

铯原子互组跃迁谱的实验研究*

王叶兵¹⁾²⁾ 陈洁¹⁾²⁾ 田晓¹⁾²⁾ 高峰¹⁾²⁾ 常宏^{1)†}

1) (中国科学院国家授时中心时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2011年8月15日收到; 2011年9月14日收到修改稿)

观测了热原子束中铯原子 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的荧光谱和饱和荧光谱, 实验测定了不同的参量下 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光谱. 研究表明: 不同的实验参数 (温度、激光光强、激光扫描频率) 对谱线有较大的影响, $(5s5p)^3P_1$ 态的长寿命特点导致谱线强度随激光扫描频率呈倒数关系变化; 由于 Doppler 增宽, 渡越增宽等因素的影响, 谱线线宽远大于其自然线宽且随激光扫描频率呈正比关系变化.

关键词: 光钟, 荧光, 互组跃迁, 原子光谱

PACS: 06.30.Ft, 33.50.Dq, 71.20.Dg, 32.30.-r

1 引言

光钟是利用原子或离子在光波波段的共振跃迁作为频率参考的原子钟^[1,2], 目前光钟精确度已经达到 10^{-18} 量级^[3], 有望成为新的时间频率基准^[4].

基于碱土金属元素 (镁、钙、锶) 和类碱土金属元素铯的冷原子光钟使用光晶格囚禁原子, 减少了原子之间的碰撞和外界的干扰, 且囚禁的冷原子数目众多, 有更高的信噪比和准确度, 近年来吸引了许多相关研究小组的关注. 碱土金属原子单态和三重态之间的互组跃迁, 自然线宽非常窄, 用于原子的 Doppler 冷却可以实现极低的温度 (μK 量级)^[5,6], 并且多数碱土金属同位素原子基态没有超精细结构, 不存在光抽运效应, 可以省去反抽运激光^[7].

互组跃迁由于其线宽窄和 Doppler 冷却极限低等特点, 在窄线宽激光冷却和俘获^[8,9], 光缔合光谱 (PAS) 实验^[10], 量子简并研究, 玻色爱因斯坦凝聚 (BEC)^[11,12] 等方面有很重要的应用价值. 国际上对于铯原子互组跃迁谱的研究和应用, 上世

纪末到本世纪初主要集中在窄线宽激光冷却和俘获方面, 为光钟冷原子样品的制备提供了很好的条件^[8,9]; 近几年来光缔合光谱实验, 量子简并研究和玻色爱因斯坦凝聚等方面^[10-12] 也成为人们关注的热点.

2 铯原子 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁

铯是第 5 周期 IIA 族的碱土金属元素, 原子序数 38, 原子量 87.62, 熔点是 $769\text{ }^\circ\text{C}$. 自然界中, 铯有 ^{88}Sr , ^{87}Sr , ^{86}Sr 和 ^{84}Sr 四种同位素, 相对丰度分别为 82.58%, 7.0%, 9.86%, 0.56%. 除 ^{87}Sr (费米子) 外, 铯原子其他三种玻色子同位素没有核自旋 ($I = 0$), 没有超精细结构; 最外层有 2 个价电子, 自旋耦合的不同导致原子具有单态 ($S = 0$) 和三重态 ($S = 1$) 的两组能级结构^[13], 铯原子的简单能级结构如图 1 所示. 在非相对论情况下, 原子的跃迁大多数是偶极跃迁, 服从偶极选择定则 ($\Delta S = 0$), 例如铯原子的 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^1P_1$ 能级跃迁 (对应波长为 461 nm). 单态和三重态之间的 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 自旋禁阻跃迁称为互组跃迁^[14], 对应波

* 国家自然科学基金 (批准号: 11074252), 中国科学院百人计划基金 (批准号: O916YC1101) 和陕西省自然科学基金 (批准号: Y112KF1101) 资助的课题.

† E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

长为 689.45 nm.

