

双波长自锁模半导体薄片激光器*

沈晓红¹⁾ 曾盈莹¹⁾ 毛琳¹⁾ 朱仁江¹⁾ 王涛^{1)†} 罗海军¹⁾佟存柱²⁾ 汪丽杰²⁾ 宋晏蓉³⁾ 张鹏^{4)‡}

1) (重庆师范大学物理与电子工程学院, 重庆 401331)

2) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033)

3) (北京工业大学应用数理学院, 北京 100124)

4) (重庆师范大学, 重庆国家应用数学中心, 重庆 401331)

(2022 年 3 月 17 日收到; 2022 年 6 月 30 日收到修改稿)

双波长锁模激光器在光通信、泵浦探针实验、非线性频率变换等方面应用广泛. 本文报道了一种双波长自锁模半导体薄片激光器. 利用增益芯片底部的高反射率分布布拉格反射镜和外部的耦合输出镜构成简单的直线型谐振腔, 腔内不需要额外的插入元件, 依靠增益介质的克尔效应, 结合激光芯片上泵浦光斑形成的软光阑, 即可启动锁模过程, 实现稳定的自锁模输出. 锁模脉冲宽度为 4.3 ps, 重复频率为 1.1 GHz, 最大输出功率为 323.9 mW. 在锁模的基础上, 使用简单的刀片作为波长调谐元件, 通过改变刀片插入谐振腔的深度, 可连续调谐激光波长, 并在某一特殊位置, 获得稳定等强度的双波长输出. 实验中的稳定等强度双波长为 951 和 961 nm, 对应的输出功率为 32 mW. 该双波长对应的差频辐射为 3.3 THz, 具有较好的应用潜力.

关键词: 双波长, 自锁模, 半导体薄片激光器, 克尔效应**PACS:** 42.55.-f, 42.55.Px, 42.62.-b**DOI:** 10.7498/aps.71.20220483

1 引言

半导体薄片激光器 (semiconductor disk lasers, SDLs), 又称光泵浦垂直外腔面发射激光器, 结合了固体薄片激光器和半导体面发射激光器的优点, 能同时提供良好的光束质量和较高的输出功率^[1]. 与固体激光器相比, SDLs 所采用的增益介质发射波长覆盖了从 440 nm 到 5.3 μm 的宽广波段^[2], 通过频率变换还可以进入到深紫外^[3]. 与传统的边发射半导体激光器相比, SDLs 具有灵活的外腔结构, 方便在谐振腔中插入不同类型的光学元件, 进行频

率变换 (高次谐波产生、和频、差频、参量振荡等)、波长选择 (调谐、双波长输出、线宽压窄)、模式锁定等. 优良的性能使其在生物医学、激光共聚焦显微镜^[4]、原子和分子物理学、光谱学、激光钠导星等诸多方面得到了广泛应用.

双波长激光器在干涉测量^[5]、光谱分析、自由空间光通信^[6]、非线性频率变换^[7]及激光医疗等领域有重要的应用. 传统的气体激光器容易获得双波长, 但是与气体激光器相比, 固体激光器获得的双波长功率更高, 发射波长覆盖范围更宽. 除了气体和固体双波长激光器以外, 也可以在半导体激光器中获得双波长输出. SDLs 尤其具备产生双波长的

* 在渝本科高校与中科院所属院所合作项目 (批准号: HZ2021007)、国家自然科学基金 (批准号: 61904024, 61975003, 61790584, 62025506) 和重庆市教委科技计划重大项目 (批准号: KJZD-M201900502) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangt@cqnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhangpeng2010@cqnu.edu.cn

优势: 首先, SDLs 的增益带宽大, 波长可调谐广, 其产生的双波长可调谐范围也相应较宽; 其次, SDLs 的发射波长可以设计, 从而输出双波长的间隔也可以灵活调节.

在 SDLs 中获得双波长的方法很多. 2005 年, Leinonen 等^[8]在 SDLs 的单个增益芯片中使用两种不同成分的量子阱, 实现了间隔为 58 nm 的双波长, 其波长分别为 984 nm 和 1042 nm. 2007 年, Fan 等^[9]使用腔内倾斜法布里-珀罗标准具和布鲁斯特窗口, 在 V 型腔中实现间隔为 2.1 nm 的双波长. 2010 年, Hessenius 等^[10]采用线性腔和 V 腔的增益耦合, 在 SDLs 的同一个增益芯片中获得不同的输出波长. Hessenius 等^[11]在 2012 年采用双增益芯片, 在 T 型腔中实现了间隔为 35 nm 的双波长, 通过旋转滤波片, 双波长间隔可扩展到 52 nm. 同年, Scheller 等^[12]用基于衍射光栅外部反馈的 SDLs, 实现了可调谐的双波长, 双波长的差频可以从 300 GHz 调谐到 3.5 THz. 2016 年, Zhang 等^[13]在同一腔内串行两个增益芯片, 获得间隔为 10 nm 的双波长发射. 2019 年, 邱小浪等^[14]用双增益芯片, 在一个共 Y 形腔中获得 953 nm 和 1100 nm 的双波长. 2021 年, 使用刀片作为调谐元件输出双波长被报道, 其输出的双波长分别为 961 和 970 nm^[15]. 此外, 双波长 SDLs 也可以使用多重折叠腔^[16]以及在增益介质中使用空间分离模式实现^[17].

