

Cs-Ar 混合蒸气中 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 激光激发的速度 选择粒子数密度和饱和效应

刘 静^{1,2}, 周恒伟^{2,3}, 张国良^{2,3}, 戴 康², 沈异凡^{2*}

1. 西安交通大学理学院, 陕西 西安 710049
2. 新疆大学物理科学与技术学院, 新疆 乌鲁木齐 830046
3. 伊犁师范学院物理与电子信息学院, 新疆 伊宁 835000

摘 要 利用一步激发的饱和吸收光谱技术测量了激发态 Cs($6P_{3/2}$)态的原子密度。室温下的 Cs-Ar 混合蒸气被 852 nm 激光激发, 在 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 跃迁线轮廓接近纯 Doppler 增宽线型、激光线宽远小于非均匀的 Doppler 线宽而与均匀 Lorentz 线宽相比的条件下, 可以确定基态 Cs 原子中可能被激光吸收的具有速度分量 v_z 的粒子数密度 $N(v_z)$ 。在激光功率 20 μ W 至 2.5 mW 的范围内, 测量了吸收系数, 得到了 $6P_{3/2}$ 态的速度选择布居数密度。利用从 Cs 空心阴极灯发出的 $8S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 窄谱线的吸收测量, 也可以测得 $6P_{3/2}$ 态的原子密度, 两种测量方法所得结果符合得很好。Cs-Ar 碰撞的谱线增宽增加了有效泵浦率, 有 5% 的基态原子被单模半导体激光器激发到 $6P_{3/2}$ 态。由测量不同 $6P_{3/2}$ 态原子密度时的共振 852 nm 荧光, 也证实了饱和吸收测量激发态原子密度方法的可靠性。

关键词 激光光谱; 饱和吸收; 速度选择粒子数密度; Cs-Ar 混合蒸气

中图分类号: O562.3 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2008)09-1958-04

引 言

可调谐的单模半导体激光器的线宽(~ 5 MHz)比蒸气中原子的多普勒增宽(~ 0.5 GHz)要小得多, 用激光激发原子时, 只有具有一定速度的原子才能与泵浦激光产生共振吸收。速度选择泵浦在饱和光谱学、谱线线形、原子激光冷却和速度改变碰撞等研究中有重要的应用。在一些光学技术, 如共振荧光探测器(RFDs)和共振荧光成像探测器(RFIDs)中^[1-6], 除速度选择激发外, 还需要产生高的激发态原子密度。在碰撞激发能量转移等基础研究中^[7-10], 转移截面的测量也需要原子激发态的密度数值。

光学吸收方法可以对激发态原子密度进行测量, 这需要用另一台激光器作为检测激光测量激发态原子的吸收系数, 但这样合适的激光不是总可以找到的(特别是要测量原子高位态的密度时)。最近, Horvatic 等^[11]在纯 Cs 蒸气中, 利用测量非饱和和饱和吸收系数的方法, 用一步激发确定了激发态原子密度。本文在 Cs-Ar 混合蒸气中, 在与文献^[11]中不同的实验条件下, 验证了该方法的有效性。

1 理论分析

考虑二能级系统, 激发态 $|2\rangle$ 通过单模激光器 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 的一步激发产生, 在低密度条件下, 略去辐射陷获和碰撞转移, 有下列速率方程

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 = \Pi N_1 - \frac{g_1}{g_2} \Pi N_2 - A_{21} N_2 \quad (1)$$

$$N = N_1 + N_2 \quad (2)$$

式中: N_1, N_2 分别为 $|1\rangle, |2\rangle$ 态原子密度, Π 为受激跃迁率, A_{21} 为自发辐射率, g_1, g_2 分别为低能级和高能级的统计权重, N 为总粒子数密度。定义饱和参量

$$S = \frac{\Pi}{A_{21}} \left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right) \quad (3)$$

