

# 锶原子窄线宽互组跃迁荧光谱获得及 谱线增宽因素分析

刘 辉<sup>1,2</sup> 任 洁<sup>1,2</sup> 田 晓<sup>1,2</sup> 常 宏<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 中国科学院国家授时中心时间频率基准重点实验室量子频标研究室, 陕西 西安 710600)

<sup>2</sup> 中国科学院大学, 北京 100049

**摘要** 锶原子  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^3P_1$  互组跃迁自然线宽远窄于其单态间的  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^1P_1$  偶极跃迁, 在光频标中有着实际的应用。为获得该跃迁线的高质量光谱, 从理论上分析了利用毛细管准直的热原子束中, 锶原子  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^3P_1$  互组跃迁荧光光谱的谱线增宽因素, 包括多普勒增宽、激光线宽、饱和增宽和渡越增宽。利用不同准直度的原子束实验获得了该互组跃迁的荧光谱和饱和荧光谱, 较高准直的原子束获得荧光谱线宽仅为 6.5 MHz, 与饱和荧光谱的兰姆凹陷线宽 (1.7 MHz) 在同一个数量级上, 大大减小了谱线的一阶多普勒增宽。通过对频率直接调制将激光器锁定在该谱线上, 锁定后激光的线宽约为 0.72 MHz。

**关键词** 激光光谱; 谱线增宽; 互组跃迁; 原子束准直

中图分类号 O433.5<sup>+</sup>4

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201333.0630001

## Realization of Narrow Linewidth Fluorescence Spectrum of Strontium Intercombination Transition and Analysis of Its Line Broadening Factors

Liu Hui<sup>1,2</sup> Ren Jie<sup>1,2</sup> Tian Xiao<sup>1,2</sup> Chang Hong<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> *Laboratory of Quantum Frequency Standard, Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 710600, China*  
<sup>2</sup> *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

**Abstract** The strontium  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^3P_1$  intercombination transition is characterized far narrower natural line width than its counterpart dipole transition line  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^1P_1$  and has been applied in the field of optical frequency standards. In order to obtain its high quality spectrum, the line broadening factors of strontium  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^3P_1$  intercombination transition fluorescence spectrum are theoretically analyzed based on thermal atomic beam collimated by capillary tubes. The factors, including Doppler effect, laser line width, saturation broadening and transit-time broadening, are considered. Experimentally, the fluorescence spectrum including the saturated fluorescence spectrum, is obtained from the differently collimated strontium thermal atomic beams. The experimental results show that the higher collimated thermal beam's fluorescence spectrum line width is only 6.5 MHz, which is on the same order of magnitude as the Lamb-dip line width in the saturated fluorescence spectrum (1.7 MHz), and greatly reduces first-order Doppler broadening of spectra. And an external cavity diode laser is locked to the narrow line fluorescence spectrum by modulating the laser's frequency directly, achieving a laser line width of about 0.72 MHz.

**Key words** laser spectroscopy; spectrum line broadening; intercombination transition; atomic beam collimation

**OCIS codes** 020.3690; 300.6210; 300.6400

收稿日期: 2013-01-29; 收到修改稿日期: 2013-02-27

基金项目: 国家自然科学基金(11074252, 61127901)和中科院科研装备研制项目(YZ201115)资助的课题。

作者简介: 刘 辉(1986—), 男, 硕士研究生, 主要从事光频标方面的研究。E-mail: rjliuhui@163.com

导师简介: 常 宏(1977—), 男, 博士, 研究员, 主要从事量子光学及光频标等方面的研究。

E-mail: changhong@ntsc.ac.cn (通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

# 1 引 言

铯原子( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$  互组跃迁在光晶格原子钟<sup>[1,2]</sup>、窄线宽激光冷却<sup>[3,4]</sup>、玻色-爱因斯坦凝聚<sup>[5]</sup>和冷碰撞<sup>[6]</sup>等研究中有广泛的应用,使其受到越来越多的关注。获得高质量的铯原子( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$  互组跃迁光谱有助于对该跃迁谱线展开更深入的研究。

实验上铯原子( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$  互组跃迁光谱的获得,通常有两种方式:1)在阴极灯中获得<sup>[7]</sup>;2)在原子束中获得。在阴极灯中探测光谱会有非常大的多普勒增宽和碰撞增宽,不利于得到高精度光谱。在原子束中原子的运动具有高度定向性且原子间相互碰撞极少,多普勒效应和碰撞效应的影响较小,从而能获得精度较高的光谱。传统的原子束装置通常是由带薄壁小孔的原子束源与一个束阑组成的<sup>[8]</sup>,此种装置具有实现简单的优点,但相应的原子束发散角较大,所获得的谱线多普勒增宽较大。采用由多根不锈钢毛细管密排而成的喷嘴与束阑相结合的原子束装置,获得了具有大的原子束通量且同时具有高准直度的原子束。铯原子( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$  互组跃迁的自然线宽仅为 7.6 kHz,谱线受热原子束中的谱线增宽因素的影响很大。深入了解其中谱线增宽因素对线宽的影响,对于获得高质量的光谱有着重要意义。

本文分析了研究所采用的原子束装置产生的热原子束中铯原子( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$  互组跃迁荧光谱线的增宽因素。实验对比了不同准直度原子束下互组跃迁的荧光谱线,并获得了饱和和荧光谱;利用高准直原子束的窄线宽荧光谱,锁定了输出波长为 689.45 nm 的外腔半导体激光器,可用于铯原子光晶格窄线宽冷却的研究。

## 2 铯热原子束中 ( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$ 互组跃迁谱线增宽因素的分析

碱土金属元素铯有 4 种同位素,即玻色子  $^{85}\text{Sr}$ 、 $^{86}\text{Sr}$ 、 $^{84}\text{Sr}$  和费米子  $^{87}\text{Sr}$ ,相对丰度分别为 82.56%、9.89%、0.56%、7.02%。其中玻色子的核自旋  $I=0$ ,没有超精细结构,只有费米子  $^{87}\text{Sr}$  ( $I=9/2$ )有超精细结构。铯原子的最外层有两个价电子,能形成自旋单重态( $S=0$ )和自旋三重态( $S=1$ ),其中 $^{88}\text{Sr}$ 的部分能级如图 1 所示。

