

相干长度连续可调的高稳定性固体激光器

翟 晔^{1,2} 范元媛¹ 王 倩¹ 周 翊¹

(¹ 中国科学院光电研究院, 北京 100094)
(² 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要 提出了一种基于光谱色散原理调节激光相干长度的固体激光器。采用传统色散元件(光栅和多块三角棱镜)组成相干长度调节模块,通过将其置于激光谐振腔内代替一面腔镜,利用棱镜的扩束特性和光栅的色散特性实现对激光相干长度的连续调节。以 Nd:YAG 晶体作为增益介质,搭建激光谐振腔,进行了相干长度调节实验,得到了功率稳定性小于 0.5%,相干长度调节范围为 10~50 cm 的 1064 nm 输出激光。理论及实验结果验证了输出激光的相干长度与调节模块中棱镜组的扩束倍率存在良好的线性关系。

关键词 激光器;相干长度;连续可调;色散;光栅

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL201441.0902012

Solid-State Lasers with High Power Stability and Continuously Tunable Coherence Length

Zhai Ye^{1,2} Fan Yuanyuan¹ Wang Qian¹ Zhou Yi¹

(¹ Academy of Opto-Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China)
(² University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract A coherence length tunable solid-state laser based on the spectral dispersion principle is reported. A grating and several right-angle prisms are taken as the coherence length tunable module, which is then put in the laser resonant cavity to replace a mirror. The beam expanding characteristics of prisms and the dispersion characteristics of the grating are used to continually tune the coherence length of the laser. A resonant cavity based on Nd:YAG is established. An output laser of 1064 nm with power stability less than 0.5% and tunable coherence lengths from 10 cm to 50 cm are achieved. Both the experimental results and the theoretical analysis show that there is a good linear relationship between the coherence length and the magnification of prism expander.

Key words lasers; coherence length; continuously tunable; dispersion; gratings

OCIS codes 140.3580; 030.1640; 050.1950

1 引言

自 1960 年第一台激光器问世以来,激光就以其良好的相干性被广泛应用于光纤通信^[1]和相干成像^[2]等领域。但是,在相干层析成像^[3]和光折变全息^[4]等领域中,激光高相干性产生的干涉效应反而会抑制测量及成像的准确度,因此这些领域中普遍采用低相干度的激光光源以减少散斑的影响,提高

成像精度,改善图像质量。近年来,测量技术的发展对激光光源提出了更高的要求,以超高精度面型检测为例,在保证光源稳定的情况下,初调阶段需要较长相干长度的激光以方便校正,测量阶段则需要较短相干长度的激光以实现精确调节、测量。相干长度可调并具有稳定输出功率的激光光源不仅具有更广阔的应用空间,而且更适应测量技术等的发展要

收稿日期: 2014-02-21; 收到修改稿日期: 2014-04-04

作者简介: 翟 晔(1989—),男,硕士研究生,主要从事固体激光器及其相干长度调节方面的研究。

E-mail: zhaiye@aoe.ac.cn

导师简介: 周 翊(1970—),男,博士,研究员,主要从事多光束激光相干耦合、VECSEL、微片激光器及光纤激光器等方面的研究。E-mail: zhoyi@aoe.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

求,更加符合未来激光光源技术的发展方向。

目前,获得激光相干长度调谐输出的技术主要有三种,分别是半导体激光器光反馈技术、调节谐振腔技术以及腔外调节技术。其中,半导体激光器光反馈技术是通过控制光反馈强度等来改变激光器输出状态,从而改变输出激光的相干长度^[5]。Peil等^[6-7]利用此方法实现了半导体输出激光相干长度的连续调节,但此方法存在稳定性上的缺陷;调节谐振腔技术是通过改变激光谐振腔腔长,控制腔中起振的纵模数量,从而改变激光的相干长度,此方法适用于各类激光器,但是缩短或拉长腔长对激光输出功率影响很大,且不利于减小光源尺寸;激光光谱腔外调节技术将出射激光入射至色散元件(如光栅)上从而发生衍射,各波长的衍射光产生空间上的角度分离,再通过对衍射光的波长选择(如加入聚焦镜和狭缝)调节激光线宽,实现相干长度的调节,此方法较为简单,但对实验器件本身性能具有较高要求,且狭缝的加入使能量损耗非常严重。