解(1)~(3)式, 得到

$$N_1 = \frac{N}{1 + g_1/g_2} \frac{1 + (g_1/g_2)(1+S)}{1+S} \quad (4a)$$

$$N_2 = \frac{N}{1 + g_1/g_2} \frac{S}{1+S} \quad (4b)$$

因为激光激发的原子具有 Maxwell-Boltzmann 速度分

收稿日期: 2007-06-06, 修订日期: 2007-08-08

基金项目: 国家自然科学基金项目(10664003)资助

作者简介: 刘 静, 女, 1977 年生, 西安交通大学理学院讲师

* 通讯联系人 e-mail: shenyifan01@xju.edu.cn

布,故不是所有的原子都能吸收入射的辐射。设激光沿 z 方向传播,原子共振吸收的中心频率为 ν_0 ,由于 Doppler 效应,只有满足下式速度的原子才能和中心频率为 ν_0^{las} 的泵浦激光产生共振吸收

$$v_z \pm \Delta v_z = (\nu_0^{\text{las}} - \nu_0 \pm \Delta\nu) / \lambda_{\text{las}} \quad (5)$$

若谱线中心吸收频率 ν_0 有均匀展宽 $\nu' = \nu_0 \pm \Delta\nu_L / 2$ ($\Delta\nu_L$ 为 Lorentz 增宽),而激光频率为 $\nu_{\text{las}} = \nu_0^{\text{las}} \pm \Delta\nu_{\text{las}} / 2$ ($\Delta\nu_{\text{las}}$ 为激光线宽),则上式中 $\Delta\nu = (\Delta\nu_L + \Delta\nu_{\text{las}}) / 2$ 的。故只有处于速度范围

$$v_z \pm \Delta v_z = [\nu_0^{\text{las}} - \nu_0 \pm (\Delta\nu_L + \Delta\nu_{\text{las}}) / 2] / \lambda_{\text{las}} \quad (6)$$

中的原子 $N(v_z)$ 可以吸收入射光子。

因为所选的那群具有 $v_z \pm \Delta v_z$ 速度的原子数在吸收和发射光子中是守恒的,故下式成立

$$N(v_z) = N_1(v_z) + N_2(v_z) \quad (7)$$

在 Doppler 增宽介质中,非饱和与饱和吸收系数有如下关系

$$k_0^{\text{sat}} = \frac{k_0^{\text{unsat}}}{\sqrt{1 + S_0}} \quad (8)$$

这里, $S_0 = S(\nu_0)$ 是非均匀增宽轮廓中心的饱和参数, k_0 为 $\nu = \nu_0$ 的吸收系数,由(8),(4a),(4b)式得到

$$N_1(v_z) = \frac{N(v_z)}{1 + g_1/g_2} \left[\frac{g_1}{g_2} + \left(\frac{k_0^{\text{sat}}}{k_0^{\text{unsat}}} \right)^2 \right] \quad (9)$$

$$N_2(v_z) = \frac{N(v_z)}{1 + g_1/g_2} \left[1 - \left(\frac{k_0^{\text{sat}}}{k_0^{\text{unsat}}} \right)^2 \right] \quad (10)$$

对于 $6S_{1/2} (F=4) \rightarrow 6P_{3/2} (F=3, 4, 5)$ 超精细结构间的跃迁,(9),(10)式中的 $g_1/g_2 = 8/9^{[11]}$ 。当 852 nm 激光锁定在 D_2 线中心时, $N(v_z)$ 由下式确定^[12]

$$N(v_z) = 4 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\pi \Delta\nu_L / 2 + \Delta\nu_{\text{las}} / 2}{\Delta\nu_G} N \quad (11)$$

