

Sr 原子里德伯态的 $|m_l|$ 相关场电离阈*

郇 菁 徐云飞 王云仙 张 森

浙江大学物理系, 杭州 310027

1991 年 10 月 21 日收到; 1992 年 4 月 23 日收到修改稿

用偏振激光两步激发, 获得不同 $|m_l|$ 值的里德伯态, 在 2.4 kV/cm 以下的电场范围内, 测定了 Sr 原子 5 nsd ($n = 22-27$), $|m_l| = 0, 1, 2$ 各里德伯态的电离阈值. 理论给出了二阶近似下 $|m_l|$ 有关的电离阈, 并与测量结果作了对照.

PACC: 3260S; 3280K

一、引 言

目前, 场电离技术已广泛应用于探测高激发态原子. 作为一种高效的检测手段, 场电离规律的探索受到了极大重视. 60 年代和 70 年代初期, 人们对氢原子的场电离作出了比较系统的理论计算与实验测定^[1-3]. 70 年代末, 对碱金属里德伯态的场电离规律进行了实验研究, 其中 Gallagher 和 Cooke^[4,5] 等人对 Na, K 原子在 $n = 15-22$ 附近的能级作了较全面的场电离实验, 并讨论了其一般特征. 同一时期, Liberman 等人对 Rb 原子也做了场电离实验^[6,7]. 并且人们对碱金属的电离机制作了讨论: 1) 利用隧道贯穿^[8]机制, 解决了电离速率的计算; 2) 利用经典的鞍点势模型, 给出了类氢原子的电离阈 $F_c = 1/16n^*(\text{au})$. 尔后, Cooke 等人^[9] 考虑到对于沿电场方向角动量投影不为零的电子, 其绕电场方向的转动能不能用于逸出原子, 因此需要在更高的电场中才能电离, 于是在原子里德伯态的电子有效势中增加了 $\hbar^2 m^2 / 2\mu\rho^2$ 项, 并得出鞍点能:

$$W = -\sqrt{F} \left(2 - |m_l| F^{1/4} - \frac{3m^2}{16} F^{1/2} \right). \text{ 从而解释了 Na 原子由于 } |m_l| \text{ 值不同而出现}$$

多重电离阈的实验结果.

对碱土金属原子里德伯态的场电离, 目前, 实验研究还很少. 不过由里德伯态的类氢性质, 可以预计它遵循氢原子和碱金属所遵循的一般规律, 本文对 Sr 原子的场电离及其多重阈值进行了实验测定和计算, 提供了 $|m_l|$ 相关的场电离阈的实验值和二阶近似理论值.

* 国家自然科学基金资助的课题.

二、实验装置与方法

实验装置与文献[10]中类似。脉冲电场由相距 8.0 mm 的平行板上的脉冲电压产生。作用区在平行板中央,激光束、原子束与电场三者相互垂直。作用区保持真空度高于 10^{-5} Torr, 以消除碰撞电离。装有金属 Sr 的原子炉加热到 625°C, Sr 原子以直径为 1.0 mm 的小孔射出,通过屏上直径为 1 cm 的阑,进入作用区,作用区的原子密度约为 10^6-10^7 cm $^{-3}$ 原子 $^{[11]}$ 。由同一台 Nd:YAG 脉冲激光器的三倍频光经分束后同时抽运两台染料激光器,第一台输出波长为 4608.6 Å, 使 Sr 原子由基态共振激发至 5s5p 1P_1 态,第二台激光输出的波长 λ_2 在 4220—4290 Å 范围内可调,使 Sr 原子由 5s5p 1P_1 态激发至 5s11d 各里德伯态。两束激光的能量均在 10 μ J/脉冲量级,脉宽小于 10 ns, 并均

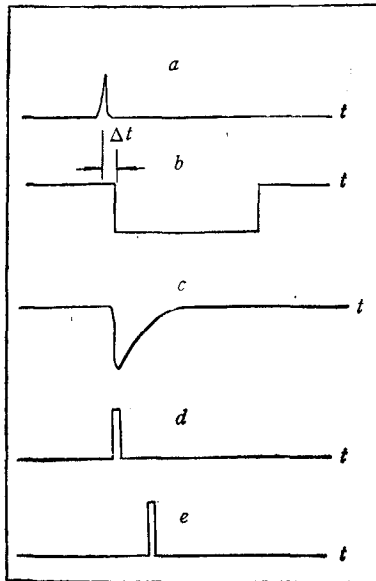


图 1 几个讯号时间关系 a 为激光脉冲; b 为高压脉冲; c 为电离讯号; d 为 Boxcar 的 A 通道门信号; e 为 Boxcar 的 B 通道门信号; $t = 0.1 \mu$ s (激光脉冲由快速光电二极管测量)