近几十年来, 皮秒量级锁模激光器的性能得到高速发展, 其短脉冲持续时间可以在时域进行高分辨率测量, 是测量高速现象的完美光源^[18]. 除此之外, 锁模激光器在时间分辨光谱学^[19]、光学互连^[20]和生物医学^[21]等领域也得到了广泛应用. 而锁模激光器包括染料激光器、气体激光器、固体激光器和半导体激光器等, 随着激光技术的发展, 染料锁模和气体锁模激光器都存在一些安全隐患, 特别是介质的泄露会危害人身安全; 固体锁模激光器在高重复频率下存在调 Q 不稳定现象; 半导体锁模激光器不存在高重复频率下的调 Q 不稳定的现象, 其重复频率可以高达几十 GHz; 光纤锁模激光器可以实现孤子锁模和谐波锁模, 获得 fs 量级的超短脉冲和高的输出功率^[22,23]. SDLs 作为一种新型的半导体激光器, 其锁模不仅有其他锁模激光器的优点, 同时还可以获得优质的光束质量和较高的峰值功率.

首次用 SDLs 实现锁模可以追溯到 2000 年.

利用半导体可饱和吸收镜 (semiconductor saturable absorber mirror, SESAM) 作为锁模器件, 通过 V 型腔获得了重复频率为 4.4 GHz 和脉冲宽度为 22 ps 的锁模脉冲输出^[24]. Maas 等^[25]在 2007 年首次演示了锁模集成外腔面发射激光器, 该实验将 SDLs 的增益区域与 SESAM 的可饱和吸收区域结合在一起, 形成了一个集成的半导体芯片, 在直腔中获得重复频率为 2.9 GHz, 脉冲宽度为 31.91 ps 的锁模脉冲. 利用 SESAM 锁模, 虽然能够获得较好的短脉冲输出, 但其加工工艺设计要求严格, 需要精确设计其吸收波长. 将 SESAM 和增益芯片集成获得的锁模器件, 虽然可在简单腔型中实现锁模, 但需要结合量子阱和量子点工艺, 极大地增加了芯片外延生长的复杂性.

2011 年, Chen 等^[26]首次在线性腔结构中演示了 SDLs 自锁模, 谐振腔内没有使用任何锁模元件, 实现了重复频率为 2.17 GHz, 持续时间为 654 fs 的输出脉冲. 2012 年, Kornaszewski 等^[27]采用复杂的六镜腔结构, 在腔内靠近输出镜的位置插入狭缝, 获得了重复频率为 210 MHz, 持续时间为 930 fs 的锁模脉冲; 在没有狭缝的情况下也可以观察到重复频率为 200 MHz, 持续时间为 1.5 ps 的锁模脉冲. 2017 年, Bek 等^[28]在线性腔中在 3.5 GHz 重复频率下实现了持续时间为 22 ps 的单脉冲, 但其输出功率较低, 只有 30 mW. 因为自锁模没有可饱和吸收镜带来的限制, 从而为锁模 SDLs 提供了更容易的途径和更宽的光谱覆盖范围.

通常 SDLs 自锁模可以用两种不同的方法实现. 第一种方法是在激光谐振腔内放置一个狭缝, 这个狭缝可以使光束的边缘产生损耗, 通过改变狭缝的大小实现锁模, 产生稳定的锁模脉冲. 另一种方法是利用泵浦光在增益芯片上分布不均匀性与克尔透镜相结合产生的非线性增益调制形成的软光阑, 腔内没有任何狭缝, 通过适当减小泵浦的光斑大小可以实现锁模^[29], 几乎与用狭缝的情况相同.

双波长锁模激光器在泵浦探针实验、太赫兹辐射产生^[30]等领域具有很大的吸引力. 固体激光器在锁模运转下可以实现双波长输出, 但它们的谐振腔通常比较复杂, 增益介质的能级跃迁也会限制双波长差的调节范围. 利用锁模 SDLs 实现双波长具有以下优点: 首先, SDLs 增益芯片拥有较大的增益带宽, 因此, 实现双波长的调谐范围较大; 其次, 利用多增益芯片还可以更加灵活地改变双波

长输出间隔. Scheller 等^[31]在 2016 年报道了 SDLs 的双波长锁模, 使用 SESAM 在 V 型腔中获得了频率差为 1 THz 的脉冲, 通过改变标准具可以调节脉冲持续时间在 6 ps 和 35 ps 之间, 但该方法的谐振腔设计比较复杂. 迄今为止, SDLs 的双波长锁模仅仅通过被动锁模实现, 而双波长自锁模还未曾报道过.

