

文章编号: 1001-3806(2014)01-0006-05

1.3 μm 波段单横模大功率输出量子点激光器

宗 磊, 王 英

(上饶师范学院 小教分院, 上饶 334000)

摘要: 为了制备大功率、单横模输出的量子点激光器, 对有源多模干涉波导结构进行了研究。通过优化器件结构设计, 采用 1×1 型有源多模干涉波导结构, 以均匀多层 InAs/InGaAs/GaAs 量子点材料作为有源区, 制备了 $1.3 \mu\text{m}$ 波段的有源多模干涉结构量子点激光器。连续电流注入条件下的测试结果表明, 与传统的均匀波导结构器件相比, 有源多模干涉结构器件具有更低的串联电阻和更好的散热性能; 在连续电流为 0.5 A 的小注入情况下, 器件的输出功率可达 114 mW 、中心波长为 1332 nm 。结果表明, 有源多模干涉结构器件是制备大功率、单横模输出光发射器件的一种有效的器件结构。

关键词: 激光器; 量子点; 单横模; 有源多模干涉

中图分类号: TN248; O472+.3

文献标志码: A

doi:10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2014.01.002

High output power single transverse mode quantum dot lasers at $1.3 \mu\text{m}$

ZONG Lei, WANG Ying

(Primary Education College Affiliated, Shangrao Normal University, Shangrao 334000, China)

Abstract: An active multi-mode-interferometer (MMI) waveguide configuration was introduced and designed for single transverse mode laser diode with high output power. By using InAs/InGaAs/GaAs quantum dots (QD) as the active region, $1.3 \mu\text{m}$ QD laser diode with the 1×1 MMI waveguide configuration was fabricated. It was demonstrated that the QD laser diode with the active MMI configuration exhibited improved heat dissipation and optical performance compared to the device with regular uniform waveguide structure. At a continuous wave injection current of 0.5 A , a high output power of 114 mW was obtained from the narrow waveguide while the laser diode emitting at 1332 nm . The systematic study shows that the device with MMI waveguide configuration is instructive device for the fabrication of single transverse mode light emitting devices with high output power.

Key words: lasers; quantum dot; single transverse mode; active multimode interferometer

引 言

$1.3 \mu\text{m}$ 波段是国际电信联盟规定的光纤通信领域最主要的波段之一, 被用于城际网和接入网的信息传输。砷化镓量子点材料在制备 $1.3 \mu\text{m}$ 波段的高稳定性、非制冷、低成本光发射器件, 尤其是量子点激光器方面具有巨大潜力, 是目前国际上公认的光纤通信领域最有发展前途的光电材料之一^[1-2]。实际应用中, 为了使光源与单模光纤(纤芯直径为微米量级)有高的耦合效率, 器件必须为单横模输出, 所以需要器件的波导宽度进行严格的

控制^[3]。例如对于砷化镓体系量子点材料外延结构, 器件实现单横模输出须保证波导宽度小于 $5 \mu\text{m}$ 。但是对于常见的均匀波导结构器件, 较窄的波导宽度也就表示减小了器件的增益面积, 所以器件很难实现大的输出功率。加宽波导宽度、增大器件的增益面积, 可以有效提高器件的输出功率, 但是器件将无法实现单横模输出, 直接导致与单模光纤的耦合效率降低。为克服这一限制, 有研究证实采用有源多模干涉(multimode interferometer, MMI)波导结构可以实现大功率的单横模输出器件^[4-5]。

MMI 波导结构器件由 1 个多模波导和若干个分别用于输入、输出的单模波导构成。根据输入、输出波导的数量(分别用 M, N 表示)不同, 可将 MMI 器件表示成 $M \times N$ 型。其中 1×1 型有源 MMI 结构在制备大功率、单横模输出的光发射器件时经常使

作者简介: 宗 磊(1979-), 男, 硕士, 讲师, 主要研究方向为纳米功能材料与器件。

E-mail: phylxk@163.com

收稿日期: 2013-03-25; 收到修改稿日期: 2013-04-07

用。1998年, HAMAMOTO 等人^[4]采用 1×1 型有源 MMI 结构制备了单横模输出的 InGaAs/InP 激光器, 其最大输出功率比传统的单横模器件提高了 40%。此后有关有源 MMI 结构光发射器件的进一步研究相继开展。2000年, HAMAMOTO 等人^[6]制备出了首个 MMI 结构的半导体光放大器件, 与传统结构器件相比, 该器件的最大增益提高了 2dB, 饱和输出功率提高了 5dB。2004年, OHYA 等人^[5]制备的单横模输出的 MMI 结构激光器在小于 2V 的驱动电压下, 输出功率大于 1W。以上研究结果证实 1×1 型有源 MMI 结构是制备大功率、单横模输出的光发射器件的一种有效的器件结构。

