

高功率半导体激光器列阵锁相单元间 耦合系数的数值分析^①

李松柏, 杨敏

长江师范学院 物理学及电子信息工程系, 重庆 涪陵 408100

摘要: 基于半导体激光器列阵的高斯光束, 推导了外腔半导体激光器列阵锁相单元间的耦合系数, 数值计算了侧模各单元间的耦合系数与外腔长度的关系. 研究表明: 同阶侧模各级次耦合系数的极大值随着耦合级次的增大而减少, 并且其极大值所对应的腔长随着耦合级次的增大而增大; 不同阶侧模同级次耦合系数的极大值所对应的腔长随着阶次的增大而减少. 研究结果与已有的实验报道和理论分析相符.

关键词: 半导体激光器列阵; 高斯光束; 锁相; 侧模; 耦合系数

中图分类号: TN248.4

文献标识码: A

高功率半导体激光器列阵(LDA)由于具有体积小、结构紧凑、电光转换效率高、工作寿命长等优点, 已被广泛应用于材料加工、泵浦固体激光器、激光医疗等领域^[1]. 但由于宽条 LDA 的发光区宽度较宽, 发光单元间隔较大, 各个发光单元间的光场耦合较弱, 彼此相干性不好, 输出的光束质量较差, 这制约了它在某些领域的应用^[2]. 研究表明, 通过外腔锁相运行可以在很大程度上改善其输出光束的质量, 经锁相后的列阵输出光具有很好的相干性和极小的远场发射角^[3-5]. 对于宽条半导体激光器列阵来说, 其发光单元发出的光束不仅仅包括基侧模, 还包括高阶侧模, 是两者的混合; 侧模是指半导体激光器发出的光在平行于 p-n 结方向(也称之为慢轴方向)的模场, 侧模的模式受到激光器侧向限制机制约束, 并且不同阶侧模之间不具相干性. Apollonov 等人在实验上证实了外腔中 LDA 各发光单元发出的光在 x 方向为高斯光束^[6], 此外, 在一般情况下, LDA 发光单元的端面近似为方形镜, 根据激光原理, 在慢轴方向上的侧模可以采用基模高斯光束和高阶厄米-高斯光束来进行描述^[7]. 严地勇等人在分析利用外腔的反馈作用实现列阵发光单元间的相互耦合时, 更多考虑的是发散角较小的基侧模和同阶侧模各单元间的耦合^[8-9]. 基于此, 本文基于半导体激光器列阵的高斯光束, 在考虑了基侧模各单元间耦合系数的情况下, 对高阶侧模各单元间在各级次的耦合系数进行了较为深入的研究. 研究表明, 要实现发光最强的基侧模间的耦合锁相, 外腔长度的选择是关键.

1 理论分析

如图 1 所示, 在距 LDA 前端面一定距离处放置一面高反平面镜以形成外腔, 反射镜的初始位置位于 M_0 处, 且假设外腔刚好满足从单元 A 发出的发散角为 θ_0 的基侧模(经衍射)反射后能耦合进相邻单元 B 中, 实现基侧模锁相. 现将外腔镜沿轴向平移一段距离后, 到达 M_1 处. 从图 1 不难看出, 由于外腔长度的缩短, 从单元 A 发出的发散角为 θ_1 ($\theta_1 > \theta_0$) 的高阶侧模可以经外腔镜反射后耦合进相邻单元 B 中, 而发散

① 收稿日期: 2009-02-11

基金项目: 重庆市教委科技基金资助项目(KJ091307).

作者简介: 李松柏(1964-), 男, 四川仁寿人, 副教授, 硕士, 主要从事激光与光通信研究.

角为 θ_0 的基侧模则无法进入相邻单元, 而是到达发光单元 A, B 之间的某一位置. 在这种情况下, 基侧模在相邻单元间不能有效地耦合, 而高阶侧模(发散角为 θ_1)则可以通过相邻单元间的耦合实现相位锁定.