对于这种最外层有两个价电子的原子,当原子的质量较小时,价电子间的自旋-自旋相互作用和轨

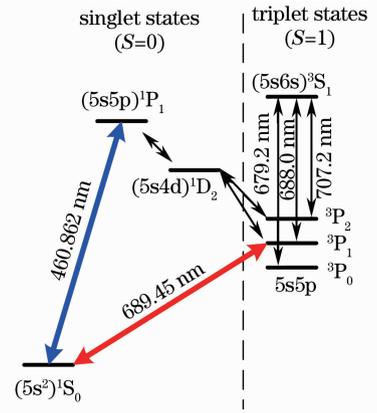


图 1  $^{88}\text{Sr}$  部分能级结构图

Fig. 1 Partial energy level structure of  $^{88}\text{Sr}$

道-轨道相互作用较强,偶极跃迁严格遵守 L-S 耦合跃迁选择定则,只有  $\Delta S=0$  的跃迁是被允许的,即此时( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$  跃迁是被禁阻的。但是随着原子质量的增加,L-S 耦合逐渐被打破,电子的自旋-轨道相互作用使( $5s5p$ ) $^1P_1$  和( $5s5p$ ) $^3P_1$  态相互混合<sup>[9]</sup>,可具体表述为

$$\psi^3_{P_1} = \bar{\alpha}\psi^1_{P_1^0} + \bar{\beta}\psi^3_{P_1^0}, \quad (1)$$

式中  $\psi^3_{P_1}$  表示实际的( $5s5p$ ) $^3P_1$  态, $\psi^1_{P_1^0}$  表示纯 L-S 耦合的( $5s5p$ ) $^1P_1$  态, $\psi^3_{P_1^0}$  表示纯 L-S 耦合的( $5s5p$ ) $^3P_1$  态, $\bar{\alpha}$ 、 $\bar{\beta}$  分别为  $\psi^1_{P_1^0}$ 、 $\psi^3_{P_1^0}$  的系数。

( $5s5p$ ) $^1P_1$  和 ( $5s5p$ ) $^3P_1$  态相互混合,使( $5s^2$ ) $^1S_0$  到( $5s5p$ ) $^3P_1$  有了一定的跃迁几率,但由于  $\bar{\alpha} \ll \bar{\beta}$ <sup>[10]</sup>,所以此跃迁几率很小,从而呈现出比  $\Delta S=0$  的偶极跃迁的自发辐射率小、激发态能级寿命长、自然线宽窄的特点。(5s<sup>2</sup>) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^1P_1$  偶极跃迁激发态的能级寿命为 5.22 ns,自然线宽为 32 MHz,而( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$  互组跃迁的激发态寿命为 21.4  $\mu\text{s}$ ,自然线宽仅为 7.6 kHz。

由于( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$  互组跃迁的自然线宽很窄,所以在实验测量中,多普勒效应、激光线宽、饱和和增宽和渡越增宽等谱线增宽因素都需要予以考虑。在用毛细管密排而成的喷嘴与束阑相结合的原子束中,能获得高精度的荧光光谱。以该种原子束装置产生的热原子束为基础,结合( $5s^2$ ) $^1S_0$ -( $5s5p$ ) $^3P_1$  互组跃迁的特点,对荧光谱线的各种增宽因素进行分析。

### 2.1 多普勒增宽

考虑原子吸收一个光子的情况,原子与辐射场相互作用时,遵循能量守恒定律和动量守恒定律。相对论下的能量守恒要求

$$\hbar\omega + \sqrt{p_1^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{p_2^2 c^2 + (m_0 c^2 + \hbar\omega_0)^2}, \quad (2)$$

动量守恒要求

$$\mathbf{p}_1 + \hbar\mathbf{k} = \mathbf{p}_2, \quad (3)$$

式中  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  ( $h$  为普朗克常量),  $\omega$  为辐射场的角频率,  $\omega_0$  为原子的共振频率,  $\mathbf{p}_1$ 、 $\mathbf{p}_2$  分别为原子与辐射场相互作用前后原子的动量,  $\mathbf{k}$  为辐射场的波矢,  $m_0$  为原子的静止质量,  $c$  为真空中的光速。由(2)式、(3)式可得

$$\hbar(\omega - \omega_0) = \hbar\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{k} + \frac{(\hbar\omega)^2}{2m_0c^2} - \hbar\omega_0 \frac{v_1^2}{2c^2} + \dots, \quad (4)$$

式中  $\mathbf{v}_1$  为原子与辐射场相互作用前原子的速度。(4)式第一项表示一阶多普勒效应,与  $v_1/c$  的一次方成正比;第二项表示反冲效应;第三项表示二阶多普勒效应,与  $v_1/c$  的二次方成正比;省略项表示关于  $v_1/c$  的大于二次方的项,由于  $v_1/c \ll 1$ ,通常情况下可不予考虑。反冲效应与原子的速度无关,其带来的频移约为 0.7 kHz。由于热原子束中的原子具有一定的发散角和较大的速度,且原子的发散角和速度都呈一定的分布,使得一阶多普勒效应和二阶多普勒效应给谱线带来一定的增宽,下面就这两种效应做详细的分析。

### 2.1.1 一阶多普勒增宽

由于不同速度的原子发生的一阶多普勒频移  $\Delta = \omega - \omega_0 = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$  不同,造成了谱线的一阶多普勒增宽。在原子束的光谱探测中,激光的方向通常与原子束是垂直的,假设激光沿  $x$  轴,原子束的对称轴是  $z$  轴,则一阶多普勒频移为

$$\Delta = kv_x = \frac{\omega_0}{c}v_x, \quad (5)$$

式中  $v_x$  是速度  $\mathbf{v}$  在  $x$  方向的分量。所以原子束的横向速度分布决定了谱线的一阶多普勒增宽。

原子束中原子的横向速度分布与具体的原子束装置结构有关,的实验中所采用的原子束装置结构如图 2 所示。图 2 中  $\theta$  是通过束阑的原子的发散角,  $\theta_0$  是与毛细管壁无碰撞的原子经过毛细管后的最大发散角,  $\theta_c$  是通过束阑的原子的最大发散角;喷嘴由许多根不锈钢毛细管密排而成,以获得大的原子束通量,单根毛细管的长度  $\ell = 8.08$  mm、内径  $d = 0.2$  mm,激光沿  $x$  轴垂直于原子束的对称轴—— $z$  轴入射到原子束。实验中  $\theta_0 = 24.8$  mrad,  $\theta_c \approx 4.4$  mrad。