非相对论效应情况下, 单态与三重态间的互组跃迁在理论上是偶极禁阻跃迁, 但实际上仍有很小的跃迁概率(理论的自发辐射率是 $\Gamma = 4.7 \times 10^4/s$). 这是由于当原子的原子量很小时, 偶极跃迁完全受偶极选择定则的约束, 但随着原子量的不断增大, 价电子自身的自旋轨道磁耦合作用相对增强, 使原子偏离了严格的 LS 耦合, 因为自旋轨道耦合以及其他的相对论效应的修正, 1P_1 和 3P_1 态之间的自旋轨道相互作用矩阵元已经可以和态间的库仑能量差相比拟, 诱导了角动量 J 相同但自旋 S 不同的单重态和三重态出现混合 [14], 增加了跃迁的概率, 理论上的禁阻跃迁变为了局部允许. 对于锶原子, 即有少量的 1P_1 态混合到了 3P_1 态, 可以进行部分跃迁 [15].

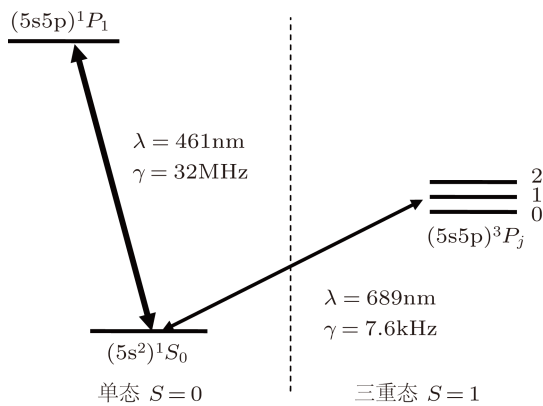


图 1 ^{88}Sr 简单能级结构图

互组跃迁最鲜明的特点是线宽窄、寿命长、自发辐射率小和 Doppler 冷却温度极限低. 在锶原子中, 对比单态与三重态间 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁和单态间 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^1P_1$ 偶极跃迁: 线宽窄(自然线宽是 7.6 kHz), 对应于偶极跃迁的自然线宽为 32 MHz; 寿命更长 (3P_1 态的寿命约 $21 \mu\text{s}$, 为准亚稳态), 对应于偶极跃迁的寿命为 5 ns; 在激光场中最大的自发辐射率 ($4.7 \times 10^4/s$) 远小于偶极跃迁 ($2.1 \times 10^8/s$); Doppler 冷却温度极限为亚 μK 量级(约 180 nK), 约为偶极跃迁的反冲温度极限(460 nK)的一半, 远小于偶极跃迁的 Doppler 冷却温度极限(1 mK 量级).

由于锶原子 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁很微弱, 其自发辐射率比 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^1P_1$ 偶极跃迁低四个量级, 所以实验研究有相当的难度. 国际上直到上世纪 90 年代才开始进行这方面的实验研究工作 [16–19]. 本文在实验上详细研究了热原子束

中锶 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的荧光、饱和和荧光谱线的特性.

3 实验装置

实验装置如图 2 所示, ECDL(grating external-cavity diode laser) 为德国 Sacher 公司生产的 689 nm 的 Littrow 型光栅反馈外腔半导体激光器, 最大输出功率为 15 mW, 自由运转时线宽约 1 MHz, 单频单模条件下的可连续调谐范围是 3 GHz, 在实验中用作激发光源. ISO 是光学隔离器, PBS 为偏振分束棱镜, PD 是自制的光电探测器, F-P 是自制的法布里—珀罗腔, 腔长为 100 mm, 自由光谱区为 750 MHz.

