

# 外延叠层多有源区激光器的结构优化设计

侯继达<sup>1,2\*\*</sup>, 熊聪<sup>2\*</sup>, 祁琼<sup>2</sup>, 刘素平<sup>2</sup>, 马骁宇<sup>2</sup>

<sup>1</sup>中国科学院大学, 北京 100049;

<sup>2</sup>中国科学院半导体研究所光电子器件国家工程研究中心, 北京 100083

**摘要** 基于分离的非对称大光腔结构,对激光波长为 905 nm 的外延叠层三有源区大功率脉冲半导体激光器的外延结构进行优化设计。通过优化近场光场模式、自由载流子吸收损耗、相邻发光区之间距离以及掺杂浓度分布等关键参数,提高了器件的脉冲峰值功率,降低了内损耗和远场垂直发散角。研制的 1 mm 腔长、100  $\mu\text{m}$  条宽的三有源区大功率半导体激光器,经由 150 ns 脉宽和 6.67 kHz 重复频率的脉冲测试,在 34.5 A 脉冲电流强度驱动下实现了 122 W 的脉冲峰值功率输出。器件的斜率效率为 3.54 W/A,单个发光区实现了折合 91.75% 的内量子效率和 2.05  $\text{cm}^{-1}$  的内损耗,水平方向和垂直方向上的半峰全宽远场发散角分别为 7.8° 和 27.6°。

**关键词** 激光器; 半导体激光器; 脉冲激光器; 外延叠层结构; 结构设计

中图分类号 TN248.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.1014001

## Optimization Design of Epitaxially-Stacked Multiple-Active-Region Lasers

Hou Jida<sup>1,2\*\*</sup>, Xiong Cong<sup>2\*</sup>, Qi Qiong<sup>2</sup>, Liu Suping<sup>2</sup>, Ma Xiaoyu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

<sup>2</sup>National Engineering Research Center for Optoelectronic Devices, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China

**Abstract** Based on separated asymmetric large optical cavity, the high power pulsed semiconductor lasers with epitaxially-stacked three-active-region structure at laser central wavelength of 905 nm are investigated. We optimize the critical parameters, including near-field optical intensity model, free-carrier absorption loss, the distance between adjacent luminescent regions and the doping levels of each layer, to obtain higher peak output power, lower internal optical loss and smaller far-field vertical divergence angle. A three-active-region high power semiconductor laser with 1 mm cavity length and 100  $\mu\text{m}$  stripe width is developed. We achieve a peak output power of 122 W driven by 34.5 A pulse current intensity at 150 ns pulse width and 6.67 kHz repetition rate. Slope efficiency of 3.54 W/A, equivalent internal quantum efficiency of 91.75% and internal optical loss of 2.05  $\text{cm}^{-1}$  for each emitter are obtained, and far-field divergence angles of 7.8° and 27.6° (full width at half maximum) are achieved in the lateral and vertical directions, respectively.

**Key words** lasers; semiconductor lasers; pulsed lasers; epitaxially-stacked structure; structure design

**OCIS codes** 140.5960; 140.3538; 140.2020; 140.3070

## 1 引 言

大功率脉冲半导体激光器具有可靠性高、体积小、价格便宜等优势,在激光测距、交通监控、安全检查、医疗器械、测绘遥感和激光雷达等领域获得了广泛的应用<sup>[1-7]</sup>。近两年应用于无人驾驶汽车的激光探测与测量 (LiDAR) 技术更是以其探测精度高、范围广和速度快的三维感知能力得到了广泛关注<sup>[1]</sup>。

作为 LiDAR 的关键部件需满足一级人眼安全标准,激光于 905 nm 和 1550 nm 的大功率脉冲半导体激光器成为主要探测光源。与需要利用昂贵的 InGaAs 探测器探测的 1550 nm 波段相比,905 nm 处在硅基光电探测器的探测范围,更利于降低系统成本。此外,在实际应用中,对于在大气中的衰减、空气中粒子散射、空气中水分吸收和被反射物体的有限反射率等不利条件下,905 nm 的激光容易实现