本文将色散元件引入激光谐振腔中,使激光在腔内不断往返,调节元件得到多次利用,并得到了相干长度可连续调节的固体激光器。该方法得到的激光具有一系列优点,包括:较高的功率稳定性;调节相干长度时,对激光谐振腔尺寸改变极小,集成度高;通过控制抽运电流及对棱镜进行大角度镀膜等方式,可使得不同相干长度下,输出激光能量起伏较小。该激光器较适合作为相干长度可调的激光光源应用于相关领域。

2 实验装置及结果

腔内调节相干长度实验光路如图 1 所示,选择 Nd:YAG 侧泵模块作为光源,谐振腔一端使用对 1064 nm 激光反射率为 50% 的平面镜 M,另一端为闪耀光栅 G,光栅前放置两块直角棱镜 P₁、P₂ 对激光进行扩束,同时腔内放置一个小孔 H,以抑制激光高阶横模。光栅 G 摆放为 Littrow 模式(满足 $2d\sin\alpha_B = m\lambda$, 即 $\alpha = \beta = \alpha_B$, 其中 α 为光束入射角, β 为衍射角, α_B 为闪耀角, d 为光栅常数, λ 为波长),光栅将一级衍射光闪耀,该衍射光将按原路返回,并在谐振腔内实现多次往返。实验中使用的闪耀光栅为 Thorlabs 公司生产,刻线数为 1200 line/mm,对 1000 nm 光波段闪耀,闪耀角为 $36^\circ 52'$,谐振腔长约为 37.5 cm,通过转动棱镜相对入射光的角度可对棱镜组扩束倍率进行调节,受限于光栅尺寸,棱镜组扩束倍率变化范围约为 1~6 倍。

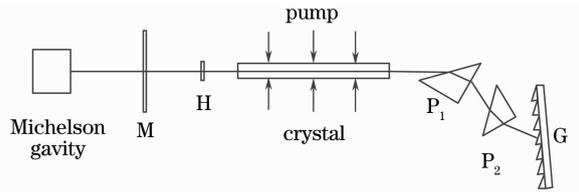


图 1 腔内调节相干长度实验光路图
Fig. 1 Beam path diagram of intracavity experiment of tuning coherence length

为测量输出激光的相干长度,实验中选用迈克耳孙腔法。该方法通过测量输出激光的干涉条纹对比度 V 随两臂光程差的变化而确定输出激光的相干长度^[8]。根据瑞利判据,以干涉条纹对比度 V 最高值的 $1/\sqrt{2}$ 作为判断到达相干边缘位置的依据。图 2 为抽运电流为 20 A,棱镜扩束倍率为 3 倍时迈克耳孙腔干涉条纹图,其中图 2(a)是对比度在最高值时的干涉条纹,图 2(b)则是位于边缘位置时的干涉条纹。

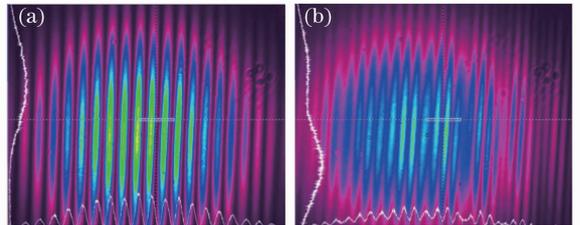


图 2 迈克耳孙腔干涉条纹。(a) 对比度最高;
(b) 边缘位置

Fig. 2 Interference stripes of Michelson cavity.
(a) Max contrast; (b) at the edge position

基于图 1 所示光路,实验得到了 1064 nm 的输出激光。在其他条件均固定情况下,仅调整棱镜相对于入射激光的角度,改变扩束倍率,输出激光相干长度随扩束倍率变化而改变。实验记录了扩束倍率

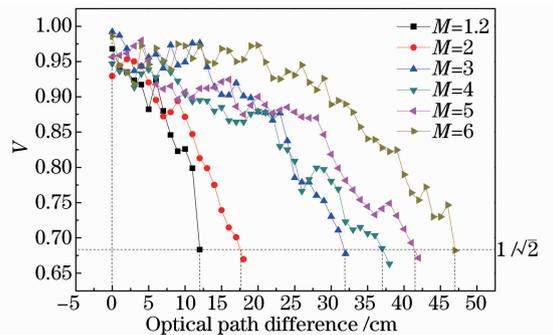


图 3 不同扩束倍率下干涉条纹对比度随迈克耳孙腔两臂光程差变化图

Fig. 3 Contrast versus optical path difference between two arms of Michelson cavity under different expander magnifications

