

文章编号: 0258-7025(2006)Supplement-0059-03

外腔锁相半导体激光器阵列超模的远场光瓣和次峰

张利平, 陈建国, 杨 华, 陈海波, 钱凌轩, 施鹏程

(四川大学光电系, 四川 成都 610064)

摘要 对外腔锁相半导体激光器阵列(LDA)各阶超模远场的光强分布进行了分析。超模远场的光瓣呈周期性分布,光瓣之间分布着等间距的次峰,一般情况下次峰强度远小于光瓣强度。两个光瓣对之间的距离等于激光波长 λ 和相邻两发光单元中心间距 d 的比值,而每一对光瓣的间距由超模阶数决定。最低阶超模(LSM)和最高阶超模(HSM)的光瓣两两相连,而且相连光瓣间存在着一个光强更大的次峰,两个光瓣和一个次峰组成一个复合光瓣,因此最低阶和最高阶超模的光瓣数目比中间阶超模减少了一半。对于中间阶超模,距离光瓣较近的次峰强度较大,而较远的光强较小。基模与最高阶超模的远场分布相似,但复合光瓣相对移动了距离 $\lambda/(2d)$ 。

关键词 激光技术; 激光二极管阵列; 锁相; 外腔; 远场; 超模

中图分类号 TN248.4 **文献标识码** A

Super-Mode Far-Field Lobes and Spikes of External Cavity Phase Locked Laser Diode Array

ZHANG Li-ping, CHEN Jian-guo, YANG Hua, CHEN Hai-bo,

QIAN Ling-xuan, SHI Peng-cheng

(Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China)

Abstract Far fields of super-modes (SMs) from an external cavity phase locked high power laser diode array (LDA) are studied. The super-mode far-field lobes shows periodical distribution, and there are spikes with the equivalent spacing between two lobes. The intensity of the spike is generally much less than that of the lobe. The angular spacing between two neighboring pairs of lobes is equal to the ratio of lasing wavelength λ to the distance d between the centers of two adjacent emitters, and the angular spacing of the lobes of each pair depends on the order of super-mode. For the lowest order super-mode (LSM) and highest order super-mode (HSM), there are even larger spikes between two closely spaced lobes resulting in composite lobes so that the number of lobes is reduced to a half of that of the other orders super-modes. For other super-modes, the intensity of the spike nearer to the lobe is larger and that of the farther is smaller. The far-field distribution of the lowest order super-mode is similar to that of the highest order one but of an angular displacement of $\lambda/(2d)$.

Key words laser technique; laser diode array; phase-locking; external cavity; far-field; super-mode

1 引 言

激光二极管阵列(LDA)可以应用于许多领域,如抽运固体激光器、材料加工、激光医疗等。随着单元间距的增大和有源层的变宽,LDA的输出功率得到了显著的提高,但同时其某些光场特性也随之变差,这在很大程度上限制了高功率LDA在一些领域的应用。外腔锁相技术可以用来改善高功率LDA的输出特性^[1~7]。前人对锁相LDA的远场进行了许多分析,但这些分析多数是基于数值计算

的^[8,9]。本文用解析的方法对外腔锁相LDA输出远场的光强分布进行分析,得到了一些以前未曾引起人们注意的宽发光区LDA远场分布的固有特征。

2 锁相LDA的远场光瓣和次峰

当外腔运行于第 j 阶锁相超模时,LDA的远场光强分布可以写为^[10,11]

基金项目: 国家自然科学基金委员会、中国工程物理研究院联合基金(10276026)资助课题。

作者简介: 张利平(1981-),女,四川大学硕士研究生,主要从事激光与光通信的研究。E-mail: zhliping2005@sina.com

$$I_j(q) \propto U_j(q) \times U_j^*(q) \propto \left\{ \frac{\sin[M(q+\theta_j)/2]}{\sin[(q+\theta_j)/2]} - (-1)^j \frac{\sin[M(q-\theta_j)/2]}{\sin[(q-\theta_j)/2]} \right\}^2 |\tilde{E}(q)|^2, \quad (1)$$