收稿日期: 2018-03-30; 修回日期: 2018-04-19; 录用日期: 2018-05-08

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFB0405303)

\* E-mail: xiongcg@semi.ac.cn; \*\* E-mail: houjd@semi.ac.cn

更好的平衡,从而被推荐为复杂大气环境下的首选探测光源<sup>[8]</sup>。

在 905 nm 大功率脉冲半导体激光器的外延结构设计中,多采用外延叠层多有源区结构<sup>[9-11]</sup>。相对于传统的一维列阵,外延叠层多有源区结构不存在“微笑效应”,也无须对多个激光器进行额外的对准焊接,能简化制作工序和节省外延材料,可实现更紧凑的封装和更高功率脉冲峰值的输出。目前国内外所设计的 905 nm 多有源区激光器相邻发光区之间的距离太近或者太远,且在掺杂浓度分布方面鲜有优化,一般会产生较大的内损耗。在 100 ns 脉宽、10 kHz(0.1% 占空比)的工作条件下,100 μm 条宽和 1 mm 腔长的两个发光区和三个发光区结构的大功率脉冲半导体激光器可分别实现 50 W 和 80 W 的峰值脉冲功率输出<sup>[11-15]</sup>。然而在实际的应用中,如探测距离为 100 ~ 250 m,探测精度高达 2 cm 的基于 LiDAR 的自动驾驶系统<sup>[6]</sup>,因其遥感性能对紧凑性和探测距离<sup>[7]</sup>有较高的要求,且存在于复杂的空间环境中<sup>[8]</sup>,故要求脉冲半导体激光器以更小的发光面积实现更大的峰值输出功率。

为了进一步提高 905 nm 多有源区激光器的光束质量和峰值脉冲输出功率,本文基于 InGaAs/AlGaAs 单量子阱(SQW)、梯度折射率渐变分离限制异质结(GRIN-SCH)以及非对称大光腔(ALOC)结构,合理设计外延层材料的组分、厚度、相邻发光区之间的距离,优化掺杂浓度分布,减小了外延叠层三有源区激光器的内损耗和远场垂直发散角,提高了可获得的最大脉冲输出功率。制作的 100 μm 条宽和 1 mm 腔长的三有源区激光器,经由 150 ns 和 6.67 kHz(0.1% 占空比)的脉冲测试,获得了超过 122 W 的峰值脉冲输出功率。所研制器件的斜率效率线性部分高达 3.54 W/A,半峰全宽的远场水平和垂直发散角分别为 7.8°和 27.6°。

## 2 基本原理

在同一个外延片内的外延方向上,通过高掺杂浓度的反向 PN 结联接多个发光区,如图 1 所示。注入的电子在第一个发光区跃迁至价带与空穴辐射复合发出光子,并通过反偏隧道结隧穿至下一个发光区的导带,再次在下一个发光区跃迁发光。因此,在理想情况下,注入的一对电子空穴对最多能发出与发光区数目相同的光子。

### 2.1 光场模式的求解

对于一维平板波导结构,假设平板波导中的光场

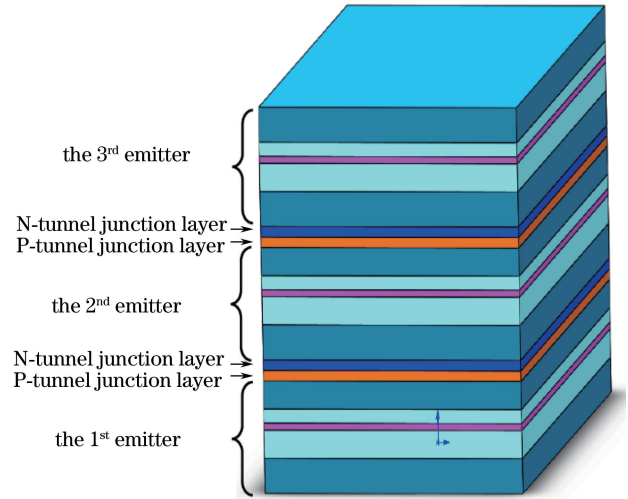


图 1 外延叠层三有源区激光器外延结构示意图

Fig. 1 Schematic of three-active-region lasers based on epitaxially-stacked structure

