

文章编号: 0253-2239(2009)09-2601-06

# 可调平衡探测激光偏振光谱研究

武寄洲 韩强 马杰 赵延霆 肖连团 贾锁堂

(山西大学物理电子工程学院,量子光学与光量子器件国家重点实验室,山西太原 030006)

**摘要** 偏振光谱技术是一种高灵敏度和高分辨的光谱技术。提出一种基于可调平衡探测偏振光谱的实验方法,研究了不同偏振面下偏振光谱线型的变化趋势,观测到光谱线型随偏振片旋转产生的翻转现象。通过结合偏振理论与平衡探测理论,对线型翻转现象进行了解释,理论与实验符合得很好。同时,研究了色散型谱线峰峰值与抽运光强之间的依赖关系,发现在抽运探测光强比约为 100 时谱线强度出现饱和现象,为利用偏振光谱进行激光器频率稳定时选择参数提供了理论依据。

**关键词** 偏振光谱;平衡探测;可调技术;铯原子

**中图分类号** O433.5<sup>+</sup>4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092909.2601

## Research on the Adjustable Balance Probe for Laser Polarization Spectroscopy

Wu Jizhou Han Qiang Ma Jie Zhao Yanting Xiao Liantuan Jia Suotang

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, College of Physics and Electronics Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China)

**Abstract** Polarization spectroscopy is of high sensitivity and resolution. A method based on the adjustable balance probe polarization spectroscopy is proposed, the change of the spectroscopy shapes in different polarization planes is investigated, and the retroflexion of the lineshapes with the rotation of the polarization plate is observed. The retroflexion of the lineshapes is illustrated by combining the polarization theory and the balance probe theory, which is in good accordance with the experiment. The relationship between the peak-to-peak value of the dispersion-like spectroscopy and the power of pump beam is also demonstrated, and it is found that the saturation of spectroscopy amplitude appears when the power ratio of pump beam to probe beam is about 100, which provides a theoretical reference on choosing parameters in the laser frequency stabilization by using polarization spectroscopy.

**Key words** polarization spectroscopy; balance probe; adjustable technique; cesium atoms

## 1 引言

20 世纪 70 年代 Wieman 和 Hänsch 报道激光偏振光谱技术以来<sup>[1]</sup>,激光偏振光谱技术作为一种高灵敏、高分辨的光谱技术,已经引起了众多研究者的兴趣。通常,处于平衡状态下基态原子的角动量取向是均匀分布、各向同性的。当圆偏振抽运的激光入射到吸收池内的原子样品上,特定角动量取向

的原子将吸收抽运激光光子跃迁到激发态,而剩余的基态原子中将缺少该方向角动量取向的原子,造成样品原子角动量在空间分布上的不均匀,成为各向异性介质。同时,另一束线偏振的探测光以相反方向入射到样品池上,即可以实现无多普勒背景的探测。因此,偏振光谱就是基于激光诱导双折射性和吸收气体的二向色性产生的高分辨激光光谱<sup>[1]</sup>。

**收稿日期**: 2008-09-17; **收到修改稿日期**: 2009-01-01

**基金项目**: 国家 973 计划(2006CB921603)、国家自然科学基金(10574084 和 60678003)、国家 973 计划前期研究专项(2005CCA06300)、国家基础科学人才培养基金(Grant No. J0730317)、山西省自然科学基金(2008011004)和太原市大学生创新创业计划(08122002)资助项目

**作者简介**: 武寄洲(1983—),男,硕士研究生,主要从事超冷原子分子光谱方面的研究。E-mail: wujz1983@126.com

**导师简介**: 贾锁堂(1958—),男,教授,博士生导师,主要从事原子分子物理方面的研究。E-mail: tjia@sxu.edu.cn

目前,很多研究小组已经对激光偏振光谱的理论和实验进行了较为深入的研究,在氦原子<sup>[2]</sup>、钠原子<sup>[3]</sup>、铷原子<sup>[4,5]</sup>、铯原子<sup>[5]</sup>和碘原子<sup>[6]</sup>等样品中均获得了高分辨的激光偏振光谱。由于其具有高灵敏、高分辨和高信噪比的特点,偏振光谱技术已经被广泛应用在样品检测和分析<sup>[7]</sup>,超精细光谱分析<sup>[8]</sup>,以及激光器频率稳定<sup>[8~10]</sup>等领域。