本文报道了一种双波长自锁模半导体薄片激光器. 激光器在连续运转时, 通过细微调节腔长以及泵浦能量, 可以实现稳定的锁模脉冲输出. 在锁模的基础上在谐振腔中插入普通的刀片, 在获得波长调谐的同时也得到了稳定的双波长输出.

2 SDLs 芯片的设计

实验中使用的 SDLs 增益芯片是采用金属有机化合物化学气相沉积技术 (MOCVD) 生长的. 首先在 GaAs 衬底上生长高铝含量的 AlGaAs 腐蚀阻挡层, 然后生长 GaAs 保护层. 为了防止载流子表面复合, 再生长具有高势垒的 AlGaAs 层, 接下来是由 12 个 InGaAs/GaAsP 量子阱组成的有源区. InGaAs 中 In 的含量是根据目标发射波长 980 nm 设计的. 而 GaAsP 层在有源区发挥应变补偿层和泵浦吸收层的双重作用, 因此 GaAsP 中 P 的含量必须足够用来补偿应变, 但又不能太多以至于不能吸收泵浦的能量. 由 30 对高 Al(低折射率) 和低 Al(高折射率) 组成的 AlGaAs 层交替组成分布式布拉格反射镜 (DBR), 生长在有源区上方, 其中心波长和高反射率带宽分别为 980 nm 和 100 nm. 最后整个外延片的末端是防止氧化的 GaAs 层. 在 SDLs 中, 芯片前面的半导体-空气界面和 DBR 形成一个微腔, 在有源区产生激光驻波. 为了获得高增益系数, 必须准确设计并生长每一外延层的厚度, 特别是多量子阱层, 保证每个量子阱都处于激光驻波场的波峰位置, 形成谐振周期增益结构. 外延片被划分成 4 mm × 4 mm 的增益芯片, 并在其外延端面依次镀上钛-铂-金, 然后将其键合在铜质热沉上, 最后用化学蚀刻去除芯片的衬底.

3 自锁模

自锁模实验采用简单的直线型谐振腔, 如图 1 所示, 由一个增益芯片和高反镜 (反射率为 99.9% @

980 nm, 曲率半径为 150 mm) 构成. 泵浦源是 808 nm 波长光纤耦合输出半导体激光器, 尾纤芯径 400 μm . 泵浦光通过 1:1 成像透镜以 30° 角入射到增益芯片上. 利用泵浦光斑和克尔透镜形成的软光阑, 细微调节腔长和减小泵浦光斑可观察到稳定的锁模.

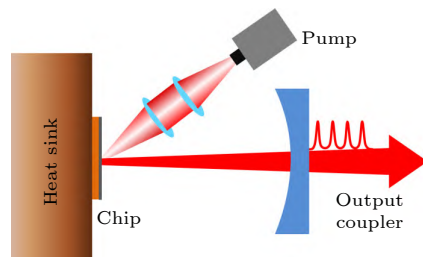


图 1 自锁模 SDLs 实验简图

Fig. 1. Schematics of the self-mode-locked SDLs.

锁模脉冲通过一个光电探测器分别和一个数字示波器、一个频谱分析仪连接进行检测. 图 2 显示了用 10 GHz 带宽、50 Gs/s (1 Gs = 10^{-4} T) 采样率的示波器测量的锁模脉冲序列, 上方的插图是在更宽的时间范围内的观测结果. 从图 2 中可以看出, 脉冲的周期约为 1 ns, 幅度一致性好, 没有其他任何调制性包络存在, 说明实现了较为稳定的连续锁模.

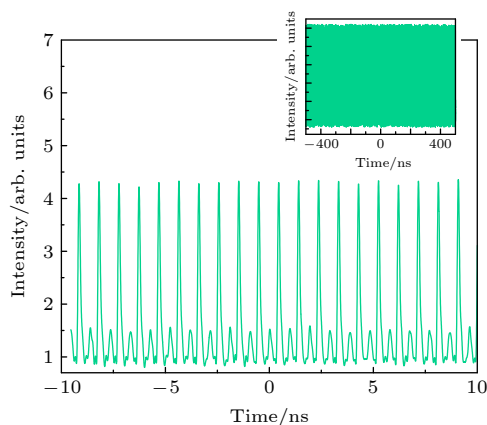


图 2 自锁模 SDLs 输出的连续脉冲序列, 其上部插图为 1 μs 的时间扩展范围上的结果

Fig. 2. The continuous-wave mode-locked pulse of the self-mode-locked SDLs. The upper inset is the results in the time extended range of 1 μs .

图 3 是用 7.5 GHz 带宽的射频频谱仪测量得到的锁模脉冲的重复频率, 其基频信号的信噪比接近 40 dB, 频率为 1.1 GHz, 与自锁模 SDLs 的 135 mm 谐振腔长对应, 即为锁模脉冲的重复频率. 频谱中的其余信号均为基频信号的高次谐波. 频谱

信号中不存在其他任何拍频信号, 从另一个角度表明了锁模脉冲的稳定性和连续性较为良好.

