

# 用于氢原子 1S—2S 光谱研究的 超窄线宽 243nm 半导体激光<sup>\*</sup>

张金伟 张 龙 韩海年<sup>††</sup> 魏志义<sup>†</sup>

(中国科学院物理研究所 凝聚态物理国家实验室 北京 100190)

**摘 要** 近年来,随着激光稳频技术的发展,人们可以把 972nm 的外腔半导体激光器产生的激光进行放大和四倍频,并将它锁定到超稳定的光学法布里—珀罗腔上,从而可以获得 Hz 量级超窄线宽的 243nm 激光,使其成为研究氢原子 1S—2S 双光子跃迁的有力工具. 文章主要介绍了超稳腔、四倍频 243nm 半导体激光器的研究进展及在氢原子 1S—2S 双光子跃迁精密光谱研究中的应用.

**关键词** 243nm 半导体激光器, 超稳法布里—珀罗腔, 氢原子 1S—2S 光谱

## Ultra-narrow linewidth 243nm diode laser for precision hydrogen spectroscopy

ZHANG Jin-Wei ZHANG Long HAN Hai-Nian<sup>††</sup> WEI Zhi-Yi<sup>†</sup>

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics,  
Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

**Abstract** With the development of frequency stabilization technology in recent years, the linewidth of the 243nm laser based on a frequency-quadrupled external cavity 972nm diode laser has been compressed to sub-Hz level by locking to an ultrastable Fabry-Perot cavity. This has provided a new tool in high-resolution spectroscopy for studying the 1S—2S transition in atomic hydrogen. Recent progress in the development of an ultrastable 243nm laser and its applications in precision hydrogen spectroscopy will be reviewed, as well as some key issues of Fabry-Perot cavity manufacture.

**Keywords** quadrupled frequency 243nm diode laser, ultrastable Fabry-Perot cavity, 1S—2S transition hydrogen spectroscopy

### 1 引言

氢原子具有最简单的原子结构. 对氢原子光谱的研究可以说是近代物理发展史上最重要的一环,人们是从氢光谱开始来了解其他元素的原子光谱的. 从解释氢原子的光谱出发,人们引出了量子力学的许多定律,这些定律不但可以应用到氢原子,而且还可以应用到其他的原子、分子或固体,这些定律已经成为近代化学、固体物理学甚至如电子学等应

用科学的基础.

从上世纪 70 年代以来<sup>[1-3]</sup>,对氢原子 1S—2S 双光子光谱学进行高精密度的测量和研究已经成为氢光谱物理学中最重要的课题之一,同时实现氢原子 1S—2S 光谱跃迁也是具有高度挑战性的实验之一.

<sup>\*</sup> 中国科学院知识创新方向性项目(批准号:KJ CX-YW-W21)、国家自然科学基金(批准号:60808007;11078022)资助项目  
2010—11—12 收到

<sup>†</sup> 通讯联系人. Email:zywei@iphy. ac. cn

<sup>††</sup> 通讯联系人. Email:hnhan@iphy. ac. cn

氢原子及其同位素氘的 1S-2S 双光子跃迁光谱由于抵消了一阶多普勒效应,因此在精确测定基本物理常数以及原子参数领域扮演了重要的角色<sup>[4-8]</sup>,如里德伯常数的测定,基态兰姆位移,氘核结构半径,以及 2S 超精细结构的测定等等,其中基态兰姆位移和 2S 态超精细结构的测量使得量子电动力学理论计算值得到严格的检验<sup>[9,10]</sup>.在 2004 年报道的一个里德伯常数测量实验中<sup>[11]</sup>,氢原子 1S-2S 双光子跃迁光频测量精度达到了  $1.4 \times 10^{-14}$ ,由此得到的里德伯常数的精度达到  $6.6 \times 10^{-12}$ ,这是目前所有基本物理常数测量中不确定度最高的数值.

氢原子光谱实验之所以能达到如此高的精度,主要取决于两项重要激光技术的发展:一是飞秒激光频率梳技术;另一为超稳窄线宽的单频激光技术.这两项技术表面上看好像是完全相反的两个极端,激光频率梳追求的光谱覆盖超过一个倍频程的宽度,而超稳激光器追求的线宽达到 Hz 量级的纯单色激光,但是它们在追求稳定性方面不相上下,而且有很多共同的稳定技术,这里我们重点要介绍的是窄线宽超稳激光器技术,频率梳技术不在本文讨论范围之内.