分别为 1.2、2、3、4、5、6 倍时,迈克耳孙腔干涉条纹的对比度 V 随两臂光程差的变化曲线,如图 3 所示。可见,扩束倍率 M 固定时,随迈克耳孙腔两臂光程差的增大,干涉条纹的对比度随之减小,当干涉条纹对比度由最大值降低至 $1/\sqrt{2}$ 时所对应的两臂光程差即为相干长度。改变激光对棱镜的入射角,当棱镜组扩束倍率 M 从 1.2 倍升至 6 倍时,相应激光相干长度由 10 cm 变化至 50 cm。

根据图 3 中数据,可以得到激光相干长度随棱镜组扩束倍率 M 的变化曲线,如图 4 所示。由图可见,在其他条件固定情况下,实验测量的激光相干长度随棱镜扩束倍率增加而增加,且两者之间变化基本成线性关系。

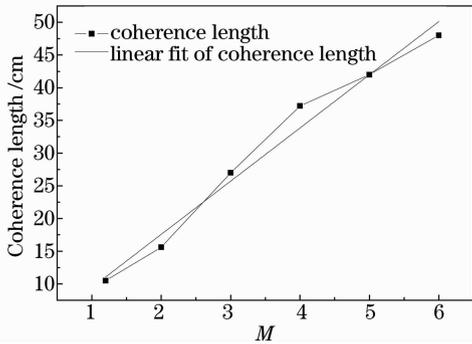


图 4 相干长度随扩束倍率的变化

Fig. 4 Coherence length versus expander magnification

通过调整抽运电流大小,可调节输出激光功率,实验中扩束倍率由 1.2 倍至 6 倍变化时,通过逐渐加大抽运电流,均可控制输出功率在 60~80 mW 之间,并测得几种扩束倍率下输出激光功率短时间内(5 min)稳定性约为 0.45%,较长时间内(40 min)稳定性也小于 0.5%。

3 理论分析

3.1 棱镜组扩束倍率分析与讨论

实验中,闪耀光栅和数块棱镜的组合作为相干长度调节模块对激光相干长度进行调节。其中棱镜作为传统分光元件,主要实现分光、扩束等用途。由于直角棱镜便于制作,并能够同时满足良好的扩束效果与较小的元件尺寸,故实验中选用直角棱镜,其扩束原理如图 5 所示,光束在棱镜的两面分别发生两次折射,出射光束与原光束宽度的比值,即为单块棱镜对光束的扩束倍率:

$$M_1 = \frac{d_2}{d_1} \cdot \frac{d_3}{d_2} = \frac{\cos \alpha_1}{\cos i_1} \cdot \frac{\cos \alpha_2}{\cos i_2} \quad (1)$$

根据(1)式,可得到单块直角棱镜的扩束倍率随

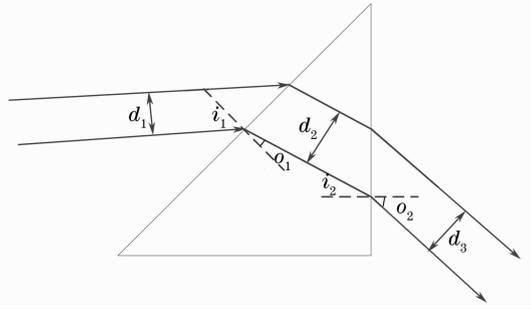


图 5 直角棱镜扩束原理图

入射角变化的曲线,而根据菲涅耳公式,也可得到棱镜在未镀膜情况下能量透射率随入射角变化的曲线,两条曲线如图 6 所示。

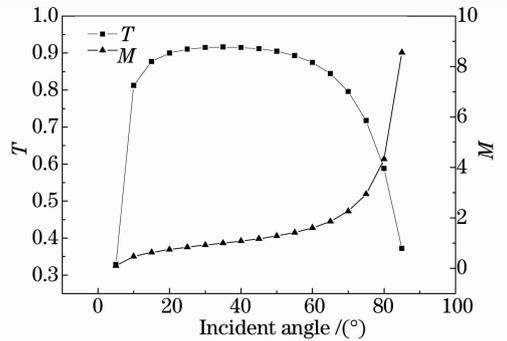


图 6 棱镜扩束倍率及能量透射率随入射角变化曲线图

Fig. 6 Prism beam expander magnification and energy transmissivity versus incident angle

