

# Sr 原子 $|M| = 1$ 电场标度能谱\*

柳晓军<sup>1)2)</sup> 曹俊文<sup>1)2)</sup> 王 谨<sup>1)2)</sup> 赵宏太<sup>1)2)</sup> 詹明生<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>中国科学院武汉物理与数学研究所波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

<sup>2)</sup>中国科学院安徽光学精密机械研究所激光光谱学开放实验室, 合肥 230031)

(2000 年 1 月 14 日收到 2000 年 3 月 5 日收到修改稿)

通过同步改变激光扫描波长和外加电场大小, 保持标度能为常量, 将 Sr 原子从基态激发到  $|M| = 1$  的激发态, 得到了标度能  $\epsilon = -3.00, -2.50, -1.88$  时的常数标度能谱. 实验傅里叶变换回归谱与氢原子闭合轨道理论计算进行了比较, 峰值位置符合较好, 峰值强度则受 Sr 原子实效应影响较大.

关键词: Sr 原子, 标度能谱, 闭合轨道理论

PACC: 3260

## 1 引 言

外电场中 Rydberg 原子的动力学是原子物理研究的一个重要问题<sup>[1]</sup>. 在低电场时, 外电场对原子能级只产生微扰, 但随着外加电场强度的增大, 原子能级发生轨道角动量量子数  $l$  甚至主量子数  $n$  混合, 各个态也因为自电离发生能级加宽, 这时原子的光谱变得特别复杂. 近年来发展起来的常数标度能谱方法, 不仅能简化原子外场谱的分析, 还可从系统经典电子轨道的行为上去理解原子外场谱的物理本质, 进而可帮助了解经典与量子对应问题. Eichmann 等<sup>[2]</sup>首先用这种方法对 Na 原子电场激发谱进行了研究, 得到标度能为  $-2.5$  时的常数标度能谱, 实验测量与经典周期轨道计算结果很好地符合.

Courtney 等对 Li 原子的经典闭合轨道分岔现象<sup>[3]</sup>及长周期闭合轨道<sup>[4]</sup>进行了实验观察, 研究了随着标度能的减小而出现的轨道分岔现象, 观察到了对应于上行轨道的第一百多次重现所对应的电子回归峰. 但到目前为止, 这方面的工作多局限于对简单 H 原子或一价碱金属原子的研究. 对于更为复杂的二价碱土金属原子, 由原子实及电子相关对 Rydberg 态电子的动力学行为的影响有待探讨. Kips 等对  $\text{Ba}^{\text{I}[5]}$  及  $\text{He}^{\text{I}[6]}$  在场电离阈附近高激发态的电场标度能谱进行了实验研究, 用闭合轨道理论对实验傅里叶变换回归谱进行了很好的解释. 本文则对具有较

大量子亏损值的 Sr 原子进行了实验标度能谱研究, 获得了 Sr 原子在场电离阈以上及以下标度能处的几组常数标度能谱, 同时将 H 原子的半经典闭合轨道理论计算与得到的实验谱进行了比较.

## 2 氢原子哈密顿量的标度性质

处在均匀静电场  $F$  中的 H 原子的经典哈密顿量为(柱坐标系中)

$$H_F = \frac{1}{2} \left( P_z^2 + P_\rho^2 + \frac{l_z^2}{\rho^2} \right) - \frac{1}{(\rho^2 + z^2)} + Fz, \quad (1)$$

其中  $\rho^2 = x^2 + y^2$ ,  $F$  是原子单位制表示的外电场强度,  $l_z$  为角动量的  $z$  分量.

通过标度转换

$$\begin{aligned} \hat{\rho} &= F^{1/2} \rho, & \hat{z} &= F^{1/2} z, & \hat{P}_\rho &= F^{-1/4} P_\rho, \\ \hat{P}_z &= F^{-1/4} P_z, & \hat{t} &= F^{3/4} t, \end{aligned} \quad (2)$$

得到一个标度哈密顿量  $\hat{H}$

$$\begin{aligned} \hat{H} &= H_F / F^{1/2} = \frac{1}{2} \left( \hat{P}_\rho^2 + \hat{P}_z^2 + \frac{L_z^2}{\hat{\rho}^2} \right) \\ &\quad - \frac{1}{(\hat{\rho}^2 + \hat{z}^2)} + \hat{z}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $L_z = F^{1/4} l_z$ . 当在标度坐标系中考察系统的经典动力学时, 发现当  $l_z = 0$  时, 哈密顿量不再单独地依赖于电场  $F$  和能量  $E$ , 系统的经典动力学完全依赖于一个唯一的参数——标度能  $\epsilon$ , 且