采用由多根不锈钢毛细管密排而成的喷嘴,其优点是能改善原子的角分布,使原子更多地集中在

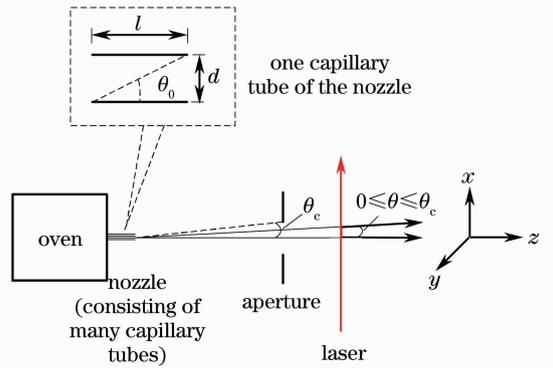


图 2 毛细管密排的喷嘴与束阑结合的原子束装置示意图

Fig. 2 Configuration of the atomic beam apparatus consisting of capillary tube array nozzle and aperture

发散角较小的区域,且毛细管长度越长,内径越小,就越能改善原子的角分布。由于在原子炉反复升降温过程中逐渐会有原子附着在毛细管壁上,所以毛细管不能太长,内径不能太小,以免长时间使用后铯原子沉积而导致毛细管堵塞。因此只单一用毛细管密排成的喷嘴准直,准直度有限,而将其与束阑结合,则能再进一步准直原子束。经此种喷嘴喷射出的原子呈现出较为复杂的角分布,原子的横向速度分布和光谱的线形较为复杂。

就图 2 所示的原子束装置中原子的横向速度分布和谱线的一阶多普勒增宽进行分析。决定横向速度分布的重要因素之一是原子的角分布。由于在实验中  $0 \leq |\theta| \leq |\theta_c| \leq |\theta_0| \ll 1$ ,且原子束以  $z$  轴为对称轴,所以只需分析  $0 \leq \theta \leq \theta_0$  时的情况,此时原子角分布的几率密度函数为<sup>[11]</sup>

$$f(\theta) = C \frac{2}{\pi} \left\{ \arccos \frac{\theta}{\theta_0} - \frac{\theta}{\theta_0} \left( 1 - \frac{\theta^2}{\theta_0^2} \right)^{1/2} + \frac{2\theta}{3\theta_0} \left[ 1 - \left( \frac{\theta^2}{\theta_0^2} \right)^{3/2} \right] \right\}, \quad (6)$$

式中  $C$  为归一化常数,由于谱线的线形只与  $\theta$  的相对几率分布有关,故可将  $C$  设为 1。实验中  $\theta_0 = 24.8$  mrad,  $f(\theta)$  的图像如图 3 中的曲线 a 所示,可见,在  $\theta$  较小的区域,曲线近似为直线。实验中  $\theta \ll 1$ ,所以可将(6)式用一直线近似。将(6)式近似为

$$f(\theta) \approx 1 - 33.65\theta, \quad (7)$$

如图 3 中的直线 b 所示。

需要指出的是,对于离  $z$  轴不同距离的毛细管喷射出的原子束,  $\theta_c$  的值和  $\theta$  的取值范围是有差异的,但由于喷嘴横截面的尺寸相比束阑的孔径和喷嘴到束阑的距离较小,这种差异很小,可忽略不计。

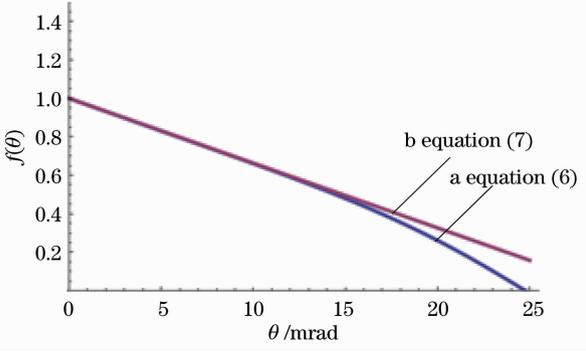


图 3 原子束中原子的角分布曲线

Fig. 3 Angle distribution curves of the atom in the atomic beam

另一个决定原子横向速度分布的是原子速率  $\nu$  的分布,其几率密度函数为<sup>[12]</sup>

$$I(\nu) = \frac{2}{\alpha^4} \nu^3 \exp(-\nu^2/\alpha^2), \quad (8)$$

式中  $\alpha = \sqrt{2kT/m}$  为原子炉内原子的最可几速率 ( $k$  为玻耳兹曼常量,  $T$  为原子炉内温度,  $m$  为原子质量)。原子的横向速度  $\nu_x = \nu \sin \theta$ , 因  $\theta_0 \ll 1$ , 所以可以近似为  $\nu_x \approx \nu\theta$ 。由此可以得到当炉内原子最可几速率为  $\alpha$  时, 原子的横向速度  $\nu_x$  在  $\theta$  角方向的几率密度函数为

$$n(\nu_x, \alpha, \theta) = \frac{2}{\alpha^4} \left(\frac{\nu_x}{\theta}\right)^3 \frac{1}{\theta} \exp(-\nu_x^2/\alpha^2\theta^2), \quad (9)$$

考虑在  $0 \leq \theta \leq \theta_c$  范围内的所有原子。由于  $n(\nu_x, \alpha, \theta)$  与  $f(\theta)$  是相互独立的, 于是

$$n(\nu_x, \alpha, \theta_c) d\nu_x = \int_0^{\theta_c} n(\nu_x, \alpha, \theta) f(\theta) d\nu_x d\theta = \int_0^{\theta_c} \frac{2\nu_x^3}{\theta^4 \alpha^4} \exp\left(-\frac{\nu_x^2}{\theta^2 \alpha^2}\right) (1 - 33.65\theta) d\theta d\nu_x, \quad (10)$$

积分后得

$$n(\nu_x, \alpha, \theta_c) d\nu_x = \left[ \frac{0.886}{\alpha} + \frac{\nu_x(1 - 33.65\theta_c) \exp(-\nu_x^2/\alpha^2\theta_c^2)}{\alpha^2\theta_c} - \frac{0.886}{\alpha} F_{\text{erf}}\left(\frac{\nu_x}{\alpha\theta_c}\right) \right] d\nu_x. \quad (11)$$