## 2 法布里-珀罗参考腔的稳定

氢原子 1S-2S 双光子跃迁光谱谱线吸收波长为 243nm,自然宽度为 1.3Hz,因此需要用波长为 243nm、线宽为 Hz 量级的紫外激光来激发.国际上,在氢原子 1S-2S 双光子光谱研究方面处于前沿位置的是德国马普量子光学研究所 Hänsch 教授领导的科研组,他们从上世纪 70 年代开始研究氢原子 1S-2S 双光子跃迁光谱以来,就集中力量攻克激发跃迁所需的 243nm 超稳激光器技术,提出过激光和频<sup>[12]</sup>、染料激光器倍频<sup>[13]</sup>、半导体激光器四倍频<sup>[14]</sup>等方案.在基于这些激光器的基础上,需要进一步采用稳频技术压窄线宽,Pound-Drever-Hall (PDH)技术是在 Pound 教授微波调制的基础上,R. W. P. Drever 和 John L. Hall 教授于 1983 年提出的将激光的频率和相位锁定到一个光学谐振腔内的方法<sup>[15]</sup>.这种给光加调制然后再解调的技术借鉴了微波中的锁定技术<sup>[16]</sup>,经过多年的发展,它已经成为目前经典的获得 Hz 量级超窄线宽的激光稳频技术.其他常用的锁定技术还有以 Hänsch-Council 命名的偏振锁定技术<sup>[17]</sup>、横模选择技术<sup>[18]</sup>等等.在激光稳频技术中,最关键的就是 F-P 腔.

作为稳定激光频率的参考源,如果 F-P 腔本身都不稳定,那就根本谈不上激光频率的稳定,所以针对 F-P 腔的稳定性设计是获得窄线宽超稳激光器的关键所在.Hall 教授领导的研究团队在这方面做出了卓越的贡献,目前成为世界上唯一能提供精细度超过 10 万级的商品化 F-P 腔的研究机构.

使 F-P 腔稳定的本质是要确保腔长不变,通常的高精细度 F-P 腔由两个粘在超低膨胀系数玻璃两端的凹面镜组成,设 F-P 腔两端反射镜之间的间距为  $L$ ,腔内振荡模的频率为  $\nu$ ,则存在下述关系:

$$\Delta\nu/\nu = \Delta L/L, \quad (1)$$

即频率的相对变化等于腔镜之间距离的相对变化.设腔长  $L$  为典型值 10cm,如果要达到  $10^{-15}$  的稳定度,则腔镜间距离的变化量应在质子半径的 1/10 量级<sup>[19]</sup>.可见,腔长微小的变化对稳定度的影响非常大.

抖动是影响腔长的一个重要因素,尤其是要得到 Hz 量级以下的线宽时,对抖动的抑制是必须要考虑的.低频的地震和声波引起的( $<100\text{Hz}$ )振动会导致腔体准静态的变形,这些振动通过安装方式耦合进腔中,使腔体受力变形,进而影响长度.另外组成腔体的材料及镜片镀膜等如果随温度有一定的膨胀或收缩,也会对腔长有相当大的影响.因此控制腔长主要从两方面考虑,第一是隔振,第二是恒温.从这两点出发,理论上做了很多工作,其中包括从组成 F-P 腔的材料、几何构造、安装方式等方面分析了最佳条件,基于这些分析,提出了对振动不敏感、仅受限于材料热噪声的优化的稳定 F-P 腔的方案.

2005 年后,对 F-P 腔稳定性的研究主要集中在水平放置和垂直放置两种方式的对比方面.美国国家标准计量局与科罗拉多大学联合实验室(JILA)的 Mark Notcutt 和马龙生教授等人提出将 F-P 腔轴向垂直放置,可以有效地降低加速度引起的弹性形变<sup>[20,21]</sup>,这种对振动不敏感的垂直 F-P 腔最终获得了 1Hz 的压窄线宽.如图 1 所示.

但是垂直放置的 F-P 腔增加了调节的难度,2006 年,L. S. Chen 等人通过理论模拟提出,对于水平放置的 F-P 腔,如果将放置点选择在中心平面对称点上,同样可以达到对振动不敏感的效果<sup>[22]</sup>,他们比较了水平放置时选取不同的支撑点时 V 型和 U 型的 F-P 腔的变形情况,如图 2 所示,当 U 型放置时,可以找到一个支撑点,保证两个镜片都不发生倾斜,理论上可以做到 Hz 量级的线宽压缩,但是实验上还没有得到验证.