\* 国家自然科学基金(批准号: 19774069, 19734006)资助的课题.

$$\epsilon = E/\sqrt{F}. \quad (4)$$

这样,只要保持标度能恒定,即通过同步改变外加电场和探测激光波长,就可得到恒定半经典条件下的原子激发光谱.本实验中,对应的  $L_z = 1$ ,系统标度哈密顿量对电场  $F$  有一依赖关系,但由于实验中  $F^{-1/4}$  值在 70 左右,  $L_z$  项相对很小,故系统哈密顿量标度性质仍然近似满足.

### 3 半经典闭合轨道理论

按照闭合轨道理论<sup>[7,8]</sup>,在核处闭合的每一个电子轨道对原子吸收谱贡献一个正弦振荡,作为能量函数的振子强度分布可通过对相应闭合轨道及其多次重现的求和求出.用公式表示为

$$Df(E, F) = Df_0(E, F) + \sum_k \sum_{n=1}^{\infty} D_{nk} \cdot \sin(n \hat{S}_k F^{-1/4} - \Phi_{nk}), \quad (5)$$

式中  $Df_0(E)$  表示振子强度分布中的平滑背景光吸收,对应于电场为零时的振子强度,  $k$  对所有原始轨道求和,  $m$  则对原始轨道的重现求和,  $\hat{S}_k = S_k F^{1/4}$  是每个闭合轨道首次回归的标度作用量,  $D_{nk}$  是每个闭合轨道的回归振幅,它包含了轨道稳定性、轨道的出射及入射角、初始态和零能量库仑波之间的偶极算符矩阵元的信息,  $\Phi_{nk}$  为附加位相,可从 Maslov 指数<sup>[9]</sup>及轨道有关几何条件得到.回归强度定义为回归振幅  $D_{nk}$  的平方.从(5)式可以看到,若将得到的常数标度能谱表示为  $F^{-1/4}$  的函数,再进行傅里叶变换,得到的傅里叶变换谱中的每个共振峰就对应一个或多个电子闭合轨道,峰的位置对应于  $F^{-1/4}$  的共轭变量——轨道作用量  $n \hat{S}_k$ ,而峰值强度——即回归强度与轨道的稳定性及其他激发态几何有关.这样一个傅里叶变换谱也被称之为回归谱.

在闭合轨道理论计算中,重要的是求出对应能量处系统的所有闭合轨道及其对应的作用量和振幅等信息.出于方便,求解闭合轨道的作用量及振幅均选择在半抛物坐标系  $(u, v)$  中进行,其中  $u = \sqrt{\hat{r} + \hat{z}}$ ,  $v = \sqrt{\hat{r} - \hat{z}}$ .若将方程(5)中所有能量为  $E$  的电子闭合轨道及其重现都考虑进去是不可行的,实际计算中考虑到实验有限分辨率  $\Delta E$ ,只需求出回归时间  $T < T_{\max} = 2\pi/\Delta E$  的轨道,将这些轨道对吸收谱的贡献进行求和.

## 4 实 验

实验装置如图 1 所示.基态 Sr 原子由直热式原子炉产生经准直孔后进入作用区.由 Nd:YAG 激光器抽运的染料激光输出经晶体 BBO 倍频后进入作用区与基态原子发生作用,将原子激发到高里德堡态.激发态原子进一步飞行到下游的两块场板之间发生场电离,离子信号由电子倍增器接收放大,再经前置放大器后通入 Boxcar 进行采样平均,最后传入微型计算机进行数据存储、处理.

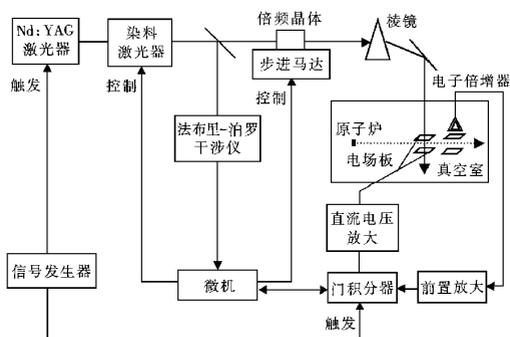


图 1 实验装置示意图

实验过程中,保持标度能值为常量是关键,为此,需利用计算机对染料激光器扫描波长和外加电场强度的变化进行同步控制,这方面的工作将另文报道<sup>[10]</sup>.染料激光输出在 437 nm 左右,经 BBO 倍频后,可将基态 Sr 原子激发到主量子数  $n = 25-35$  范围.激光倍频输出为线偏振光,偏振方向垂直于电场方向,根据选择定则  $\Delta m_l = \pm 1$ ,激发终态磁量子数为  $|M| = 1$ .染料激光器的线宽约为 4 GHz,输出波长的绝对校准是通过与零场  $5s36p^1P_1$  态的已知波长进行比较而得到,同时通过一个法布里-珀罗干涉仪进行实时波长监测及校准.