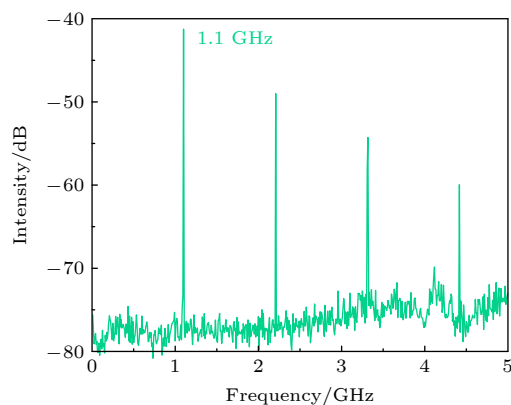


图 3 锁模脉冲的射频频谱, 其中 1.1 GHz 的基频信号即为脉冲的重复频率, 该值与自锁模 SDLs 的 135 mm 谐振腔长度严格对应

Fig. 3. The RF spectrum of mode-locked pulse train, in which the fundamental frequency signal of 1.1 GHz is the repetition frequency of the mode-locked pulses, which strictly corresponds to the 135 mm resonator cavity length of the self-mode-locked SDLs.

锁模脉冲的自相关测量结果如图 4 所示, 所用自相关仪的扫描范围是 195 ps, 分辨率为 5 fs. 通过高斯拟合, 得到的脉冲的半高全宽度 (full width half maximum, FWHM) 为 4.3 ps.

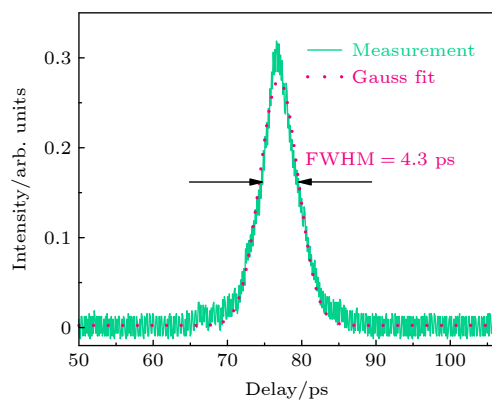


图 4 锁模脉冲的自相关测量结果

Fig. 4. Autocorrelation trace of the mode-locked pulses.

图 5 是锁模激光的光谱, 谱线的半高宽 (FWHM) 为 1.09 nm. 结合图 4 的脉冲宽度, 得到锁模脉冲的时间带宽积为 1.51, 几乎是高斯型脉冲的傅里叶变换极限对应的时间带宽积 (0.441) 的 4 倍, 说明了在锁模脉冲中包含了比较大的啁啾成分, 这可能是由于增益芯片有源区内的非线性折射率导致的.

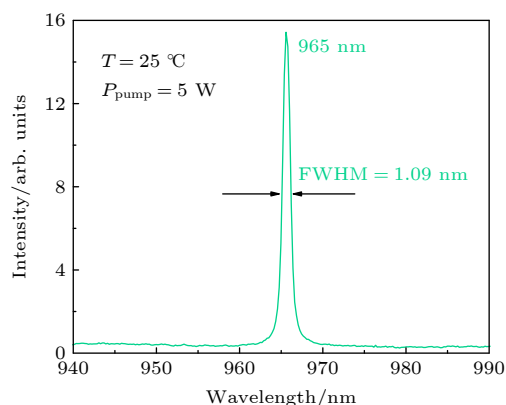


图 5 自锁模 SDLs 的激光光谱

Fig. 5. Laser spectrum of the self-mode-locked SDLs.

SDLs 输出功率随泵浦功率的变化关系如图 6 所示. 从图 6 中可以看出, 自锁模与激光器的泵浦功率有关. 当泵浦功率小于 5 W 或大于 6.6 W 时, 均不能获得稳定的锁模. 这表明, 过低的功率不足以在增益芯片内形成锁模需要的克尔效应, 因而不能启动锁模过程. 同时, 因为自锁模 SDLs 中的软光阑是依赖泵浦光斑形成的, 是固定不变的, 所以过高的功率, 或者说过强的克尔效应, 同样可能会使光阑失去作用, 因此不能维持稳定的锁模状态. 当泵浦功率为 6.6 W 时, 测得的锁模激光的平均输出功率为 323.9 mW, 对应脉冲的峰值功率为 68 W.