2007 年,英国国家物理实验室(NPL)的 Web-

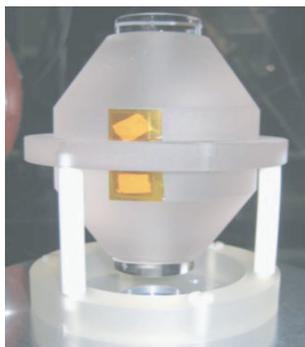


图1 垂直放置的 F-P 腔

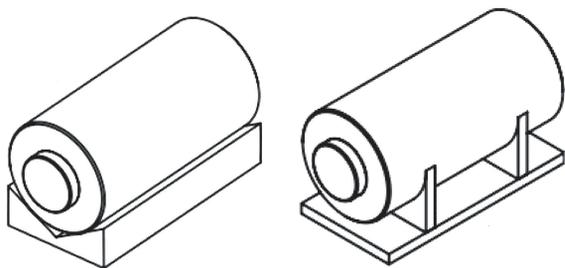


图2 F-P 腔水平放置时, V 型和 U 型支撑方式的比较

ster 等人对水平放置的 F-P 腔结构进行了改进<sup>[23]</sup>:如图 3 所示,沿激光方向切掉 F-P 腔圆形外壁的一部分,降低 F-P 腔的重心,并将支撑改为平面支撑方式.实验结果证明,这种几何结构大大降低了垂直方向的振动敏感性,有利于获得 Hz 量级的稳定线宽.

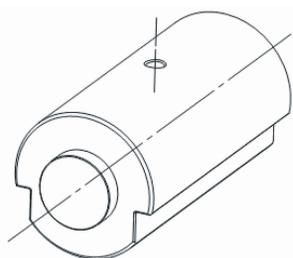


图3 改进后可以水平放置的开槽型 F-P 腔的结构

另一个影响腔长长期稳定性的因素是温度变化所导致的空间尺寸变化.因此 F-P 腔的连接装置、高反射镜以及反射镜基底都使用超低热膨胀 (ULE) 玻璃制作. ULE 玻璃在某个特定的温度  $T_c$  时,热膨胀达到最小值,因此,  $T_c$  称为零热膨胀温度.采用这种玻璃制作的 F-P 腔可以极大地降低热膨胀所导致的频率漂移.频率漂移与腔温度漂移的关系如下:

$$\Delta\nu/\nu = \Delta L/L \sim 10^{-9} (T - T_c)^2, \quad (2)$$

其中  $T$  为 F-P 腔的实际温度.可见,将 F-P 腔的温度控制在  $T_c$  附近时,频率稳定性最好.如果 ULE 的零热膨胀温度低于室温,我们可以利用帕尔贴元件来冷却 F-P 腔,使之处于所需的温度范围内.实

验中 F-P 腔要放置在真空、绝热、恒温环境中,利用离子泵使真空室的压强保持在  $10^{-8}$  mbar,采用比例积分温度控制器来控制 and 维持隔热壳层的温度稳定性,使其一天内的温度变化不超过 1mK<sup>[24,25]</sup>.

### 3 243nm 四倍频外腔半导体激光器的稳定

外腔半导体激光器 (ECDL) 输出的 972nm 激光,经过放大、四倍频后可以得到 243nm 的紫外激光.虽然外腔半导体激光器所发射的激光的线宽一般都在 MHz 量级,相对于染料激光器来说其线宽比较宽,但是由于半导体激光器具有结构紧凑、简单易用、成本低、便于携带等特点,如果进一步将线宽压缩到 Hz 量级,这样的激光源将是研究氢原子 1S-2S 跃迁光谱的理想工具,因此对于 ECDL 来说,如何实现窄的线宽 (亚 Hz 量级) 以及长期的频率稳定性是必须要解决的关键问题.

2006 年, Hänsch 研究组采用一个水平放置、精细度为 75000 的超稳 F-P 腔作为参考<sup>[24]</sup>,将 972nm ECDL 激光经放大、倍频后产生的 486nm 激光分出一小部分,耦合进入 F-P 腔,然后将 F-P 腔反射出的光信号作为误差信号,采用 PDH 锁定技术<sup>[15]</sup> 反馈控制 ECDL,最终获得了线宽为 2kHz,功率为 20mW 的 243nm 激光输出.

