

243 nm 稳频窄线宽半导体激光器

侯磊 韩海年 张龙 张金伟 李德华 魏志义

A narrow linewidth diode laser at 243 nm

Hou Lei Han Hai-Nian Zhang Long Zhang Jin-Wei Li De-Hua Wei Zhi-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 134205 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.134205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I13>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

多横模垂直腔面发射激光器及其波长特性研究

Multi-transverse-mode and wavelength split characteristics of vertical cavity surface emitting laser

物理学报.2015, 64(16): 164203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164203>

双路激光混沌复用系统的混沌同步及安全性能研究

Performance of chaos synchronization and security in dual-chaotic optical multiplexing system

物理学报.2015, 64(12): 124206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124206>

有机激光材料及器件的研究现状与展望

Current research and future development of organic laser materials and devices

物理学报.2015, 64(9): 094202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094202>

反馈强度对外腔反馈半导体激光器混沌熵源生成的随机数序列性能的影响

Influence of feedback strength on the characteristics of the random number sequence extracted from an external-cavity feedback semiconductor laser

物理学报.2015, 64(8): 084204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.084204>

基于外光注入互耦合垂直腔面发射激光器的混沌随机特性研究

Chaotic randomness of mutually coupled vertical-cavity surface-emitting laser by optical injection

物理学报.2015, 64(2): 024209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024209>

## 243 nm 稳频窄线宽半导体激光器\*

侯磊 韩海年<sup>†</sup> 张龙 张金伟 李德华 魏志义<sup>‡</sup>

(中国科学院物理研究所, 光物理重点实验室, 北京 100190)

(2014年12月8日收到; 2015年1月5日收到修改稿)

243 nm 是氢原子 1S—2S 能级跃迁光谱波长. 本文利用 Pound-Drever-Hall 稳频技术将 972 nm 光栅反馈外腔半导体激光稳定在一个高精度低膨胀系数的超稳法布里-珀罗腔上, 通过锥形放大器放大和腔内两次共振增强倍频得到 243 nm 激光, 最终实现用于探测氢原子 1S—2S 双光子跃迁的 243 nm 窄线宽激光.

**关键词:** 半导体激光器, 紫外光源, 精密光谱学

**PACS:** 42.55.Px, 42.72.Bj, 42.62.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.64.134205

## 1 引言

氢原子光谱在量子物理发展中扮演着重要角色<sup>[1-3]</sup>. 近年来, 随着窄线宽稳频技术与光学频率梳技术的迅速发展, 对于氢原子 1S—2S 双光子能级跃迁精密光谱的测量精度越来越高, 目前报道的最高精度可以达到  $10^{-15}$  量级<sup>[4,5]</sup>. 通过对氢原子及其同位素氘原子的 1S—2S 双光子跃迁光谱研究, 不仅可以获得原子 2 S 超精细能级结构<sup>[6,7]</sup>, 而且还能精确的测量基本物理常数, 如里德堡常数<sup>[8,9]</sup>、基态兰姆位移<sup>[10,11]</sup>、氘核原子半径等等<sup>[12]</sup>.

在氢原子光谱的研究当中, 窄线宽超稳激光器是激发光谱跃迁必不可少的抽运激光. 早在 1975 年, Hänsch 等<sup>[13]</sup> 实验上采用染料激光器倍频的 243 nm 激光首次观测到氢原子的 1S—2S 能级跃迁谱线, 他们所采用的激光线宽大约为 120 MHz 量级, 相比氢原子的 1.3 Hz 的共振线宽相差甚远, 因此观测到的谱线精细度也不高. 随着窄线宽稳频技术的不断进步, 单频激光线宽目前压缩至最窄 Hz 量级<sup>[14-16]</sup>, 可将 1S—2S 能级跃迁过程和基本物理常数等研究的精确度有效地提高. 早期实验中采用的激光光源是染料激光器, 稳定性差、结