由(11)式可见, 在所采用的原子束装置中, 原子的横向速度分布不再是简单的高斯分布, 而是比高斯分布更为复杂的分布。实验中  $\alpha = 399$  m/s (相应的铯原子炉温为 843 K), 由此可以得出不同  $\theta_c$  值所对应的横向速度分布, 图 4 是  $\theta_c$  在 2~20 mrad 中以 2 mrad 为间隔时的  $\nu_x$  分布曲线。其中最左边的曲线为  $\theta_c = 2$  mrad 时的横向速度分布。将(5)式代入(11)式可得

$$n(\Delta, \alpha, \theta_c) d\Delta = \left\{ \frac{0.886}{\alpha} + \frac{c\Delta(1 - 33.65\theta_c) \exp[-(c\Delta/\omega_0\alpha\theta_c)^2]}{\alpha^2\theta_c} - \frac{0.886}{\alpha} F_{\text{erf}}\left(\frac{c\Delta}{\omega_0\alpha\theta_c}\right) \right\} \frac{c}{\omega_0} d\Delta. \quad (12)$$

在荧光探测中, 荧光强度正比于  $n(\Delta, \alpha, \theta_c)$  和原子在与激光相互作用的时间内原子辐射出的光子数。可以近似地认为所有速度的原子在与激光相互作用的时间内发射的光子数相同。荧光谱线一阶多普勒增宽的强度轮廓应为

$$P(\Delta, \alpha, \theta_c) d\Delta = P_0 \left\{ \frac{0.886}{\alpha} + \frac{c\Delta(1 - 33.65\theta_c) \exp[-(c\Delta/\omega_0\alpha\theta_c)^2]}{\alpha^2\theta_c} - \frac{0.886}{\alpha} F_{\text{erf}}\left(\frac{c\Delta}{\omega_0\alpha\theta_c}\right) \right\} \frac{c}{\omega_0} d\Delta. \quad (13)$$

$(0 \leq \theta_c \leq \theta_0)$

比较(11)式和(13)式, 一阶多普勒增宽的谱线强度线形与原子的横向速度分布的线形相同, 所以两线形的半峰全宽(FWHM)成比例, 由此可以得出谱线的 FWHM 为

$$\delta\nu_{\text{FWHM}} = 2\nu_{x\text{HM}}/\lambda, \quad (14)$$

式中  $\nu_{x\text{HM}}$  为横向速度分布最大值的一半处所对应的横向速度, 即  $n(\nu_{x\text{HM}}, \alpha, \theta_c) = n(0, \alpha, \theta_c)/2$ ,  $\lambda$  为原子的共振波长。

$\nu_{x\text{HM}}$  没有解析解, 但是在图 4 (铯炉温度为 843 K) 中可以找出不同的  $\theta_c$  所对应的  $\nu_{x\text{HM}}$ , 经过多项式拟合, 可以得到  $\nu_{x\text{HM}}$  和  $\delta\nu_{\text{FWHM}}$  关于  $\theta_c$  的近似解。拟合得

到关于  $\theta_c$  的二阶近似解:

$$\nu_{x\text{HM}} = 0.45165\theta_c - 0.00923\theta_c^2, \quad (0 \leq \theta_c \leq \theta_0) \quad (15)$$

$$\delta\nu_{\text{FWHM}} = 1.31017\theta_c - 0.02678\theta_c^2, \quad (0 \leq \theta_c \leq \theta_0) \quad (16)$$

其中  $\nu_{x\text{HM}}$  单位为 m/s,  $\delta\nu_{\text{FWHM}}$  的单位为 MHz,  $\theta_c$  单位为 mrad。

由此可以得到在铯原子炉温为 843 K,  $\theta_0 = 24.8$  mrad 的实验条件下, 一阶多普勒增宽谱线的半峰全宽  $\delta\nu_{\text{FWHM}}$  随  $\theta_c$  的变化, 如图 5 所示。

图 5 表明, 在  $\theta_c$  较大时, 谱线的一阶多普勒增

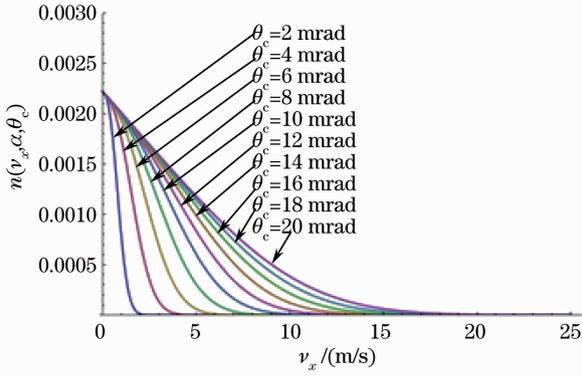

 图 4  $\theta_c$  取不同值时的  $v_x$  分布曲线

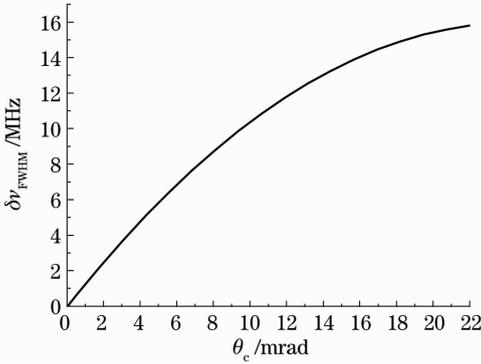
 Fig. 4  $v_x$  distribution curves with different  $\theta_c$ 

 图 5  $\delta\nu_{\text{FWHM}}$  随  $\theta_c$  的变化

 Fig. 5  $\delta\nu_{\text{FWHM}}$  varies with  $\theta_c$ 

宽对  $\theta_c$  的变化不敏感；但当  $\theta_c$  较小时较敏感，且  $\theta_c$  越小，这种变化越趋向于线性变化。实验中， $\theta_c \approx 4.4$  mrad，一阶多普勒增宽约为 5.2 MHz。

### 2.1.2 二阶多普勒效应对谱线的影响

由于原子束中的原子速度较大，所以需要考虑二阶多普勒效应。二阶多普勒效应来源于相对论中时间膨胀效应<sup>[12]</sup>，其大小为

$$\delta\omega_{2\text{ndDoppler}}(\nu) = -\omega_0 \frac{\nu^2}{2c^2}, \quad (17)$$