2008 年, Hänsch 研究组又在此基础上将水平放置的 F-P 腔改为垂直于中平面放置, F-P 腔的精细度提高到 400000<sup>[25]</sup>,如图 4 所示,实验装置中外腔半导体激光器的腔长为 24cm,腔内放置电光调制器用来对激光频率进行快速控制,采用长腔是为了降低高频噪声,有利于减小谱线的线宽.将 ECDL 发射的 972nm 激光经过锥形放大器 (TA) 放大,大部分光功率用于倍频及四倍频产生 243nm 激光,一小部分激光通过一根单模光纤导入到隔震平台上的 F-P 腔中用于锁定.采用单模光纤可以方便地将激光引导到较远的距离,但是由此带来的一个问题是,激光在光纤中传播长距离后会产生比较大的相位噪声,导致激光线宽被展宽<sup>[26]</sup>.为了补偿传输光纤引入的相位噪声,需要在光纤的输出端加一个声光调制器 (AOM),通过一部分光反射回去与光纤入射端反射的光拍频,经光电二极管接收后作为误差信号控制声光调制器,进行相位补偿,同时控制光强,使光功率保持稳定.

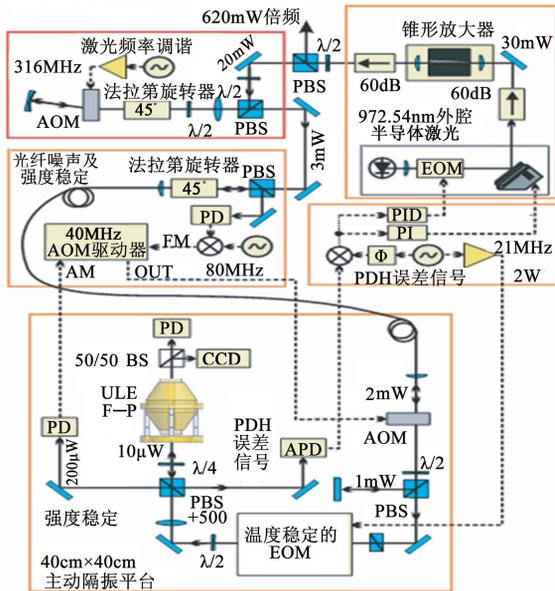


图4 稳定外腔半导体激光器(ECDL)系统的光路图(图中PBS为偏振分光镜,EOM为电光调制器,PD为探测器,FM为调频,PID为比例积分微分器,PI为比例积分器, $\Phi$ 为移相器,ULE为低膨胀系数材料,F-P为法布里-珀罗腔,APD为雪崩光电二极管,CCD为电荷耦合器件,AM为调幅,OUT为输出,BS为分光镜)

采用PDH锁定技术,通过宽带高速伺服环路反馈控制ECDL中的EOM及窄带慢环控制光栅,实现了单频半导体激光器锁定到ULE高精度F-P腔上,使得半导体激光器的线宽从100kHz量级压缩到亚Hz水平,利用外差拍频方法可以验证稳频的性能<sup>[27]</sup>.图5为两台锁定到不同的F-P腔上的激光进行拍频得到的频谱信号,显示线宽为0.5Hz.这个线宽虽然达到了亚Hz量级,但是其频谱的底部仍然比较宽,这是因为半导体激光器本身的噪声比较大,相比而言,486nm染料激光器锁定到F-P腔上后的线宽就没有如此大的高频噪声,这也是半导体超稳激光器还要进一步解决的问题.

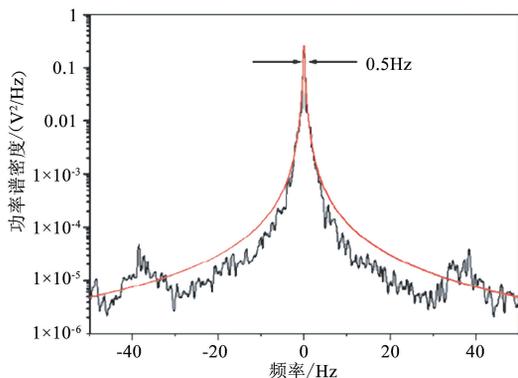


图5 两台超稳激光器拍频信号

#### 4 氢原子光谱测量

利用超稳243nm激光器激发氢原子1S-2S双光子跃迁光谱,通过光学频率梳技术对跃迁频率进行精确测量,整个氢原子光谱研究装置如图6所示<sup>[24]</sup>,氢原子发生装置是一个椭球型的真空腔体,氢原子经微波气体放电产生,通过液氦低温冷却,经铜喷嘴出射,243nm激光器经过由两面镜子组成的增强谐振腔来共轴激发氢原子,一些原子被243nm激光激发至2S亚稳态能级并进入探测区域,在探测区域,这些氢原子在弱电场的作用下,由2S能级转为2P能级,之后迅速向1S能级跃迁发射出莱曼- $\alpha$ 光子,用光电倍增管进行测量,即可得1S-2S双光子吸收信号.