构复杂、维护困难, 上世纪 90 年代, 外腔半导体激光器 (ECDL) 以其结构紧凑、性能稳定、成本低廉、调谐性能好等特点引起光谱物理学家的广泛关注<sup>[17-19]</sup>. 但是由于半导体激光大多运转在近红外波段, 没有直接到紫外波段的半导体管, 因此要想实现 243 nm 激光输出需要利用非线性频率变换技术. 对于单频激光, 为了提高倍频转换效率通常采用腔内共振增强倍频技术, 即将常用的 972 nm 半导体激光经过两次腔内增强倍频得到 243 nm 激光. 243 nm 激光的稳频则通过稳定 972 nm 或 486 nm 激光频率实现. 2006 年, Kolachevsky 等<sup>[20]</sup> 将 972 nm ECDL 激光倍频产生的 486 nm 激光耦合到一个精细度为 75000 水平放置的超稳法布里-珀罗腔 (F-P 腔) 中, 然后采用 Pound-Drever-Hall (PDH) 技术<sup>[21]</sup> 反馈控制 ECDL 的腔长, 最终获得线宽为 2 kHz 的 243 nm 激光输出. 两年以后, 同组的 Alnis 等<sup>[22]</sup> 改用精细度为 400000, 腔长为 24 cm 的垂直平面放置的 F-P 腔, 同时采用光纤相位补偿控制和功率稳定控制, 最终实现亚 Hz 线宽 243 nm 激光输出.

本文采用 PDH 技术将 972 nm 半导体激光锁定在高精度超稳低膨胀系数的 F-P 参考腔上, 通过锥形放大器 (TA) 放大及两级共振增强腔四倍

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB821304)、国家自然科学基金 (批准号: 11078022, 61378040) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [hnhan@iphy.ac.cn](mailto:hnhan@iphy.ac.cn)

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: [zywei@iphy.ac.cn](mailto:zywei@iphy.ac.cn)

频得到 243 nm 的激光输出. 采用误差信号分析的方法可以估算出锁定后 972 nm 激光的线宽小于 50 Hz, 则四倍频得到的 243 nm 激光的线宽小于 200 Hz, 可以用于氢原子 1S—2S 光谱的激光探测.

## 2 实验装置

整个实验装置如图 1 所示, 包括 972 nm 半导体激光线宽压窄锁定及共振增强倍频产生 243 nm 紫外连续激光装置, 其中 972 nm 外腔光栅反馈半导体激光器 (TOPTICA) 自由运转情况下输出激光线宽小于 500 kHz, 连续可调谐范围 20 GHz, 输出功率为 30 mW. 为了同时实现稳频和四倍频, 972 nm 激光输出被分成两路, 一路用于放大后共振增强倍频产生 243 nm 激光, 另一路用于频率稳定.

稳频的方法是将 972 nm 激光耦合进一个高精度的 F-P 腔中, 通过激光在 F-P 腔中的共振实现频率锁定到 F-P 腔的共振频率上. 实验中我们采用的 F-P 腔体是由超低膨胀系数 (ULE) 玻璃制成的空心圆柱体, 腔长为 10 cm, 对应的自由光谱程为 1.5 GHz, 在圆柱体两端光胶的腔镜采用平凹腔组合, 凹面镜的曲率半径为 500 mm. 由于外界环境温度的变化、气流流动、机械振动等都会影响 F-P 腔的腔长从而改变共振频率, 因此实验中 F-P 腔被放置在真空度为  $10^{-5}$  Pa 的腔体中, 整个腔内温度控制到 ULE 玻璃的零膨胀温度点 (约 15.3 °C), 同

时整个系统放置在一个小型被动隔震平台上.

