

DOI: 10.3969/j.issn.1007-5461. 2012.03.001

Ba 原子 $6s^2\ ^1S_0$ - $6s6p^3P_1$ 跃迁 Hanle 效应实验研究

余庚华^{1,2,3}, 仲嘉琪^{1,2,3}, 王 谨^{1,2}, 詹明生^{1,2}

(1 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, 湖北 武汉 430071 ;

2 中国科学院原子频标重点实验室, 湖北 武汉 430071 ;

3 中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘 要: Ba 原子是光频标的候选者之一, 对其进行有效的激光冷却与囚禁需要相关能级的寿命和跃迁几率的信息. Ba 原子激发态 $6s6p^3P_1$ 能级在激光冷却实验中很重要, 通过 Hanle 效应实验测量了这一能级的寿命和自发辐射率, 从理论和实验上研究了探测激光有限线宽和光强对 Ba 原子基态 $6s^2\ ^1S_0$ 与激发态 $6s6p^3P_1$ 之间跃迁 (波长 791 nm) Hanle 效应荧光信号的影响. 在考虑了激光线宽和光强因素后所得到的激发态 $6s6p^3P_1$ 的能级寿命和自发辐射率与其他方法给出的结果符合很好.

关键词: 光谱学; 能级寿命; Hanle 效应; 线宽; Ba 原子; 原子频标

中图分类号: O434.13; O562.3 文献标识码: A 文章编号: 1007-5461(2012)03-0257-08

Hanle effect of $6s^2\ ^1S_0$ - $6s6p^3P_1$ transition of barium atom

YU Geng-hua^{1,2,3}, ZHONG Jia-qi^{1,2,3}, WANG Jin^{1,2}, ZHAN Ming-sheng^{1,2}

(1 State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China ;

2 Key Laboratory of Atomic Frequency Standards, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China ;

3 Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Barium atom is one of candidates for optical atomic clock. Laser cooling and trapping the atom need sufficient spectroscopic information of relevant energy levels. The excited energy level $6s6p^3P_1$ is very important in the experiment of laser cooling and trapping barium atoms. Hanle effect was examined both theoretically and experimentally for the $6s^2\ ^1S_0$ to $6s6p^3P_1$ transition at 791 nm. A theoretical model was developed to include the influence of linewidth and intensity of probe laser on the fluorescence of Hanle effect. By fitting the experimental measurement with the model, lifetime and transition probabilities of $6s6p^3P_1$ state to lower states were obtained and found to be in good agreement with other reports.

Key words: spectroscopy; lifetime; Hanle effect; linewidth; Ba atoms; optical atomic clock

基金项目: 国家自然科学基金项目 (10827404) 和国家基础研究发展规划课题 (2005CB724501)