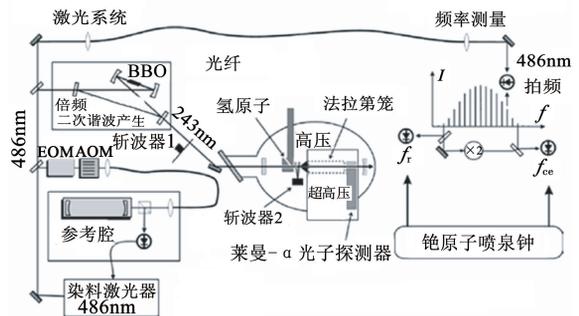


图6 氢原子光谱测量装置(其中BBO为倍频晶体, $f_r$ 为重复频率, $f_{ce}$ 为载波-包络相移频率)

图7为在不同的时间延迟下记录到的氢原子1S-2S跃迁谱线,这里的时间延迟 $\tau$ 指的是斩波器挡住激发光到探测器接收光的时间间隔,不同的时间延迟对应于接收到的不同速度的原子的辐射,图7中上图是利用半导体激光激发氢原子的1S-2S谱,下图为染料激光激发氢原子的1S-2S谱.可以看出,无论激发光是半导体激光还是染料激光,随着时间延迟的增加,氢原子光谱都会呈现出更高的对称性,并且线宽也会更窄.这是因为时间延迟越长,有效辐射原子的速度也就越慢,这会减小二阶多普勒效应和飞行时间增宽的影响<sup>[28]</sup>,最终达到一个不受干扰的共振位置.同时可以看出二者有着明显的区别,首先是幅度上,半导体激发出的光子数量只有染料的1/3,这当然跟半导体激光具有较大的高频噪声有关.其次半导体激光激发的光谱线宽也要比染料激光激发的宽,这主要是因为这里半导体激光压窄后的线宽为2kHz,而染料激光压窄后的线宽为60Hz,氢原子光谱的线宽由其理论值和激发激光的线宽决定,如果进一步将半导体激光的线宽压窄,那么由半导体激光激发的氢原子

光谱线宽会进一步缩小。

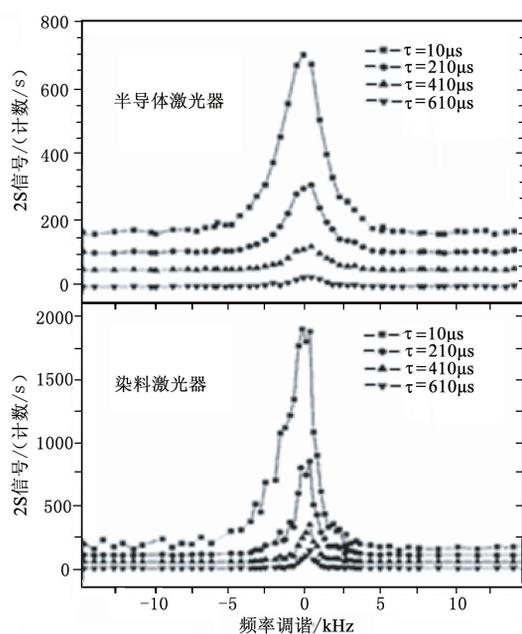


图7 半导体激光与染料激光激发氢原子1S-2S的光谱测量结果的比较

## 5 结论及展望

氢原子1S-2S双光子光谱的研究为基础物理提供了重要的数据,包括里德伯常数测定,量子电动力学基本原理验证,质子及氘的原子核特性,氢原子玻色-爱因斯坦凝聚,2S态的超精细结构测量以及寻找精细结构常数变化的证据等等.激发氢原子1S-2S双光子跃迁的激光波长是近紫外的243nm,本文主要介绍了基于外腔半导体激光器输出的972nm激光经四倍频后得到243nm激光的压缩线宽技术,包括超稳腔的设计、PDH压缩技术、光纤相位噪声补偿技术等等.利用垂直放置的对振动不敏感的高精细度F-P腔设计,马普量子光学研究所Hänsch教授领导的实验组实现了0.5Hz的压缩线宽,并利用线宽为2kHz的半导体激光器(它用水平放置的F-P腔作为参考源)对氢原子1S-2S光谱做了初步研究.