这里 $\Delta\nu_G$ 是谱线轮廓的非均匀 Doppler 展宽, $\Delta\nu_L = \Delta\nu_N + \gamma_{\text{Cs-Cs}} N_{\text{Cs}} + \gamma_{\text{Cs-Ar}} N_{\text{Ar}}$ 为均匀的 Lorentz 展宽,其中 $\Delta\nu_N = 5.18 \text{ MHz}^{[13]}$ 为自然宽度; $\gamma_{\text{Cs-Cs}}$ 及 $\gamma_{\text{Cs-Ar}}$ 分别为 Cs 原子之间及 Cs-Ar 间的碰撞增宽系数; N_{Cs} 为基态 Cs 原子密度,由蒸气压公式得到; N_{Ar} 为 Ar 原子密度。(11)式在 $\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_G$ 和 $\Delta\nu_{\text{las}} \ll \Delta\nu_G$ 的条件下成立。本实验中, $T = 300 \text{ K}$, $6S_{1/2} (F=4) \rightarrow 6P_{3/2} (F'=3, 4, 5)$ Doppler 包络线的全高半宽实测为 $\Delta\nu_G = 550 \text{ MHz}$ (测量方法见本文实验部分),而激光线宽 $\Delta\nu_{\text{las}} = 5 \text{ MHz} \ll \Delta\nu_G$ 。 $\gamma_{\text{Cs-Cs}}$, $\gamma_{\text{Cs-Ar}}$ 取自文献^[14, 15] 中的结果,分别为 $(6.7 \pm 1.1) \times 10^{-7}$ 和 $(3.4 \pm 0.5) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 。 $T = 300 \text{ K}$ 时, Cs 原子密度为 $(5.6 \pm 0.5) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 充入 Ar 气密度为 $N_{\text{Ar}} = 3.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 故 $\Delta\nu_L = 17.1 \text{ MHz} \ll \Delta\nu_G$, 从(11)式确定 $N(v_z) = 5.9 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 。

由饱和测量从(10)式得到的 $6P_{3/2}$ 态的原子密度可以用光学吸收方法验证,用 $8S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 跃迁线(795 nm)作为吸收线,测量其峰值的吸收系数 k_0 ,由下式得到 $6P_{3/2}$ 态的原子密度^[11]

$$k_0 = \frac{1}{\Delta\nu_D} \frac{\pi e^2}{\sqrt{\pi}} \frac{N(6P_{3/2}) f}{mc} \quad (12)$$

式中: f 为 $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ 的振子强度^[16], $\Delta\nu_D$ 为 Doppler 轮廓的半宽度

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad (13)$$

2 实验装置与测量方法

实验装置见图 1,圆柱形石英玻璃样品池长 6 cm,内直径为 2.5 cm,高温烘烤,真空度 10^{-4} Pa 的后充入几十毫克的纯 Cs 和 133 Pa 的 Ar,样品池处于室温下($T = 300 \text{ K}$),由热电偶测定池温。

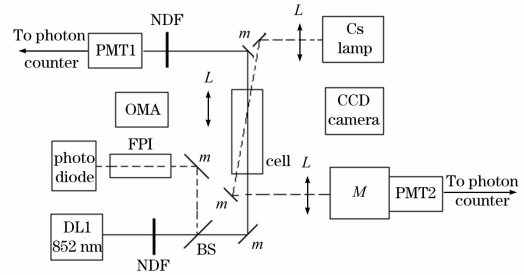


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental

PMT: photomultiplier tube; IF: interference filter; m: mirror; L: lens; M: monochromator; BS: beam splitter; NDF: neutral density filter. The inclination of the beam in the cell is exaggerated