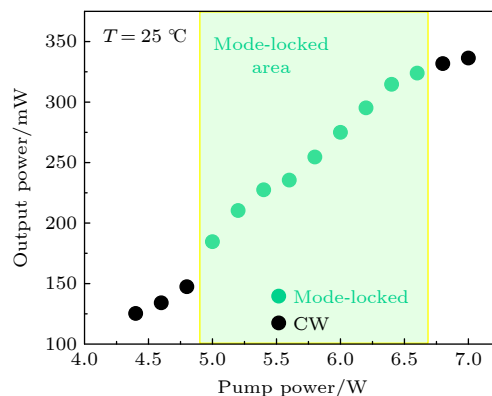


图 6 SDLs 的输出功率随泵浦功率变化曲线

Fig. 6. Output power of the SDLs versus pump power.

当锁模激光器的输出功率为 300 mW 时, 测得的光束质量 M^2 因子如图 7 所示, X 方向为 1.03, Y 方向为 1.00, 表明了锁模激光器输出的是接近衍射极限的高斯光束.

SDLs 的自锁模机制可以理解为增益芯片有源区的非线性克尔效应和泵浦光强度分布的不均匀

相结合. 克尔效应折射率可以表示成如下形式:

$$n = n_0 + I n_2, \quad (1)$$

式中, n_0 是线性折射率, n_2 是非线性折射率系数, I 为激光脉冲的强度. 本实验涉及的 GaAs 系半导体材料的非线性折射率 n_2 近似地与泵浦光强度成线性关系. 当泵浦光强度为 0 时, 非线性折射率是一个负值, 但随着泵浦光强度的增加, 非线性折射率由负向正变化. 从空间上看, 高斯光束在横截面上的光强分布是中间强、边缘弱, 从而使介质折射率形成类似的分布, 进而构成一个汇聚透镜, 产生光束聚焦效应. 光强的大小对应着焦距的长短: 光强大的区域对应的焦距短, 被聚焦成光斑较小的光束, 光强小的区域对应的焦距长, 被聚焦成光斑较大的光束. 增益芯片中泵浦光强度分布的不均匀和克尔效应相结合产生一种非线性增益调制, 就像在芯片上加了一个光阑, 称为软光阑. 光强大的部分光斑小, 通过光阑时损耗小, 净增益大; 光强低的部分光斑半径大, 通过光阑时损耗大. 上述对低强度部分进行的滤波, 相当于光脉冲在时域上不断被压缩, 频域不断被展宽, 产生脉冲很窄的初始锁模脉冲. 当谐振腔内的脉冲窄化机制与其他的脉冲展宽机制到达动态平衡后, 即可获得稳定的连续锁模脉冲输出.

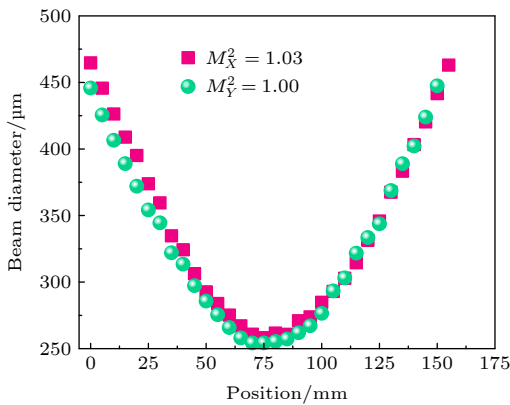


图 7 锁模 SDLs 的光束质量 M^2 因子

Fig. 7. Beam quality M^2 factor of the mold-locked SDLs.

4 双波长的获得

在获得稳定的锁模脉冲后, 在谐振腔中插入一个刀片, 将它看成一个半狭缝装置, 作为损耗元件. 为了得到更好的模式鉴别能力, 实验中把刀片尽可能地靠近输出耦合镜, 如图 8 所示.

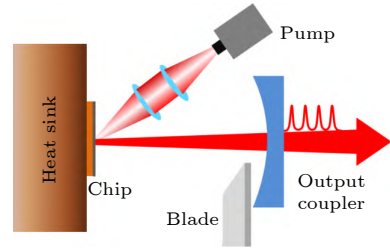


图 8 用于获得双波长的 SDLs 结构简图

Fig. 8. Schematics of the dual-wavelength SDLs.

随着刀片插入腔内深度的逐渐增加, 激光的输出波长发生连续的改变, 激光器的输出功率也随之变化. 图 9 列出了当泵浦功率固定为 5.5 W 时, 上述波长调谐过程中的部分激光波长和对应的输出功率. 图 9 中, 激光的初始振荡波长为 965 nm. 随着刀片插入腔内深度的增加, 激光波长连续地向短波长方向发生改变. 在输出波长减小到 961 nm 时, 腔内开始出现第 2 个振荡模式 (951 nm). 在此之后两个振荡模式一直共存, 并随刀片插入量的增加, 长波长模式 (961 nm) 逐渐减弱, 短波长模式 (951 nm) 则逐渐增强, 两者在某一位置时达到强调基本相当, 此时对应的激光输出功率为 32 mW. 继续增加刀片的插入量, 会使长波长模式逐渐减弱直至消失, 只剩下短波长模式维持振荡. 因为刀片的插入造成了腔内的损耗增加, 所以当刀片的插入深度增加到一定数值时, 短波长的激光模式也会逐渐减弱直到最后熄灭. 实验中获得的双波长分别为 951 nm 和 961 nm, 二者对应的差频辐射为 3.3 THz, 具有众多的应用前景.