现在, 用耦合模理论来分析 LDA 各发光单元的侧模耦合系数. 在文献[7]中, 严地勇等人已给出了 LDA 各发光单元的侧模为基模高斯光束时单元间的耦合系数, 其结果为

$$c_{mm}^{[0]} = Q_0 (A_m/A_n) \exp[-i(\varphi_0 + \psi)] \exp\left(-\frac{(2 + iL/f) |m-n|^2 d^2}{(4 + L^2/f^2) \omega_0^2(0)}\right) \quad (1)$$

式中: 上标“0”表示耦合源于基侧模; A_m, A_n 分别代表第 m 个和第 n 个发光单元发出光的电场振幅; L 表示外腔长度; d 表示两个相邻发光单元中心之间的距离; $\omega_0(0)$ 为束腰半径; $j = |m-n|$ 代表单元间的耦合级次; x_m, x_n 分别是它们的中心位置坐标, 且有 $x_m - x_n = (m-n)d$. 并假设单程外腔长度为 $L/2$, $A_m = A_n$.

从(1)式可以看出, 耦合系数 $c_{mm}^{[0]}$ 随着单元间距 $x_m - x_n = |(m-n)|d$ 的增大而指数减小. 因此, 相邻单元的耦合远大于相隔几个单元之间的耦合, 即在外腔锁相中起关键作用的是相邻单元间的耦合.

根据模式耦合理论^[10], 半导体激光器列阵中发自第 m 个发光单元的光经外腔后耦合入第 n 个单元的份额为

$$c_{mm} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_m^b(x, L) E_n^*(x, 0) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_n(x, 0) E_n^*(x, 0) dx} \quad (2)$$

式中: $E_m^b(x, L)$ 表示第 m 个单元的光场经外腔镜反射后再次到达发光端面时的光场. 当 LDA 各单元出射光为一阶厄米高斯光束时, 发光中心分别位于 x_m 和 x_n 处的第 m 个和第 n 个单元前段面上的光场分布可写为^[7]

$$\psi_m^{[1]}(x, 0) = A_m E_1(x - x_m, 0) = \frac{2\sqrt{2}A_m}{\omega_m(0)} (x - x_m) \exp\left(-\frac{(x - x_m)^2}{\omega_m^2(0)}\right) \quad (3)$$

$$\psi_n^{[1]}(x, 0) = A_n E_1(x - x_n, 0) = \frac{2\sqrt{2}A_n}{\omega_n(0)} (x - x_n) \exp\left(-\frac{(x - x_n)^2}{\omega_n^2(0)}\right) \quad (4)$$

根据高斯光束传输规律^[7], 第 m 个单元的光场经外腔镜反射后的光场 $E_m^b(x, L)$ 应为

$$E_m^b(x, L) = \frac{2\sqrt{2}A_m t_f^2 r_{ex}}{\omega_m^2(L)} (x - x_m) \exp\left(-\frac{(x - x_m)^2}{\omega_m^2(L)} - ik \frac{(x - x_m)^2}{2R(L)} - i\varphi_1\right) \quad (5)$$

式中: t_f 为 LDA 前端面的透射系数; r_{ex} 是外腔镜的反射系数, $R(L) = L + f^2/L$, $\varphi_1 = kL - 2\arctan(L/f) + \pi$, $k = 2\pi/\lambda$, $\omega(L) = \omega_0(0) \sqrt{1 + (L/f)^2}$, $\omega_0(0) = \sqrt{\lambda f/\pi}$. 利用(2)式, 且令 $x_m = 0$, $x_n = d$, $A_m = A_n$, 可以求得一阶厄米-高斯光束相邻单元间的耦合系数为

$$c_{mm}^{[1]} = Q_1 \exp[-i(\varphi_1 + 3\psi)] \exp\left(-\frac{(2 + iL/f) |m-n|^2 d^2}{(4 + L^2/f^2) \omega_0^2(0)}\right) \quad (6)$$

式中:

$$Q_1 = \frac{4\sqrt{2}t_f^2 r_{ex}}{(1 + L^2/f^2)^{1/4} (4 + L^2/f^2)^{3/4}} \left(\frac{1}{2} - \frac{(2 + iL/f) |m-n|^2 d^2}{(4 + L^2/f^2) \omega_0^2(0)}\right)$$