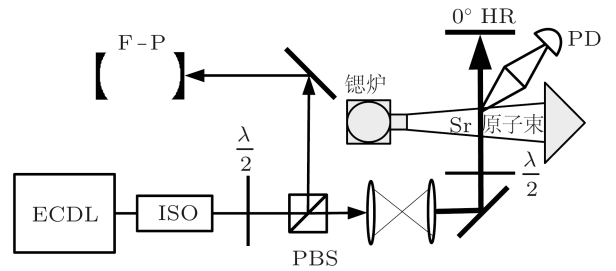


图 2 实验光路图

锶原子束的产生装置在文献 [20] 中有详细的说明. 原子束具有高度定向性和束中原子碰撞极少的特性, 能有效的克服 Doppler 效应和碰撞效应对观测的影响 [7]. 锶原子束最大发散角不超过 25 mrad.

激光器发出的光束经过隔离器、半波片和偏振分束棱镜后, 一束入射到 F-P 腔, 用来监视激光的单模性和调谐范围; 另一束通过望远镜系统后激光光斑半径由 1.4 mm 扩束至 7.5 mm, 垂直于原子束入射到真空腔和原子相互作用. 在与激光束和原子束两者均垂直的方向上用自制的透镜组和高灵敏度光电探测器来收集由 689 nm 激光激发的锶原子 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁辐射的荧光.

由于 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁相比 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^1P_1$ 偶极跃迁及其微弱, 实验探测困难很大, 因此观测中需要光电探测器有相当大的增益和良好的信噪比, 同时荧光收集系统的效率要尽可能的高. 实验中使用日本滨松公司生产的 S1337 系列光电二极管, 感光表面积为 100mm^2 , 对 689 nm 荧光的灵敏度为 0.44 A/W. 荧光收集系

统为两个透镜 ($f = 50 \text{ mm}$) 的组合, 探测的立体角为 $\pi/2$.

4 实验结果及分析

对于 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁, 由于自发辐射率和饱和光强较小, 而且 $(5s5p)^3P_1$ 态的寿命较长 ($21 \mu\text{s}$), 为 $(5s5p)^1P_1$ 态寿命 (5 ns) 的 4200 倍, 实验条件的变化对其荧光谱线的观测影响较大, 例如, 铯炉温度变化使原子平均速度及原子密度改变, 继而原子束通量发生改变导致荧光强度发生变化; 激光光强变化使得处于 $(5s5p)^3P_1$ 激发态上的原子数目改变, 导致荧光强度变化; 扫描频率和扫描范围变化会影响原子在单位时间内的辐射次数, 继而影响荧光强度. 为此, 我们在实验上对不同实验参量 (温度、激光光强和激光扫描频率) 情况下的 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁光谱给予了详细研究.

图 3 是实验中观测的铯原子 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 跃迁的荧光谱线, 激光的扫描频率为 10 Hz , 入射到原子束的激光功率为 8.2 mW , 光斑半径为 7.5 mm , 铯炉加热到 873 K .

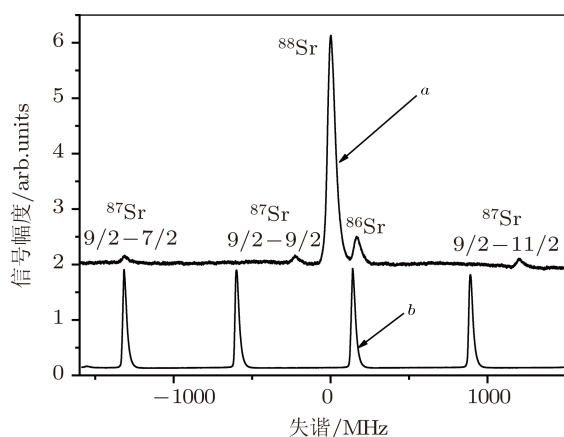


图 3 铯原子 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 跃迁的荧光图 (曲线 a 是铯原子 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的荧光谱线, b 为 F-P 腔的透射信号)

荧光谱线的峰值差异是由铯原子同位素的自然丰度不同造成的 [21,22], 其最高峰值对应的是 ^{88}Sr 的跃迁谱线, 次高峰值对应的是 ^{86}Sr 的跃迁谱线, 由于 ^{88}Sr 和 ^{86}Sr 都是玻色子 ($I = 0$), 没有超精细结构, 所以都是单一峰; 较小的三个峰对应的是 ^{87}Sr 的超精细能级跃迁之间的三个跃迁谱线, 这是由于 ^{87}Sr 是费米子 ($I = 9/2$), 其 $(5s5p)^3P_1$