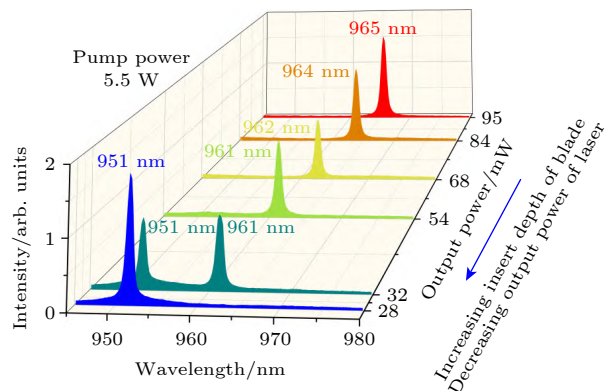


图 9 泵浦功率为 5.5 W 时, SDLs 的波长调谐和双波长输出, 及其相应的输出功率

Fig. 9. Wavelength tuning and dual-wavelength output of the SDLs, and the corresponding output power when the pump power is set as 5.5 W.

实验中之所以能够获得稳定的双波长输出, 是因为 SDLs 的量子阱增益谱本身较宽, 再加之外延生长过程中引入了多量子阱的材料组分和量子阱宽度在一定程度上的波动, 以及电子-声子的相互作用, 和材料本身的缺陷等因素, 都使得 SDLs 的增益谱被非均匀地展宽, 最终使 SDLs 的增益谱较一般固体激光增益介质的增益谱带宽而平坦, 意味着 SDLs 的腔内可能允许存在多个相互竞争的纵模振荡. 此时如果引入一种可调机制降低初始振荡模式的增益, 使其失去竞争优势, 最初被抑制的模式增益就有可能增加, 从而在腔内形成稳定振荡, 两种模式的增益相同时, SDLs 就有可能同时输出两个波长. 其双波长的间隔可能从几纳米到十几纳米, 甚至几十纳米不等.

本实验中, 输出镜上激光的光斑直径可表示为

$$\omega^2 = \frac{4\lambda L}{\pi} \sqrt{L/(R-L)}, \quad (2)$$

其中 L 为谐振腔长度; λ 为激光波长; R 是耦合输出镜的曲率半径. 实验中刀片的位置尽量靠近输出镜放置, 所以刀片所在位置的激光光斑大小可近似地认为由 (2) 式确定. 由 (2) 式可知, 波长较短的激光振荡模式光斑直径比波长较长的模式小. 实验中插入谐振腔的刀片提供了一种可调损耗机制, 当其垂直插入腔内时, 光斑半径大的模式 (长波长) 受到的损耗比光斑半径小的模式 (短波长) 更大, 因此, 原来已经形成振荡的较长波长的模式受到更大的损耗, 从而被抑制; 而原来没有起振的更短波长的模式, 则在新的模式竞争中胜出, 形成振荡. 这便促成了波长的改变. 由于刀片的插入量是连续变化的, 所以上述对波长的调谐作用也是连续的. 当刀片处于某一特定位置时, 可能存在两种模式有相同的增益, 此时即可在腔内形成两种模式振荡的共存, 输出稳定的双波长激光. 法布里-珀罗标准具 (Fabry-Perot, F-P) 也可作为腔内调谐元件实现双波长的输出. F-P 片可以对激光波长进行调谐是因为在一定的入射角下, 不同的激光波长 (模式) 有不同的透过率, 即 F-P 片对不同的模式有不同的损耗. 与刀片调谐并产生双波长不同, F-P 片存在自由光谱范围的限制, 其对波长的调谐是不连续的. 其次, 产生双波长时, 用 F-P 片获得的双波长强度并不总是均等的.

图 10 是获得双波长时测量的锁模脉冲的波形, 图 11 是测得的锁模脉冲的重复频率. 在双波

长产生之前和之后的整个过程中, 观察到示波器上的连续脉冲序列图和频谱仪上的重复频率没有发生明显的变化, 因此可以认为在调谐产生双波长的过程中连续脉冲序列和重复频率是保持不变的. 这也是可以理解的, 因为时域上的脉冲序列和锁模脉冲的频谱均不能反映出波长相关的信息.

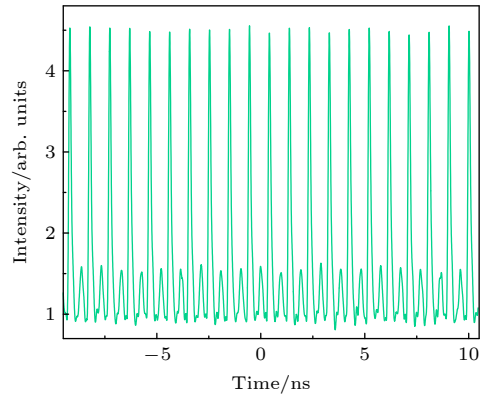


图 10 双波长 SDL 自锁模输出的连续脉冲序列

Fig. 10. Pulse train of the dual-wavelength continuous-wave self-mode-locked SDL.