只在  $x$  方向(外延方向)上受到限制,且平板波导的几何结构和折射率分布沿  $y$  方向(平行于结平面)不变,折射率沿  $x$  方向上的分布为  $n(x)$ 。从麦克斯韦方程组出发,得到 TE 模式下的亥姆霍兹方程

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta_m^2] E_y(x) = 0, \quad (1)$$

式中:  $E_y$  为 TE 模式沿着外延方向上的一维电场分量;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  为自由空间波数,  $\lambda_0$  为激光器的激光中心波长;  $n$  为外延方向上的折射率分布;  $\beta_m$  为特定的波导模式传播常数。

根据 TE 模式电场分量  $E_y(x)$  的边界条件

$$\begin{cases} E_y(x_1) |_{\text{boundary}} = E_y(x_2) |_{\text{boundary}} \\ \frac{\partial E_y(x_1)}{\partial x} |_{\text{boundary}} = \frac{\partial E_y(x_2)}{\partial x} |_{\text{boundary}} \end{cases}, \quad (2)$$

利用传输矩阵法,可以求出外延方向上的光场分布。再通过积分表达式算出每一层的限制因子

$$\Gamma_{\text{layer}} = \frac{\int_{\text{layer}} E_y^2(x) dx}{\int_{\text{all layers}} E_y^2(x) dx}. \quad (3)$$

通过对近场模式分布作傅里叶变换,得到垂直方向上的远场模式

$$I(\theta) = \frac{\cos^2 \theta}{\lambda_0 r} \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) \exp(ik_0 x \sin \theta) dx \right|^2 \propto \cos^2 \theta \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) \exp(ik_0 x \sin \theta) dx \right|^2, \quad (4)$$

式中:  $r$  为腔面处到测量点的距离。由此可得到远场的强度分布,进而求出远场垂直发散角。

### 2.2 内损耗的计算

随着外延生长质量的提高,材料内部及生长界

面处的不连续性所引起的散射损耗效应降低。对于非对称大光腔分离限制异质结构的半导体激光器，内损耗  $\alpha_i$  主要来源于波导层和量子阱处的自由载流子吸收损耗<sup>[16]</sup>，其计算公式<sup>[17-18]</sup>：

$$\alpha_i = \alpha_{\text{cladding}} + \alpha_{\text{waveguide}} + \alpha_{\text{active}} \approx (\sigma_n + \sigma_p) \int_{\text{cladding+waveguide}} N(x) I(x) dx + \Gamma(\sigma_e^a + \sigma_h^a) N_{\text{th}}(j), \quad (5)$$

式中： $\alpha_{\text{cladding}}$ 、 $\alpha_{\text{waveguide}}$ 、 $\alpha_{\text{active}}$  分别为限制层、波导层以及量子阱处引起的损耗； $\sigma_n = 6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 、 $\sigma_p = 14 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  分别为限制层和波导层中电子和空穴的自由载流子吸收截面系数； $N(x)$  近似取掺杂浓度； $I(x)$  为归一化后的近场光场强度（即限制因子）； $\Gamma$  为量子阱处的限制因子； $\sigma_e^a$  和  $\sigma_h^a$  分别指代的是量子阱有源区中电子和空穴的自由载流子吸收截面系数，取  $\sigma_e^a \ll \sigma_h^a \approx 6 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ ，有效阈值载流子密度  $N_{\text{th}}(j) \approx 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