式中 $q = k \sin \psi$ 为 x 轴方向的空间频率, ψ 为光线与阵列端面法线(即 z 轴)的夹角, $k = 2\pi/\lambda$, 在 ψ 很小的情况下, q 近似等于 $(2\pi/\lambda)\psi$, $\theta_j = j\pi/(M+1)$, ($j = 1, 2, 3, \dots, M$)。因子 $|\tilde{E}(q)|^2$ 是各单元的光场的傅里叶变换, 也可写成 $|\tilde{E}(\psi)|^2$ 的形式, 对整个远场来说, 其作用相当于一个大包络。理想情况下 $|\tilde{E}(\psi)|^2$ 的最大值应出现在 $\psi = 0$ 的方向, 即 LDA 前端面的法线方向; 随着 $|\psi|$ 的增大, $|\tilde{E}(\psi)|^2$ 逐渐减小。

为便于分析, 可把(1)式改写为

$$I_j(q) \propto \frac{|\tilde{E}(q)|^2 \sin^2 \theta_j}{\sin^2[(qd+\theta_j)/2] \sin^2[(qd-\theta_j)/2]} \times \begin{cases} \cos^2 \left[\frac{(M+1)qd}{2} \right], & (j \text{ 为奇数}) \\ \sin^2 \left[\frac{(M+1)qd}{2} \right], & (j \text{ 为偶数}) \end{cases} \quad (2)$$

式中 d 为两相邻发光单元中心间的距离。(2)式中的其他因子来自(1)式中括号中的项, 这部分随发散角 ψ 的变化而迅速振荡, 从而使得远场图样表现出一个大包络下含有许多峰和谷的特点。最后一项取极大值时所对应的光强称为“次峰”, 由整个(2)式所决定的光强极大值称为“光瓣”。

从(2)式可以看到, 奇数阶超模和偶数阶超模的远场光强出现次峰的方向分别满足

$$\psi_{pN} = \frac{N\lambda}{(M+1)d}, \quad (N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3a)$$

$$\psi_{vN} = \frac{(N+1/2)\lambda}{(M+1)d}, \quad (N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3b)$$

出现零值的方向分别满足

$$\psi_{pN} = \frac{(N+1/2)\lambda}{(M+1)d}, \quad (N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (4a)$$

$$\psi_{vN} = \frac{N\lambda}{(M+1)d}, \quad (N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (4b)$$

奇数阶超模次峰和零值的方向正好与偶数阶超模相反。次峰的光强一般比较小。

考察(2)式可以看到, 当整个式子取极大值时, 对应的位置就是光瓣的位置。因此, 在角度

$$\psi_{jN}^{\pm} = \left(\frac{N\lambda}{d} \pm \frac{\lambda\theta_j}{2\pi d} \right) = \frac{\lambda}{d} \left[N \pm \frac{j}{2(M+1)} \right], \quad (N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (5)$$

的方向上, 超模的远场都将有一组光瓣对。

由(5)式可以得到两个相邻光瓣对之间的距离是 λ/d , 和超模的阶数无关。同时还可以得到一对光瓣中两个光瓣之间的距离是 $j\lambda/[d(M+1)]$, 和超模的阶数有关。

对于任意阶超模, 由(2), (3)式可以得到次峰的光强

$$I_j(q) \propto \frac{4 |\tilde{E}(q)|^2 \sin^2 \theta_j}{[\cos \theta_j - \cos(qd)]^2}. \quad (6)$$

在 $\psi_{pN} = \frac{N\lambda}{(M+1)d}$ [$N = 0, \pm(M+1), \pm 2(M+1),$

\dots] 的方向上, 对于基超模(或最高阶超模)次峰光强为

$$I_j(\psi = \psi_{pN}) \propto 4 |\tilde{E}(\psi = \psi_{pN})|^2 \cot^2(\theta_j/2), \quad (7)$$