本文中对有源 MMI 波导结构器件进行了研究, 以制备大功率、单横模输出的量子点激光器。通过优化器件结构和制备工艺, 采用均匀多层 InAs/InGaAs/GaAs 量子点材料作为有源区, 成功制备了 1.3μm 波段的有源 MMI 结构量子点激光器。连续电流注入条件下的测试结果表明, 与传统的均匀波导结构器件相比, MMI 结构器件具有更低的串联电阻和更好的散热性能, 有利于缓解器件在连续电流注入下的输出功率饱和。在连续电流为 0.5A 的小注入情况下, 器件的输出功率可达 0.75W、中心波长为 1332nm。本文中对 MMI 结构器件的系统研究可以为制备大功率、单横模输出的光发射器件提供参考。

1 多模干涉波导的自镜像原理

MMI 器件的基本工作原理是基于自镜像效应, 可以简单地描述为: 输入光场在多模波导中激励起多个模式, 在各模式之间发生互相干涉, 由此沿光波的传播方向周期性地产生输入光场的一个或多个像^[7-8]。早在 1972 年, MARCUSE^[9]就发现渐变折射率波导可以周期性地产生物体的实像。1973 年, BRYNGDAHL^[10]提出均匀折射率平板波导中也存在自镜像效应, 随后 ULRICH 等人^[11-12]对这一原理作了进一步阐述。

MMI 结构的关键部分是一段能够传输多个模式(一般大于 3 个)的多模波导。分析光在多模波导中传播时, 利用有效折射率法可以将 3 维波导简化为 2 维波导^[13-15]。在图 1 所示的多模波导中, 波导的宽度为 W , 波导区的有效折射率为 n_r , 两侧限制层的有效折射率为 n_c , 波导区的光场分布 $E(x, z)$ 可以通过本征模的线性叠加表示为:

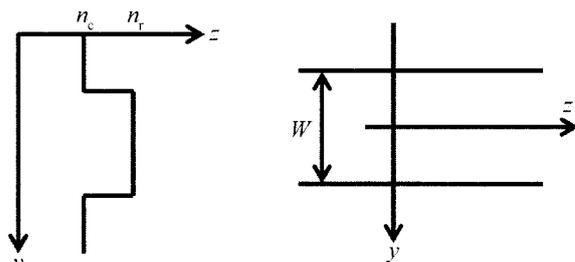


Fig. 1 Schematics of multimode waveguide configuration

$$E(x, z) = \sum_{i=0}^{m-1} C_i \psi_i(x) \exp[j(\omega t - \beta_i z)] \quad (1)$$

式中, x 表示横向; z 表示传播方向; β_i 分别表示第 i 阶本征模的传播常数, i 取 0 到 $m-1$ 之间的整数, m 是多模波导支持的模数; ψ_i 为第 i 阶本征模的光场分布; C_i 是场的激励系数。

横向波数 k_{xi} 、传播常数 β_i 和波导的有效折射率 n_r 满足下面的色散关系:

$$k_{xi}^2 + \beta_i^2 = k_0^2 n_r^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 n_r^2 \quad (2)$$

式中, λ_0 为真空中的光波长, k_0 为 λ_0 对应的波数。

根据本征模的形成条件, 光模场的分量在波导内须形成驻波, 其来回传播 1 周的相位差应为 2π 的整数倍。考虑在波导边界处由于全反射造成的相位差 π , 得到:

$$k_{xi} = \frac{(i+1)\pi}{W_{e,i}} \quad (3)$$

式中, $W_{e,i}$ 为考虑了波导边界处 Goos-Hahnchen 位移后的等效波导宽度。不同导模由 Goos-Hahnchen 位移引起的横向穿透深度展宽不同, 因此 $W_{e,i}$ 不同。一般可以用基模的等效宽度近似各导模的等效宽度。多模波导的等效宽度 $W_{e,i}$ 可以表示为:

$$W_{e,i} \approx W_e = W + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^{2\sigma} (n_r^2 - n_c^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (4)$$

对于 TE 和 TM 偏振, σ 分别取 0 和 1。由此,

$$\beta_i = k_0 n_r \left[1 - \left(\frac{\lambda_0(i+1)}{2n_r W_e}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