### 2.3 两个发光区之间距离的确定

在外延叠层多有源区激光器的外延结构设计中，两个发光区之间的距离是一个关键参数。

一方面，两个发光区之间存在着数十纳米、掺杂浓度高达  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  的高折射率 GaAs 层。如果两个发光区之间的距离太近，高折射率的 GaAs 层会对光场产生牵引，两个发光区的波导层将互为对方的模式扩展层，导致近场光场与高掺杂的隧道结层以及内限制层（两个发光区之间的限制层）发生大概率重叠。根据(5)式可知，这将导致自由载流子较大的吸收损耗，从而限制了基模的激射。以图 2 所示的双有源区激光器外延结构为例，计算得到基模、一阶模式的限制因子分别为 1.304% 和 1.097%，内损耗分别为  $13.81 \text{ cm}^{-1}$  和  $1.693 \text{ cm}^{-1}$ 。由此可知，该结

构的基模和一阶模式限制因子相差不大，但基模的内损耗远大于一阶模式，基于此结构制作的器件在实际应用中有可能发生跳模或者一阶模激射，而该一阶模式高达  $50.7^\circ$  的远场垂直发散角将对器件的实际性能产生极大影响。

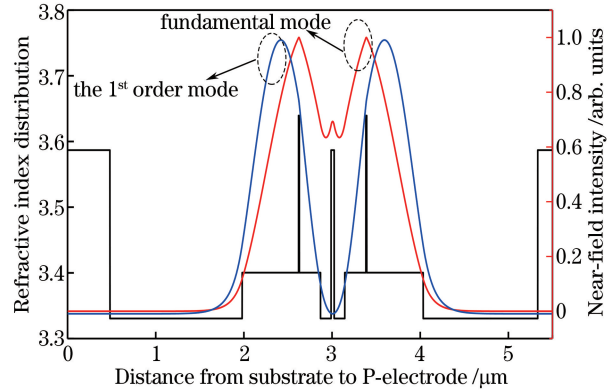


图 2 双有源区激光器的折射率及其基模、一阶模式分布  
Fig. 2 Refractive index, fundamental mode and the first mode distribution of double-active-region lasers

另一方面，如果两个发光区之间的距离太远，当电流从上一个发光区流到下一个发光区时，内限制层、GaAs 隧道结层较高的掺杂浓度将会引起严重的电流扩展，使得不同发光区之间的电流密度不一致，从而导致各个发光区不同时激射，近场光斑不一致，进而降低了器件的电光转换效率，对后续的实际应用造成影响。

为了消减这些不利因素，必须将两个发光区之间的距离控制在足够近、但又不会引起其他不利因素的范围内。通过对如图 3 结构的测算，两个发光区距离为  $1.55 \mu\text{m}$  时较佳。此外，对内限制层的掺杂浓度进行一定程度地降低，也利于抑制电流扩展效应，但需平衡大的串联电阻和抑制电流扩展之间

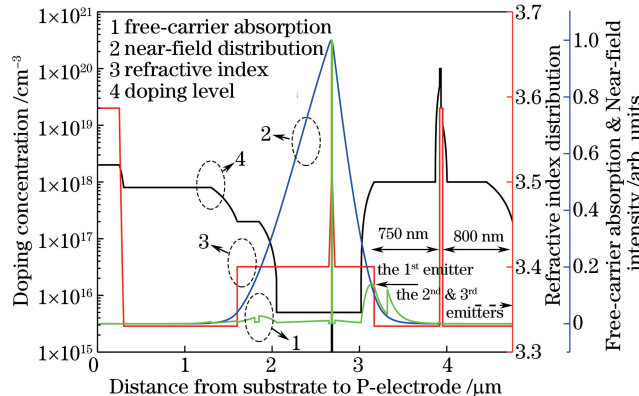


图 3 三有源区激光器每个发光区的折射率、基模近场光场、掺杂浓度及自由载流子吸收损耗分布

Fig. 3 Refractive index profile, near-field optical intensity of fundamental mode, doping concentration and free carrier absorption loss distribution in each region of three-active-region lasers

的矛盾。

## 2.4 单个发光区结构的确定

对于激射波长为 905 nm 的半导体激光器,量子阱一般采用 In 组分(即摩尔比,下同)为 0.1 的 InGaAs 材料,波导层和限制层则采用 AlGaAs。一般而言,波导层 Al 的组分越高,其所提供的相对于量子阱的势垒也越高,从而能更好地限制载流子。但 Al 组分越高,材料的热导率和载流子迁移率随之下降,不利于器件的散热和串联电阻的减小。综合考虑,波导层和限制层分别采用 Al 组分为 0.25 和 0.36 的 AlGaAs 材料。