## 5 实验结果与分析

### 5.1 实验结果

实验得到了 Sr 原子在标度能  $\epsilon = -3.00, -2.50, -1.88$  时的光谱.图 2 给出了  $\epsilon = -3.00$  时记录到的实验谱,它由相邻  $n$  簇的  $|M| = 1$  Stark 子能级重叠而成,虽然各主量子数  $n$  簇仍能分辨,但  $n$  能级内已发生轨道角量子数  $l$  混合.将实验吸

收谱强度以  $F^{-1/4}$  为变量进行傅里叶变换, 可得到回归谱, 谱中出现了有限的一组离散共振峰, 如图 3 (a) 所示. 这种现象与 Courtney 等人对  $\text{Li}^{11}$ , Hogervost 小组对  $\text{Ba}^{[5]}$  及  $\text{He}^{[6]}$  观测到的实验现象类似. 图 4(a) 和图 5(a) 分别给出  $\epsilon = -2.50$  及

$-1.88$  时的实验傅里叶变换回归谱. 在每个回归谱中, 低作用量处的峰值并非来自电子闭合轨道的贡献, 它对应于实验扫描过程中慢变背景信号的傅里叶变换引起的低频分量.

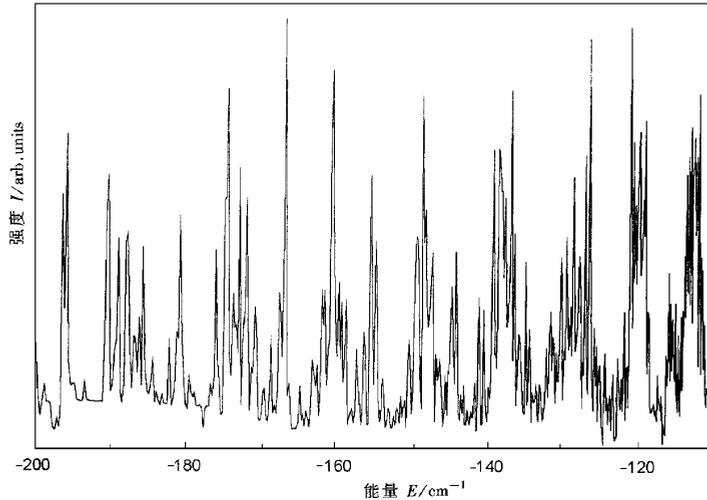


图 2  $\epsilon = -3.00$  时 Sr 原子实验常数标度能谱

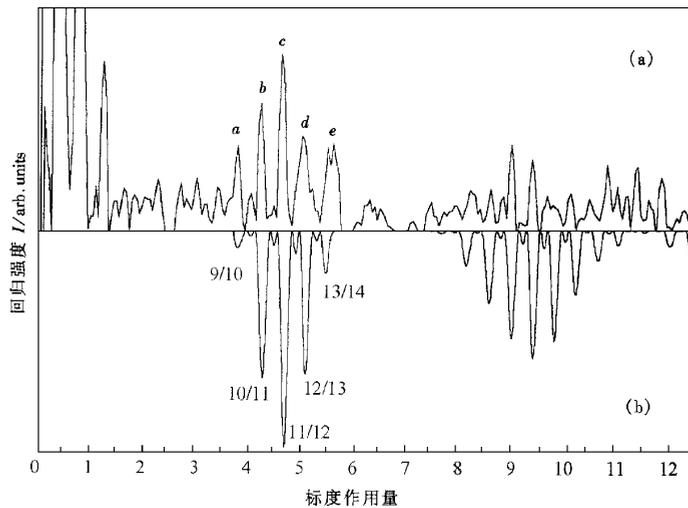


图 3  $\epsilon = -3.00$  时 Sr 与 H 原子回归谱的比较 (a) 为 Sr 原子实验回归谱; (b) 为 H 原子计算回归谱

## 5.2 与闭合轨道理论计算的比较

对应几种标度能得到的 H 原子闭合轨道理论计算结果如图 3(b), 4(b), 5(b) 所示. 在计算中, 因实验激发  $|M| = 1$  谱, 与 Kips 等<sup>[6]</sup>对 He 原子的处理类似, 不需要考虑在轨道分岔附近的均匀化近似<sup>[12]</sup>. 另外, 计算中还忽略了 Sr 原子的原子实效