与传统氢原子1S-2S光谱研究所用的倍频486nm窄线宽染料激光器相比,基于四倍频972nm外腔半导体激光的窄线宽243nm激光器具有结构紧凑、容易操作、可方便携带的特点,这对于实现氢原子1S-2S光谱及类氢或反氢等物质的常规化研究非常有益,但是不可否认的是,目前窄线宽半导体激光器仍然存在一些缺陷,如较高的高频噪声、长期稳定性不好等,这些都不利于高效可靠地激发氢原

子.为了解决这些问题,还需要采取必要的技术改进,如将一级锁定改为两级锁定,先通过一个精细度不高的F-P腔实现kHz量级的初稳,然后再锁定到一个高精细度的超稳F-P腔上,实现Hz量级线宽压缩.这样两步走的方法将有效地降低一级锁定中对锁定电路的过高要求,并可改善锁定电路对激光造成的相位噪声.

总之,窄线宽超稳半导体激光器是进行氢光谱研究的有力工具,随着半导体激光和线宽压窄等相关技术的改进,相信未来对于氢光谱的深入研究必将带给我们更多对基础物理的深刻认识.

## 参考文献

- [1] Hänsch T W. Laser Spectroscopy III, Springer Series in Optical Sciences Vol. 7, edited by Hall J L and Carlsten J L. (Berlin/New York):Springer,1977. p. 149
- [2] Hänsch T W, Lee S A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1975,34:307
- [3] Hänsch T W, Shahin I S, Schawlow A L. Nature,1972,235:63
- [4] Biraben F *et al.* Precision Physics of Simple Atomic Systems. In: The Hydrogen Atom, edited by Karshenboim S G, Pavone F S, Bassani G F *et al.* Berlin:Springer,2001. p. 18
- [5] Weitz M, Huber A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1994,72:328
- [6] Huber A, Udem Th, Gross B *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998,80:468
- [7] Kolachevsky N, Fischer M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004,92:033003
- [8] Kolachevsky N, Fendel P *et al.* Phys. Rev. A, 2004, 70:063503
- [9] Eides M I, Grotch H, Shelyuto V A. Phys. Rep. ,2001,342:63
- [10] Karshenboim S G, Ivanov V G. Phys. Lett. B,2002,524:259; Euro. Phys. J. D,2002,19:13
- [11] Fischer M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004,92:230802
- [12] Couillaud B, Bloomfield L A, Hänsch T W. Opt. Lett. ,1983,8:259
- [13] Young B C, Cruz F C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999,82:3799
- [14] Alnis J, Matveev A, Kolachevsky N *et al.* Phys. Rev. A,2008,77:053809
- [15] Drever R W P, Hall J L *et al.* Appl. Phys. B,1983,31:97
- [16] Black E D. Am. J. Phys. ,2001,69(1):79
- [17] Hänsch T W, Couillaud B. Opt. Commun. ,1980,35:441
- [18] Shaddock D A, Gray M B, McClelland D E. Opt. Lett. ,1999,24:1499
- [19] Ludlow A D, Huang X, Notcutt M *et al.* Opt. Lett. ,2007,32:641
- [20] Notcutt M, Ma L S, Ye J *et al.* Opt. Lett. ,2005,30:1815
- [21] Ma L S. Optics & Photonics News,2007,18(9):42
- [22] Chen L S, Hall J L, Ye J *et al.* Phys. Rev. A,2006,74:053801
- [23] Webster S A, Oxborrow M, Gill P. Phys. Rev. A,2007,75:011801
- [24] Kolachevsky N, Alnis J *et al.* Phys. Rev. A,2006,73:021801
- [25] Alnis J, Matveev A, Kolachevsky N *et al.* Eur. Phys. J. Special Topics,2008,163:89
- [26] Ma L S, Jungner P, Ye J *et al.* Opt. Lett. ,1994,19:1777
- [27] Hough J, Hills D, Rayman M D *et al.* Applied Physics B,1984,33:179
- [28] Huber A, Gross B *et al.* Phys. Rev. A,1999,59:1844