905 nm 大功率脉冲半导体激光器主要应用于自动驾驶和测量距离中,这决定了其需要提供较小的垂直远场发散角,以方便快轴压缩,提高激光器的光束质量和亮度。在大功率半导体激光器的外延结构设计中,一般通过对近场光斑的有效扩展来实现较小的垂直远场发散角,同时提高腔面光学灾变性损伤(COMD)的阈值功率。对于对称波导结构,当波导层总厚度  $t_w$  大于临界厚度<sup>[19]</sup>时,容易导致高阶模式的出现。

$$D = \frac{2\pi}{\lambda} t_w \sqrt{n_w^2 - n_{cl}^2}, \quad (6)$$

式中: $\lambda$  表示激光器的激射波长; $n_w$  和  $n_{cl}$  分别表示波导层和限制层的折射率; $D = m\pi$  即为  $m$  阶模的截止条件。在对称波导结构中,一阶模式由于其近场光场和量子阱的交叠(限制因子)几乎为零,故不容易激射。因此取  $m=2$  即为对称波导结构抑制高阶模的截止条件。将波长、Al 组分为 0.25 和 0.36 的 AlGaAs 材料折射率等相关参数代入,可求得对称波导结构基模激射的最大厚度,即  $t_w < 1.32 \mu\text{m}$ 。

与对称波导结构相比,非对称波导结构在基模限制因子几乎不变的条件下,可以采用更宽的波导,不仅有效抑制了可能存在的高阶模式,还可以实现更高功率的输出。由于 P 型掺杂的 AlGaAs 材料载流子迁移率通常比 N 型 AlGaAs 材料低一个数量级,为了降低器件的串联电阻,P 型波导层掺杂浓度往往稍高于 N 型波导层掺杂浓度。而 P 型波导空穴吸收截面系数  $\sigma_p$  远高于 N 型波导电子吸收截面系数  $\sigma_n$ ,由(5)式可知,这将会引起严重的自由载流子吸收损耗。因此,设计非对称波导大光腔结构时,通常使 N 型波导层厚度远大于 P 型波导层厚度,以使光场向 N 型波导层偏移,从而减小自由载流子的吸收损耗。另外,大光腔结构对光场的有效扩展导致基模限制因子比较低,可以通过在量子阱两侧加

入梯度折射率渐变层,以升高基模限制因子,提高器件性能。

## 3 结果与讨论

### 3.1 外延结构生长和器件制备

根据 2.1~2.4 节的分析讨论可知,两个发光区之间的内限制层分别选定为 750 nm 和 800 nm,如图 3 所示。对于每个发光区,波导层和限制层材料分别为  $\text{Al}_{0.25}\text{GaAs}$ 、 $\text{Al}_{0.36}\text{GaAs}$ ,设计的非对称大光腔 N 型波导层厚度为 850 nm,P 型波导层厚度为 450 nm。计算得到单个发光区的远场垂直发散角为  $27.3^\circ$ ,内损耗为  $2.66 \text{ cm}^{-1}$ ,损耗主要发生在量子阱和 P 型波导层和限制层的交界处。因 C 和 Si 具有较小的扩散系数,容易形成陡峭的掺杂界面,利于提高隧道结的质量,从而提升隧穿概率,故采用 C 和 Si 在 GaAs 材料中分别充当 P 型、N 型掺杂剂。

基于前述设计,采用金属有机化合物化学气相沉积法(MOCVD)进行外延结构的生长。利用测试的外延片光刻出  $100 \mu\text{m}$  的电极窗口,在 P 面溅射 Ti/Pt/Au 电极,将 N 面衬底磨抛减薄至  $130 \mu\text{m}$  后制备 AuGeNi/Au 电极。一部分芯片解理成不同腔长的半导体激光 bar 条后,制成裸管芯,用于变腔长实验。另一部分解理成 1 mm 腔长的半导体激光 bar 条之后,在前、后腔面分别镀上 5% 反射率的增透膜和 95% 反射率的高反膜。镀膜后的半导体激光 bar 条进一步解理成管芯,经测试合格后 P 面向下烧结于 CuW 过渡热沉上,最后焊接成 TO 管壳的封装形式用于后续的器件性能测试。