作者简介: 余庚华 湖北人, 博士生, 研究方向为原子分子物理. **E-mail:** genhuayu@wipm.ac.cn

导师简介: 詹明生 湖北人, 研究员, 主要从事冷原子、量子信息及量子调控方面的研究. **E-mail:** mszhan@wipm.ac.cn

收稿日期: 2011-04-11; **修改日期:** 2011-04-29

1 引言

基于中性原子的光频标在基础物理常数精密测量、物理定律精密检验、新一代时间频率标准以及全球卫星导航定位系统等领域^[1~3]有着广泛的应用,碱土金属 Ca、Sr 原子和 Yb 原子的光频标^[4~8]已经达到了 10^{-17} 的不确定度,实现了迄今为止最精密的时间测量。另一方面,虽然 Ba 原子与 Ca、Sr 一样同属碱土金属、并且其低能态之间的跃迁波长也都在可见至红外光谱区因而可用的激光器容易获得,但由于 Ba 原子与 Ca、Sr 不一样的能级结构(Ba 的最低 3D_j 态能级比最低 3P_j 态还低,而在其他碱土金属原子中 3D_j 高于 3P_j),对 Ba 原子的激光冷却与囚禁展现了额外的复杂性,直到最近才得以实现^[9]。也正因为 Ba 能级的特殊性,其 $6s5d\ ^3D_2$ 态是一个亚稳态,具有较长的寿命(约为 $67\text{ s}^{[10]}$), $6s5d\ ^3D_2$ 到基态 $6s^2\ ^1S_0$ 的跃迁波长为 1085 nm ,跃迁谱线的线宽非常窄(约 2 MHz),因此 Ba 原子也是光频标中极具潜力的候选之一。要实现高精度原子光频标,对原子进行有效冷却和囚禁^[11]是关键。利用传统的 $6s6p\ ^1P_1-6s^2\ ^1S_0$ 跃迁进行 Ba 原子冷却^[9]的方案由于用到多个回泵光,冷却效率和囚禁都有困难,寻找新的有效方案需要相关的能级参数,如能级寿命、跃迁分支比等。而这些并没有可靠的实验数据,因此实验测量和验证 Ba 原子能级跃迁的相关参数显得十分必要。Ba 原子基态 $6s^2\ ^1S_0$ ($J=0$) 到激发态 $6s6p\ ^3P_1$ ($J=1$) 的跃迁在 Ba 原子的激光冷却与囚禁中很重要。因为 Ba 原子激发到 3P_1 态后,会有一定概率自发辐射到两个低能级亚稳态 $6s5d\ ^3D_1$ 和 $6s5d\ ^3D_2$ 上,从而有效布居这些亚稳态,这样就有可能利用 Ba 原子的两个亚稳态为下能级进行激光冷却与囚禁;并且 1S_0 态到 3P_1 态跃迁波长为 791 nm ,此波长激光器很容易得到^[12]。

本文的动机是通过 Hanle 效应的实验测量这些相关能级的寿命,特别是激光囚禁 D 态 Ba 原子所涉及的上能级的寿命。但在进行 $6s6p\ ^3P_1$ 能级寿命测量时,发现根据传统 Hanle 效应的公式不能给出正确的结果。仔细分析发现,在实验中探测荧光所用的半导体激光器产生 791 nm 的激光线宽与荧光自然线宽相当,均为 MHz 量级,这与传统的 Hanle 效应用宽带激光激发和窄带激发的极限相比,激光的有限线宽对原子荧光的影响比较大。本文报道了我们在考虑了探测激光线宽和光强因素后的 Hanle 效应的研究结果。从 Hanle 效应的原理出发,得到了 Hanle 效应荧光强度含有任意探测激光线宽和光强的一般表达式,并开展实验得到了激发态 $6s6p\ ^3P_1$ 能级自发辐射率,将结果与理论计算结果^[13]和实验结果^[14,15]进行了比较。

2 实验

Ba 原子基态 $6s^2\ ^1S_0$ ($J=0$) 到激发态 $6s6p\ ^3P_1$ ($J=1$) 相关的跃迁能级结构如图 1 所示,其中 3P_1 态到 3D_1 和 3D_2 能级的跃迁波长分别为 2775 nm 和 2923 nm ,在远红外波段。选用 Ba 原子丰度最大(71.7%)的同位素 ^{138}Ba 进行实验,由于 ^{138}Ba 没有核自旋,因此实验中不需要考虑超精细结构。

在外加磁场条件下,上能级分裂为 $m=0$ 、 ± 1 三个子能级,用线偏振光激发原子到 $+1$ 和 -1 两个激发态磁子能级($m=0$ 的子能级不能被激发,因此可以忽略),并在垂直于外加磁场和激光入射的方向即图 2 中的 x 轴方向探测原子荧光。

实验装置如图 3 所示。实验时,原子炉的温度稳定在 800°C 左右,从原子炉出来的 Ba 原子束经过磁场中心区域;从半导体激光器出来的 791 nm 探测光被分成两束,分别耦合进光纤,从光纤出来后扩束至直径为 10 mm 左右;一束光在靠近原子炉处与原子束垂直交叉,用光电倍增管收集共振荧光用于 791 nm 激光器的稳频;另一束激光沿垂直磁场方向入射到磁场中心区域与原子束作用,用于 Hanle 效应观测,探测原子荧光的光电倍增管位于与激光入射方向和磁场方向垂直的方向,在光电倍增管前放置一个透镜用以