利用调频单模半导体激光器 Laser1 (Tuioptics DL100, 50 mW, 线宽 5 MHz, 波长 852 nm) 使 Cs($6S_{1/2}, F=4$) 基态激发,由于 Doppler 增宽效应, Cs($6P_{3/2}, F'=3, 4, 5$) 能级均被激发^[12], 调节激光器的温度可以微调激光频率,激光束通过样品池中轴线,激光束直径为 5 mm。用 CCD 摄像机监视激光的调谐和准直,当激光频率调谐到 $F=4 \rightarrow F'=3, 4, 5$ 共振频率时,在室温下可以在监视器中观察到明亮的光束(由共振荧光产生)。从观察到的光束容易调节激光沿样品池中轴线传播。利用一个裂束镜使部分 852 nm 激光进入 Fabry-Perot 扫描干涉仪(FPI100 型,自由光谱区 1 GHz),由光电二极管探测干涉光强用作频率的定标。852 nm 激光对 $F=4 \rightarrow F'=3, 4, 5$ 跃迁扫描测得 Doppler 包络线宽 $\Delta\nu_G = 550 \text{ MHz}$ 。

为确定 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 跃迁的饱和行为,利用滤光片将 852 nm 激光功率控制在 $P_{852} = 0.02 \sim 2.5 \text{ mW}$ 之间,激光功率由功率计测量,对不同的 P_{852} 分别测定吸收系数,方法如下:某一功率的激光通过与样品池几何形状相同的真空石英玻璃池(但未充任何物质),利用前置滤光片的光电倍增管 PMT1 (EMI9664B 型)来测量未被吸收的光强 $I_v(0)$,再用样品池(含 Cs 和 Ar)代替真空玻璃管,扫描 852 nm 激光,测量被 Cs 原子吸收后的光强 $I_v(L)$,从而得到吸收系数 k_v ,不同 P_{852} 吸收系数的测量方法是类似的。

852 nm 激光调谐到 $6S_{1/2} (F=4) \rightarrow 6P_{3/2} (F'=3, 4, 5)$ 跃迁的中心,将 Cs 空心阴极灯光束聚焦到样品池,与激光束反向平行经过样品池后再聚焦到单色仪狭缝,空心阴极灯的发射线有约 300 K 的 Doppler 轮廓,二束光很靠近,图 1 中画的倾斜度是夸大的。分别测量 852 nm 激光关、开时空心阴极灯 795 nm 谱线的透射光强,光强用 PMT2

(RCAC31034 型)测量, 这个光电倍增管具有一个半导体冷却装置, 可降温至 $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, 因此具有很高的灵敏度和很低的暗电流。由测得的光强从(12), (13)式得到 $n_{6P_{3/2}}$, 可以与从(10)式得到的 $6P_{3/2}$ 态原子密度比较。

在与激光束垂直方向用多道分析仪 OMA(INS-300-122B 型)探测饱和和吸收过程中 $6P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ (852 nm) 的共振荧光, 该 OMA 内置的 CCD 采用半导体冷却至 $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$, 记录的是谱线峰值的光子数, 所有不同激光功率 P_{852} 时测得的共振荧光强度信号都被储存在计算机中。

3 结果与讨论

852 nm 激光功率从 $20\text{ }\mu\text{W}$ 开始逐渐增大, $6S_{1/2}$ ($F=4$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F'=3, 4, 5$) 跃迁逐渐被饱和, 图 2 给出了几个不同 852 nm 激光功率的吸收系数, 图下方的 F-P 扫描干涉仪的透射峰间距为 1 GHz。由测得的 $6S_{1/2}$ ($F=4$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F'=3, 4, 5$) 跃迁峰值的吸收系数, 从(9), (10)二式分别得到 $6S_{1/2}$ 和 $6P_{3/2}$ 的速度选择粒子数密度 $N_{6S_{1/2}}(v_z)$ 和 $N_{6P_{3/2}}(v_z)$ 。

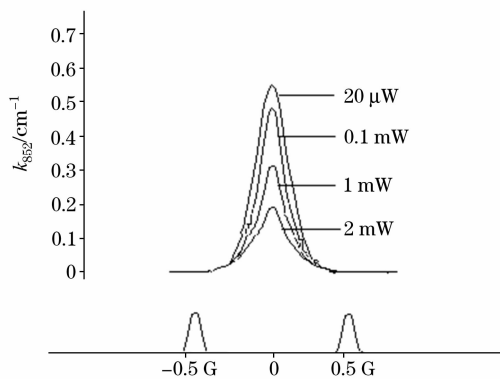


Fig. 2 Absorption coefficient of the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ transition measured for several powers P_{852} of 852 nm radiation. The frequency dispersion was calibrated by the transmission peaks of the F-P interferometer