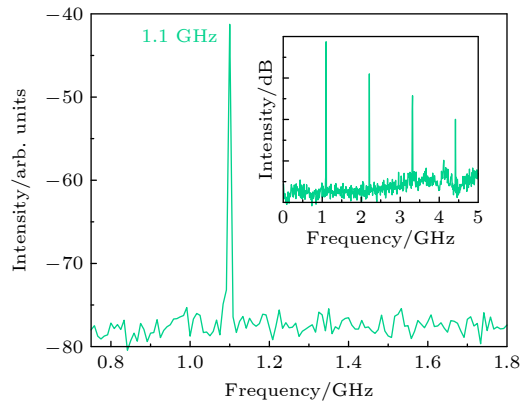


图 11 双波长锁模脉冲的射频频谱, 其中的插图显示了四次谐波

Fig. 11. RF spectrum of the dual-wavelength mode-locked pulse train. The inset shows harmonics up to fourth.

5 结 论

实验获得了一种双波长输出的稳定连续自锁模半导体薄片激光器. 利用增益芯片有源区的非线性克尔效应, 结合泵浦光斑在激光芯片上形成的软光阑, 实现稳定连续的自锁模运转, 输出脉冲的时间宽度为 4.3 ps, 重复频率为 1.1 GHz, 最大输出功率为 323.9 mW. 然后在谐振腔内垂直于光轴的方向上插入刀片, 引入一个与波长相关的损耗机

制, 通过改变刀片插入谐振腔的深度, 对激光波长进行连续调谐, 并在某一确定位置, 获得等强度的双波长输出. 实验获得的稳定等强度双波长分别为 951 nm 和 961 nm, 对应的输出功率为 32 mW. 上述双波长输出严格满足同轴条件, 且相干性能良好, 可用于差频产生, 其对应的频率为 3.3 THz, 可广泛应用于雷达、遥感、国土安全与反恐、大气与环境监测等各个方面.

参考文献

- [1] Guina M, Rantamäki A, Härkönen A 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 383001
- [2] Rahimi-Iman A 2016 *J. Opt.-UK*. **18** 093003
- [3] Calvez S, Hastie J E, Guina M, Okhotnikov O G, Dawson M. D 2009 *Laser Photonics Rev.* **3** 407
- [4] Esposito E, Keatings S, Gardner K, Harris J, Riis E, McConnell G 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 083702
- [5] Wang C L, Chuang Y H, Pan C L 1995 *Opt. Lett.* **20** 1071
- [6] Khalighi M A, Uysal M 2014 *IEEE Commun. Surv. Tutorials* **16** 2231
- [7] Chen Y F, Tsai S W, Wang S C, Huang Y C, Lin T C, Wong B C 2002 *Opt. Lett.* **27** 1809
- [8] Leinonen T, Morozov Y A, Harkonen A, Pessa M 2005 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17** 2508
- [9] Fan L, Fallahi M, Hader J, Zakharian A R, Moloney J V, Stolz W, Koch S W, Bedford R, Murray J T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 181124
- [10] Hessenius C, Terry N, Fallahi M, Moloney J, Bedford R 2010 *Opt. Lett.* **35** 3060
- [11] Hessenius C, Lukowski M, Fallahi M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 121110
- [12] Scheller M, Koch S W, Moloney J V 2012 *Opt. Lett.* **37** 25
- [13] Zhang F, Gaafar M, Möller C, Stolz W, Koch M, Rahimi-Iman A 2016 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28** 927
- [14] Qiu X L, Wang S S, Zhang X J, Zhu R J, Zhang P, Guo Y H Y, Song Y R 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 114204 (in Chinese) [邱小浪, 王爽爽, 张晓健, 朱仁江, 张鹏, 郭于鹤洋, 宋晏蓉 2019 *物理学报* **68** 114204]
- [15] Zhang P, Mao L, Zhang X, Wang T, Wang L, Zhu R 2021 *Opt. Express* **29** 16572
- [16] Scheller M, Baker C W, Koch S W, Moloney J V, Jones R J 2017 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **29** 790
- [17] De S, Baili G, Alouini M, Harmand J C, Bouchoule S, Bretenaker F 2014 *Opt. Lett.* **39** 5586
- [18] Tilma B W, Mangold M, Zaugg C A, Link S M, Waldburger D, Klenner A, Mayer A S, Gini E, Golling M, Keller U 2015 *Light-Sci. Appl.* **4** e310
- [19] Good J T, Holland D B, Finneran I A, Carroll P B, Kelley M J, Blake G A 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 103107
- [20] Miller D A B 2000 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1312
- [21] Keller U 2003 *Nature* **424** 831
- [22] Liu X, Yao X, Cui Y 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 023905
- [23] Liu X, Pang M 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1800333
- [24] Hoogland S, Dhanjal S, Tropper A C, Roberts J S, Haring R, Paschotta R, Morier-Genoud F, Keller U 2000 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **12** 1135
- [25] Gaafar M A, Rahimi-Iman A, Fedorova K A, Stolz W, Rafailov E U, Koch M 2016 *Adv. Opt. Photonics* **8** 370
- [26] Chen Y F, Lee Y C, Liang H C, Lin K Y, Su K W, Huang K F 2011 *Opt. Lett.* **36** 4581
- [27] Kornaszewski L, Maker G, Malcolm G P A, Butkus M, Rafailov E U, Hamilton C J 2012 *Laser Photonics Rev.* **6** L20
- [28] Bek R, Großmann M, Kahle H, Koch M, Rahimi-Iman A, Jetter M, Michler P 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 182105
- [29] Albrecht A R, Wang Y, Ghasemkhani M, Seletskiy D V, Cederberg J G, Sheik-Bahae M 2013 *Opt. Express* **21** 28801
- [30] Cong Z, Tang D, De Tan W, Zhang J, Xu C, Luo D, Xu X, Li D, Xu J, Zhang X, Wang Q 2011 *Opt. Express* **19** 3984
- [31] Scheller M, Baker C W, Koch S W, Moloney J V 2016 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28** 1325