激光偏振光谱的标准探测方法是线偏振探测光通过被抽运的样品介质后,再经过与原偏振方向近似正交的线偏振检偏器后被光电探测器测量<sup>[9]</sup>。通过调节探测器前的线偏振片的偏振方向与探测光原偏振方向的夹角,可以得到信噪比很好的信号。但是,这种选择探测信号的方法过于简单和粗糙,无法最大限度地消除背景信号的影响。因此,平衡探测偏振光谱技术应运而生,其信号强度比用单一的探测器探测得到的大一个数量级<sup>[11]</sup>,并依此获得了更加丰富的光谱信号,减小了背景噪声,提高了信噪比,其中色散型信号可以在激光器频率稳定技术中作为理想的鉴频信号。但是,对于平衡探测偏振光谱的研究局限在利用色散型信号作为绝对标准稳定激光器频率时的鉴频曲线的应用方面,而对 $1/2$ 波片不同的转动角度对信号的影响没有系统的理论和实验研究。另外,抽运光强度对信号的影响也没有被系统地分析过。

本文利用可调平衡探测装置测量偏振光谱,分析了在可调条件下光谱线型变化情况,通过理论分析,解释了在二分之一波片旋转时不同的线型,同时研究了 $\theta=45^\circ$ 时标准色散型曲线的信号强度对抽运光强度的依赖关系,为利用偏振光谱对连续可调谐激光器频率的锁定<sup>[12]</sup>及正在进行的超冷铯原子和分子光谱研究<sup>[13,14]</sup>以及进一步的应用提供了理论依据。

## 2 实验装置

实验装置如图1所示,采用可调谐外腔式单频半导体激光器(德国 Toptica 公司 DL100)作为光源,其典型工作电流约为200 mA,最大输出功率160 mW,典型线宽(积分时间 $5 \mu\text{s}$ )为 $0.5\sim 1 \text{ MHz}$ <sup>[15]</sup>。调谐激光波长到852 nm附近,对应于铯原子 $D_2$ 线 $6 S_{1/2}(F=4)\rightarrow 6 P_{3/2}(F'=3,4,5)$ 超精细跃迁线。DL100产生的激光经过光隔离器(OI),采用整形棱镜(SP)对其整形,使出射光斑接近圆形(高斯光束腰斑直径约为0.8 mm),通过一个偏振分束棱镜(PBS<sub>1</sub>)后按垂直和水平偏振方向被分为两束,旋转偏振分束棱镜(PBS<sub>1</sub>)前面的 $1/2$ 波片可以调整这

两束光的强度分配。其中一束用来获得铯原子饱和和吸收光谱,以确定频率位置和相对频率标准。该光束通过反射率为8%的反射镜再分成两束,透射的光束光强较强,作为抽运光;反射的光束光强较弱,作为探测光。在这两束光同为线偏振且二者平行的情况下,观测铯原子 $D_2$ 线的饱和吸收光谱。经PBS<sub>1</sub>分束出的另一束作为偏振光谱的光源,穿过 $1/2$ 波片和另一个偏振分束棱镜(PBS<sub>2</sub>)后再次分成两束,一束作为探测光,保持线偏振方向不变,经两个 $45^\circ$ 反射镜(M<sub>3</sub>和M<sub>4</sub>)反射后,入射到直径2 cm长度5 cm的铯原子蒸汽样品池(<sup>133</sup>CS,无缓冲气体)。经PBS<sub>2</sub>分束出的另一束光经两透镜组成的望远镜系统(L<sub>1</sub>和L<sub>2</sub>)扩束,使光斑直径约4 mm,穿过一个 $1/4$ 波片后,由线偏振光变为圆偏振光束作为抽运光,再通过两个 $45^\circ$ 反射镜(M<sub>6</sub>和M<sub>7</sub>)与探测光成相反方向穿过铯样品池。在实验中,对于光强选择,通常采用强抽运、弱探测方式。

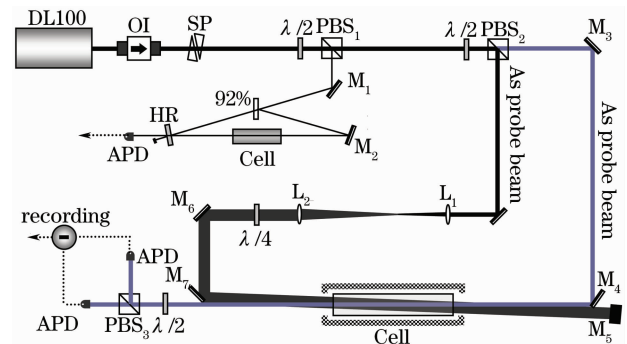


图1 可调平衡探测偏振光谱实验装置图

Fig. 1 Diagram of the experimental setup for adjustable balance probe polarization spectroscopy