标定误差小于 2.5%。

经偏振器形成线偏振或圆偏振光,通过偏振方向的选择,利用 $\pi\pi$, $\pi\sigma$ 和 $\sigma^+\sigma^+$ 激发,使终态分别产生 $|m_l| = 0, 1, 2$ 的里德伯态原子。在光脉冲作用后 0.1 μ s, 由 Velonex model 360 高压脉冲电源产生一脉宽为 10 μ s、幅度为 0—2 kV 可调,上升速率为 25 ns 的矩形高压脉冲加到平行极板。用以场电离里德伯原子,同时作为离子收集电场。

电离产生的离子被电子倍增管收集,由 Boxcar 的 A 通道对电子倍增管输出讯号的峰值进行取样,如图 1,其平均值输入 X-Y 记录仪的 Y 轴。高压脉冲源的监视电压以 1000:1 输出,经过 Boxcar 的 B 通道取样平均,输入 X-Y 记录仪的 X 轴,由此得出信号-电场图。如图 3,从图 3 上可直接得出电离阈值。脉冲电压幅值测量系统用直流电压标定。

三、实验结果

Sr 原子里德伯态的场电离波形如图 2 曲线 b 所示,其中非场电离(电场值低于场电离阈)讯号如图 2 曲线 a 所示,由图 2 可见,曲线 b 明显比曲线 a 的幅度大,宽度窄。