态有三个超精细能级, 因而出现三峰. ^{86}Sr 与 ^{88}Sr 的同位素位移为 163.8 MHz , ^{87}Sr 的三个超精细能级跃迁与 ^{88}Sr 的同位素位移分别为 -1352.0 MHz , -221.7 MHz , 1241.4 MHz . 图中 ^{88}Sr 的 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的荧光光谱线宽为 57 MHz , 这是由实验条件所致的横向 Doppler 增宽、渡越增宽、激光线宽等因素共同导致的, 其中横向 Doppler 增宽占主要因素 [13,21].

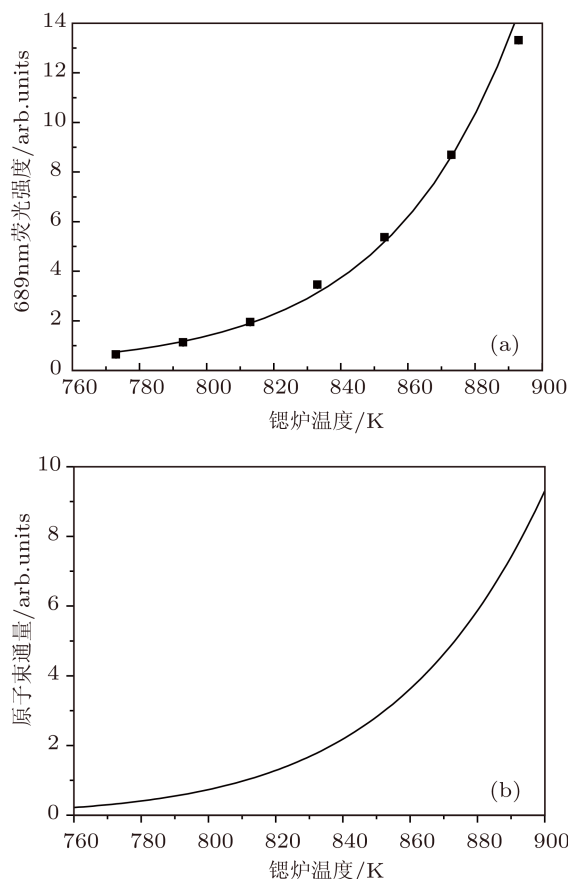


图 4 (a) $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 荧光强度随铯炉温度的变化图; (b) 原子束通量随铯炉温度的变化图

图 4(a) 为实验测量的 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光强度随铯炉温度 (范围为 $770 \text{ K}—900 \text{ K}$) 的变化曲线图, 其中的点是实验值, 实线为实验值的拟合曲线, 实际反映的是原子束中的原子数目随温度的变化关系, 由图可知原子数目随铯炉温度的增加呈指数形式增加. 铯炉中饱和蒸气压与温度的关系式为 [23]

$$\log P = 14.232 - \frac{8572}{T} - 1.1926 \log T. \quad (1)$$

铯炉中的原子密度 $n = \frac{P}{k_B T}$, 其中 k_B 为玻尔兹曼常量, T 为原子蒸气的温度. 则由准直器扩散出来

的原子通量为 [22]

$$Q = 1.6 \frac{1}{\frac{4L}{r} \left(1 + \frac{3L}{8r}\right)} \times n \times \frac{2}{\sqrt{\pi}} \alpha \times N_t \times \pi r^2, \quad (2)$$

其中 r 为组成准直器的毛细管的半径, L 为毛细管的长度, $\alpha = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$, N_t 是毛细管的数目. 图 4(b) 为根据 (2) 式理论计算所得的铯原子通量随铯炉温度的变化曲线. 对比图 4(a) 和 (b) 可知, 铯炉温度从 773 K 增加到 893 K, 实验中的 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光强度对应增加了 20.7 倍, 理论计算可得原子束的通量增加了 24.2 倍 [24].