为了消除实验室环境的杂散磁场以及地磁场导致铯原子样品磁光效应以及能级分裂的不利影响,采用磁屏蔽材料将铯样品池封装。利用温控装置使样品池温度保持在室温( $25^\circ\text{C}$ )不变。探测光与原子样品作用后,进入到由 $1/2$ 波片,偏振分束棱镜(PBS<sub>2</sub>)和平衡减法探测器组成的平衡偏振探测系统。平衡探测器为美国 New Focus 公司生产的 Nirvana Detector。激光器的慢扫描信号由信号发生器(美国 Agilent, 33120A, 15MHz Function / Arbitrary Waveform Generator)提供,频率为10 Hz。实验中采用 New Port 生产的功率计(Optical Power Meter, Model 840)测量激光功率。

## 3 实验结果及分析

线偏振的探测光可以分解为振幅相同的左旋和

右旋圆偏振光。这两个偏振分量在入射到强抽运光作用的铯原子样品上时相位均发生改变。不考虑样品池两边窗口的影响,在出射窗口的末端,这两部分圆偏振光将叠加在一起。由于二者之间存在相位差的原因,出射光由线偏振变为椭圆偏振。当改变图 1 中偏振分束棱镜(PBS<sub>3</sub>)前 1/2 波片的角度,椭圆偏振光的两个垂直偏振方向将保持垂直跟随其旋转,偏振面也发生转动,从而获得不同的光谱信号。通过偏振分束棱镜后的两束光分别按照  $\hat{x}$  和  $\hat{y}$  偏振方向出射,设  $\hat{y}$  偏振方向和椭圆偏振长轴方向夹角为  $\theta$ 。实验中,先调节平衡探测 1/2 波片,使得偏振光谱的吸收峰最大,定标此处为  $\theta = 0$ 。之后继续旋转波片逐步改变  $\theta$  值,将平衡偏振探测的输出信号送入示波器,即得到可调平衡探测的偏振光谱。图 2 为  $\theta = 0$ ,即进入平衡探测系统的椭圆偏振光长轴方向的分量最大,而短轴方向只有很少的光分量通过时铯原子 D<sub>2</sub> 线  $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$  超精细跃迁线的饱和吸收光谱和相应的偏振光谱。记录铯原子 D<sub>2</sub> 线  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  超精细跃迁线的平衡探测偏振光谱信号在不同偏转角  $\theta$  值下的线型如图 3 所示。

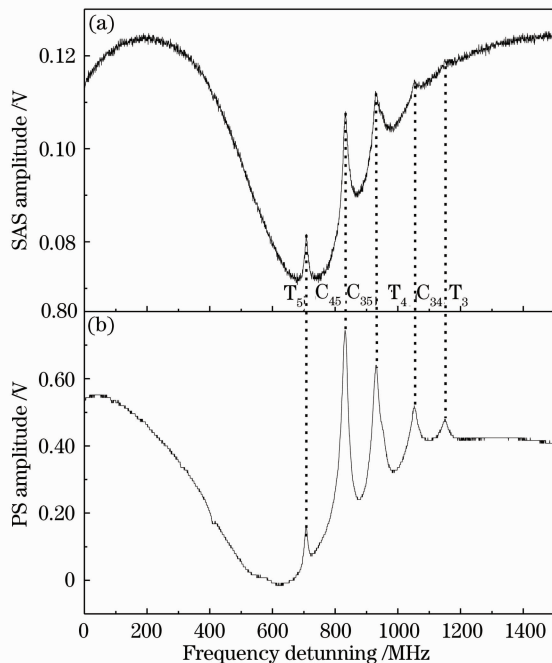


图 2 铯原子 D<sub>2</sub> 线  $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$  超精细跃迁线的饱和吸收光谱 (a) 和相应的偏振光谱 (b) 偏振光谱平衡探测角度为  $\theta = 0$

Fig. 2 (a) the saturated absorption spectrum of cesium D<sub>2</sub> ultrafine transition line ( $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$ ); (b) the corresponding polarization spectrum, with the balance probe angle of the polarization spectrum  $\theta = 0$