图 3 给出 5s22d 1D_2 态 $|m| = 0, 1, 2$ 的场电离讯号与场强关系。

以上实验,得到 Sr 原子 5snd 1D_2 ($n = 22-27$) $|m| = 0, 1, 2$ 各里德伯态的电离阈值如表 1 所示。

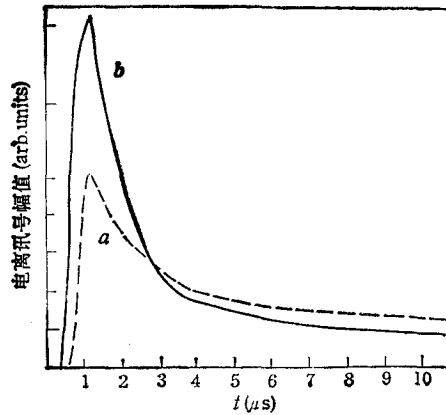


图2 $5s22d^1D_2$ 态 $|m_l| = 0$ 场电离波形 b 与非场电离波形 a

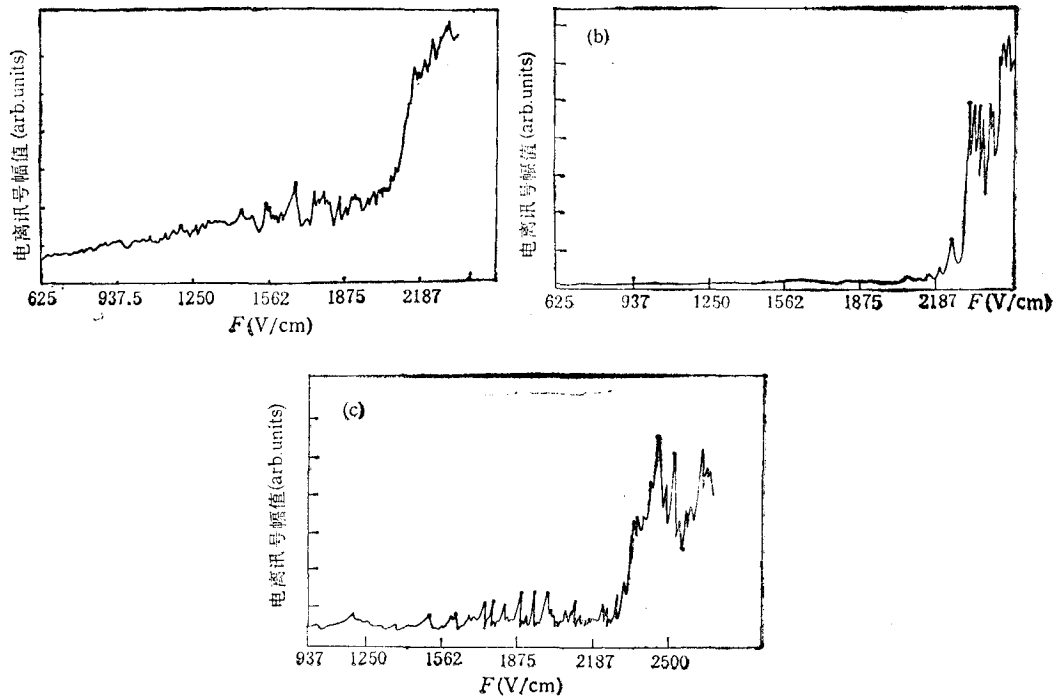


图3 Sr 原子 $5s22d^1D_2$ 态的电离讯号与场强关系

图中箭头指示位置定为电离阈

(a) $|m_l| = 0$ (b) $|m_l| = 1$ (c) $|m_l| = 2$

四、类氢原子 $|m_l|$ 相关电离阈的二阶近似

考虑角动量沿 z 轴的投影, 类氢原子里德伯态的电子有效势可写作^[9]

$$V = -e^2/4\pi\epsilon_0 r - eFz + \hbar^2 m^2 / 2\mu\rho^2, \quad (1)$$

式中 $\rho^2 = x^2 + y^2$, $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. 对于 $|m_l| = 0$ 时, V 在 z 方向有一鞍点 $(0, 0,$

表 1 Sr 原子 $5sd^1D_2$ ($n = 22-27$) 态的场电离阈值 ($V\text{cm}^{-1}$)

组态	$ m = 0$		$ m = 1$		$ m = 2$	
	实验值	理论值	实验值	理论值	实验值	理论值
$5s22d^1D_2$	2080	2107	2218	2160	2295	2214
$5s23d^1D_2$	1708	1736	1806	1778	1873	1828
$5s24d^1D_2$	1452	1441	1504	1474	1541	1507
$5s25d^1D_2$	1202	1206	1254	1232	1285	1259
$5s26d^1D_2$	1031	1018	1060	1039	1097	1060
$5s27d^1D_2$	878	865	909	882	966	900

z_0), $z_0 = \sqrt{e/4\pi\epsilon F}$. 当原子里德伯态的能级高于此鞍点能量时, 在外电场的作用下原子电离, 由此可得电离阈

$$F_0 = F_c/16n^{*4} \quad (2)$$

($F_c = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^3 / \left(\frac{\hbar^2}{\mu}\right)^2 e$ 为电场值的 SI 单位与原子单位间的换算因子。)

当 $m \neq 0$ 时, 利用鞍点的特点, 可求得鞍点所对应的 ρ, z 值

$$\partial V/\partial \rho = \alpha\rho/r^3 - 2\epsilon/\rho^3 = 0, \quad (3)$$

$$\partial V/\partial z = \alpha z/r^3 - \beta = 0, \quad (4)$$

式中 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0$, $\epsilon = \hbar^2 m^2/2\mu$, $\beta = eF$. 由此可得

$$\rho^4 = \eta z, \quad (5)$$

式中 $\eta = 2\epsilon/\beta$. 利用 (4) 式, 可得

$$z_0^2 z = r^3, \quad (6)$$

式中 $z_0^2 = \alpha/\beta$, 即 $m = 0$ 时的鞍点坐标值. 把 (5) 式及 $r^2 = z^2 + \rho^2$ 代入 (6) 式得

$$z_0^2 = z^2(1 + \eta^{1/2} z^{-3/2})^{3/2}. \quad (7)$$

把 α, β 代入, 可得二阶近似下鞍点坐标值为

$$\begin{aligned} z^2 &= z_0^2 \left[1 - \frac{3}{2} \eta^{1/2} z_0^{-3/2} + \frac{3}{16} \eta z_0^{-3} \right] \\ &= z_0^2 \left[1 - \frac{3}{2} |m|(F/F_c)^{1/4} + \frac{3}{16} m^2(F/F_c)^{1/2} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\rho^2 = \sqrt{\eta z} = z_0^2 \left[|m|(F/F_c)^{1/4} - \frac{3m^2}{8} (F/F_c)^{1/2} \right]. \quad (9)$$