图 6 中随入射角的增加,直角棱镜的扩束倍率随之增加,棱镜的能量透射率也发生变化。当入射角从 10°增大至 70°时,单块棱镜的能量透射率变化较为平稳且均大于 80%;而当入射角由 70°增加至 85°时,单块棱镜的能量透射率下降幅度较大,由 80%下降至 35%。因此,针对大角度入射情况(如 80°±5°)对棱镜表面进行镀膜,以降低大角度入射时光能量的损耗,可以使棱镜的能量透射率在各入射角情况下的分布曲线更加平稳,有助于在不同扩束倍率时使激光的输出功率一致。棱镜组扩束倍率是棱镜组中各单块棱镜的扩束倍率的乘积,通过转动各单块棱镜,改变单块棱镜的扩束倍率,即可改变棱镜组扩束倍率的数值。

实验中,为平衡系统扩束倍率与能量损耗的关系,采用两块棱镜的组合,摆放方式如图 1 所示,当总扩束倍率 M 由 1.2 倍增加至 6 倍时,相应 P_1 入射角度由 35°增加至 75°, P_2 入射角度由 35°增加至 65°。对照图 6 可见 P_1 能量透射率始终大于 60%, P_2 能量透射率始终大于 80%,故在两块棱镜均未镀膜情况下,整个棱镜系统的能量透射率变化幅度并

非十分巨大,可以通过逐渐调节抽运电流大小进行一定补偿。但若想要取得更大的系统扩束倍率,则需要对两块棱镜入射面进行相应的大角度镀膜,以提高入射角在 $70^\circ \sim 80^\circ$ 之间时能量透射率,保证其在获取更高系统扩束倍率的情况下,能量透射率仍保持相对稳定。

3.2 相干长度调节模块工作原理分析与讨论

相干长度调节模块中,激光光束经棱镜组扩束后,入射至光栅,光栅对激光波长进行选择,如图 7 所示,激光经过相干调节模块时,其线宽的一般表达式为^[9-11]

$$\Delta\lambda = k_1 \Delta\theta \left[M \left(\frac{\partial\theta_G}{\partial\lambda} \right)_G + \left(\frac{\partial\theta_P}{\partial\lambda} \right)_P \right]^{-1}, \quad (2)$$

式中 $\Delta\theta$ 为激光光束发散角, M 为棱镜组扩束倍率, $\left(\frac{\partial\theta_G}{\partial\lambda} \right)_G$ 为光栅的色散, $\left(\frac{\partial\theta_P}{\partial\lambda} \right)_P$ 为棱镜组的色散, k_1 为修正系数,用以修正具体实验中因激光谐振腔长、激光发散角、抽运功率等各类参数不同对一般公式的影响。

根据相干长度与线宽关系式:

$$\Delta L \approx \lambda^2 / \Delta\lambda, \quad (3)$$

激光的相干长度可表示为

$$\Delta L \propto \frac{\lambda^2}{\Delta\theta} \left[M \left(\frac{\partial\theta_G}{\partial\lambda} \right)_G + \left(\frac{\partial\theta_P}{\partial\lambda} \right)_P \right]. \quad (4)$$

棱镜组的色散 $\left(\frac{\partial\theta_P}{\partial\lambda} \right)_P$ 是多块棱镜色散的叠加,

由于其值与棱镜材料选择和棱镜组摆放均有关,其变化对相干长度具有非线性影响,不利于较精确地调节激光相干长度,所以,将棱镜组以图 7 方式摆放(各棱镜保持顶角方向一致,只有最后一块棱镜顶角方向与前面的棱镜相反),可以对整个棱镜组色散进行有效的降低,排除棱镜色散对调节激光相干长度的干扰^[12]。

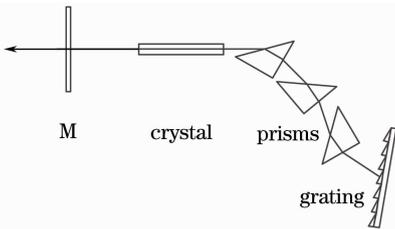


图 7 腔内调节激光相干长度原理图

Fig. 7 Schematic of intracavity tuning coherence length

Littrow 模式下光栅色散公式为

$$\left(\frac{\partial\theta_G}{\partial\lambda} \right)_G = \frac{d\alpha_B}{d\lambda} = \frac{2 \tan \alpha_B}{\lambda}, \quad (5)$$