增大探测效率。

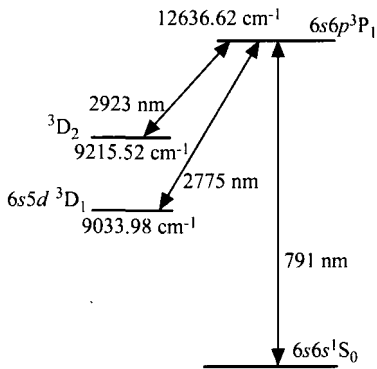


Fig.1 Diagram of energy levels and possible transitions between $6s^2\ ^1S_0$ state and $6s6p\ ^3P_1$ state of barium atom

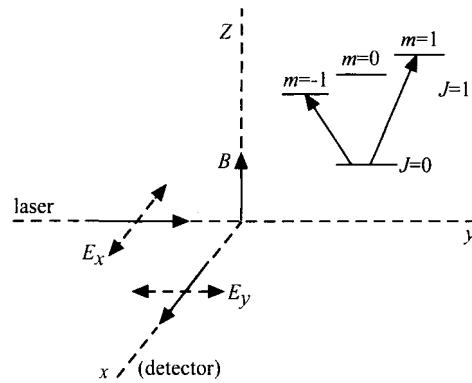


Fig.2 Schematic diagram of the Hanle effect experiment, including the direction of the magnetic field, polarization and incidence direction of laser and position of the fluorescence detector. E_x stands for the polarization of laser, E_y is the polarization of fluorescence, and the energy levels of atoms excited by linearly polarized laser in a magnetic field are showed in the top right corner

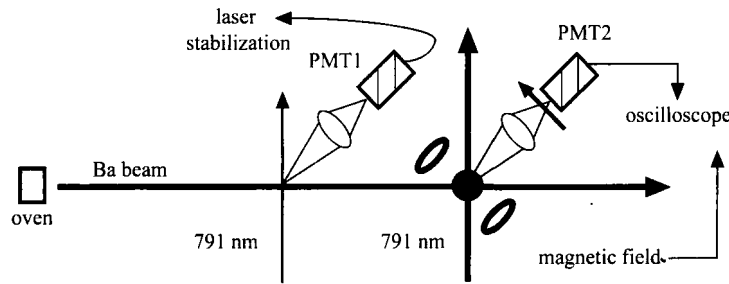


Fig.3 Diagram of the experimental setup. PMT is photomultiplier tube for detecting fluorescence

实验中, 用于 Hanle 效应实验的激光必须为线偏振, 因此需要用 $\lambda/2$ 波片来控制 Hanle 效应入射激光的偏振, 并在光路中加上起偏器, 确保入射激光的偏振符合要求。同时, 在光电倍增管前也放有一个检偏器, 用以过滤其它偏振方向的杂散光。扫描位于竖直方向的磁场 B 。实际装置中在水平方向上分别有两对亥姆霍兹线圈, 用以抵消水平方向的地磁场。实验要求磁场能从 $-B$ 扫描到 $+B$, 竖直方向的地磁场对实验的影响只是使得零磁场处出现一个平移, 因此不需要补偿, 只需在处理数据时消除竖直地磁场产生的平移即可。磁场扫描通过信号发生器输出的三角波电压实现, 当三角波电压从正变化到负, 对应的磁场改变, 得到关于零磁场对称的荧光信号, 如图 4 所示。磁场线圈产生的磁场与通过线圈电流的关系经过测量为 35.1 Gauss/A 。图 4 中已经把磁场线圈两端的电压 (通过磁场线圈的电流) 换算为对应的磁场大小, 并且已经扣除了竖直方向的地磁场的平移影响。