在 M 足够大时, 对基超模来说, 次峰光强近似为

$$I_1(\psi = \psi_{pN}) \propto [16(M+1)^2/\pi^2] |\tilde{E}(\psi_{pN})|^2, \quad (8)$$

最高阶超模的情形与此类似。从(2)式可以得到光瓣的光强

$$I_j(\psi_{jN}^{\pm}) \propto |\tilde{E}(\psi_{jN}^{\pm})|^2 (M+1)^2. \quad (9)$$

比较(8)式和(9)式, 基超模在 ψ_{jN}^{\pm} 方向的两光瓣的峰值光强小于二者之间的次峰光强, 由于这两个光瓣与此次峰靠得很近, 于是一个次峰连接两个光瓣而形成一个复合光瓣, 故而基超模的远场表现为一

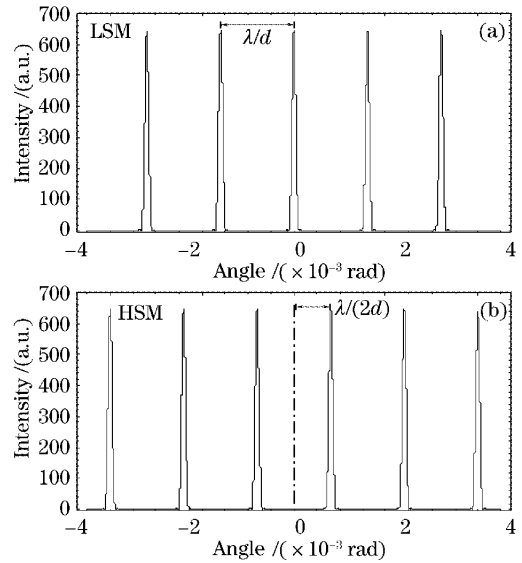


图1 外腔锁相 LDA 最低阶超模(a)和最高阶超模(b)的远场分布

Fig. 1 Far-field distribution of the lowest order super-mode (a) and highest order super-mode (b) of an external cavity phase-locked LDA

种周期再现的“单瓣结构”。类似的情况在最高阶超模中也存在,因而最高阶超模的远场图样与基模相似,只不过复合光瓣相对移动了距离为 $\lambda/(2d)$,如图1所示。中间阶超模的光场分布是周期再现的光瓣对结构,如图2所示。

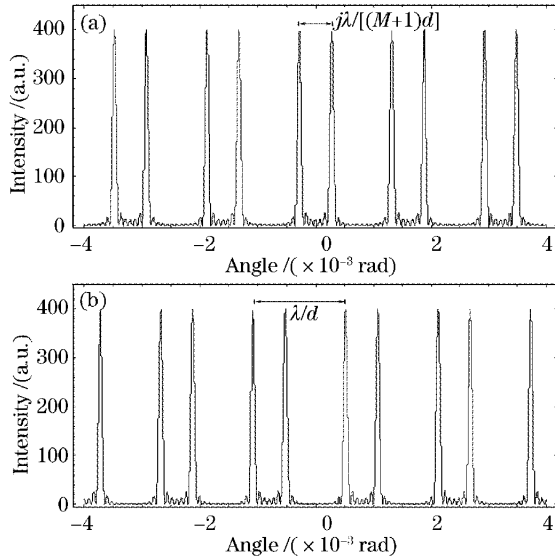


图2 外腔锁相 LDA 的第 7 阶超模(a)和第 13 阶超模(b)的远场分布

Fig. 2 Far-field distribution of the 7th (a) and 13th (b) order super-modes of an external cavity phase-locked LDA