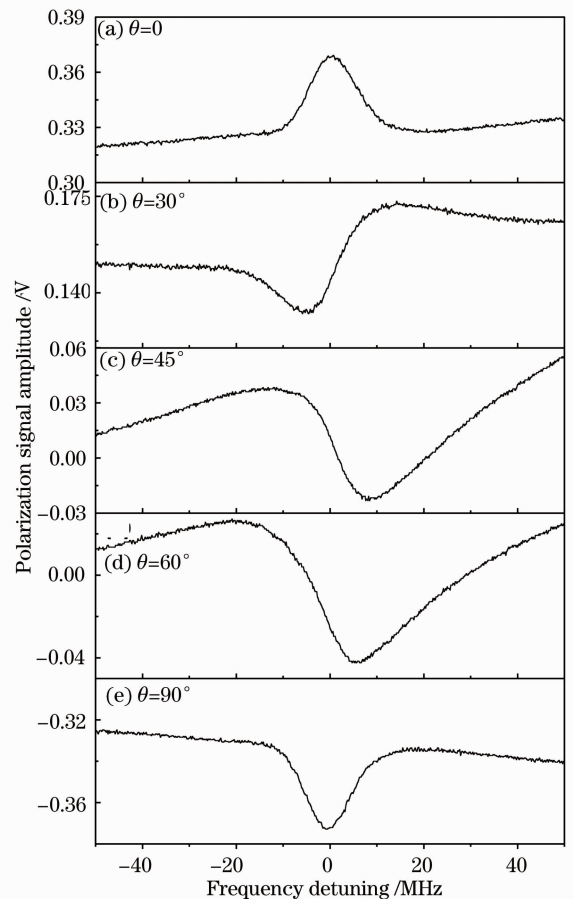


图 3 (a)~(e) 分别为实验所探测到的  $\theta = 0, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  铯原子 D<sub>2</sub> 线  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  超精细跃迁的平衡探测偏振光谱线型

Fig. 3 The detected balance probe polarization spectrum lineshapes of cesium D<sub>2</sub> ultrafine transition line ( $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ) in the experiment. Curves (a)~(e) correspond to probe angle  $\theta = 0, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  respectively

首先记录  $\theta = 0$  时的光谱,此时谱线吸收峰最大。图 2(b)即为  $\theta = 0$  时铯原子 D<sub>2</sub> 线  $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$  的偏振光谱。为了确定频率位置和相对频率标准,我们同时记录了超精细跃迁线的饱和吸收光谱。从图中可以清楚地区分出  $F' = 3, 4, 5$  三个超精细跃迁峰和三个交叉线(Crossover)跃迁吸收峰,其中  $T_\mu$  表示  $F_g \rightarrow F_e = \mu$  跃迁共振线,  $C_{\mu\nu}$  表示  $F_g \rightarrow F_e = \mu$  和  $F_g \rightarrow F_e = \nu$  跃迁之间的交叉线(Crossover lines)。从图中可以清楚地看到,偏振光谱的吸收峰和饱和吸收光谱的跃迁峰是严格对应的。实验结果中,偏振光谱信号的信噪比为 117.3,饱和吸收光谱的信噪比为 38.6,二者之比约为 3,因此,可以看到偏振光谱比饱和吸收光谱具有更高的信号噪声比。实验中测得抽运光直径约 4 mm,探

测光直径约 0.8 mm, 并且保持抽运光强为 8.99 mW, 探测光强为 93.19  $\mu$ W 不变。

在实验中定标偏振光谱吸收峰最大处为  $\theta=0$ , 此处失谐为零, 光抽运所致各向异性最大, 对应于铯原子  $D_2$  线  $F=4 \rightarrow F'=5$  共振跃迁线的中心。以此处为起点, 依次旋转偏振分束棱镜 (PBS<sub>3</sub>) 前的平衡探测 1/2 波片, 逐步改变  $\theta$  值, 记录探测到的铯原子  $D_2$  线  $F=4 \rightarrow F'=5$  超精细跃迁线的可调平衡探测偏振光谱信号线型, 如图 3 所示。实验中只有  $\theta$  角变化, 其它实验参数均不变。在  $\theta=0$  时, 如图 3(a), 实验所得偏振光谱曲线为洛伦兹线型。在从 0 向 90° 渐变过程中, 偏振光谱曲线发生翻转, 由洛伦兹线型变为色散型曲线。旋转过程中, 信号同为微分色散线型, 幅度由弱变强, 在 45° 处, 曲线信号幅度

