 而约化宽度则便于比较不同自电离系列之间的衰变速率的大小. 根据上述表格中的数据, 可见 $6p_{3/2} nd$ 自电离系列的约化宽度普遍大于 $6p_{1/2} nd$ 自电离系列的约化宽度, 这表明 $6p_{3/2} nd$

表 3 从 $6snd\ ^1D_2$ 里德伯态激发的 $6p_{3/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态, 能级 E 、量子亏损 δ 、宽度 Γ 和约化宽度 $\gamma = \nu^3 \Gamma$

N	E/cm^{-1}	δ	Γ/cm^{-1}	$\gamma = \nu^3 \Gamma/10^4\ \text{cm}^{-1}$
7	57283.89	2.955	421.03	2.79
8	59379.23	3.121	126.82	1.47
9	61277.60	2.637	69.37	1.79
11	62412.18	2.655	76.28	4.43
12	62652.90	2.933	80.53	6.00
13	62949.03	2.721	66.16	7.19
14	63114.04	2.792	26.52	3.74
15	63263.55	2.689	37.63	7.02

表 4 从 $6snd\ ^3D_2$ 里德伯态激发的 $6p_{3/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态, 能级 E 、量子亏损 δ 、宽度 Γ 和约化宽度 $\gamma = \nu^3 \Gamma$

n	E/cm^{-1}	δ	Γ/cm^{-1}	$\gamma = \nu^3 \Gamma/10^4\ \text{cm}^{-1}$
7	57539.86	2.875	288.54	2.03
8	59889.84	2.826	215.32	2.98
9	61116.24	2.819	103.19	2.44
11	62255.27	3.042	35.4	1.78
12	62661.13	2.905	19.64	1.48

自电离态比 $6p_{1/2}\ nd$ 自电离态的自电离速率要大, 并且与连续态的耦合作用更强. 这是因为位于 $6p_{1/2}^+$ 电离限之上的 $6p_{3/2}\ nd$ 自电离态可以向 $6s_{1/2}^+$, $5d_{3/2}^+$, $5d_{5/2}^+$ 和 $6p_{1/2}^+$ 离子态这四条途径衰变, 而 $6p_{1/2}\ nd$ 自电离态不可能衰变到 $6p_{1/2}^+$ 离子态, 即比 $6p_{3/2}\ nd$ 自电离态少了一条衰变途径, 所以其约化宽度比 $6p_{3/2}\ nd$ 自电离态的约化宽度要小.

3.3.6p_j10d 自电离态的实验研究与分析

在本次实验中, 始终无法获得 $6p_{1/2\ 3/2}\ 10d$ 自电离光谱. 这是因为当 $n = 10$ 时, 激发 $6s10d\ ^1D_2$ 和 $6s10d\ ^3D_2$ Rydberg 态所需要的第二束激光的波长分别为 455.75 nm 和 457.33 nm, 恰好与从上述两个 Rydberg 态进一步激发到 $6p_{3/2}\ 10d$ 自电离态所需要的第三束激光的光子能量相近, 所以原子实际上同时吸收了第二束激光的两个光子, 先后完成了 $6s6p\ ^1P_1 \rightarrow 6s10d\ ^1\ ^3D_2 \rightarrow 6p_{1/2\ 3/2}\ 10d\ (J=1\ 3)$ 这二个跃迁, 从而发生自电离. 由于原子无法停留在 $6s10d$ 态上, 因此无法得到相应的自电离光谱. 图 6 展示了利用两步激光所得到的光谱, 验证了上述分析.

另一方面, 我们可以利用这一效应进行自电离光谱的频率标定. 对于任意的 $6p_{3/2}\ nd$ 自电离光谱, 第三束激光的波长在 $6s \rightarrow 6p_{3/2}$ 跃迁峰附近进行扫描

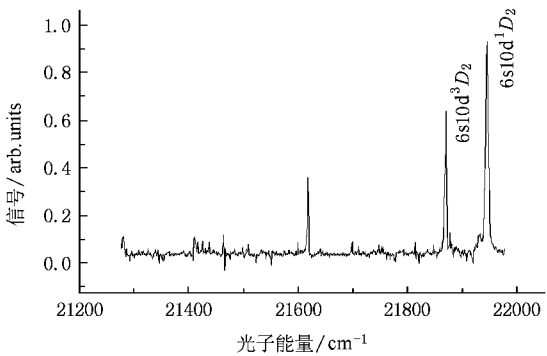


图 6 利用两束激光激发得到的 $6s10d\ ^1\ ^3D_2$ 里德伯态光谱

时, 都会在自电离光谱的相同位置处出现上述两个尖锐的标志峰.

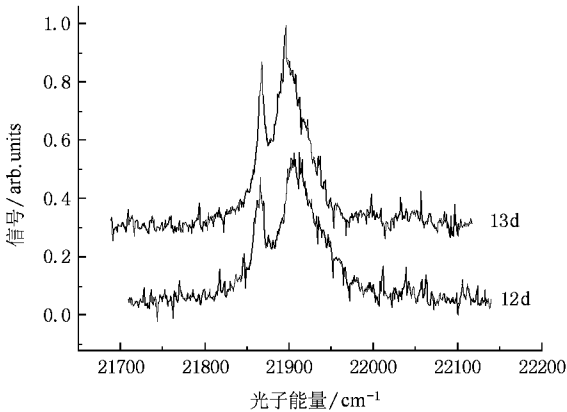


图 7 从 $6s10d\ ^3D_2$ 里德伯态激发得到的 $6p_{3/2}\ 12d$ 和 $6p_{3/2}\ 13d$ 自电离态光谱, 在相同的能级处出现两个标志峰

图 7 展示了两个不同的 $6p_{3/2}\ nd$ 自电离态的光谱. 上述两个标志峰的存在, 为我们提供了一种关于第三束激光的频率标定方法, 从而为精确测定各个自电离态能级位置和宽度提供了重要保证.