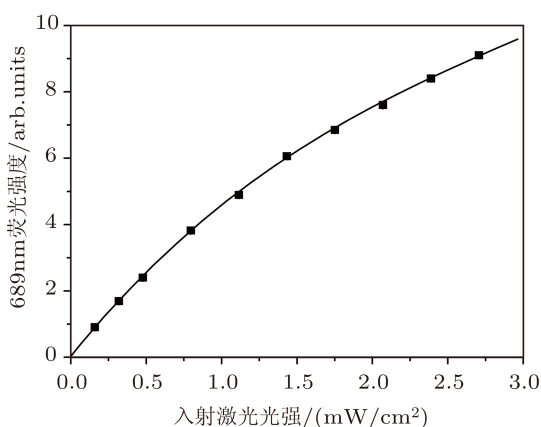


图 5 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 荧光强度随入射激光光强的变化曲线图

图 5 为实验获得的 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光强度随入射激光光强的变化曲线图, 其中的点是实验值, 实线为实验值的拟合曲线, 反映出铯原子对 689 nm 激光的吸收强度随入射激光光强增加近似线性增加而比率却略微减小, 虽实际入射激光光强远大于饱和光强理论值 ($I_s = 3\mu\text{W}/\text{cm}^2$) 但并未达到饱和, 这是因为与激光相互作用的原子是处于运动中的, 原来的饱和光强不适用这种情况, 需要考虑速度因素对饱和光强的影响. 实际的饱和光强应为

$$I'_s = \frac{I_s}{D/v}, \quad (3)$$

其中 D 为激光光斑直径 ($D = 20$ mm), v 为原子束中铯原子的平均速度 ($v = 445$ m/s), 代入实验值可得 $I'_s = 66.8$ mW/cm². 由此可知, 实际入射的激光光强小于实际的饱和光强并未达到饱和, 入射光较弱, 吸收系数近似为常数, 因此入射激光吸收强度随入射激光光强近似线性增加 [25].

由于铯原子 $(5s5p)^3P_1$ 态寿命较长, 激光的扫

描频率对 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光谱线的观测有相当大的影响, 对此我们进行了实验测量和理论分析.

图 6 为实验测量的 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光强度随入射激光扫描频率的变化曲线图, 其中的点为实验值, 实线为实验值的拟合曲线, 荧光强度和激光扫描频率成倒数关系. 其原因为: 设每个扫描周期 T_0 中激光频率扫过与原子共振相互作用范围的时间为 t , 则 t 与一个周期的比值 $\eta = t/T_0$. 铯原子 $(5s5p)^3P_1$ 态的寿命 $\tau = 21$ μs , 则每个原子在 t 相互作用时间内的辐射次数为

$$N_1 = \frac{t}{\tau} = \frac{\eta T_0}{\tau}. \quad (4)$$

激光光斑覆盖区域中的原子总数为 n_0 , 激光光斑覆盖区域内的所有原子与激光在共振相互作用时间内的辐射次数为

$$N = n_0 N_1 = n_0 \frac{\eta T_0}{\tau}. \quad (5)$$

荧光强度 h 正比于辐射次数 N , 且激光扫描频率 $f = 1/T_0$, 即

$$h \propto n_0 \frac{\eta}{\tau f}. \quad (6)$$

所以在激光扫描范围一定的情况下, η 是定值, 荧光强度随扫描频率 f 的增加而变小, 在激光扫描频率 f 一定的情况下, 荧光强度随扫描范围的增加 (η 减小) 而减小.