应, 考虑到实验激光分辨率, 只能分辨较低作用量的回归峰, 这时, 原子实效对回归谱的影响较小, 采用这种简化处理是可行的. 计算谱中的每个峰都对应于电子的一个闭合轨道, 所有这些轨道都是由平行于电场方向的上行轨道或其重现的分岔产生. 当新轨道的初始出射角随标度能的减小而从  $0^\circ$  增加到  $180^\circ$  时, 它会被下行轨道及其重现吸收并破坏

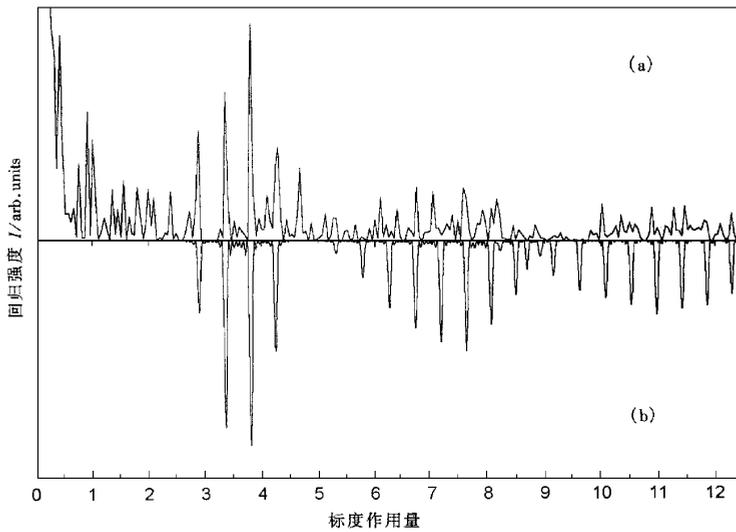


图 4  $\epsilon = -2.50$  时 Sr 与 H 原子回归谱的比较 (a) 为 Sr 原子实验回归谱 ;(b) 为 H 原子计算回归谱

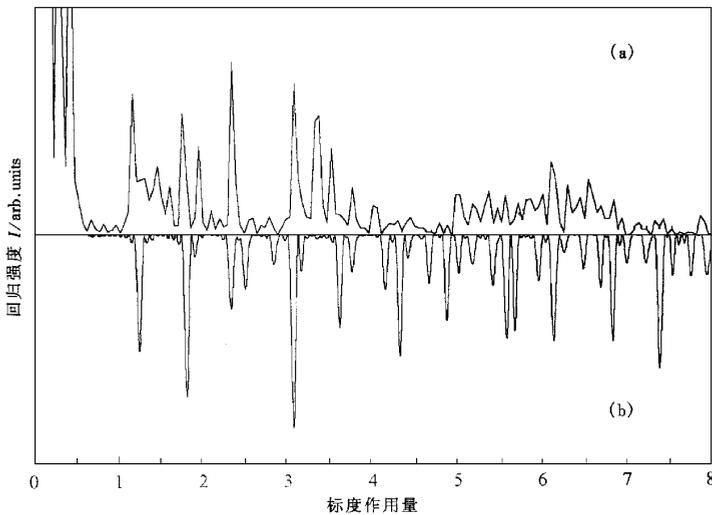


图 5  $\epsilon = -1.88$  时 Sr 与 H 原子回归谱的比较 (a) 为 Sr 原子实验回归谱 ; (b) 为 H 原子计算回归谱

掉. 根据文献 [8] 的定义, 可将每个闭合轨道用一有理数  $m/l$  来表示, 沿着  $m/l$  轨道运动的电子在它重新回到原子核之前会与  $u$  轴相遇  $m$  次, 与  $v$  轴相遇  $l$  次, 用这种方法可对所有的闭合轨道进行标注. 图 3(b) 标注出了  $\epsilon = -3.00$  时第一组峰对应的轨道.