式中  $\omega_0$  为原子的共振角频率。可见，不同速率的原子的二阶多普勒频移不同。根据(8)式给出的原子束中的原子速率分布  $I(\nu)$ ，实验中铯炉温度为 843 K 时，原子束中原子的最可几速率  $\nu_p = \sqrt{\frac{3}{2}}\alpha = 489$  m/s，产生的多普勒频移  $\delta\omega_{2\text{ndDoppler}}(\nu_p) = 0.57$  kHz，这意味着谱线的中心会有 0.57 kHz 的频率移动。由于不同速度的原子二阶多普勒频移不同，所以会增加谱线的宽度。若  $I(\nu_1) = I(\nu_2) = I(\nu_p)/2$ ，且  $\nu_1 \neq \nu_2$  则  $\nu_1$  与  $\nu_2$  产生的二阶多普勒频移差的绝对值为  $|\delta\omega_{2\text{ndDoppler}}(\nu_1) - \delta\omega_{2\text{ndDoppler}}(\nu_2)| = 1.12$  kHz，这比  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁的自然线宽还要小得多，所以一般情况下可以不考虑二阶多

普勒效应对谱线的增宽。

## 2.2 激光线宽

对于半导体激光器，电流噪声、声学振动等因素的影响会给激光器输出的激光带来随机的相位噪声，从而使激光器呈现一定线宽，在光谱探测中，激光器的线宽也会增加光谱的线宽。

不同激光器的线宽不同。激光器线宽的严格测量可以使用拍频的方法进行，但对于自由运转的外腔半导体激光器而言，其线宽  $\delta\nu_L$  的典型值约为 1 MHz<sup>[13]</sup>。

## 2.3 饱和增宽

当激光光强足够强时，激光的感生吸收和发射将会显著地改变基态和激发态的粒子数密度，从而引起粒子数密度的饱和，粒子数密度的饱和会带来附加的谱线增宽，即饱和增宽。谱线饱和增宽的数学表达式为<sup>[14]</sup>

$$\gamma_s = \gamma \sqrt{1 + I/I_0}, \quad (18)$$

式中  $I$  为激光光强， $I_0$  为饱和光强， $\gamma$  为自然线宽，对于铯原子  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁  $I_0 = \frac{\pi\hbar c}{3\lambda^3\tau} \approx 3 \mu\text{W}/\text{cm}^2$  ( $\hbar$  为普朗克常量， $\lambda$  为共振波长， $\tau$  为  $^3P_1$  态能级寿命)， $\gamma = 7.6$  kHz。图 6 是铯原子  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁  $\gamma_s$  随激光光强的变化图。

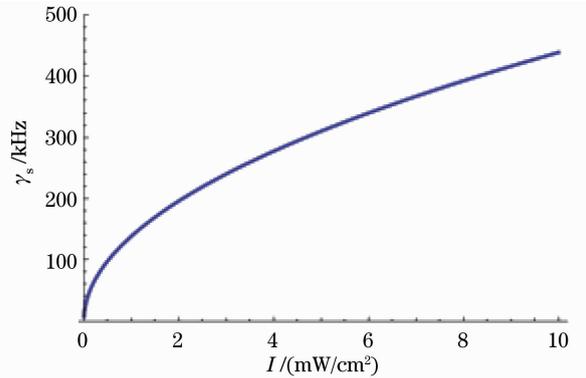

 图 6  $\gamma_s$  随激光光强  $I$  的变化

 Fig. 6  $\gamma_s$  varies with the intensity of laser  $I$ 

可见对于铯原子  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁 7.6 kHz 的自然线宽和约为  $3 \mu\text{W}/\text{cm}^2$  的饱和光强，饱和增宽也是较为显著的增宽因素，在本课题的实验中，激光强度约为  $2.5 \text{ mW}/\text{cm}^2$ ，相应的饱和增宽约为 220 kHz。

## 2.4 渡越增宽

在实验中由于原子与激光的相互作用时间与铯原子  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁激发态[亚稳态  $(5s5p)^3P_1$ ]的能级寿命相当，所以要考虑渡越增宽。

假设激光光束是平面波,原子在穿越光束过程中飞行的距离为  $d_I$ ,原子的飞行方向与激光垂直,则相互作用时间  $T = d_I/v$ 。这时谱线渡越增宽的轮廓为<sup>[14]</sup>

$$I(\Delta, \nu, d_I) = C \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta d_I}{2\nu}\right)}{\Delta^2}, \quad (19)$$

式中  $\Delta = \omega - \omega_0$  ( $\omega$  为激光角频率,  $\omega_0$  为原子的共振角频率)。可见渡越增宽与原子的速率有关。结合原子束中原子的速率分布(8)式,可得

$$I(\Delta, d_I, \alpha) = C \int_0^\infty \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta d_I}{2\nu}\right)}{\Delta^2} \frac{2\nu^3}{\alpha^4} \exp\left(-\frac{\nu^2}{\alpha^2}\right) d\nu, \quad (20)$$

由(20)式可以得到当  $\alpha = 399$  m/s 时,  $d_I$  取不同值的谱线渡越增宽的轮廓,如图 7 所示。

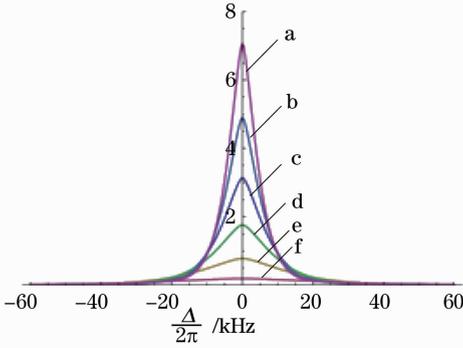


图 7  $d_I$  取不同值的谱线渡越增宽轮廓  
Fig. 7 Line profile of transit-time broadening in case of different  $d_I$

图 7 中曲线 a~f 分别表示  $d_I = 30, 25, 20, 15, 10, 5$  mm 时的渡越增宽轮廓。由于此谱线轮廓的半峰全宽  $\delta\nu_T$  没有解析解,所以通过当  $\alpha = 399$  m/s 时  $\delta\nu_T$  关于  $d_I$  的数值解拟合来求得  $\delta\nu_T$  与  $d_I$  的关系式,结果为

$$\delta\nu_T = 97.74 \exp\left(-\frac{d_I}{6.39}\right) + 7.61, \quad (21)$$

式中  $d_I$  的单位为 mm。 $\delta\nu_T$  的单位为 kHz。其最小值的极限值为 7.61 kHz,与自然线宽的 7.6 kHz 吻合得很好。