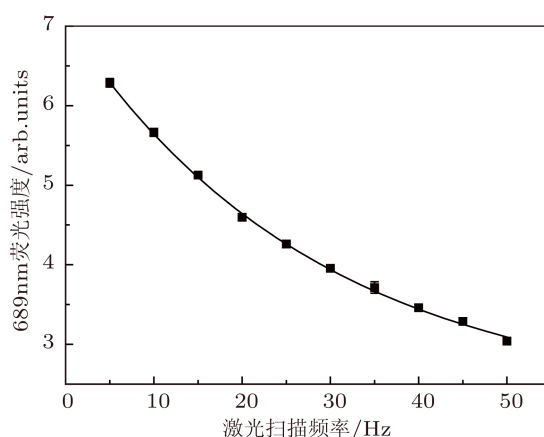


图 6 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光强度随入射激光扫描频率的变化曲线图

$^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的自然线宽为 7.6 kHz, 但实验测量的荧光谱线线宽要受激光线宽、铯原子蒸气温度、入射激光光强、激光扫描频率、激光扫描范围等实验条件的影响 [26]. 由于从准直器出射的原子束还有一定的发散角 θ ,

有一定的横向速度分量, 导致谱线横向 Doppler 增宽^[20]. 铯原子蒸气温度的改变使原子束的速度发生变化, 因此横向 Doppler 增宽随之改变.

$(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的另一个主要的谱线增宽因素是渡越增宽. 实验中激光光斑直径为 15 mm, 但激光器处于扫描状态 (实验中扫描频率变化范围为 5 Hz–50 Hz), 激光与原子发生共振的时间即渡越时间 τ_{tr} 在 μs 量级, 与铯原子 $(5s5p)^3P_1$ 态的能级寿命 (21 μs) 相当或更低, 因此渡越增宽作用明显, 渡越增宽为^[7]

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\tau_{tr}}. \quad (7)$$

由上式可知, 渡越增宽与渡越时间成反比. 由于渡越时间与扫描频率成反比, 因此渡越增宽与扫描频率成正比. 我们详细观测了 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光峰宽随入射激光扫描频率的变化情况, 实验结果如图 7 所示, 其中的点是实验测量值, 实线是根据 (7) 式所作的理论曲线.

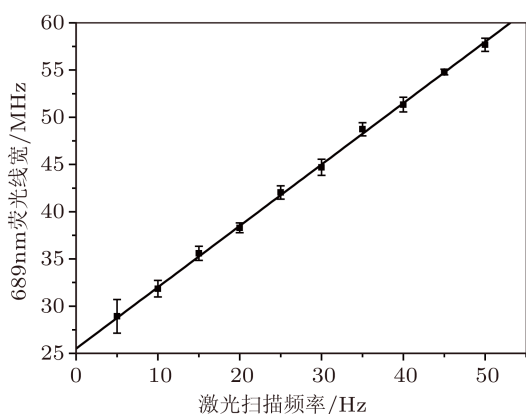


图 7 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光峰宽随入射激光扫描频率的变化曲线图

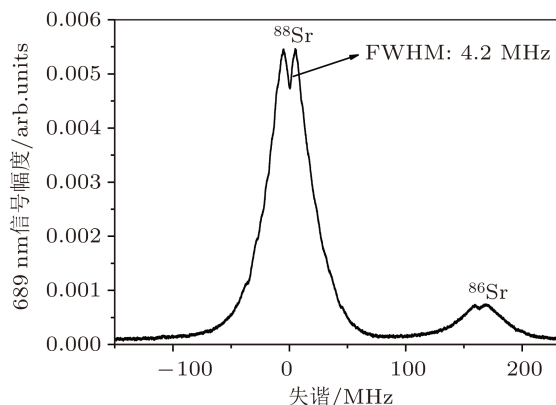


图 8 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁饱和荧光光谱

我们应用图 2 的实验装置进一步研究

了 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的无 Doppler 饱和和荧光谱线, 图 8 测量的是铯原子 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的饱和荧光谱线, 除了 ^{88}Sr , ^{86}Sr 的跃迁谱线也清晰可见并达到饱和. $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的饱和荧光峰线宽约 4.2 MHz, 远大于其自然线宽 7.6 kHz, 这是由激光线宽、渡越增宽和饱和增宽等因素共同作用造成的, 其中激光线宽为主要因素.