图 1 左边框中是包括 F-P 腔的频率稳定光路. 将约 2 mW 的 972 nm 激光经 2 m 长的单模光纤输出传递到 F-P 腔, 为了与 F-P 谐振腔内振荡模式相匹配, 需要采用焦距为 125 mm 的非球面透镜对激光模式进行变换, 通过调整透镜的位置可以将激光高效率得耦合进高精度 F-P 腔中. 由于 F-P 腔镜片的反射率非常高, 大于 99.99%, 因此经第一个腔镜的反射光通过放置在光路中的一块 PBS 反射到一个光电探测器 (PD<sub>1</sub>) 上, 透射过第二个腔镜的光由光电探测器 PD<sub>2</sub> 接收. 为了采用 PDH 锁定技术, 首先要对半导体激光器的电流进行相位调制, 调制频率约为 20 MHz. PD<sub>1</sub> 探测到的反射共振信号用于锁相环电路锁定激光频率, 锁定电路包括快速锁定环路和慢速锁定环路, 其中快速环路用来控制半导体激光器的电流, 慢速锁定环路用于控制激光器中安装在反馈光栅上的 PZT, 通过快环和慢环的联合锁定, 可以将激光频率长时间稳定在 F-P 腔上. PD<sub>2</sub> 探测到的透射信号用于锁定监视.

图 1 下面框中是产生 243 nm 的共振增强倍频腔光路. 为了将 972 nm 的激光频率变换到 243 nm, 约 30 mW 的 972 nm 激光首先经过锥形放大器 (TA), 功率放大到 1 W, 再经共振增强倍频产生约 250 mW 的 486 nm 激光, 这里共振增强腔的腔长同样采用 PDH 技术锁定到 972 nm 激光上. 接下来我

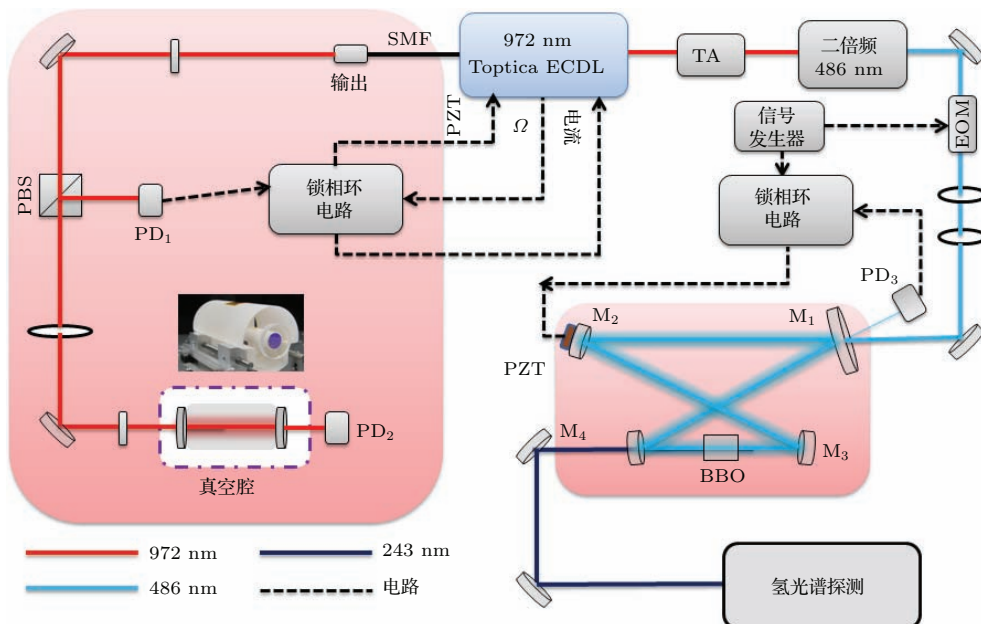


图 1 (网刊彩色) 用于氢原子跃迁谱测量的 243 nm 窄线宽半导体激光系统

Fig. 1. (color online) Narrow linewidth diode laser at 243 nm scheme in the detection of the 1S—2S transition of hydrogen.