图 8 是根据(21)式所作的图。从图中可以看到,当  $d_I$  较小时,  $\delta\nu_T$  随  $d_I$  的变化较快,但当  $d_I > 20$  mm 时,  $\delta\nu_T$  随  $d_I$  的变化已非常微小,随着  $d_I$  的增大  $\delta\nu_T$  接近自然线宽 7.6 kHz。

实际上激光光束不是严格平行的,而是波前有一定程度的弯曲,这会给运动的原子与激光的相互

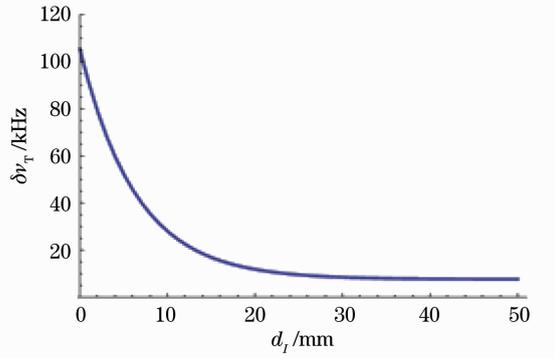


图 8  $\delta\nu_T$  随  $d_I$  的变化图  
Fig. 8  $\delta\nu_T$  varies with  $d_I$

作用带来附加相位,从而对谱线造成一定程度的加宽。另外实验中激光处于扫描状态中,这样会缩短激光与原子相互作用的有效时间,从而会增大谱线的渡越增宽。

实验中  $d_I \approx 20$  mm,相应的渡越增宽约为 12 kHz。

### 3 实验原理及装置

实验装置如图 9 所示,光源 ECDL 为德国 Toptica 公司生产的 Littrow 型外腔半导体激光器,最大输出功率为 20 mW,自由运转时线宽约为 1 MHz。ISO 为光学隔离器,隔离比为 30 dB。激光扩束器由一对透镜和一对柱面镜组成。PBS 为偏振分束器,  $\lambda/2$  为二分之一波片, PD1 和 PD2 为自制的光电探测器,  $0^\circ$ HR 为  $0^\circ$  高反镜, LO 为本地振荡器,  $\Delta\Phi$  为移相器。

原子束 1 的结构如图 2 所示,其喷嘴到束阑的距离为 90 cm,束阑的孔径为 0.8 cm,最大发散角  $\theta_c \approx 4.4$  mrad。原子束 2 与原子束 1 具有相同的喷嘴,但是没有加束阑,其最大发散角为 24.8 mrad,文献

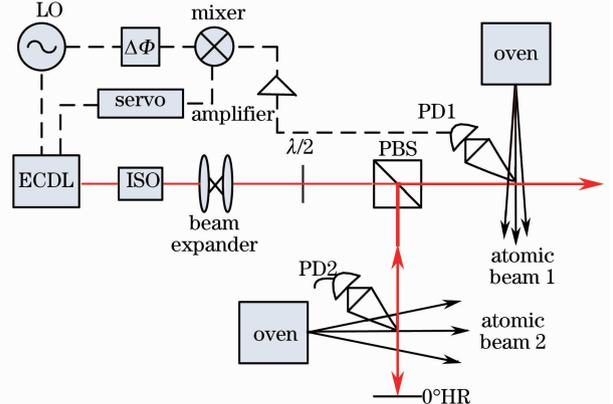


图 9 实验原理图  
Fig. 9 Experimental setup

[15]对此有更为详细的描述；两原子束采用的毛细管长  $l=8.08$  mm, 内径  $d=0.2$  mm。原子束 1 中, 由于束阑阻挡了一部分原子通过, 所以其通量相比原子束 2 的通量 (约为  $10^{12}$  count/s<sup>[16]</sup>) 较小, 荧光也较弱。激光经 PBS 分束后, 分成两束光功率均为 5 mW 光束。一束垂直穿过原子束 2, 经零度高反镜反射后沿原路返回, 用以探测其饱和荧光光谱; 另一束垂直穿过原子束 1, 用以探测其荧光光谱。激光束光斑近似为矩形, 横向上的腰斑半径约为 2 cm, 纵向上的腰斑半径约为 1 cm。原子束 1 和原子束 2 的锶炉温度均为 843 K, 锶热原子束在真空腔内, 腔内真空度量级为  $10^{-6}$  Pa。

由于锶原子  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^3P_1$  互组跃迁的自发辐射速率较小 ( $4.7 \times 10^4/s$ ), 辐射出的荧光很弱, 所以需要有高收集率荧光收集装置和高增益的探测器。所用的自制荧光收集装置孔径为 35 mm, 有效焦距为 26.95 mm。实验所用探测器的灵敏度为  $10^6$  V/W。

利用该实验装置进行激光稳频的原理如下: 本地振荡器发出的正弦波信号作用到激光器中的压电陶瓷, 直接对激光的频率进行调制; 同时原子束 1 发出的调制的荧光信号被探测器 PD1 探测到, 并被转变为电信号, 经放大器放大后进入到混频器, 与 LO 发出的正弦波信号进行混频。在 LO 和混频器之间加上移相器  $\Delta\Phi$ , 以调节 LO 发出信号的相位。混频信号经过伺服控制器内的低通滤波放大器, 便得到鉴频曲线。进一步通过伺服控制器内的 PID 控制器将其反馈到 ECDL 的扫描压电陶瓷, 从而锁定激光器。

## 4 实验结果与分析

### 4.1 窄线宽荧光光谱的获得

为比对激光单次穿过原子束 1 和原子束 2 的荧光光谱, 将原子束 2 的反射光遮挡住, 同时探测两原子束的荧光光谱, 探测到的谱线如图 10 所示。

从图 10 可以看到锶元素的 4 种同位素  $^{88}\text{Sr}$ 、 $^{87}\text{Sr}$ 、 $^{86}\text{Sr}$  和  $^{84}\text{Sr}$  的  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^3P_1$  互组跃迁荧光谱线, 且原子束 1 的曲线的分辨率和信噪比远远高于原子束 2 的曲线。 $^{84}\text{Sr}$  由于相对丰度只有 0.56%, 信号非常小, 在原子束 2 的曲线中很难辨识, 但在原子束 1 的曲线中却能较清晰地辨识。其中  $^{87}\text{Sr}$  为费米子 ( $I=9/2$ ), 所以在光谱中有三个子超精细结构子能级。 $^{88}\text{Sr}$  和  $^{86}\text{Sr}$  的同位素移动为 163 817.4 (0.2) kHz<sup>[17]</sup>, 由此可以计算出原子束 1 中  $^{88}\text{Sr}$  的荧光峰半峰全宽为 6.5 MHz, 原子束