把 (8), (9) 式代入方程 (1), 得鞍点的能量值为

$$V = -\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} F [2 - |m|(F/F_c)^{1/4} - 3m^2/16(F/F_c)^{1/2}]. \quad (10)$$

令 $V = -2\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} F$, 得 $m = 0$ 时 n 态的电离阈值 F_0 与 $m \neq 0$ 时, n, m 态的电离阈值 F_m 之间关系式

$$F_0^{1/2} = F_m^{1/2} \left[1 - \frac{|m|}{2} (F_m/F_c)^{1/4} - \frac{3m^2}{32} (F_m/F_c)^{1/2} \right]. \quad (11)$$

利用二阶近似得

$$F_m^{1/2} = F_0^{1/2} \left[1 + \frac{|m|}{2} (F_0/F_c)^{1/4} + \frac{15}{32} m^2 (F_0/F_c)^{1/2} \right], \quad (12)$$

$$F_m^{(2)} = F_0 \left[1 + |m| (F_0/F_c)^{1/4} + \frac{19}{16} m^2 (F_0/F_c)^{1/2} \right]. \quad (13)$$

把 $F_0 = (1/16n^{*4})F_c$ 代入 (13) 式得

$$F_m = F_0 \left(1 + \frac{m}{2n} + \frac{19m^2}{64n^2} \right). \quad (14)$$

通常由鞍点能直接得出原子的经典场电离阈, 未考虑原子场电离过程中的 Stark 位移, 因此是非常近似的, 由于不同 m 子能级在外电场中的 Stark 位移只有很小的差异. 因此 (14) 式给出的 F_m 与 F_0 之间的关系式, 近似消除了 Stark 位移的影响. 以上推导未考虑场电离过程中原子实的极化及其对库仑场非对称性的影响, 但是对高里德伯态, 由于其类氢性质, (14) 式应具有较好的近似. 在 (14) 式中以 n^* 代替 n , 对 Sr 原子 $5snd^1D_2$ ($n = 22-27$) $|m_l| = 1, 2$ 各里德伯态的计算值与实验值比较如表 1. 可见, 计算结果与实验结果符合较好.

五、黑体辐射对高里德伯态场电离的影响

黑体辐射对高态里德伯原子的电离概率较大, 尤其是在环境温度较高时. 通过调节光脉冲与电脉冲之间的不同延时, 观察电离信号波形, 可以了解里德伯态原子被黑体辐射电离的情况. 由于实验中真空度高于 10^{-7} Torr, 可忽略碰撞电离, 同时激光束较弱, 原子束密度较小, 可忽略光电离产生的空间电荷的影响, 因此观察到的讯号波形变化, 主要由黑体辐射引起. 图 4(a) 为

$5s27d^1D_2$ 态(电离阈为 750 V/cm), 在炉温为 625°C , 光电之间延时为 $0.025 \mu\text{s}$, 极板间收集电压分别为 1000 V (场电离) 和 300 V (未场电离) 的离子信号波形. 可见 300 V 时信号幅度小且宽度大, 加电压后在较长时间内一直有离子产生. 图 4(b) 为同态在光电延时为 $1.2 \mu\text{s}$ 时, 收集电压分别为 1000 和 300 V 的离子讯号波形. 此时, 300 V 收集电压得到的波形变尖. 这是由于黑体辐射使一些里德伯原子电离, 极板间聚集了一部分离子, 当光电延时为 $1.2 \mu\text{s}$ 后加收集电压时, 大量离子同时被收集, 讯号产生明显的尖峰, 其结果与场电离的波形接近.

此时, 300 V 收集电压得到的波形变尖. 这是由于黑体辐射

使一些里德伯原子电离, 极板间聚集了一部分离子, 当光电延时为 $1.2 \mu\text{s}$ 后加收集电压时, 大量离子同时被收集, 讯号产生明显的尖峰, 其结果与场电离的波形接近.