则相干长度的表达式可简化为

$$\Delta L \propto \frac{2M\lambda \tan \alpha_B}{\Delta\theta}. \quad (6)$$

(6)式中 λ 和 $\tan \alpha_B$ 均为定值,发散角 $\Delta\theta$ 在腔型固定、腔长变化较小的情况下,可近似作为定值,于是相干长度 ΔL 仅与棱镜组扩束倍率 M 有关,二者成正比例关系。

可见,仅通过转动棱镜而改变棱镜组扩束倍率 M ,即可成比例的改变激光相干长度,此结论与实验结果相符。

4 结 论

基于光谱色散原理对 Nd:YAG 侧泵激光器进行了相干长度的调节实验,得到了 60~80 mW、功率稳定性小于 0.5% 且相干长度随棱镜扩束倍率成线性变化的输出激光,并对该实验结果进行理论分析,理论与实验结果相符。实现了相干长度调节范围为 10~50 cm 的激光输出,调节范围在相当程度上受限于光栅和棱镜尺寸,通过替换尺寸更大的棱镜和光栅,有望得到相干长度调节范围更大的激光源。所使用的调节相干长度的方法,仅对激光谐振腔进行优化,并不依赖激光器本身增益介质的特性,除了可以搭建相干长度可调的固体激光源外,也适用于其他各类不同增益介质的激光器,且使用的调节模块成本较低,适合推广应用用于各类相干测量和相干成像等领域。

参 考 文 献

- 1 Yamamoto Y, Kimura T. Coherent optical fiber transmission systems[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1981, 17(6): 919-935.
- 2 Chen Wei, Xue Ping, Yuan Tao, et al.. Optical coherence tomography system with SLD and ultrashort pulse laser[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2000, 17(4): 360-364.
陈 炜, 薛 平, 袁 韬, 等. 不同光源的光学相干层析成像系统比较[J]. 量子电子学报, 2000, 17(4): 360-364.
- 3 Tearney G J, Brezinski M E, Bouma B E, et al.. In vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography[J]. Science, 1997, 276(5321): 2037-2039.
- 4 Tziraki M, Jones R, French P M W, et al.. Photorefractive holography for imaging through turbid media using low coherence light[J]. Applied Physics B, 2000, 70(1): 151-154.
- 5 Lenstra D, Verbeek B, Den Boef A. Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1985, 21(6): 674-679.
- 6 Peil M, Fischer I, ElsaBer W, et al.. Rainbow refractometry with a tailored incoherent semiconductor laser source[J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(9): 091106.
- 7 Kong Lingqin, Fan Linlin, Wang Anbang, et al.. Coherence length tunable semiconductor laser [J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(11): 7680-7685.
孔令琴, 樊林林, 王安帮, 等. 相干长度可连续调谐的半导体激

- 光器[J]. 物理学报, 2009, 58(11): 7680—7685.
- 8 Yang Qimin. Coherent lengths of ordinary lasers [J]. Laser Journal, 1991, 12(6): 311—316.
杨齐民. 常见激光器的相干长度[J]. 激光杂志, 1991, 12(6): 311—316.
- 9 Duarte F J, Piper J A. Multipass dispersion theory of prismatic pulsed dye lasers[J]. Optica Acta, 1984, 31(3): 331—335.
- 10 Duarte F J. Multiple-return-pass beam divergence and the linewidth equation[J]. Applied Optics, 2001, 40(18): 3038—3041.
- 11 Zhang Haibo, Lou Qihong, Zhou Jun, *et al.*. ArF excimer laser line narrowing technique[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2009, 46(12): 46—51.
张海波, 楼祺洪, 周 军, 等. ArF 准分子激光器线宽压缩技术 [J]. 激光与光电子学进展, 2009, 46(12): 46—51.
- 12 Zhang Haibo, Yuan Zhijun, Zhou Jun, *et al.*. Optimal design of prism beam expander in line narrowed excimer laser cavity[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(11): 1102008.
张海波, 袁志军, 周 军, 等. 窄线宽准分子激光腔内棱镜扩束器的优化设计[J]. 中国激光, 2011, 38(11): 1102008.

栏目编辑: 史 敏