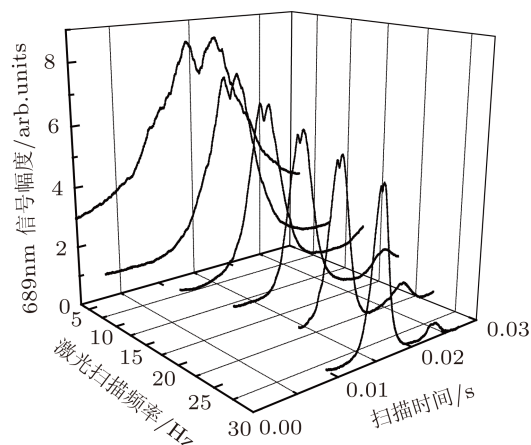


图 9 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁饱和荧光谱线随激光扫描频率的变化图

激光扫描频率同样对饱和荧光谱线有很大的影响, 图 9 是激光扫描频率分别为 5 Hz, 10 Hz, 15 Hz, 20 Hz, 25 Hz, 30 Hz 时的饱和荧光谱线, 饱和和荧光强度随着扫描频率的增加而变小, 这同样是由于 $(5s5p)^3P_1$ 态寿命较长, 扫描频率增加使得激光与原子发生共振跃迁的相互作用时间减小, 以至于共振相互作用过程中原子自发辐射的次数明显减少而造成的.

5 结论与讨论

本文实验研究了铯热原子束中 $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 窄线宽互组跃迁的荧光谱、饱和荧光谱, 详细研究了在不同的铯原子蒸气温度、入射激光光强、入射激光扫描频率的情况下 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁荧光强度的变化, 研究了不同入射激光扫描频率情况下 $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的荧光峰宽的变化以及饱和和荧光谱线的差异. 实验结果显示: 不同的实验参数 (温度、激光光强、激光扫描频率) 对谱线有较大的影响, $(5s5p)^3P_1$ 态的长寿命特点导致谱线强

度随激光扫描频率呈倒数关系变化; 谱线线宽由于 Doppler 增宽, 渡越增宽等因素的影响远大于其自然线宽, 同时, 谱线线宽随激光扫描频率呈正比

关系变化. 本文的实验工作为我们 Sr 光钟的窄线宽冷却^[27,28] 奠定了良好的实验基础.