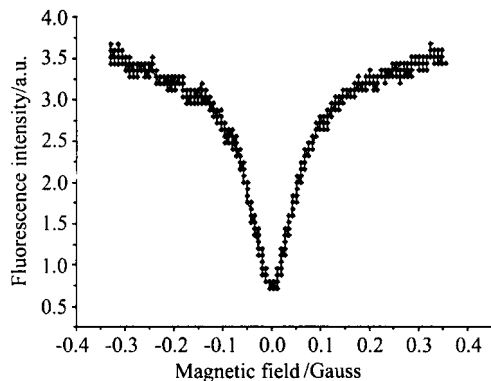


Fig.4 Fluorescence signal of the Hanle effect experiment

改变入射激光的光强, 分别进行实验, 并对实验取得的数据进行分析。需要指出的是, 只有 3P_1 态到 1S_0 态自发辐射的原子荧光 (波长 791 nm) 才能被收集探测, 3P_1 态到其他能级 (3D_1 和 3D_2 等) 的自发辐

射荧光在远红外波段, 远远超出了光电倍增管的响应范围。

3 分析与讨论

为了分析探测激光有限线宽和光强对 Hanle 效应信号的影响, 我们把线宽和光强因素考虑进来, 引入激光的相位扰动 $\phi(t)$ ^[16,17]

$$E(t) = E_0 \exp\{-i[\omega_0 t + \phi(t)]\}, \quad (1)$$

激光线宽 γ_c 用相位扰动表示为

$$\langle \dot{\phi}(t)\dot{\phi}(t') \rangle = \gamma_c \delta(t - t'), \quad (2)$$

$$\langle \dot{\phi}(t) \rangle = 0. \quad (3)$$

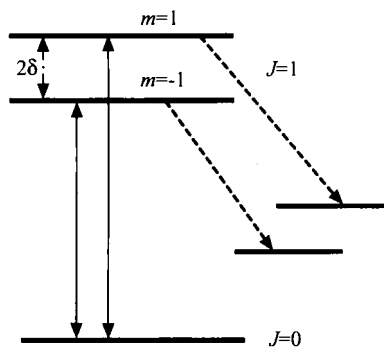


Fig.5 Diagram of energy levels for unclosed three-level atom system

虽然实验涉及的能级很多, 但是与 791 nm 入射光有相互作用的能级只有 $6s^2\ ^1S_0$ ($J=0$) 和 $6s6p\ ^3P_1$ ($J=1$), 并且激光是线偏振光入射, 在外磁场作用下只有 $m=+1$ 和 $m=-1$ 两个磁子能级被激发, 这样, Ba 原子中有限线宽激光激发的 Hanle 效应就可以简化为如图 5 所示的非封闭三能级体系与光场的相互作用的问题。

用 $|+\rangle$ 、 $|0\rangle$ 和 $|-\rangle$ 分别表示对应上能级 $m=1$ 、下能级 $J=0$ 和上能级 $m=-1$ 的态矢量, 求解此体系的密度矩阵方程, 可以得到稳态情况下的原子荧光表达式。

此体系的哈密顿量可以写为

$$H = H_0 + H_1, \quad (4)$$

$$H_0 = \hbar(\omega_0 + \delta)|+\rangle\langle+| + \hbar(\omega_0 - \delta)|-\rangle\langle-|, \quad (5)$$

$$H_1 = -[d_{+0}E(t)|+\rangle\langle 0| + d_{-0}E(t)|-\rangle\langle 0| + h.c.], \quad (6)$$

其中 $\delta = g\mu_B B/\hbar$ 是在外磁场下激发态磁子能级的裂距, g 为朗德因子, μ_B 为玻尔磁子; d_{ij} ($i, j = +, -, 0$) 是电偶极矩阵元; ω_0 是无磁场时激发态和基态的共振跃迁频率。

令 $J=1$ 激发态的自发辐射率为

$$\Gamma = \tau^{-1} = \gamma = \gamma_0 + \gamma_1, \quad (7)$$

γ_0 表示激发态到基态的自发辐射, γ_1 表示激发态到其他能级的自发辐射。

由密度矩阵方程

$$\frac{d}{dt}\rho = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \Gamma\rho, \quad (8)$$