黑体辐射对里德伯态的作用, 主要表现为两种情况:

1) 当 $\nu > \nu_n$ 时 ($\nu_n = E_c - E_n/h$, E_c 为电离限, E_n 为 n 态的能量). 里德伯态吸收光子电离, 其电离速率^[12]为

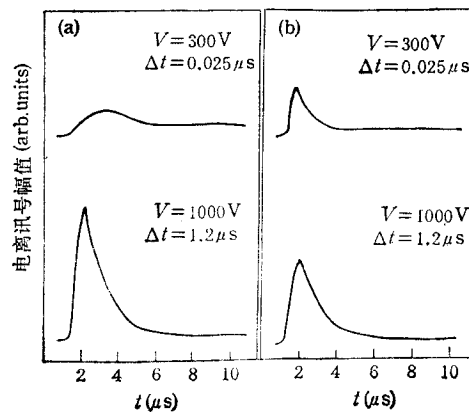


图 4 $5s27d^1D_2$ 态的场电离波形与非场电离波形
 Δt 为光脉冲与电场脉冲之间的延时

$$\phi(\nu_n) = \int_{\nu_n}^{\infty} \frac{4\pi I_0}{h\nu} \sigma^+(\nu) d\nu.$$

对高里德伯态 ν_n 较小. 对 Sr 原子 $n = 22$ 时电离阈对应的光子频率 $\nu = 8.25 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$, 当温度为实验时的炉温 $T = 625^\circ\text{C}$. 黑体辐射峰值频率 $\nu_m = 9.29 \times 10^{13} \text{ Hz}$, ν_m 已高于 ν_n , 因此黑体辐射引起的电离速率较大.

2) 当 $\nu < \nu_n$ 时, 黑体辐射使里德伯原子相邻的各态之间跃迁, 时间越长, 则光激发终态上的布居数越少, 使光激发终态的电离阈越来越不明显. 为减小黑体辐射的影响, 实验测定电离阈值时尽量减小了光激发与场电离之间的延迟时间.

- [1] D. S. Bailey, I. R. Hishes, A. C. Riviere, *Nucl. Fusion*, 5(1965), 41.
- [2] M. H. Rice and R. H. Good, Jr., *J. Opt. Soc. Am.*, 52(1962), 239.
- [3] R. N. Il'in, *Atomic Physics*, vol. 3, edited by S. J. Smith and G. K. Walters (Plenum, New York, 1973).
- [4] T. F. Gallagher, L. M. Humphrey, *Phys. Rev.*, A16(1977), 1098.
- [5] T. F. Gallagher, W. E. Cooke, *Phys. Rev.*, A19(1979), 694.
- [6] S. Liberman and J. Pinard, *Phys. Rev.*, A20(1979), 507.
- [7] G. J. Bekov, V. S. Letokhov and V. I. Mishin, *Opt. Commun.*, 23(1977), 85.
- [8] Michael, G. Littlman, M. M. Kash, Daniel Kleppner, *Phys. Rev. Lett.*, 41(1978), 103.
- [9] W. E. Cooke and T. F. Gallagher, *Phys. Rev.*, A17(1978), 1226.
- [10] 陆杰, 胡素芬, 张森, 孙家祯, *光学学报*, 6(1986), 469.
- [11] 张祖仁, 李兆霖, 冯宝华, 李士杰, *光学学报*, 2(1982), 535.
- [12] J. M. Gagié, A. Briand, T. Berthond, *Appl. Phys.*, B50(1990), 29.

DEPENDENCE OF FIELD-IONIZATION THRESHOLD ON $|m_l|$ FOR RYDBERG STATES OF Sr ATOM

LI JING XU YUN-FEI WANG YUN-XIAN ZHANG SEN

Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027

(Received 21 October 1991; revised manuscript received 23 April 1992)

ABSTRACT

We have obtained Rydberg atom of different $|m_l|$ value by two-step excitation using polarized lasers. The field-ionization thresholds for $5snd$ ($n = 22-27$), $|m_l| = 0, 1, 2$ Rydberg states of Sr atom is measured by using a pulse electric field (up to 2.4kV/cm). Second-order approximate formula of field-ionization threshold that depend on the $|m_l|$ value is obtained and compared with the measured data.

PACC: 3260S; 3280K