### 3.2 器件性能测试

根据变腔长实验,拟合出斜率效率的倒数与腔长的线性关系,推算出三有源区激光器的内量子效率为 275.25%,内损耗为  $6.15 \text{ cm}^{-1}$ ,折合成每个发光区的内量子效率和内损耗分别为 91.75% 和  $2.05 \text{ cm}^{-1}$ 。考虑到该结构包含两个具有一定隧穿概率的隧道结,对内损耗和内量子效应会有一些影响,可认为单个发光区的实际性能与传统结构相当。说明优化设计的掺杂浓度、合理配置的近场光场模式和隧道结良好的隧穿性能,能有效地减小器件的内损耗,提升器件效率。

由专用的短脉冲电流驱动电路板提供 150 ns 脉宽和 6.67 kHz 重复频率的脉冲电流,进一步测试器件在大脉冲电流下的工作性能。其中脉宽和频率信号由函数发生器产生,脉冲驱动电流强度可根据驱动板上的采样电阻经示波器读取,激光器的平均

功率由校准过的高精度的带有光电探头的光功率计探测。为尽可能减小寄生电感对测量结果的影响,TO管壳封装的器件引脚直接焊接在电路板上,并采用低感的专用传输线采集电流信号。最后,根据驱动信号的占空比和探测到的平均功率,可折算出器件的脉冲峰值功率。

图4所示为三有源区激光器的远场发散角示意图。远场水平和垂直发散角分别为 $27.6^\circ$ 和 $7.8^\circ$ ,与设计设计的 $27.3^\circ$ 和 $7.6^\circ$ 很接近。这得益于设计的非对称波导大光腔结构,在提高峰值脉冲输出功率的同时,能有效地减小远场垂直发散角,利于后续的应用。

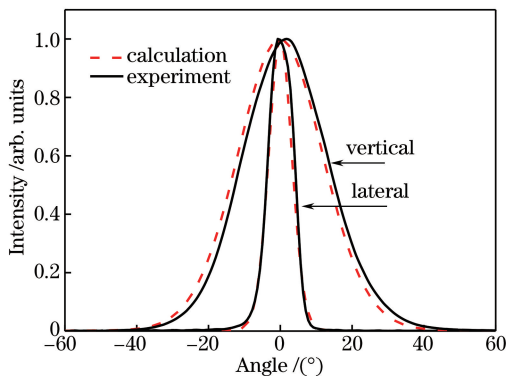


图4 三有源区激光器计算和实测的远场发散角示意图  
Fig. 4 Diagram of the far-field divergence patterns of calculated and measured three-active-region lasers

图5所示为单个结构和三有源区激光器在脉冲测试条件下的 $P-I$ 曲线示意图,内嵌图为示波器采集的脉冲激光信号。由图5可知,在 $34.5\text{ A}$ 脉冲驱动电流强度条件下,峰值脉冲输出功率高达 $122\text{ W}$ ,是单个结构的 $2.56$ 倍,线性部分的斜率效率高达 $3.54\text{ W/A}$ 。测试后的器件通过光学显微镜观察,腔面处未出现任何COMD迹象。通过主动制冷(空气对流)处理,器件脉冲输出功率在超过 $120\text{ W}$ 以上时仍可以相对线性地增长。尽管器件运行时平均功率很小,但大的脉冲电流仍在接触不良的焊点以及脉冲驱动电路板上产生较大热量,这些废热通过TO管壳传导至芯片,导致器件性能下降。实际上,文献[20]指出,在大的驱动电流强度条件下,外延结构中P型波导将发生倾斜,导致一定的电子泄露,以及纵向空间烧孔效应在腔长方向上对载流子的不均匀消耗<sup>[21]</sup>,是造成半导体激光器在大脉冲电流条件下工作时峰值功率难以进一步提升的主要原因。