达到最强, 即峰峰值达到最大。继续旋转 1/2 波片, 信号幅度再次逐渐变弱, 在 90° 处, 曲线变为反向洛伦兹线型。实验条件如前所述, 抽运光强为 8.99 mW, 探测光强为 93.19  $\mu$ W。

根据实验所得结果, 对其进行了理论分析。首先考虑经抽运光作用后铯原子样品变为非均匀介质, 对于不同旋转方向的圆偏振光的吸收系数 ( $\alpha^+$ ,  $\alpha^-$ ) 和折射率系数 ( $n^+$ ,  $n^-$ ) 将变得不再相同。于是, 进入铯样品池的线偏振探测光出射后变为椭圆偏振光。通过平衡探测 1/2 波片之后的偏振分束棱镜 (PBS<sub>3</sub>), 椭圆偏振光分解, 分别按照  $\hat{x}$  和  $\hat{y}$  偏振方向出射, 设其中一束和椭圆偏振长轴方向夹角为  $\theta$ , 则这两束光的光强为<sup>[8, 16]</sup>

$$I_1 = c \epsilon_0 |E_1|^2 = c \epsilon_0 |E_0|^2 e^{-L\alpha} \left\{ \sin^2 \theta + \frac{\omega L}{c} \Delta n \sin \theta \cos \theta + \left[ \left( \frac{\omega L}{2c} \Delta n \right)^2 + \left( \frac{L}{4} \Delta \alpha \right)^2 \right] \cos^2 \theta \right\}, \quad (1)$$

$$I_2 = c \epsilon_0 |E_2|^2 = c \epsilon_0 |E_0|^2 e^{-L\alpha} \left\{ \cos^2 \theta - \frac{\omega L}{c} \Delta n \sin \theta \cos \theta + \left[ \left( \frac{\omega L}{2c} \Delta n \right)^2 + \left( \frac{L}{4} \Delta \alpha \right)^2 \right] \sin^2 \theta \right\}, \quad (2)$$

其中  $c$  为光速,  $\epsilon_0$  为真空介电常数。

$$\Delta \alpha = \alpha^+ - \alpha^-, \alpha = (\alpha^+ + \alpha^-) / 2; \Delta n = n^+ - n^-, n = (n^+ + n^-) / 2.$$

因此减法器后的探测器得到的信号为

$$I = |I_1 - I_2| = c \epsilon_0 |E_0|^2 e^{-L\alpha} \left\{ (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) + \frac{2\omega L}{c} \Delta n \sin \theta \cos \theta + \left[ \left( \frac{\omega L}{2c} \Delta n \right)^2 + \left( \frac{L}{4} \Delta \alpha \right)^2 \right] (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \right\}, \quad (3)$$

根据 Kramers-Kronig 色散关系<sup>[16]</sup>

$$\Delta \alpha = \frac{\gamma^2 \Delta \alpha(\omega_0)}{\gamma^2 + 4\Delta \omega}; \Delta n = \frac{2c}{\omega_0} \frac{\gamma \Delta \alpha(\omega_0) \Delta \omega}{\gamma^2 + 4\Delta \omega}, \quad (4)$$

其中  $\omega_0$  为激光的中心频率,  $\Delta \omega$  为频率失谐量,  $\gamma$  为铯原子自然线宽 5.2 MHz。

将(4)式代入(3)式, 得

$$I = |I_1 - I_2| = c \epsilon_0 |E_0|^2 e^{-L\alpha} \left\{ (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) + \frac{\omega L}{\omega_0} \frac{\gamma \Delta \alpha(\omega_0) \Delta \omega}{\gamma^2 + 4\Delta \omega} \sin \theta \cos \theta + \left[ \left( \frac{\omega L}{2c} \Delta n \right)^2 + \left( \frac{L}{4} \frac{\gamma^2 \Delta \alpha(\omega_0)}{\gamma^2 + 4\Delta \omega} \right)^2 \right] (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \right\}, \quad (5)$$