考虑到 $k_{xi}^2 \ll k_0^2 n_r^2$, 进而可以得到:

$$\beta_i \approx k_0 n_r - \frac{(i+1)^2 \pi \lambda_0}{4n_r W_e^2} \quad (6)$$

由上式可以看出, 传播常数 β_i 与各阶导模的阶数 i 的 2 次方成正比, 与波导的等效宽度 W_e 的 2 次方成反比。

定义 L_π 为两个最低阶模 $i=0, 1$ 的拍长, 则:

$$L_\pi \cong \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \approx \frac{4n_r W_e^2}{3\lambda_0} \quad (7)$$

由此传播常数差便可以表示成:

$$\beta_0 - \beta_i \approx \frac{i(i+2)\pi}{3L_\pi} \quad (8)$$

略去光场分布 $E(x, z)$ 式中的时间因子 $\exp(j\omega t)$, 不会对多模波导的成像规律产生影响。以基模的相作为求和的共同因子, 则光场分布可以表示为:

$$E(x, z) = \sum_{i=0}^{m-1} C_i \psi_i(x) \exp\left[j \frac{i(i+2)\pi}{3L_\pi} z\right] \quad (9)$$

由上式可以看出, 光在多模波导内传播时, 沿传播方向 z 会以 $3L_\pi$ 为周期循环产生输入场的像, 此即多模干涉波导的自镜像原理。

也就是说, 若 $L = p(3L_\pi)$, $p = 0, 1, 2, \dots$, 则在 $z + L$ 处会形成 z 处的像。当 p 为偶数时, 光场为输入光场的正像; 当 p 为奇数时, 光场为输入场的反演像。除了在 L 等于 $3L_\pi$ 的整数倍处可以得到输入场的单个像外, 在 $L = \frac{p}{N}(3L_\pi)$, $p \geq 0, N \geq 1$, 两者互质, 还可以得到输入场的 N 重像。

由此多模波导中传播的光场, 成像数目由 N 决定, p 则表示成像位置沿传播方向 z 可能的周期分布, 为了使设计的器件尽量短, 通常取 $p = 1$ 。另外, 实际设计 MMI 器件时, 通过限定输入光场的位置及分布, 可以使输入光场在多模波导内发生限制性干涉而只激励起一部分导模, 进而模相位因子长度周期减少, 由此可以减小器件的设计尺寸, 更有利于满足实际应用的需要。例如输出场的位置限定在 $x = 0$ 即多模波导的横向中心时, 输入的偶对称光场在多模波导内发生对称干涉, 激发的模式满足 $[i(i+2)]$ 始终能被 4 整除, 即只激发 i 为偶数的模式, 而对于 i 为奇数的模式, 激励系数 $C_i = 0$ 。此时, 光场分布函数 $E(x, z)$ 中模相位因子长度周期减小为一般干涉的 $1/4$ 。由此输入光场的单像和多像的位置分别为:

$$L = p\left(\frac{3}{4}L_\pi\right), (p = 0, 1, 2, \dots) \quad (10)$$

$$L = \frac{p}{N}\left(\frac{3}{4}L_\pi\right), (p \geq 0, N \geq 1, \text{两者互质}) \quad (11)$$

2 1×1 型多模干涉器件设计

1×1 型 MMI 波导结构是制备大功率、单横模有源器件常用的结构^[7-10], 本文中该结构被用来制备大功率、单横模输出的量子点激光器。

根据多模波导的自镜像原理, 设计 1×1 型 MMI

波导结构器件时, p 和 N 均取为 1, 多模波导的最小长度为:

$$L = \frac{3}{4}L_\pi = \frac{n_r W_e^2}{\lambda_0} \quad (12)$$

在设计和制备 MMI 波导结构器件时, 几何尺寸保留一个较为宽松的设计容差是非常重要的, 这不仅影响器件制备时对器件结构参数的控制, 而且直接影响到器件的性能。参考文献[13]中对多模干涉器件的设计容差进行了研究, 将输入场的像看作是 高斯光束在成像位置 L 处聚焦, 由于位置 L 的变化 ΔL 而产生的光损耗可以通过评估光束与输出波导模场的交叠程度进行评估。分析发现, 光损耗为 0.5dB 时, ΔL 近似等于所谓瑞利长度范围, 即:

$$\Delta L \approx \frac{\pi n_r w_0^2}{4\lambda_0} \quad (13)$$

式中, w_0 为高斯光束的束腰, 等于输入光场振幅的 $\frac{1}{e}$ 处全宽。设输入光场波长为 λ , $\Delta\lambda$ 表示光波长的变化范围, 将光损耗为 0.5dB 时 $\Delta L, \Delta W_e, \Delta n_r$ 分别定义为 MMI 波导的长度容差、宽度容差、折射率容差, 则有以下关系:

$$\frac{\Delta L}{L} = 2 \frac{\Delta W_e}{W_e} \approx \frac{|\Delta\lambda|}{\lambda} \approx \frac{\Delta n_r}{n_r} \quad (14)$$