将不同功率的 852 nm 激光锁定在 D_2 线 $F=4 \rightarrow F'=3, 4, 5$ 跃迁中心, 测量 Cs 空心阴极灯 795 nm 线峰值吸收系数, 而 $N_{6S_{1/2}}(v_z) = N(v_z) - N_{6P_{3/2}}(v_z)$ [即(7)式]。图 3 给出用两种不同方法得到的在不同 P_{852} 时的 $N_{6S_{1/2}}(v_z)$ 和 $N_{6P_{3/2}}(v_z)$ 的值。两种方法所得结果相符。

参 考 文 献

- [1] Pappas D, Pixley N C, Matveev O I, et al. Opt. Commun., 2001, 263: 191.
- [2] Correll T L, Horvatic V, Omenetto N, et al. Spectrochim Acta, 2005, B60: 765.
- [3] Matveev O I, Smith B W, Winefordner J D. Appl. Phys. Lett., 1998, 72: 1673.
- [4] WANG Shu-ying, SUN Mao-zhu, DAI Kang, et al(王淑英, 孙茂珠, 戴康, 等). Spectroscopy and Spectral Analysis (光谱学与光谱分析), 2007, 27(6): 1044.
- [5] Drabbels M, Noordam L D. Appl. Phys. Lett., 1999, 74: 1797.
- [6] Namiotka R K, Huenehens J, Allegrini M. Phys. Rev., 1997, A56(1): 514.
- [7] MU Bao-xia, WANG Shu-ying, CUI Xiu-hua, et al(穆保霞, 王淑英, 崔秀花, 等). Spectroscopy and Spectral Analysis(光谱学与光谱分

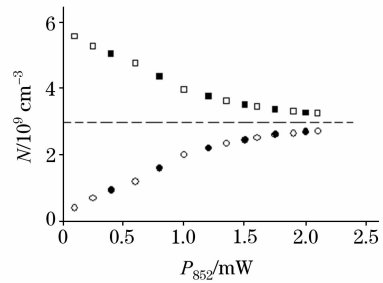


Fig. 3 The velocity selective portions of the $6S_{1/2}$ and $6P_{3/2}$ state populations created during the saturation of the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ transition, plotted against applied P_{852}

- : $N(6P_{3/2})$ -from saturation measurement;
- : $N(6P_{3/2})$ -from k_{795} measurement;
- : $N(6S_{1/2})$ -from saturation measurement;
- : $N(6S_{1/2})$ -from k_{795} measurement

图 4 描绘了用饱和吸收方法得到的 $6P_{3/2}$ 态密度与共振荧光 I_{852} 的关系, 因为在低密度下, 辐射陷阱不存在, 故有 $I_{895}/I'_{895} = N_{6P_{3/2}}/N'_{6P_{3/2}}$, 从图中可以看到, 光强之比与 $6P_{3/2}$ 态密度之比成正比关系。

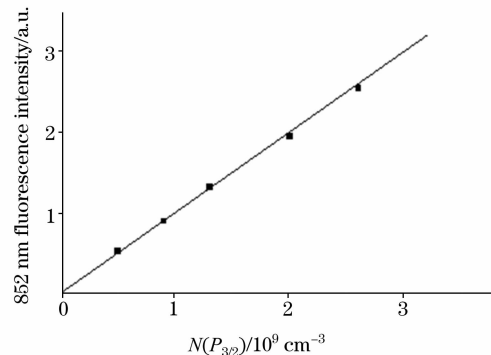


Fig. 4 The intensity of the fluorescence emerging at the $6P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ transition, plotted in dependence on the $N(6P_{3/2})$