们自己搭建了243 nm腔内共振倍频器,在进入倍频腔前首先采用双透镜组对腔外和腔内的激光模式进行了匹配,其中匹配透镜 $L_1$ 和 $L_2$ 的焦距分别为150 mm和-50.8 mm.共振增强倍频腔采用四镜环形腔结构,其中 $M_1$ 为输入耦合镜,镀486 nm的高反膜,反射率为98%, $M_2$ — $M_4$ 为高反镜,在486 nm反射率为99.5%, $M_3$ , $M_4$ 是曲率半径为50 mm的凹面镜,其中 $M_4$ 作为输出镜,在243 nm的透过率为20%.倍频晶体BBO厚14 mm,相位匹配角度为 $54.9^\circ$ .为了实现腔长稳定控制,将直径为6.35 mm的平面镜 $M_2$ 通过紫外胶黏在一个快速PZT上.通过腔外光路中放置的一个光电调制器(EOM)对486 nm激光进行相位调制,施加调制频率为12.5 MHz,采用PDH锁定技术反馈控制腔镜上的PZT,实现共振增强腔的稳定锁定.

### 3 实验结果与讨论

F-P腔的精细度是最终决定激光线宽压缩的关键因素.为了确定高精度F-P腔的实际精细度,我们采用光外差衰落光谱技术<sup>[23]</sup>,通过间接测量972 nm激光在F-P腔内的能量损耗,获得衰减时间,倒推出腔的精细度.图2所示为光外差光谱的强度随时间的变化,振荡的幅值随指数衰减.我们对其光谱的振荡包络进行拟合,可以得到其拟合函数为 $y(t) = 9.1 e^{-t/44.3} + 38.2$ ,如图中红色线所示.从拟合函数可以得到参考腔的幅度衰减时间 $\tau_s = 44.3 \mu s$ ,通过腔长可以计算出激光在腔内往返一次的时间 $t_r = 2L/c \approx 0.667 ns$ ,其中 $L$ 为腔长, $c$ 为光速,因此可以根据精细度 $F = \pi\tau_s/t_r$ 计算出腔的精细度为208650,对应腔的线宽为7.2 kHz.

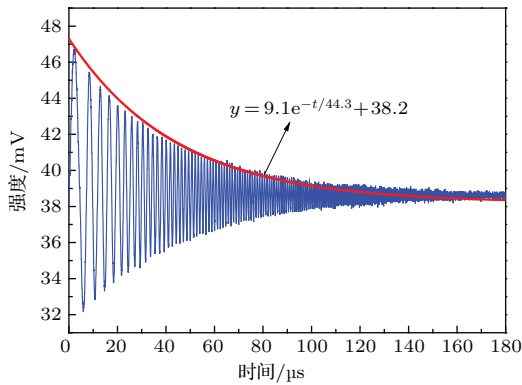


图2 (网刊彩色) 光外差腔衰落光谱曲线(蓝色曲线)及拟合曲线(红色曲线)

Fig. 2. (color online) Optical-heterodyne cavity-ring-down spectroscopy.

### 3.1 972 nm 半导体激光线宽压窄锁定结果

通过精细的调节F-P腔的准直和模式匹配提高972 nm激光耦合到腔内的效率,在调节过程中对972 nm激光的抽运电流进行扫描,在F-P腔后用光电探测器监测透射光功率信号,当扫描到共振位置时可以观察到共振透射峰信号,如图3所示.在一个自由光谱程扫描周期内,可以扫描得到一个较强的共振信号.其中黑色的线代表扫描方波,蓝色线代表F-P腔透射共振信号,红色线代表进行PDH技术锁定时反射信号与调制参考信号混频得到的误差信号.图3(a)是在电流扫描情况下的透射信号和误差信号.图3(b)是采用PDH锁定后的各个信号.利用误差信号分析,可以估计出相对于参考腔,激光的频率线宽小于50 Hz.如果该系统在没有外界环境的扰动下,可以实现大于四天的连续锁定.后续实验还需通过两台窄线宽激光器拍频来测量激光的实际线宽.