由上式可以看出, 尽量减小多模波导的长度可以为 MMI 波导的其它参量提供更大的设计容差。另外, 对于给定的多模波导设计和固定输入光波长, 增加输入波导的宽度可以增大多模波导的设计容差。设计锥形结构的输入波导也是一种增大 MMI 器件的设计容差的有效方法^[16]。

3 器件制备与性能测试

采用分子束外延技术 (molecular beam epitaxy, MBE) 生长的均匀多层 InAs/InGaAs/GaAs 量子点外延结构作为器件有源区, 制备 1.3μm 波段的量子点激光器。器件采用 1×1 型 MMI 波导结构, 其中多模波导的宽度为 10μm, 输入、输出端为 5μm 宽的窄波导, 器件总腔长为 2mm。为进行对比分析, 采用相同的材料结构同时制备了波导宽度为 5μm 的均匀波导结构激光器, 器件腔长同样选取为 2mm。器件制备完成后, 为了有利于散热, 倒装焊在无氧铜热沉上, 然后在室温下对器件进行功率-电流 ($P-I$) 特性、电致发光 (electroluminescence, EL) 光谱等性能测试。

图 2 为两种不同波导结构激光器在连续电流注

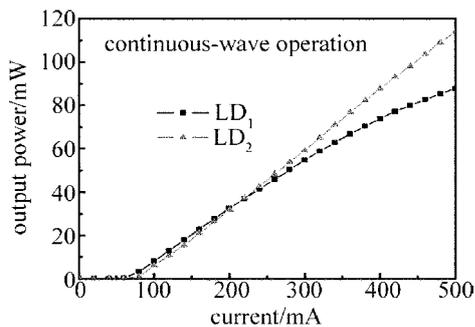


Fig. 2 P - I characteristics of the devices LD_1 and LD_2 under continuous-wave operation

入下的 P - I 特性曲线对比。从图中可以发现,注入电流在 $0\text{mA} \sim 200\text{mA}$ 时,有源 MMI 波导结构器件 LD_2 的输出功率要小于均匀波导结构器件 LD_1 ,这是因为相同的注入电流下,均匀波导结构器件 LD_1 的注入电流密度要高于 MMI 结构器件 LD_2 ;而注入电流继续增大($200\text{mA} \sim 500\text{mA}$)时,器件 LD_1 的输出功率开始出现饱和现象,器件 LD_2 的输出功率逐渐超过器件 LD_1 。这是由于大的连续注入电流密度下器件 LD_1 的有源区出现明显的自热效应引起的。而从器件 LD_2 的 P - I 曲线并没有观察到输出功率的饱和现象, 0.5A 连续电流注入下,器件的输出功率为 114mW 。由此可以看出,有源 MMI 结构器件 LD_2 与均匀波导结构器件 LD_1 相比具有更好的散热性能。这应该归功于以下两个方面的原因:首先,MMI 结构器件增大了器件有源区的面积,同时增大了器件有源区到热沉的热通道,减小了器件的热阻;另外,MMI 结构器件具有更低的器件串联电阻,降低了器件的产热。

图 3 为有源 MMI 波导结构器件 LD_2 在不同连续电流注入下的 EL 光谱。从图中可以看出,在 $10\text{mA} \sim 500\text{mA}$ 的测试电流下,器件发光的中心波长始终位于 $1.33\mu\text{m}$ 附近。注入电流为 10mA 时,激光器工作在阈值电流以下,发光的中心波长位于

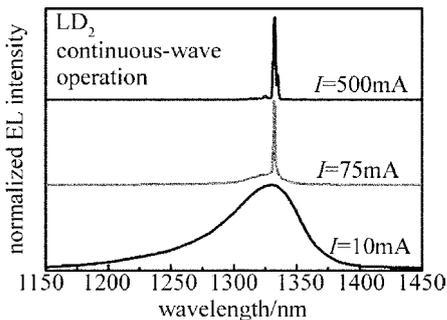


Fig. 3 EL spectra of the active MMI device LD_2 at different injection currents under continuous wave operation