## 4 结 论

通过调节外延结构组分、厚度等参数对近场光

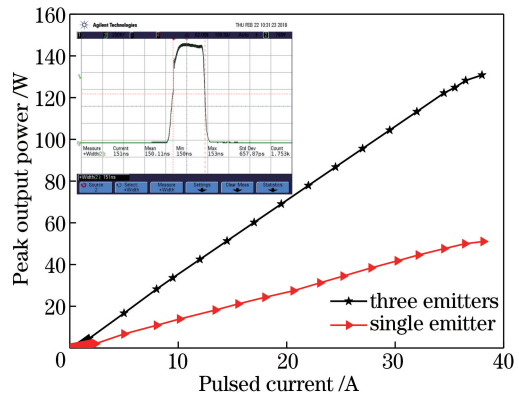


图5 三有源区和单发光区结构激光器在脉冲条件下( $150\text{ ns}$ , $6.67\text{ kHz}$ )的典型 $P-I$ 曲线(内嵌图为脉冲激光信号)

Fig. 5 Typical  $P-I$  characteristics of laser diodes adopting epitaxially-stacked structure with 3 emitters and traditional structure with a single emitter in a pulsed mode ( $150\text{ ns}$ ,  $6.67\text{ kHz}$ ), embedded diagram of the upper left corner shows the detected pulsed laser optical power signal

场模式进行优化,设计了非对称大光腔结构。研制的 $1\text{ mm}$ 腔长、 $100\ \mu\text{m}$ 条宽的三有源区大功率半导体激光器,经由 $150\text{ ns}$ 脉宽和 $6.67\text{ kHz}$ 重复频率的脉冲测试,在 $34.5\text{ A}$ 脉冲驱动电流强度下,实现了 $122\text{ W}$ 的脉冲峰值功率输出,远场垂直发散角低至 $27.6^\circ$ 。在对内损耗的优化上,通过考虑自由载流子吸收损耗,相邻发光区之间的距离以及掺杂浓度分布等关键的外延结构参数,实现了器件高达 $3.54\text{ W/A}$ 的斜率效率,单个发光区折合 $91.75\%$ 的内量子效率和低至 $2.05\text{ cm}^{-1}$ 的内损耗。实验结果与设计值具有良好的一致性,且最大输出功率相对于已有报道具有较大提升。后续可通过采用更长腔长、更宽条宽、更高势垒、主动制冷、加强引线、连接焊点以及引入多量子阱等方式,进一步提升大功率脉冲半导体激光器的峰值输出功率<sup>[22-23]</sup>。

## 参 考 文 献

- [1] Schwarz B. Mapping the world in 3D[J]. Nature Photonics, 2010, 4(7): 429-430.
- [2] Glennie C, Lichti D D. Temporal stability of the velodyne HDL-64E S2 scanner for high accuracy scanning applications[J]. Remote Sensing, 2011, 3(3): 539-553.
- [3] Zeng L, Liu G D, Yang D W, *et al.* Portable optical-resolution photoacoustic microscopy with a pulsed laser diode excitation[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(5): 053704.