令 $\varphi_{ij} = \langle \rho_{ij} \rangle$, 则可以得到

$$\dot{\varphi}_{++} = i\alpha\varphi_{0+} - i\alpha^*\varphi_{+0} - (\gamma_0 + \gamma_1)\varphi_{++}, \quad (9)$$

$$\dot{\varphi}_{--} = i\alpha\varphi_{0-} - i\alpha^*\varphi_{-0} - (\gamma_0 + \gamma_1)\varphi_{--}, \quad (10)$$

$$\dot{\varphi}_{00} = -i\alpha(\varphi_{0+} + \varphi_{0-}) + i\alpha^*(\varphi_{+0} + \varphi_{-0}) + \gamma_0(\varphi_{++} + \varphi_{--}) + p, \quad (11)$$

$$\dot{\varphi}_{+-} = -[(\gamma_0 + \gamma_1) + i2\delta]\varphi_{+-} + i\alpha\varphi_{0-} - i\alpha^*\varphi_{+0}, \quad (12)$$

$$\dot{\varphi}_{+0} = -\left[\frac{\gamma_0 + \gamma_1}{2} + \frac{\gamma_c}{2} + i\delta\right]\varphi_{+0} + i\alpha(\varphi_{00} - \varphi_{++} - \varphi_{+-}), \quad (13)$$

$$\dot{\varphi}_{-0} = -\left[\frac{\gamma_0 + \gamma_1}{2} + \frac{\gamma_c}{2} + i\delta\right]\varphi_{-0} + i\alpha(\varphi_{00} - \varphi_{--} - \varphi_{-+}), \quad (14)$$

其中 $\alpha = (dE_0)/\hbar$ 是拉比频率, 可由入射激光的光强换算得到。 $d = \langle d_{+0} \rangle = \langle d_{-0} \rangle$, φ_{ii} ($i = +, -, 0$) 表示原子在激发态 $m = +1$, $m = -1$ 和基态 $J = 0$ 的布居数, φ_{ij} ($i \neq j$) 是相干项, 参数 p 表示每秒补充进入光场作用区的基态原子数。

在稳态情况下, $\dot{\varphi}_{ij} = 0$, 求解方程组得到原子在不同能级的布居数以及相干项^[14,16], 并且 Hanle 效应偏振沿 y 方向的总的原子荧光可以表示为

$$I(y) \propto \varphi_{++} + \varphi_{--} + \varphi_{+-} + \varphi_{-+}. \quad (15)$$

通过求解方程组得到

$$I(y) \propto \frac{p}{\gamma_1} \frac{4\delta^2(2\gamma + \gamma_c)}{A + B\gamma_c}, \quad (16)$$

其中

$$A = \gamma_0(4\alpha^2 + \gamma_0^2 + 4\delta^2) + \gamma_1^3 + 3\gamma_0\gamma_1^2 + (4\alpha^2 + 3\gamma_0^2 + 4\delta^2)\gamma_1, \quad (17)$$

$$B = (\gamma_0 + \gamma_1)^2 + 4\delta^2, \quad (18)$$

式 (16) 是偏振沿 y 方向的总荧光表达式, 本实验中只有 3P_1 到 1S_0 的自发辐射荧光能被探测器收集, 3P_1 到其他亚稳态的自发辐射荧光并不能被探测。改写 (16) 式为

$$I(y) \propto \frac{p}{\gamma_1} \left[\frac{4\delta^2(2\gamma_0 + \frac{\gamma_0}{\gamma}\gamma_c)}{A + B\gamma_c} + \frac{4\delta^2(2\gamma_1 + \frac{\gamma_1}{\gamma}\gamma_c)}{A + B\gamma_c} \right], \quad (19)$$

式中的第一项表示 3P_1 到 1S_0 的 791 nm 波长的自发辐射荧光, 实验中能被光电倍增管探测的部分; 第二项表示 3P_1 到其他亚稳态的自发辐射荧光, 实验中不能被光电倍增管探测的部分。