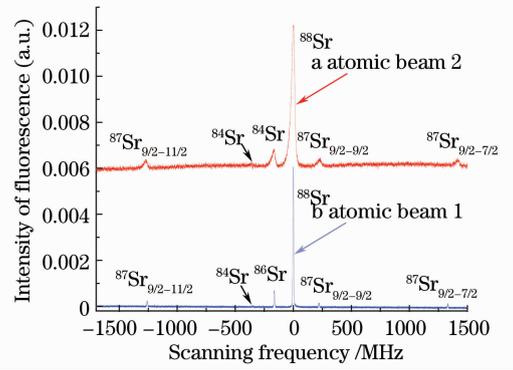


图 10 锶原子  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^3P_1$  互组跃迁荧光光谱的比较

Fig. 10 Comparison of strontium  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^3P_1$  intercombination transition fluorescence spectrum 2 中  $^{88}\text{Sr}$  的峰半峰全宽为 33.3 MHz。可见, 具有高准直度的原子束 1 有效地减小了谱线的多普勒增宽, 大大提高了谱线的分辨率。这有助于精确测定  $(5s^2)^1S_0-(5s5p)^3P_1$  互组跃迁的同位素移动。

将原子束 2 的反射光原路反射回原子束, 可以得到饱和荧光光谱。减小激光器的扫描范围, 得到如图 11 所示的谱线。

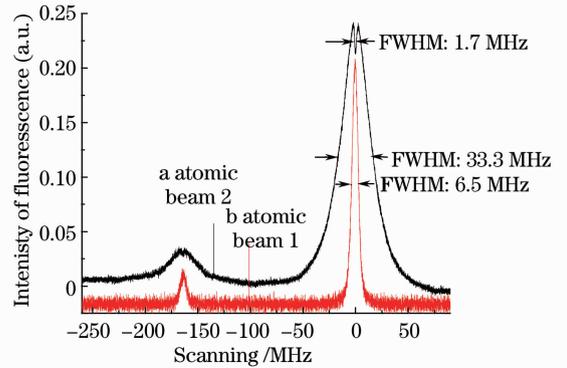


图 11  $^{88}\text{Sr}$  和  $^{86}\text{Sr}$  荧光光谱

Fig. 11 Fluorescence spectrum of  $^{88}\text{Sr}$  and  $^{86}\text{Sr}$

从图 11 中, 可以同时看到原子束 1 和原子束 2 的荧光光谱半峰全宽和兰姆凹陷的半峰全宽。其中兰姆凹陷的半峰全宽为 1.7 MHz。

这三个半峰全宽体现了不同的谱线增宽因素对谱线线宽的影响。曲线 a 的兰姆凹陷半峰宽为 1.7 MHz, 远远大于自然线宽 7.6 kHz, 这是饱和增宽、渡越增宽和激光线宽共同作用的体现。由理论分析可知, 饱和增宽约为 220 kHz, 渡越增宽约为 12 kHz, 考虑激光线宽约为 1 MHz, 可见理论上的分析与实验结果基本一致。将兰姆凹陷与原子束 1 和原子束 2 荧光谱线相比较, 可以得出两原子束的荧光谱线半峰全宽主要是一阶多普勒增宽效应的结

果。原子束 1 的原子最大发散角  $\theta_c \approx 4.4$  mrad, 计算得出一阶多普勒增宽约为 5.2 MHz, 综合考虑激光线宽、饱和增宽和渡越增宽等因素对谱线的增宽约为 1.7 MHz, 这与实验结果中原子束 1 的半峰全宽为 6.5 MHz 的结果基本一致。原子束 2 中没有加束阑, 导致原子束还存在与毛细管壁碰撞而以大角度喷射出来的原子<sup>[11]</sup>, 从而超出了这里的理论计算范围。

总之理论和实验都表明: 在如图 2 所示的原子束装置中, 对于铯原子  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁荧光谱线, 作为谱线增宽最主要因素的一阶多普勒增宽受原子束的最大发散角影响很大; 对于自由运转的外腔半导体激光器, 激光线宽是影响饱和光谱中兰姆凹陷线宽的最主要因素; 由于铯原子  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁的自发辐射速率很小, 实验中的激光光强往往较大, 而饱和光强又很小, 这使得饱和增宽作用明显; 由于实验中铯炉的温度较高, 原子束中原子的速率较大, 光与原子相互作用

用时间较短, 而铯原子  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁的激发态  $(5s5p)^3P_1$  能级寿命较长, 使得渡越增宽也成为了其谱线增宽较为显著的因素。从理论分析中也可以预见, 进一步减小原子束的最大发散角  $\theta_c$ , 一阶多普勒增宽还可以被压到更窄, 比如若  $\theta_c = 2$  mrad, 则一阶多普勒增宽只有约 2.4 MHz; 同时也可以预见在热原子束中光谱精度的局限性, 即在原子束中由于原子的速度较大而带来显著的渡越增宽和二阶多普勒效应。要突破这些局限, 就需要使用激光线宽压窄和冷原子俘获技术, 这也是铯光晶格钟一级冷却、二级冷却和光晶格囚禁中所要采用的技术。

#### 4.2 利用窄线宽谱线进行激光稳频

原子束 1 的荧光谱具有线宽窄、信噪比高的特点, 用于激光器的稳频较为理想。在锁频实验中调制信号的频率为 1.5 kHz, 获得的鉴频曲线以及锁定后的误差信号如图 12 所示。