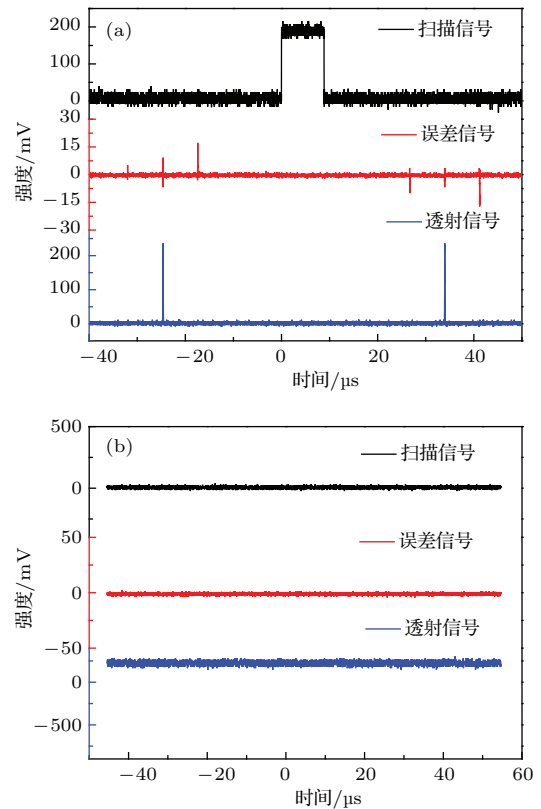


图3 (网刊彩色) (a)自由运转情况下参考腔透射信号和误差信号;(b)激光频率锁定后的透射信号和误差信号(其中黑色代表波长扫描信号;红色代表误差信号;蓝色代表FP腔透射信号)

Fig. 3. (color online) Signals on the oscilloscope. (a) Signals before locking; (b) Signals after locking. The black line is the scanning signal, the red line is the error signal and the blue line is the peak signal.

通过优化锁定伺服电路的比例积分参数, 其中图4代表的是经F-P腔反射后的反射信号. 其中中心主峰代表的是20 MHz电流调制频率. 从图4所示的次峰距离主峰的间隔, 可以看出锁定带宽约为1 MHz. 在将激光频率锁定后, 我们采用频谱仪在5 kHz分辨率条件下测量其反射信号. 其中心频率是PDH锁定加入的20 MHz相位调制频率. 在其峰值两边的次峰显示我们的伺服锁定带宽约为1 MHz. 这也进一步证明我们已经将其锁定.

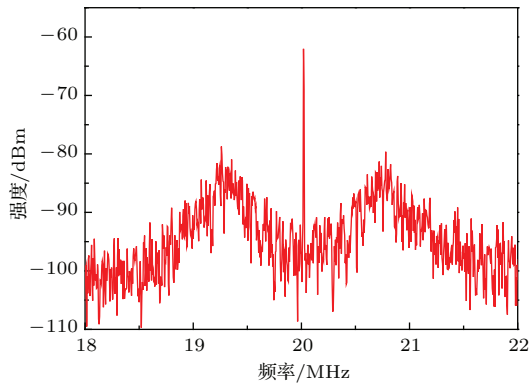


图4 激光锁定后F-P腔反射光的频谱信号  
Fig. 4. The reflection signal from the locking F-P cavity recorded by a spectrum analyzer.

### 3.2 共振增强倍频产生243 nm紫外连续激光结果

为了采用PDH方法对243 nm共振倍频腔长进行锁定, 首先通过PZT对腔长进行扫描, 采用PD探测反射光和透射光分别用于锁定和监视. 最终使得共振增强腔与486 nm光共振如图5(a), 其锁定结果如图5(b)所示, 其中黑色的线代表腔长扫描信号, 是通过扫描PZT长度来调整腔长, 蓝色的线代表F-P腔的透射共振信号. 实验中我们采用快速的数字伺服锁定电路, 这样可以提高抗高频噪声的能力, 从而可以保证长时间锁定.

此外通过仔细优化BBO的角度使其达到最优的相位匹配角度, 在输出镜M<sub>4</sub>后放置一个紫外熔石英的三棱镜分光探测243 nm四倍频光. 在250 mW的486 nm输入下, 能够得到1.8 mW的输出功率. 采用光谱仪测量其光谱如图6所示. 由于基频光的线宽得到了充分的压窄, 那么四倍频后的243 nm激光的线宽也得到相应的压缩. 通过972 nm的误差信号分析和四倍频过程, 估计其线宽大约为200 Hz.