其中,  $\Delta \alpha(\omega_0) = \Delta \alpha(\omega = \omega_0)$ 。

图 4 系列曲线为将对应的角度代入(5)式后拟合所得到的曲线。相比实验结果图 3, 可以看到理论和实验结果符合的非常好。

考虑在特殊条件  $\theta = \frac{\pi}{4}$  下, 由(3)式得平衡探测结果为

$$I = 2c \epsilon_0 |E_0|^2 e^{-L\alpha} L \Delta \alpha(\omega_0) \frac{\gamma \Delta \omega}{\gamma^2 + 4(\Delta \omega)^2}, \quad (6)$$

当  $\alpha$ ,  $L$  和  $\omega_0$  的值一定时, 此时的光谱线型为标准的色散型, 为铯原子  $D_2$  跃迁线的色散形鉴频信号, 如图 3(c) 所示。据此, 在实验上已经实现了波长为 852 nm 的外腔式半导体激光器对应于铯原子  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$  超精细跃迁线的无调制频率锁定<sup>[12]</sup>。

保持探测光强 93.19  $\mu$ W 不变, 改变抽运光的强度。在不同的抽运光强下, 多次测量并记录铯原子  $F=4 \rightarrow F'=5$  超精细跃迁的偏振光谱线型, 得出

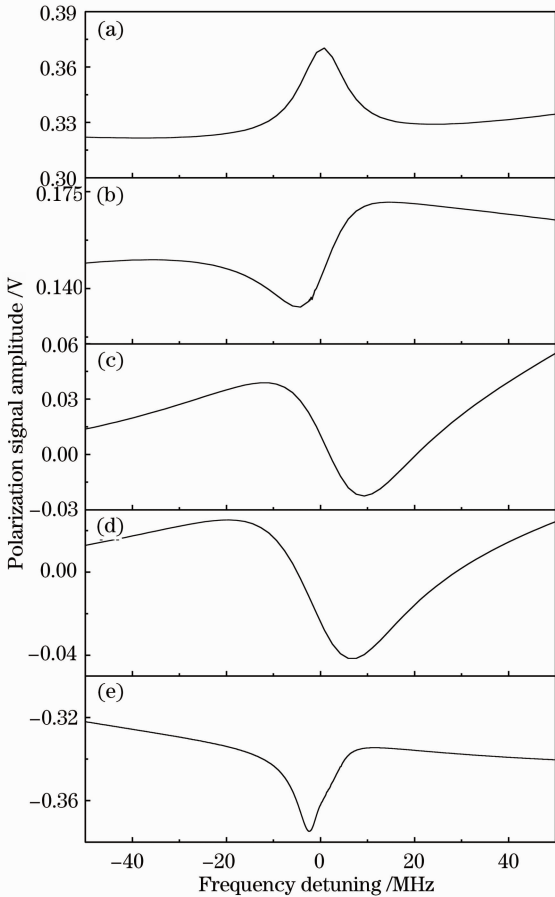


图 4 为根据理论拟合所得到的铯原子  $D_2$  线  $F=4 \rightarrow F'=5$  超精细跃迁的平衡探测偏振光谱线型, (a)~(e) 分别对应于不同的角度:  $\theta=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$

Fig. 4 The simulated balance probe polarization spectrum lineshapes of cesium  $D_2$  ultrafine transition line ( $F=4 \rightarrow F'=5$ ) according the theory above. Curves (a)~(e) corresponds to probe angle  $\theta=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ , respectively

其色散曲线峰峰值的平均值随抽运光强的变化趋势如图 5 所示。从图中可以看到, 抽运光强开始缓慢增大时, 色散曲线的峰峰值近似线性地随抽运光强增大, 当抽运光强增加到约为 10 mW 时, 峰峰值开始保持不变, 出现饱和现象。因此, 最佳的抽运探测光强比约为 100, 与饱和吸收光谱相同。这就为利用偏振光谱对激光器频率稳定时, 选择合适的抽运光和探测光的强度, 从而进一步获得高信噪比的色散型曲线提供了理论依据。

## 4 结 论

通过可调平衡探测装置系统地研究了铯原子的偏振光谱, 观测到了不同偏转角度下光谱线型的变

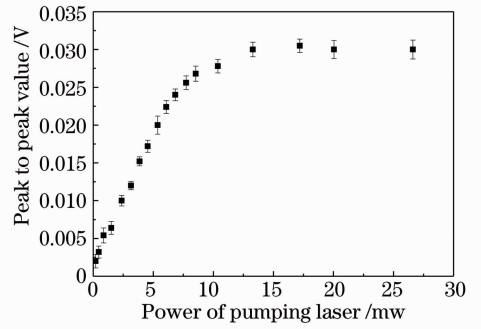


图 5 铯原子  $F=4 \rightarrow F'=5$  超精细跃迁色散曲线峰峰值与抽运光强的关系

Fig. 5 The relationship between the peak to peak value of the cesium  $D_2$  ultrafine transition ( $F=4 \rightarrow F'=5$ ) dispersive curve and the power of pump beam