我们用式 (19) 中的第一项来对实验数据进行拟合, 就可以得到 γ_0 和 γ_1 的值。其中实验中用 F-P 腔测得探测激光线宽 γ_c 为 3.5 MHz。对不同光强下得到的实验数据进行拟合的结果如图 6 所示。图 6 中 (a)、(b)、(c) 和 (d) 拟合得到的 γ_0 的大小分别是 $0.35 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 、 $0.29 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 、 $0.29 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 和 $0.25 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, γ_1 的大小分别是 $0.52 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 、 $0.43 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 、 $0.35 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 和 $0.40 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$; 对拟合结果取平均得到 γ_0 和 γ_1 的值分别为 $0.29 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 和 $0.42 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$; 由此得到激发态 $6s6p^3P_1$ 能级的自发辐射率 $\gamma = \gamma_0 + \gamma_1$ 为 $0.71 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, 对应的能级寿命为 $1.4 \mu\text{s}$ 。

实验结果表明, 通过有限线宽激光激发 Hanle 效应得到的能级寿命和自发辐射率与其他实验值是相符合的, 如表 1 所示。

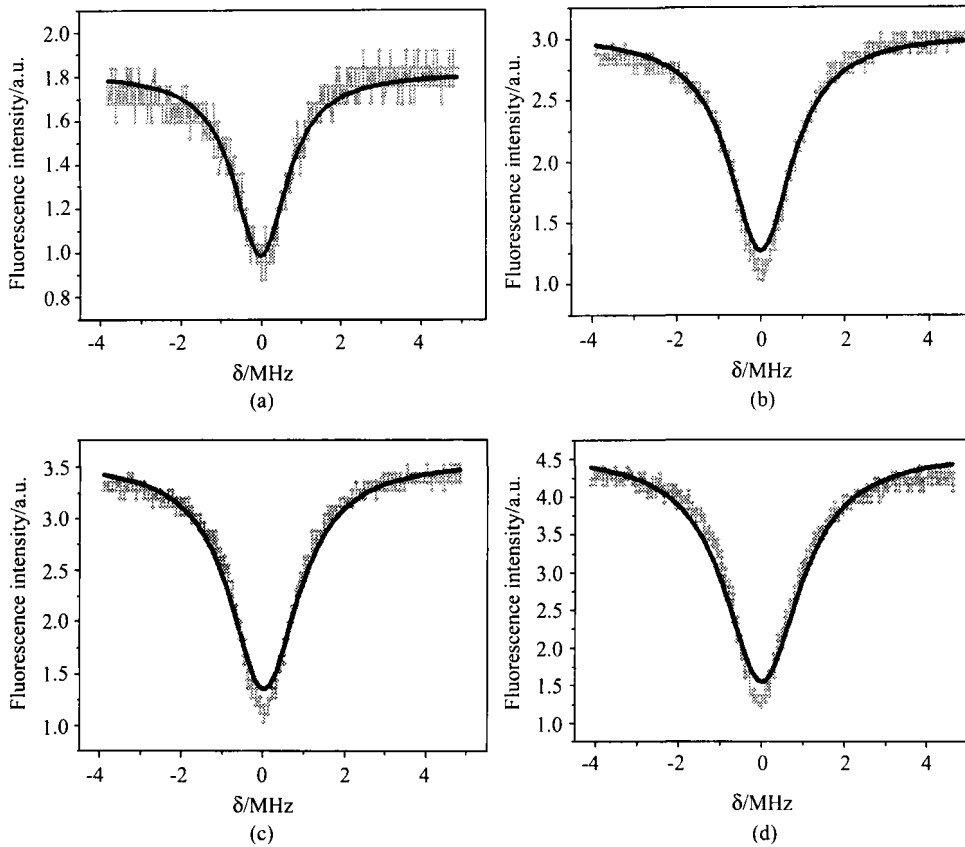


Fig.6 Fitting the Hanle effect signal. $\delta = 2\pi g\mu_B B/h$. The intensities of incident laser in (a), (b), (c) and (d) are 1.3 mW/cm^2 , 1.9 mW/cm^2 , 2.5 mW/cm^2 and 3.4 mW/cm^2 , respectively