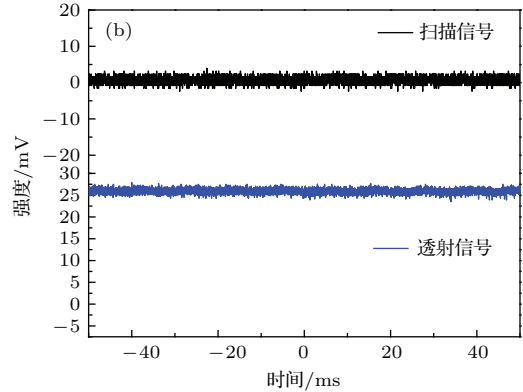
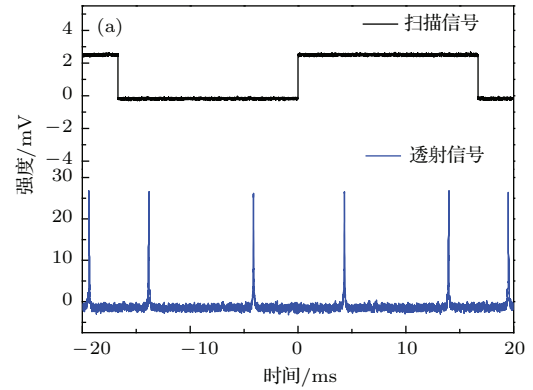


图5 (a)腔长扫描条件下的486 nm共振增强透射信号; (b)腔长锁定后486 nm共振增强透射信号. 其中黑色代表波长扫描信号; 蓝色代表共振增强透射信号  
Fig. 5. Signals on the oscilloscope: (a) signals before locking enhancement cavity at 486 nm; (b) signals after locking. The black line is the scanning signal and the blue line is the peak signal.

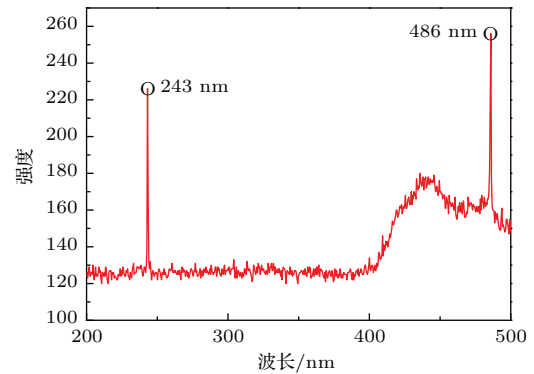


图6 243 nm紫外连续激光产生的光谱图  
Fig. 6. Spectrum of the laser at 243 nm.

## 4 结 论

实验中我们采用PDH稳频技术将972 nm的外腔半导体激光器锁定在超低膨胀系数玻璃的F-P腔上, 通过误差分析可以得到其线宽压窄至50 Hz. 同时利用光外差腔衰荡光谱测量其精细度

为208650. 此外实验中通过电路锁定共振增强腔产生1.8 mW的四倍频243 nm激光输出. 由于基频光已经经过F-P腔的线宽压窄, 因此四倍243 nm激光的线宽也会相应的得到压窄. 后续的工作我们准备利用光梳和另外一台窄线宽激光器对其线宽进行测量, 为用于氢原子1S—2S能级间双光子跃迁的实验研究打好基础.