图 3 给出了标度能  $\epsilon = -3.00$  时 H 原子闭合轨道理论计算与实验回归谱的比较. 当标度作用量  $\hat{S} < 10$  时, 各共振峰位置对应的实验与理论值符合得较好, 作用量偏差小于 0.04. 这种偏差是由于在

扫描过程中决定标度能量值的电场强度和激光波长的不确定性引起的. 电场的起伏约为 0.2%, 而染料激光在扫描过程中的非完全线性化导致的波长偏差约为 0.005 nm. 理论与实验的主要差异表现在峰值强度上, 它主要是因为闭合轨道理论计算中未考虑 Sr 原子实效应引起的. 多电子原子中, 原子实散射对回归谱的影响表现在两个方面<sup>[13,14]</sup>: 一是改变回归峰强度分布; 二是导致组合轨道的产生. 这两种效应在电场<sup>[11]</sup>和磁场<sup>[15]</sup>实验中均被观察到. 在本实验情况下, 因回归谱由等间距的回归峰组成, 由

第一组轨道组成的组合轨道的作用量与第二组轨道的作用量相等,故观察不到组合轨道回归峰的出现.但原子实效应对回归峰强度的影响从理论与实验的比较中能明显看出.

图 4 给出了当标度能  $\epsilon = -2.50$  时,理论计算与实验谱的比较.与  $\epsilon = -3.00$  的情形类似,当作用量较小时两者的峰值位置符合得较好,而峰值强度有差异.图 5 则给出了  $\epsilon = -1.88$ ,标度作用量  $\hat{S} < 8$  时理论与实验间的比较.与前两种情况相比,在这个标度能值下,共振峰群结构由于位置上的相互重叠变得不明显,理论与实验之间的差异也较  $\epsilon = -3.00$  及  $-2.50$  时为大,其原因是当标度能增大时回归谱对标度能值的精度更加敏感,同时对较大标度能值,所加电场电压也更高,其起伏相对低标度能值时也将增大.但理论计算中几乎所有的轨道在实验谱中都有一个峰与之对应,而实验谱中那些多余的峰可能来源于核散射产生的组合轨道.

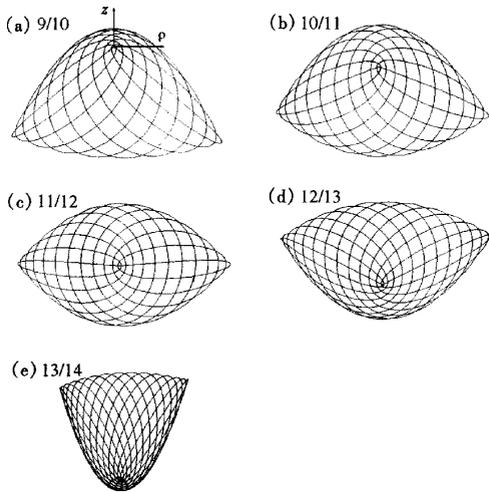


图 6 标度能  $\epsilon = -3.00$  时回归谱中前五个回归峰(a, b, c, d, e)对应的轨道

由于理论计算未考虑原子实效应,与实验谱的定量比较未能给出,但仍可利用闭合轨道理论对实验回归谱的各个峰值强度大小进行定性的说明.选择  $\epsilon = -3.00$  为例,图 3(a)中第一组五个峰(分别用 a, b, c, d, e 表示)分别对应五个闭合轨道的贡献.轨道的回归振幅  $D_{nk}$  与初始出射波角分布  $Y(\theta)$  有关,对应激发态  $|M|=1$  情形,  $Y(\theta) = \sin\theta$ ,因而初始出射方向垂直于电场轴方向的轨道将产生最强的回归峰.在图 6 中,将对应于 a, b, c, d, e 五个回归峰的轨道在柱坐标系中画出,可以看到对应于 a 和 e 峰的 9/10 和 13/14 轨道与电场方向 z 轴夹角很小,而 c 峰对应的 11/12 轨道几乎沿着  $\rho$  轴出射,这与实验谱中表现出来的 c 峰强度大,而 a, e 峰强度较小的现象相一致.

对应几种标度能情况下的实验回归谱中,每个回归峰的宽度相对于理论计算均有一定的加宽,这是由于光谱扫描范围不够宽,导致傅里叶变换分量不够尖锐而造成的.当标度作用量  $\hat{S} > 10$  后,回归峰强度很小,湮没于背景之中,这些峰对应于长回归时间的闭合轨道,有赖于进一步实验研究.