- [4] Zeng L, Liu G D, Yang D W, *et al.* 3D-visual laser-diode-based photoacoustic imaging[J]. Optics Express, 2012, 20(2): 1237-1246.
- [5] Hall D S. High definition lidar system: US8767190 B2[P/OL]. 2011-05-17[2014-07-01]. <http://www.google.com/patents/US8767190>.
- [6] Glennie C, Lichti D D. Static calibration and analysis of the velodyne HDL-64E S2 for high accuracy mobile scanning[J]. Remote Sensing, 2010, 2(6): 1610-1624.
- [7] Glennie C, Brooks B, Ericksen T, *et al.* Compact multipurpose mobile laser scanning system-initial tests and results[J]. Remote Sensing, 2013, 5(2): 521-538.
- [8] Wojtanowski J, Zygmunt M, Kaszczuk M, *et al.* Comparison of 905 nm and 1550 nm semiconductor laser rangefinders' performance deterioration due to adverse environmental conditions[J]. Opto-Electronics Review, 2014, 22(3): 183-190.
- [9] van der Ziel J P, Tsang W T. Integrated multilayer GaAs lasers separated by tunnel junctions[J]. Applied Physics Letters, 1982, 41(6): 499-501.
- [10] Garcia J C, Rosencher E, Collot P, *et al.* Epitaxially stacked lasers with Esaki junctions: A bipolar cascade laser[J]. Applied Physics Letters, 1997, 71(26): 3752-3754.
- [11] Cui B F, Guo W L, Du X D, *et al.* A tunnel regenerated coupled multi-active-region large optical cavity laser with a high quality beam [J]. Chinese Physics B, 2012, 21(9): 094209.
- [12] Li H, Qu Y, Zhang J J, *et al.* High power 905 nm InGaAs tunnel junction series stacked semiconductor lasers[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(10): 2517-2520.  
李辉, 曲轶, 张剑家, 等. 高功率 905 nm InGaAs 隧道结串联叠层半导体激光器[J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(10): 2517-2520.
- [13] Marmalyuk A A, Davydova E I, Zverkov M V, *et al.* Laser diodes with several emitting regions ( $\lambda = 800-1100$  nm) on the basis of epitaxially integrated heterostructures[J]. Semiconductors, 2011, 45(4): 519-525.
- [14] Davydova E I, Zverkov M V, Konyaev V P, *et al.* High-power laser diodes based on triple integrated InGaAs/AlGaAs/GaAs structures emitting at  $0.9 \mu\text{m}$ [J]. Quantum Electronics, 2009, 39(8): 723-726.
- [15] Zverkov M V, Konyaev V P, Krichevskii V V, *et al.* Double integrated nanostructures for pulsed  $0.9 \mu\text{m}$  laser diodes[J]. Quantum Electronics, 2008, 38(11): 989-992.
- [16] Gokhale M R, Dries J C, Studenkov P V, *et al.* High-power high-efficiency  $0.98 \mu\text{m}$  wavelength InGaAs-(In) GaAs (P)-InGaP broadened waveguide lasers grown by gas-source molecular beam epitaxy [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, 33(12): 2266-2276.
- [17] Ryvkin B S, Avrutin E A. Asymmetric, nonbroadened large optical cavity waveguide structures for high-power long-wavelength semiconductor lasers[J]. Journal of Applied Physics, 2005, 97(12): 123103.
- [18] Tan S Y, Zhai T, Zhang R K, *et al.* Graded doping low internal loss 1060-nm InGaAs/AlGaAs quantum well semiconductor lasers [J]. Chinese Physics B, 2015, 24(6): 064211.
- [19] Botez D. Design considerations and analytical approximations for high continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers [J]. Applied Physics Letters, 1999, 74(21): 3102-3104.
- [20] Wang X Z, Crump P, Wenzel H, *et al.* Root-cause analysis of peak power saturation in pulse-pumped 1100 nm broad area single emitter diode lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2010, 46(5): 658-665.
- [21] Wenzel H, Crump P, Pietrzak A, *et al.* Theoretical and experimental investigations of the limits to the maximum output power of laser diodes [J]. New Journal of Physics, 2010, 12(8): 085007.
- [22] Zhang D Y, Xie Y K, Li C Y, *et al.* Simulation and optimization of high power semiconductor laser microchannel heat sink [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(2): 0202008.  
张冬云, 谢印开, 李丛洋, 等. 高功率半导体激光器微通道热沉的模拟优化 [J]. 中国激光, 2017, 44(2): 0202008.
- [23] Kong Z Z, Cui B F, Huang X Z, *et al.* Study on performance improvement of high power semiconductor lasers [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(7): 071403.  
孔真真, 崔碧峰, 黄欣竹, 等. 大功率半导体激光器性能改善的研究 [J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(7): 071403.