### 参考文献

- [1] Schmidt-Kaler F, Leibfried D, Weitz M, Hansch T W 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2261
- [2] Parthey C G, Matveev A, Alnis J, Pohl R, Udem T, Jentschura U D, Kolachevsky N, Hansch T W 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 233001
- [3] Huber A, Gross B, Weitz M, Hansch T W 1998 *Phys. Rev. A* **58** R2631
- [4] Parthey C G, Matveev A, Alnis J, Bernhardt B, Beyer A, Holzwarth R, Maistrou A, Pohl R, Predehl K, Udem T, Wilken T, Kolachevsky N, Abgrall M, Rovera D, Salomon C, Laurent P, Hansch T W 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 203001
- [5] Matveev A, Parthey C G, Predehl K, Alnis J, Beyer A, Holzwarth R, Udem T, Wilken T, Kolachevsky N, Abgrall M, Rovera D, Salomon C, Laurent P, Grosche G, Terra O, Legero T, Schnatz H, Weyers S, Altschul B, Hansch T W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 230801
- [6] Kolachevsky N, Fendel P, Karshenboim S G, Hansch T W 2004 *Phys. Rev. A* **70** 062503
- [7] Kolachevsky N, Fischer M, Karshenboim S G, Hansch T W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 4
- [8] Udem T, Huber A, Gross B, Reichert J, Prevedelli M, Weitz M, Hansch T W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2646
- [9] DeBeauvoir B, Nez F, Julien L, Cagnac B, Biraben F, Touahri D, Hilico L, Acef O, Clairon A, Zondy J J 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 440
- [10] Weitz M, Schmidt-Kaler F, Hansch T W 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1120
- [11] Weitz M, Huber A, Schmidt-Kaler F, Leibfried D, Hansch T W 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 328
- [12] Huber A, Udem T, Gross B, Reichert J, Kourogi M, Pachucki K, Weitz M, Hansch T W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 468
- [13] Hänsch T, Lee S, Wallenstein R, Wieman C 1975 *Phys. Rev. Lett.* **34** 307
- [14] Young B C, Cruz F C, Itano W M, Bergquist J C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3799
- [15] Kessler T, Hagemann C, Grebing C, Legero T, Sterr U, Riehle F, Martin M J, Chen L, Ye J 2012 *Nature Photon.* **6** 687
- [16] Webster S A, Oxborrow M, Gill P 2004 *Opt. Lett.* **29** 1497
- [17] Notcutt M, Ma L S, Ye J, Hall J L 2005 *Opt. Lett.* **30** 1815
- [18] Stoehr H, Mensing E, Helmcke J, Sterr U 2006 *Opt. Lett.* **31** 736
- [19] Ludlow A D, Huang X, Notcutt M, Zanon-Willette T, Foreman S M, Boyd M M, Blatt S, Ye J 2007 *Opt. Lett.* **32** 641
- [20] Kolachevsky N, Alnis J, Bergeson S D, Hansch T W 2006 *Phys. Rev. A* **73** 021801
- [21] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [22] Alnis J, Matveev A, Kolachevsky N, Wilken T, Holzwarth R, Hansch T W 2008 *Eur. Phys. J. Special Topics* **163** 89
- [23] Lawrence M J, Willke B, Husman M E, Gustafson E K, Byer R L 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 523

# A narrow linewidth diode laser at 243 nm\*

Hou Lei Han Hai-Nian<sup>†</sup> Zhang Long Zhang Jin-Wei Li De-Hua Wei Zhi-Yi<sup>‡</sup>

(Key Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

( Received 8 December 2014; revised manuscript received 5 January 2015 )

## Abstract

The two-photon spectroscopy of 1S—2S transition in atomic hydrogen needs a narrow linewidth laser at the wavelength of 243 nm. In order to reduce the linewidth to several tens hertz level, a free operation CW ECDL 972 nm laser has been locked to a high fineness ultralow expansion reference cavity by using the Pound-Drever-Hall technique. And the part of 972 nm laser output is set into the tapered amplifier and the two enhanced doubling frequency stages to obtain the output of purple light at 243 nm. It is estimated that such a narrow linewidth laser system at 243 nm can be used well in the detection of the 1S—2S transition of hydrogen.

**Keywords:** laser diodes, ultraviolet sources, metrological applications

**PACS:** 42.55.Px, 42.72.Bj, 42.62.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.64.134205

---

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB821304) and the National Natural Sciences Foundation of China (Grant Nos. 11078022, 61378040).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [hnhan@iphy.ac.cn](mailto:hnhan@iphy.ac.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [zywei@iphy.ac.cn](mailto:zywei@iphy.ac.cn)