Table 1 Lifetime and transition probabilities of $6s6p \ ^3P_1$ state to lower states

| | | This work | Other experiments |
|---------------|-----------------|---|---|
| Lifetime | $6s6p \ ^3P_1$ | $1.4 \times 10^{-6} \text{ s}$ | $1.35 \times 10^{-6} \text{ s}$ (Ref.[13]) |
| Transition | $^3P_1 - ^1S_0$ | $0.29 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ | $0.299 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ (Ref.[12]) |
| probabilities | $^3P_1 - ^3D_1$ | $0.42 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ (total) | $0.123 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ (Ref.[12]) |
| | $^3P_1 - ^3D_2$ | $0.42 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ (total) | $0.318 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ (Ref.[12]) |

一般情况下, 用宽带激光激发的 Hanle 效应测量能级寿命或者微弱磁场^[18~22]的时候不考虑激光的线宽和光强对原子荧光的影响, 其荧光表达式为

$$I(y) \propto \frac{4\delta^2}{(\gamma_0 + \gamma_1)^2 + 4\delta^2} \quad (20)$$

本实验不能直接套用这一公式是因为实验中激光线宽与被测量原子能级的线宽相差不大, 并且 Ba 原子 $6s6p \ ^3P_1$ 能级的寿命在微秒量级, 饱和光强很低, 使得激光的光强因素不可忽略, 这与宽带激光激发 Hanle 效应是有区别的。但是本文推导得到的有限线宽激光激发的 Hanle 效应荧光表达式与宽带激光激发情形是自洽的, 在式 (16) 或式 (19) 中, 假如激光的线宽很大, 即

$$\gamma_c \gg \gamma = \gamma_0 + \gamma_1, \quad (21)$$

可以对式 (16) 或式 (19) 取近似得到

$$I(y) \propto \frac{p}{\gamma_1} \frac{4\delta^2(2\gamma + \gamma_c)}{A + B\gamma_c} \propto \frac{4\delta^2}{B} = \frac{4\delta^2}{(\gamma_0 + \gamma_1)^2 + 4\delta^2}, \quad (22)$$

表明式 (16) 或式 (19) 能自然地过渡到宽带激光激发情形下的 Hanle 效应。另外, Hanle 效应不仅用于测量原子能级寿命和磁场, 近年来在测量自旋极化运输结构的旋转寿命等方面也有很多相关应用^[23~27]。

4 结 论

本文通过 Hanle 效应实验, 测量和验证了 Ba 原子激发态 $6s6p\ ^3P_1$ 能级寿命和自发辐射率。在考察 Hanle 效应原子荧光时, 把入射激光的线宽和光强因素也考虑进来, 通过求解稳态情况下的密度矩阵方程, 得到了有限激光线宽激发的 Hanle 效应原子荧光与激光光强、线宽以及原子能级的自发辐射率的关系, 并与宽带激光激发的 Hanle 效应进行了比较分析。考虑了激光线宽和光强因素后, 拟合实验结果得到的能级寿命和自发辐射率与前人理论计算和其他方法获得的实验值相符。

参考文献:

- [1] Hong F L, Takamoto M, Higashi R, *et al.* Frequency measurement of a Sr lattice clock using an SI-second-referenced optical frequency comb linked by a global positioning system (GPS) [J]. *Opt. Expr.*, 2005, 13(14): 5253-5262.
- [2] Ido T, Loftus T H, Boyd M M, *et al.* Precision spectroscopy and density-dependent frequency shifts in ultracold Sr [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94(15): 153001.
- [3] Marion H, Pereira D S F, Abgrall M, *et al.* Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90(15): 150801.
- [4] Blatt S, Ludlow A D, Campbell G K, *et al.* New limits on coupling of fundamental constants to gravity using ^{87}Sr optical lattice clocks [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100(14): 140801.
- [5] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K, *et al.* Sr lattice clock at 1×10^{16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock [J]. *Science*, 2008, 319(5871): 1805-1808.
- [6] Wilpers G, Oates C, Hollberg L. Improved uncertainty budget for optical frequency measurements with microkelvin neutral atoms: Results for a high-stability ^{40}Ca optical frequency standard [J]. *Appl. Phys. B*, 2006, 85(1): 31-44.
- [7] Barber Z W, Hoyt C W, Oates C W, *et al.* Direct excitation of the forbidden clock transition in neutral ^{174}Yb atoms confined to an optical lattice [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96(8): 083002.
- [8] Barber Z W, Stalnaker J E, Lemke N D, *et al.* Optical lattice induced light shifts in an Yb atomic clock [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100(10): 103002.
- [9] De S, Dammalapati U, Jungmann K, *et al.* Magneto-optical trapping of barium [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, 79(4): 041402.
- [10] Dzuba V A, *et al.* Calculations of energy levels and lifetimes of low-lying states of barium and radium [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, 73(3): 032503.
- [11] Deng L Z, Yin J P. Generation of cold or ultracold atomic beams and their applications [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*(量子电子学报), 2005, 22(1): 1-12 (in Chinese).
- [12] Chen L, Xiong Z Y, Wang L, *et al.* Tapered amplified diode laser injected by distributed feedback laser [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics* (量子电子学报), 2010, 27(1): 15-20 (in Chinese).