由于基超模和最高阶超模的光瓣是由两个相距很近的瓣加一个次峰复合而成的,因而可分辨的光瓣数目相对于中间阶超模减半。

$$\text{在 } \psi_{pN} = \frac{N\lambda}{(M+1)d} [N \neq 0, \pm(M+1), \pm 2(M+1), \dots] \text{ 时, 求(5)式的极值, 可以得到当运行于基超模或最高阶超模时, 次峰的光强趋于零, 而中间阶超模的次峰光强要比基超模和最高阶超模的大。}$$

对于某一特定阶超模, 由(6)式可知, 当 $|\cos\theta_j - \cos(qd)|$ 较小时, 次峰较大, 所以当 qd 值和 $(2n\pi + \theta_j)$ 相差较小时, 次峰较大。 $qd = (2n\pi + \theta_j)$ 时对应的是光瓣出现的位置, 所以当次峰的位置越靠近光瓣位置, 次峰的强度越大(如图2所示)。

3 结 论

对外腔锁相 LDA 超模远场的光强分布进行了分析。一般而言外腔锁相高功率 LDA 的远场都应是多瓣的。基超模和最高阶超模的远场是周期性的单瓣结构, 而其他阶超模的远场则是周期性的光瓣对结构, 光瓣之间分布着等间距的次峰, 一般情况下次峰强度要比光瓣强度小得多, 而且次峰的大小因超模阶数的不同而不相同, 同一阶超模中, 次峰的大小因离光瓣距离的远近不同而不同。

参 考 文 献

- 1 Fens Wang, Andreas Hermerschmidt, Hans Joachim Eichler. Narrow-bandwidth high-power output of a laser diode array with a simple external cavity [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **218**(1~3): 135~139
- 2 M. V. Romalis. Narrowing of high power diode laser arrays using reflection feedback from an etalon [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **77**(8): 1080~1082
- 3 V. V. Apollonov, S. I. Derzhavin, V. I. Kislov *et al.*. Spatial phase locking of linear arrays of 4 and 12 wide-aperture semiconductor laser diodes in an external cavity [J]. *Quantum Electron.*, 1998, **28**(3): 257~263
- 4 Victor V. Apollonov, Sergei I. Derzhavin, Vladimir A. Filonenko *et al.*. High-power laser diode array phase locking [C]. *SPIE*, 2000, **3889**: 134~146
- 5 James R. Leger. Lateral mode control of an AlGaAs laser array in a Talbot cavity [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **55**(4): 334~336
- 6 Yang Hua, Yan Diyong, Chen Haibo *et al.*. Locating collimating lens positioned in an external cavity for phase-locking a diode laser array [J]. *Laser Journal*, 2005, **26**(1): 18~20
杨 华, 严地勇, 陈海波等. 半导体激光器阵列外腔锁相中准直透镜的位置选择 [J]. *激光杂志*, 2005, **26**(1): 18~20
- 7 Xin Gao, Yujin Zheng, Hirofumi Kan *et al.*. Effective suppression of beam divergence for a high-power laser diode bar by an external-cavity technique [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(4): 361~363
- 8 D. R. Scifres, W. Strefer, R. D. Burnham. Experimental and analytics studies of coupled multiple stripe lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1979, **QE-15**: 917~922
- 9 Dan Botez. Array-mode far-field patterns for phase-locked diode-laser arrays: coupled-mode theory versus diffraction theory [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1985, **QE-21**(11): 1752~1755
- 10 Lu Dan, Yan Diyong, Chen Jianguo *et al.*. Super mode of diode-laser arrays phase-locked in an external cavity [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, **16**(9): 1119~1122
陆 丹, 严地勇, 陈建国等. 外腔锁相二极管激光阵列的超模. *强激光与粒子束*, 2004, **16**(9): 1119~1122
- 11 D. Botez. Monolithic Phase-locked semiconductor laser arrays. In: D. Botez, D. R. Scifres, ed. *Diode Laser Arrays* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. 1~72