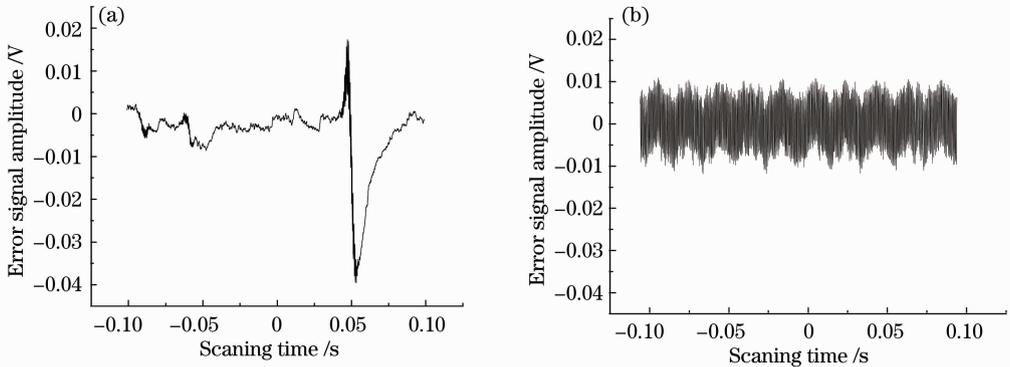


图 12 激光稳频实验结果。(a)鉴频曲线;(b)激光器锁定后的误差信号

Fig. 12 Result of laser frequency stabilization. (a) Discriminator curve; (b) error signal after the laser frequency stabilized

测量激光的线宽可以采用拍频的方法, 也可以根据误差信号来估算<sup>[18]</sup>。已经知道<sup>88</sup>Sr 和<sup>86</sup>Sr 的同位素移动为 163 817.4 kHz, 由鉴频曲线可以得到在共振频率对应的零点附近误差信号幅度对失谐频率的灵敏度为  $-12.215$  V/1502 MHz。锁定后误差信号的标准方差为 0.00584 V, 由此可以估算, 激光器在锁定状态下线宽约为 0.72 MHz。

这里所采用的激光稳频方法对激光线宽的压窄程度有限, 接下来的工作将采用 PDH 稳频方法<sup>[19]</sup>结合本课题组获得的窄线宽且具高信噪比的谱线, 实现更好的稳频效果。

## 5 结 论

从理论上分析了在热原子束中, 多普勒效应、激光线宽、饱和增宽和渡越增宽对铯原子  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁荧光谱的影响。在实验中利用不同准直度的原子束获得了荧光谱及饱和荧光谱, 并利用高准直原子束中获得的窄线宽  $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$  互组跃迁荧光谱锁定了外腔半导体激光器。结果表明, 理论分析与实验结果相符, 高准直原子束大大减弱了一阶多普勒增宽的影响, 提高了谱线的分辨率, 有利于对此互组跃迁进行进一步的研究和应用。

## 参 考 文 献

- 1 T. L. Nicholson, M. J. Martin, J. R. Williams *et al.*. Comparison of two independent Sr optical clocks with  $1 \times 10^{-17}$  stability at  $10^3$  s[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, **109**(23): 230801
- 2 A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. K. Campbell *et al.*. Sr lattice clock at  $1 \times 10^{-16}$  fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock [J]. *Science*, 2008, **319**(5871): 1805~1808
- 3 H. Katori, T. Ido, Y. Isoya *et al.*. Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **48**(6): 1116~1119
- 4 K. R. Vogel, T. P. Dinneen, A. Gallagher *et al.*. Narrow-line doppler cooling of strontium to the recoil limit [J]. *IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement.*, 1999, **48**(2): 618~621
- 5 P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar, M. Yan *et al.*. Bose-einstein condensation of  $^{88}\text{Sr}$  through sympathetic cooling with  $^{87}\text{Sr}$ [J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **81**(5): 051601
- 6 S. Blatt. Ultracold Collisions and Fundamental Physics with Strontium[D]. Colorado: University of Colorado, 2011. 1~3
- 7 G. M. Tino, M. Barsanti, M. de Angelis *et al.*. Spectroscopy of 689 nm intercombination line of strontium using an extended-cavity InGaP/InGaAlP diode laser[J]. *Appl. Phys. B*, 1992, **55**(4): 379~400
- 8 W. Demtröder. Laser Spectroscopy Vol. 2: Experimental techniques [M]. 4th ed. Springer, 2008. 175~178
- 9 Y. N. Martinez. Studies of the  $5s^2\text{S}_0$ - $5s5p\ ^3\text{P}_1$  Transition in Atomic Strontium[D]. Houston: Rice University, 2008. 4~5
- 10 M. M. Boyd. High Precision Spectroscopy of Strontium in an Optical Lattice; Towards a New Standard for Frequency and Time[D]. Colorado: University of Colorado, 2007. 118~122
- 11 Wang Yiqiu, Wang Qinji, Fu Jishi *et al.*. Principle of Quantum Frequency Standards [M]. Beijing: Science Press, 1986. 283~289  
王义迺, 王庆吉, 傅济时. 量子频标原理[M]. 北京: 科学出版社, 1986. 283~289
- 12 R. Fritz. Frequency Standards Basics and Applications [M]. Weinheim: Wiley-VCH Press, 2004. 149~153
- 13 C. E. Wieman, L. Hollberg. Using diode lasers for atomic physics[J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 1991, **62**(1): 1~20
- 14 W. Demtröder. Laser Spectroscopy Vol. 1: Basic and Principles [M]. 4th ed. Springer, 2008. 85~93
- 15 Tian Xiao, Wang Xinliang, Chang Hong *et al.*. Trapping four isotopes of strontium in a MOT by using Zeeman slowing[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(3): 898~902  
田 晓, 王心亮, 常 宏 等. 利用赛曼减速法实现铯同位素的磁光阱俘获[J]. 光学学报, 2010, **30**(3): 898~902
- 16 I. Courtillot, A. Quessada-Vial, A. Brusch *et al.*. Accurate spectroscopy of Sr atoms[J]. *Eur. Phys. J. D.*, 2005, **33**: 161~171
- 17 G. Ferrari, P. Cancio, R. Drullinger *et al.*. Precision frequency measurement of visible intercombination lines of strontium[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(24): 243002
- 18 S. B. Negel. A Narrow Linewidth Diode Laser System for Strontium-Laser Cooling Applications [D]. Houston: Rice University, 2004. 22~23
- 19 Gao Kelin. Optical frequency standards based on trapped ions [J]. *Physics*, 2010, **39**(9): 604~611  
高克林. 囚禁冷却离子光频标 [J]. 物理, 2010, **39**(9): 604~611

栏目编辑: 李文喆