1330nm ,光谱宽度 69nm ,对应 $\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ 量子点的基态发光。随着注入电流增大到 75mA ,激光器发生激射,激射波长位于 1332nm 。继续增大电流至 0.5A ,激光器的激射波长依然位于 1332nm ,此时器件的输出功率为 114mW 。

4 结论

为制备大功率、单横模输出的量子点激光器,对有源 MMI 波导结构器件进行了研究,详细分析了 MMI 波导结构的工作原理、结构设计及工艺容差。通过优化器件结构参量,采用 1×1 型有源 MMI 波导结构,成功制备了 $1.3\mu\text{m}$ 波段的 InAs/GaAs 量子点激光器。在连续电流为 0.5A 的小注入情况下,器件的输出功率可达 114mW 、中心波长为 1332nm 。测试结果表明,与传统的均匀波导结构器件相比,MMI 结构器件具有更低的串联电阻和更好的散热性能,是制备大功率、单横模输出的光发射器件的一种有效的器件结构。

参 考 文 献

- [1] NGO C Y, YOON S F, LIM D R, *et al.* Optical properties of $1.3\mu\text{m}$ InAs/GaAs bilayer quantum dots with high areal density [J]. *Applied Physical Letters*, 2009, 95(18): 1913-1915.
- [2] MAJID M A, CHILDS D T D, KENNEDY K, *et al.* O-band excited state quantum dot bilayer lasers [J]. *Applied Physical Letters*, 2011, 99(5): 1101-1103.
- [3] LU W L, ZHENG Y, ZHAO W L, *et al.* Analysis coupling between a laser and a single-mode fiber with a ball lens based on Monte Carlo method [J]. *Laser Technology*, 2012, 36(3): 338-341 (in Chinese).
- [4] HAMAMOTO K, GINI E, HOLTSMANN C, *et al.* Single transverse mode active multimode interferometer $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ laser diode [J]. *Electronics Letters*, 1998, 34(5): 462-464.
- [5] OHYA M, NANIWAE K, SUDO S, *et al.* Over 1W output power with low driving voltage 14xnm pump laser diodes using active multimode-interferometer [J]. *Electronics Letters*, 2004, 40(17): 1063-1064.
- [6] HAMAMOTO K, GINI E, HOLTSMANN C, *et al.* Active multimode-interferometer semiconductor optical amplifier [J]. *Electronics Letters*, 2000, 36(14): 1218-1220.
- [7] BACHMANN M, BESSE P A, MELCHIOR H. General self-imaging properties in $N \times N$ multimode interference couplers including phase relations [J]. *Applied Optics*, 1994, 33(18): 3905-3911.
- [8] LUCAS B, ERIK C M P. Optical multi-mode interference devices based on self-imaging principles and applications [J]. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1995, 13(4): 615-627.
- [9] MARCUSE D. Pulse propagation in multimode dielectric waveguides [J]. *Bell System Technology Journal*, 1972, 51(6): 1199-1232.
- [10] BRYNGDAHL O. Imaging formation using self-imaging techniques [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1973, 63

- (4):416-419.
- [11] ULRICH R. Self-imaging in homogeneous optical-waveguides [J]. Applied Physical Letters, 1975, 27(6):337-339.
- [12] ULRICH R, KAMIYA T. Resolution of self-images in planar optical-waveguides[J]. Journal of the Optical Society of America, 1978, 68(5):583-592.
- [13] XU X M, LI W, FANG L G, *et al.* Coupling characteristics of five parallel photonic crystal waveguides and its application[J]. Laser Technology, 2009, 33(4): 416-418 (in Chinese).
- [14] MA L F, LIU M, DONG Ch P, *et al.* Control of surface modes in hollow dual-core photonic crystal fibers[J]. Laser Technology, 2011, 35(6): 748-751 (in Chinese).
- [15] SONG D J, XIE K, XIAO J. Mode field and dispersion analysis of photonic crystal fiber based on finite element method[J]. Laser Technology, 2012, 36(1): 111-113 (in Chinese).
- [16] ZHANG M, KRÜGER A C, GROOTHOFF N, *et al.* Relaxed fabrication tolerance for self-imaging photonic crystal waveguide splitters using a tapered multimode interference region [J]. Optics Letters, 2011, 36(16):3058-3060.

版权所有 © 《激光技术》编辑部