Dual-wavelength self-mode-locked semiconductor disk laser^{*}Shen Xiao-Hong¹⁾ Zeng Ying-Ying¹⁾ Mao Lin¹⁾ Zhu Ren-Jiang¹⁾Wang Tao^{1)†} Luo Hai-Jun¹⁾ Tong Cun-Zhu²⁾ Wang Li-Jie²⁾Song Yan-Rong³⁾ Zhang Peng^{4)‡}¹⁾ (*College of Physics and Electronic Engineering, Chongqing Normal University, Chongqing 401331, China*)²⁾ (*Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China*)³⁾ (*College of Applied Sciences, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China*)⁴⁾ (*National Center for Applied Mathematics, Chongqing Normal University, Chongqing 401331, China*)

(Received 17 March 2022; revised manuscript received 30 June 2022)

Abstract

Dual-wavelength mode-locked lasers can be widely used in optical communication, pump-probe experiment, nonlinear frequency conversion, etc. In this paper, a dual-wavelength self-mode-locked semiconductor disk laser is reported for the first time, to the best of our knowledge. A simple linear resonator is formed by using a high reflectivity distributed Bragg reflector at the bottom of the gain chip, and an external output mirror; the cavity length is about 135 mm, with no need of additional inserted elements. Based on the Kerr effect of the gain medium and the soft aperture formed by the pump spot on the gain chip, along with the fine adjustment of cavity length and pump intensity, the mode-locking process can be started from the free running and the stable self-mode-locking can be realized. The mode-locked pulse width is 4.3 ps, the repetition rate is 1.1 GHz, and the maximum output power is 323.9 mW, which corresponds to a peak power of 68 W. After the laser is mode locked, a readily available blade, which can introduce a wavelength-dependent loss for different laser modes, resulting in a larger cavity loss for a longer-wavelength mode and a smaller cavity loss for a shorter-wavelength mode, is used as a wavelength tuning element, and is inserted into the cavity in the direction perpendicular to the optical axis of the resonator. By changing the depth of the blade inserted into the cavity, the laser wavelength can be continuously tuned from the initial oscillating wavelength (longer-wavelength) to a shorter wavelength, a stable dual-wavelength output with equal intensity can be obtained at a specific position, and the stable continuous-wave mode-locking can be maintained simultaneously. The steady dual-wavelengths in the experiment are 951 and 961 nm, and the corresponding output power is 32 mW. The above dual-wavelength outputs have good coherence since they are stimulated radiations from the same gain chip. Meanwhile, they have relatively high peak power and strictly meet the coaxial conditions, and these are all advantages for the difference frequency generation (DFG). The frequency of the DFG in the experiment is approximately 3.3 THz, which can be widely used in laser radar, remote sensing, homeland security, counter-terrorism, atmospheric and environmental monitoring and other areas.

Keywords: dual-wavelength, self-mode-locking, semiconductor disk lasers, Kerr effect**PACS:** 42.55.-f, 42.55.Px, 42.62.-b**DOI:** 10.7498/aps.71.20220483

^{*} Project supported by the Cooperation Project between Chongqing Local Universities and Institutions of Chinese Academy of Sciences, Chongqing Municipal Education Commission (Grant No. HZ2021007), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61904024, 61975003, 61790584, 62025506), and the Science and Technology Research Program of Chongqing Municipal Education Commission, China (Grant No. KJZD-M201900502).

[†] Corresponding author. E-mail: wangt@cqu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zhangpeng2010@cqu.edu.cn