- [1] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, Katori H 2005 *Nature* **435** 321
- [2] Gao K L 2010 *Physics* **39** 604 (in Chinese) [高克林 2010 物理 **39** 604]
- [3] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, Wineland D J, Rosenband T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802
- [4] Ma L S 2008 *Physics* **37** 716 (in Chinese) [马龙生 2008 物理 **37** 716]
- [5] Xu X Y, Loftus T H, Dunn J W, Greene C H, Hall J L, Gallagher A, Ye J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 193002
- [6] Binnewies T, Wilpers G, Sterr U, Riehle F, Helmcke J, Mehlst Auber T E, Rasel E M, Ertmer W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 123002
- [7] Wang Y Q 2007 *Laser Cooling and Trapping of Atoms* (Beijing: Peking University Press) 2007 pp147–151 (in Chinese) [王义遒 2007 原子的激光冷却与陷阱 第一版 (北京: 北京大学出版社) 第 147—151 页]
- [8] Chaneliere T, He L, Kaiser R, Wilkowski D 2008 *Eur. Phys. J. D* **46** 507
- [9] Poli N, Drullinger R E, Ferrari G, L Eonard J, Sorrentino F, Tino G M 2005 *Phys. Rev. A* **71** 61403
- [10] Ludlow A D, Boyd M M, Zelevinsky T, Foreman S M, Blatt S, Notcutt M, Ido T, Ye J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 033003
- [11] Martinez de Escobar Y N, Mickelson P G, Yan M, DeSalvo B J, Nagel S B, Killian T C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 200402
- [12] Mickelson P G, Martinez Y N, Yan M, DeSalvo B J, Killian T C 2010 *Phys. Rev. A* **81** 051601
- [13] Sorrentino F, Ferrari G, Poli N, Drullinger R, Tino G M 2006 *Mod. Phys. Lett. B* **20** 1287
- [14] Marrus R, Mohr P J 1978 *Adv. At. Mol. Phys.* **14** 181
- [15] Martinez Y N 2005 *MS Thesis* (Houston: Rice University)
- [16] Vogel K R, Dinneen T P, Gallagher A, Hall J L 1999 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48** 618
- [17] Katori H, Ido T, Isoya Y, Kuwata-Gonokami M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1116
- [18] Tino G M, Barsanti M, Angelis M, Gianfrani L, Inguscio M 1992 *Appl. Phys. B* **55** 397
- [19] Akulshin A, Celicov A, Ohtsu M, Nakagawa K, Velichansky V 1993 *Jpn.J.Appl.Phys.* **32** 1356
- [20] Tian X, Wang X L, Chang H, Zhang S G 2010 *Acta Optica Sinica* **30** 898 (in Chinese) [田晓, 王心亮, 常宏, 张首刚 2010 光学学报 **30** 898]
- [21] Ferrari G, Cancio P, Drullinger R, Giusfredi G, Poli N, Prevedelli M, Toninelli C, Tino G M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 243002
- [22] Irène C 2003 *Ph.D. Dissertation* (Paris: Université Paris VI)
- [23] Haynes W M, Lide D R 2010 *CRC Handbook of Chemistry and Physics* 91st ed, 2010—2011 (Boca Raton: CRC Press) pp4-136—4-137
- [24] Jiang K J, Li K, Wang J, Zhan M S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 125 (in Chinese) [江开军, 李可, 王瑾, 詹明生 2006 物理学报 **55** 125]
- [25] Wang Y H, Yang H J, Zhang T C, Wang J M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3403 (in Chinese) [王彦华, 杨海菁, 张天才, 王军民 2006 物理学报 **55** 3403]
- [26] Celikov A A, Akulshin A M, Velichansky V L, Zibrov A S 1995 *Laser Phys.* **5** 739
- [27] Loftus T H, Ido T, Ludlow A D, Boyd M M, Ye J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 073003
- [28] Loftus T H, Ido T, Boyd M M, Ludlow A D, Ye J 2004 *Phys. Rev. A* **70** 063413

Experimental investigation of spectrum of strontium intercombination transition*

Wang Ye-Bing¹⁾²⁾ Chen Jie¹⁾²⁾ Tian Xiao¹⁾²⁾ Gao Feng¹⁾²⁾ Chang Hong^{1)†}

1) (National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards of Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China)

2) (Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 15 August 2011; revised manuscript received 14 September 2011)

Abstract

We observe the fluorescence and the saturated fluorescence spectra of $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ intercombination transition of thermal strontium atomic beam. Experimental investigation of $^{88}\text{Sr}(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ intercombination transition is performed on the different experimental conditions. Our study indicates that experimental parameters affect spectra largely, including temperature, intensity of laser and scanning frequency of laser. Intensity of spectrum is reciprocal of scanning frequency of laser due to long lifetime of $(5s5p)^3P_1$ state of Sr atom. Owing to Doppler broadening, transit broadening and other experimental factors, the linewidth of $(5s^2)^1S_0—(5s5p)^3P_1$ fluorescence spectrum is far more than its natural linewidth and proportional scanning frequency of laser.

Keywords: optical clock, fluorescence, intercombination transition, atom spectrum

PACS: 06.30.Ft, 33.50.Dq, 71.20.Dg, 32.30.—r

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 11074252), the '100 Talents Project' of Chinese Academy of Science (Grant No. O916YC1101), and the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China(Grant No. Y112KF1101).

† E-mail: changhong@ntsc.ac.cn