4. 结 论

本实验着重研究了主量子数 n 值较低的 Ba 原子 $6p_{1/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 和 $6p_{3/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态的光谱特性. 通过对 Ba 原子分别从 $6snd\ ^1D_2\ (n=7-15)$ 态和 $6snd\ ^3D_2\ (n=7-12)$ 态激发而得到的自电离光谱, 获得了这些态的重要信息. 研究表明, 收敛于 $6p_{3/2}^+$ 电离限的自电离态比那些收敛于 $6p_{1/2}^+$ 电离限的态具有更大的自电离速率. 对于位于 $6p_{1/2}^+$ 电离限之下的 $6p_{3/2}\ nd\ (J=1\ 3)$ 自电离态, 由于强烈

的组态混合作用 ,其光谱呈现出复杂的多峰结构 . 对于 $6p_{1/2}\ nd$ 系列多表现为单峰结构 , $J = 1$ 和 $J = 3$ 两种成分不能明显地分辨 .

另外 ,对于那些主量子数 n 值较低的 $6pnd$ 自电离态 ,由于受到其他组态干扰以及电子关联效应的影响 ,其自电离光谱中心与 $6s^+ \rightarrow 6p_j^+$ 共振线发生较大偏移 ,量子亏损值和光谱宽度也因此表现出较大的波动 . 我们也研究了部分 $6p_{3/2}\ nd\ (J = 1\ 3)$ 自

电离态的饱和光谱 ,并与非饱和激发的光谱进行了比较 ,结果表明第三步共振跃迁对激光的强度十分敏感 ,必须在实验中加入严格的限制 ,从而避免光谱信息失真 .

研究表明 ,虽然实验无法获得 $6p_{10d}$ 自电离态的光谱 ,但是可以将这一机理转化为激光频率的标定的方法 ,为其他 $6p_{3/2}\ nd$ 自电离态光谱的研究提供方便 .

[1] Dolmatov V K , Baltenkov A S , Manson S T 2003 *Phys. Rev. A* **67** 714

[2] Chen W J , Fang T K , Chang T S , et al 2002 *Phys. Rev. A* **65** 717

[3] Nakajima T 2001 *Phys. Rev. A* **63** 804

[4] Jones R R , Lyons B J , Baig M A et al 2000 *Phys. Rev. A* **62** 408

[5] Li S B , Dai C J 2004 *Journal of Electron Spectrosc. and Related Phen* **136** 247

[6] Zhang Y , Dai C J , Li S B 2002 *Chinese Physics* **11** 690

[7] Li S B , Dai C J 2003 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **77** 345

[8] Zhang Y , Dai C J , Li S B 2005 *J. Electron Spectrosc. and Related Phen.* **148** 11

[9] Dou W D , Dai C J 2004 *J Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **85** (5) 45

[10] Zhang Y , Dai C J , Li S B 2003 *Journal of Electron Spectrosc. and Related Phen.* **128** 135

[11] Liu Y P , Dai C J , Li S B 2005 *Journal of Electron Spectrosc. and Related Phen.* **142** 91

[12] Li S B , Dai C J 2002 *Journal of Electron Spectrosc. and Related Phen.* **127** 183

[13] Li S B , Dai C J , Sun W ,Xue P 2001 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **34** 2123

[14] Zhang Y , Dai C J , Li S B 2004 *Journal of Electron Spectrosc. and Related Phen.* **136** 273

[15] Zhang Y , Dai C J , Li S B 2004 *Journal of Electron Spectrosc. and Related Phen.* **135** 63

[16] LI S B , Dai C J 2007 *Chinese Physics* **16** 382

Study of Ba $6pnd$ ($J = 1, 3$) autoionizing states^{*}

Yuan Wei-Guo Dai Chang-Jian[†] Jin Song Zhao Hong-Ying Guan Feng

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

(Received 11 September 2007 ; revised manuscript received 3 October 2007)

Abstract

Ba $6p_{3/2}nd$ ($J = 1, 3$) autoionizing states, especially those with lower principal quantum numbers, have been experimentally studied using the isolated core excitation scheme with three dye lasers. Level energies and widths of $6p_{1/2}nd$ and $6p_{3/2}nd$ ($J = 1, 3$) autoionizing states, which are excited from $6snd$ 1D_2 Rydberg states with $n = 7—15$ and $6snd$ 3D_2 Rydberg states with $n = 7—12$, are reported. Examination of autoionizing states with lower principal quantum number ($n = 7—9$) exhibited the admixture between states converging to $6p_{3/2}$ and $6p_{1/2}$ ionization threshold. Moreover, some discussion is made based on comparison between different autoionizing series, so that one may explain the complex spectral structures of these states.

Keywords : isolated-core excitation, configuration interaction, autoionizing states

PACC : 3260, 3280

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10574098, 10674102), the Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 05YFJMJ05200) and the Research Foundation for Senior Professor of Tianjin University of Technology (Grant No. 069-000008).

[†] E-mail : Daicj@126.com