化, 实验与理论符合得很好。同时研究了色散曲线的峰峰值和抽运功率的关系, 发现在抽运探测光强比为 100 时出现了饱和现象。色散曲线的高信噪比和高灵敏度, 为实现连续可调谐激光器的无调制频率锁定提供了理论依据, 在超冷分子光谱的研究中获得了很好的应用。

## 参 考 文 献

- 1 C. Wieman, T. W. Hansch. Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **36**(20): 1170~1173
- 2 C. Delsart, J. -C. Keller. Laser-induced dichroism and birefringence in two- and three-level systems of neon[J]. *J. Appl. Phys.*, 1978, **49**(7): 3662~3666
- 3 Jung Bog Kim, Hong Jin Kong, Sang Soo Lee. Dye laser frequency locking to the hyperfine structure ( $3 S_{1/2}, F=2-3 P_{1/2}, F=2$ ) of sodium  $D_1$  line by using polarization spectroscopy[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **52**(6): 417~419
- 4 Huy Diep Do, Geol Moon, Heung-Ryoul Noh. Polarization spectroscopy of rubidium atoms: Theory and experiment[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**(3): 032513-1~6
- 5 M. L. Harris, C. S. Adams, S. L. Cornish *et al.*. Polarization spectroscopy in rubidium and cesium[J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **73**(6): 062509-1~8
- 6 U. Rasbach, J. Wang, R. dela Torre *et al.*. One- and two-color laser spectroscopy of indium vapor in an all-sapphire cell[J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **70**(3): 033810-1~7
- 7 K. Danzmann, K. Grutzmacher, B. Wende. Doppler-Free Two-Photon Polarization-Spectroscopic Measurement of the Stark-Broadened Profile of the Hydrogen L Line in a Dense Plasma[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57**(17): 2151~2153
- 8 Yutaka Yoshikawa, Takeshi Umeki *et al.*. Frequency stabilization of a laser diode with use of light-induced birefringence in an atomic vapor [J]. *Appl. opt.*, 2003, **42**(33): 6645~6649
- 9 C P Pearman, C S Adams, S G Cox *et al.*. Polarization spectroscopy of a closed atomic transition; applications to laser frequency locking[J]. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2002, **35**: 5141~5151
- 10 G. P. T. Lancaster, R. S. Conroy, M. A. Clifford *et al.*. A polarisation spectrometer locked diode laser for trapping cold atoms[J]. *Opt. Commun.*, 1999, **170**: 79~84

- 11 K B MacAdam, A Steinbach *et al.*. A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb[J]. *Am. J. Phys.*, 1992, **60**(12): 1098~1111
- 12 Ma Jie, Zhao Yanting, Zhao Jianming *et al.*. Frequency Stabilization of an External Cavity Diode Laser Using Polarization Spectroscopy without Frequency Modulation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(12): 1605~1608  
马 杰,赵延霆,赵建明 等. 利用偏振光谱对外腔式半导体激光器实现无调制锁频[J]. *中国激光*, 2005, **32**(12): 1605~1608
- 13 Wang Lirong, Ma Jie, Zhang Linjie *et al.*. Experimental study of ultracold cesium atom photoassociation spectrum using an amplitude modulation technique [J]. *Acta Phys. Sin.*, 2007, **56**(11): 6373~6377  
汪丽蓉, 马杰, 张临杰 等. 基于振幅调制的超冷铯原子高分辨光缔合光谱的实验研究[J]. *物理学报*, 2007, **56**(11): 6373~6377
- 14 L. R. Wang, J. Ma, C. Y. Li *et al.*. High sensitive photoassociation spectroscopy based on modulated ultra-cold Cs atoms[J]. *Applied Physics B.*, 2007, **98**(10): 53~57
- 15 Page 15, *Scientific Lasers Catalog 2008/2009*, Toptica Photonics
- 16 W. Demtroder *Laser Spectroscopy 2nd Edition* [M]. Berlin: Springer-Verlag Press, 1996, 456~460