在池温为 $T=293\text{ K}$ 的纯 Cs 蒸气中, 只有 2% 的基态原子通过单模激光器泵浦 Doppler 增宽线到 $6P_{3/2}$ 态^[11]。本实验在 $T=300\text{ K}$ 的 Cs-Ar 混合蒸汽中, 有约 5% 的基态原子可激发到 $6P_{3/2}$ 态, 这是因为谱线由 Cs-Ar 碰撞产生 Lorentz 增宽, 增加了 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 的有效泵浦率。

- 析), 2006, 26(9): 1577.
- [8] CUI Xiu-hua, MU Bao-xia, WANG Shu-ying, et al(崔秀花, 穆保霞, 王淑英, 等). Spectroscopy and Spectral Analysis(光谱学与光谱分析), 2007, 27(4): 647.
- [9] Namiotka R K, Huennhens J, Allegrini M. Phys. Rev., 1997, A56(1): 514.
- [10] Jabbour Z J, Namiotka R K, Huennhens J, et al. Phys. Rev., 1996, A54(2): 1372.
- [11] Horvatic V, Correll T L, Omenetto N, et al. Spectrochim. Acta, 2006, B61: 1260.
- [12] Vadla C, Horvatic V, Niemax K. Spectrochim. Acta, 2003, B58: 1235.
- [13] Theodosiou C E. Phys. Rev., 1984, A30(6), 2881.
- [14] Jabbour Z J, Sagle J, Namiotka R K, et al. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., 1995, 54(5): 767.
- [15] Lewis E. Phys. Rep., 1980, 58(1): 1.
- [16] Fabry M J. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., 1976, 16: 127.

Effect of Saturation and Velocity Selective Population in $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ Laser Excitation in Cs Vapor Mixed with Ar

LIU Jing^{1, 2}, ZHOU Heng-wei^{2, 3}, ZHANG Guo-liang^{2, 3}, DAI Kang², SHEN Yi-fan^{2*}

1. School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China

2. School of Physics, Xinjiang University, Urumqi 830046, China

3. College of Physics and Electronical Information, Yi Li Normal University, Yining 835000, China

Abstract The excited state population distribution created by $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ laser excitation in room temperature cesium vapor mixed with Ar was quantitatively analyzed applying absorption and saturation spectroscopy. A simple method for the determination of the excited state population in a single excitation step based on the measurements of the saturated and unsaturated absorption coefficients was tested. When the line profile is nearly pure Doppler and the laser linewidth is much smaller than the inhomogeneous linewidth but comparable with homogeneous linewidth, the fraction $N(v_z)$ of the atoms in the ground state that are able to absorb under inhomogeneous broadening conditions can be determined. The transmission of the medium in the center of the Doppler envelope of the strong h. f. component of the CsD_2 line due to hyperfine pumping alone amounts to $\approx 5\%$. The assumption that has been made is that the lower-state hyperfine levels are populated in a statistical ratio. The absorption coefficients were measured for a series of P_{852} powers between $20 \mu W$ and $2.5 mW$. The velocity selective population density in the $6P_{3/2}$ state was obtained. The population in the $6P_{3/2}$ level obtained from the saturation measurements was also determined by the absorption measurement of narrow spectral line from a Cs hollow cathode lamp. The agreement between the results obtained in these two ways is very good. It was shown that 5% of the ground state population could be transferred to the first excited state by pumping the Doppler broadened line with a single-mode narrow-band laser. The argon caused line broadening and therefore increased the effective pumping rate in the first excitation step. The dependence of the 852 nm line fluorescence intensity was plotted against the population in the $6P_{3/2}$ level determined from the saturation absorption. This can serve as confirmation of the reliability of the method used for the determination of the excited state population.

Keywords Laser spectroscopy; Saturated absorption; Velocity selective population; Cs vapor mixed with Ar

(Received Jun. 6, 2007; accepted Aug. 8, 2007)

* Corresponding author