## 6 结 论

利用原子束-激光-电场交叉实验构型,进行了 Sr 原子在外静电场下的标度能谱实验,得到了标度能值  $\epsilon = -3.00, -2.50$  及  $-1.88$  时的常数标度能谱.实验激发谱的傅里叶变换回归谱与半经典 H 原子闭合轨道理论计算比较表明,实验谱峰值位置与理论符合得较好,强度受 Sr 原子实效应影响较大,出现偏差.回归峰强度的变化规律与闭合轨道理论相符合.

柳晓军感谢杜孟利研究员和吴礼金研究员在理论上给予的帮助与所进行的有益讨论.

[1] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, 1994).  
 [2] U. Eichmann, K. Richter, D. Wintger, W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988) 2438.

[3] M. Courtney, H. Jiao, N. Spellmeyer, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995) 1538.  
 [4] M. Courtney, H. Jiao, N. Spellmeyer, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994) 1340.

- [ 5 ] G. J. Kuik , A. Kips , W. Vassen , W. Hogervorst , *J. Phys.* , **B29** ( 1996 ) 2159.
- [ 6 ] A. Kips , W. Vassen , W. Hogervorst , P. A. Dando , *Phys. Rev.* , **A58** ( 1998 ) 3043.
- [ 7 ] M. L. Du , J. B. Delos , *Phys. Rev.* , **A38** ( 1988 ) 1896 ; M. L. Du , J. B. Delos , *Phys. Rev.* , **A38** ( 1988 ) 1913.
- [ 8 ] J. Gao , J. B. Delos , M. Baruch , *Phys. Rev.* , **A46** ( 1992 ) , 1449 ; J. Gao , J. B. Delos , *Phys. Rev.* , **A46** ( 1992 ) , 1455 ; J. Gao , J. B. Delos , *Phys. Rev.* , **A49** ( 1994 ) 869.
- [ 9 ] J. M. Mao , J. Shaw , J. B. Delos , *J. Stat. Phys.* , **68** ( 1992 ) , 51.
- [ 10 ] J. W. Cao , X. J. Liu , Z. Zhao , M. S. Zhan , *Spectroscopy and Spectral Analysis* , to be accepted ( in Chinese ) [ 曹俊文、柳晓军、赵志、詹明生 , 光谱学与光谱分析 ( 已接收 ) ].
- [ 11 ] M. Courtney , N. Spellmeyer , H. Jiao , D. Kleppner , *Phys. Rev.* , **A51** ( 1995 ) 3604.
- [ 12 ] J. Gao , J. B. Delos , *Phys. Rev.* , **A56** ( 1997 ) 356.
- [ 13 ] P. A. Dando , T. S. Monteiro , D. Delande , K. T. Taylor , *Phys. Rev. Lett.* , **74** ( 1995 ) 1099.
- [ 14 ] B. Hüpper , J. Main , G. Wünnen , *Phys. Rev. Lett.* , **74** ( 1995 ) 2650.
- [ 15 ] D. Delande , K. T. Taylor , M. H. Halley , T. van der Veldt , W. Vassen , W. Hogervorst , *J. Phys.* , **27** ( 1994 ) 2771.

## SCALED-ENERGY SPECTROSCOPY OF STRONTIUM $|M| = 1$ RYDBERG ATOMS IN AN ELECTRIC FIELD\*

LIU XIAO-JUN<sup>a) b)</sup> CAO JUN-WEN<sup>a) b)</sup> WANG JIN<sup>a) b)</sup> ZHAO HONG-TAI<sup>a) b)</sup> ZHAN MING-SHENG<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup> *State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics , Wuhan Institute of Physics and Mathematics , Chinese Academy of Sciences , Wuhan 430071 , China*

<sup>b)</sup> *Laser Spectroscopy Laboratory , Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Hefei 230031 , China*

( Received 14 January 2000 ; revised manuscript received 5 March 2000 )

### ABSTRACT

The strontium atoms in ground states were excited to higher  $|M| = 1$  Rydberg states while the laser wavelength and the electric field strength are scanned simultaneously to keep the scaled-energy  $\epsilon$  constant. Spectra were recorded for  $\epsilon = -3.00$  ,  $-2.50$  and  $-1.88$ . The experimental Fourier transform recurrence spectra were compared with the hydrogenic closed-orbit calculation. The positions of the experimental recurrence peaks were well coincided with the theory , but the strengths of the peaks were strongly affected by the strontium core effect.

**Keywords** : strontium atom , scaled-energy spectroscopy , closed-orbit theory

**PACC** : 3260