- [13] Dzuba V A, Flambaum V V, Ginges J S M. Calculation of parity and time invariance violation in the radium atom [J]. *Phys. Rev. A*, 2000, 61(6): 062509.
- [14] Brust J, Gallagher A C. Excitation transfer in barium by collisions with noble gases [J]. *Phys. Rev. A*, 1995, 52(3): 2120-2131.
- [15] Scielzo N D, Guest J R, Schulte E C, *et al.* Measurement of the lifetimes of the lowest 3P_1 state of neutral Ba and Ra [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, 73: 010501.
- [16] Laksbmi P A, Agarwal G S. Optical Hanle effect in fields of arbitrary strength and bandwidth [J]. *Phys. Rev. A*, 1981, 23(5): 2553-2562.
- [17] Avan P, *et al.* Hanle resonances for a $J = 0$ to $J = 1$ transition excited by a fluctuating laser beam [J]. *J. Phys. B*, 1977, 10(2): 171-185.
- [18] Atvars A, Auzinsh M, Gazazyan E A, *et al.* Implementation of a double-scanning technique for studies of the Hanle effect in rubidium vapor [J]. *Eur. Phys. J. D*, 2007, 44(3): 411-417.
- [19] Brink G, *et al.* Lifetime measurement of the $(5d6p) ^3D_3$ state of barium by dye-laser spectroscopy [J]. *Opt. Commun.*, 1980, 33(1): 17-22.
- [20] Demtroder W. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation* [M]. 3rd ed., Berlin: Springer, 2003: 680-689.
- [21] Kastler A. The Hanle effect and its use for the measurements of very small magnetic fields [J]. *Nucl. Instrum. Methods*, 1973, 110: 259-265.
- [22] Guo B, Guan H, Qu W C, *et al.* Preliminary frequency measurement of the electric quadrupole transition in a single laser-cooled Ca^+ ion [J]. *Front. Phys. China*, 2009, 4(2): 144-154.
- [23] Qi R, Yu X L, Li Z B, *et al.* Non-Abelian Josephson effect between two $F = 2$ spinor Bose-Einstein condensates in double optical traps [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102: 185301.
- [24] Liang Z X, Zhang Z D, Liu W M. Dynamics of a bright soliton in Bose-Einstein condensates with time-dependent atomic scattering length in an expulsive parabolic potential [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94: 050402.
- [25] Andreev S V, Namozov B R, Koudinov A V, *et al.* Spin depolarization of holes and lineshape of the Hanle effect in semiconductor nanostructures [J]. *Phys. Rev. B*, 2009, 80: 113301.
- [26] Ji A C, Liu W M, Song J L, *et al.* Dynamical creation of fractionalized vortices and vortex lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101: 010402.
- [27] Sahli A, Melliti A, Maaref M A, *et al.* Spin lifetime from the Hanle effect and fine structure of excitonic levels in InAlAs/AlGaAs quantum dots [J]. *Phys. Status Solidi B*, 2007, 224: 2622-2628.