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan\left[\frac{L/f}{2 + L^2/f^2}\right]$$

同理, 对二阶厄米-高斯光束有:

$$\psi_m^{[2]}(x, 0) = A_m E_2(x - x_m, 0) = \frac{A_m}{\omega_m(0)} \left(\frac{8(x - x_m)^2}{\omega_m^2(0)} - 2\right) \exp\left(-\frac{(x - x_m)^2}{\omega_m^2(0)}\right) \quad (7)$$

$$\psi_n^{[2]}(x, 0) = A_n E_2(x - x_n, 0) = \frac{A_n}{\omega_n(0)} \left(\frac{8(x - x_n)^2}{\omega_n^2(0)} - 2\right) \exp\left(-\frac{(x - x_n)^2}{\omega_n^2(0)}\right) \quad (8)$$

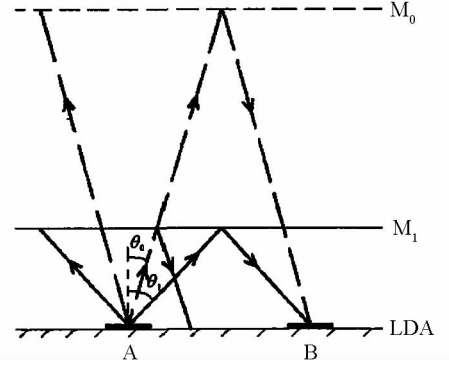


图 1 两个相邻发光单元(A, B)间的耦合光路示意图

$$E_{m2}^b(x, L) = \frac{A_m t_f^2 r_{ex}}{\omega_m(L)} \left(\frac{8(x-x_m)^2}{\omega_m^2(L)} - 2 \right) \exp \left(- \frac{(x-x_m)^2}{\omega_m^2(L)} - ik \frac{(x-x_m)^2}{2R(L)} - i\varphi_2 \right) \quad (9)$$

式中: $\varphi_2 = kL - 3\arctan(L/f) + \pi$. 同样, 根据(2) 可以求得二阶厄米-高斯光束相邻单元间的耦合系数为

$$c_{mn}^{[2]} = Q_2 \exp[-i(\varphi_2 + 5\psi)] \exp \left(- \frac{(2 + iL/f) |m-n|^2 d^2}{(4 + L^2/f^2) \omega_0^2(0)} \right) \quad (10)$$

式中:

$$Q_2 = \frac{\sqrt{2} t_f^2 r_{ex} P_2}{2[(2 + L^2/f^2)^2 + L^2/f^2]^{1/4} (4 + L^2/f^2)}$$

$$P_2 = 12 + \frac{48|m-n|^2 d^2}{\omega_0^4(0) S^2} - \frac{48|m-n|^2 d^2}{\omega_0^2(0)} + 2S^2 [4|m-n|^2 d^2 - \omega_0^2(0)(2 + L^2/f^2)] + \frac{16|m-n|^2 d^2}{\omega_0^8(0) S^4} + \frac{32|m-n|^2 d^2}{\omega_0^6(0) S^2} + \frac{4|m-n|^2 d^2}{\omega_0^4(0)} [4|m-n|^2 d^2 - \omega_0^2(0)(2 + L^2/f^2)] + 8S^2 |m-n|^2 d^2 (1 + L^2/f^2) + S^4 \omega_0^2(0) (1 + L^2/f^2) [\omega_0^2(0) - 4|m-n|^2 d^2]$$

其中:

$$S = \frac{1}{\omega_0(0)} \left(\frac{2 + L^2/f^2 + iL/f}{1 + L^2/f^2} \right)^{1/2} \quad (11)$$

(1)式、(6)式及(10)式分别是发光单元发出的光为基模高斯光束、一阶及二阶厄米-高斯光束时相邻单元间的耦合系数, 它们是复数, 为了下面描述的方便可以表示为 $C_j^{[k]}$ ($k=0, 1, 2$ 分别表示为基侧模、一阶和二阶高侧模; $j=0, 1, 2, 3$ 分别表示为自耦合、1级、2级和3级单元间的耦合); 它们的模分别代表耦合系数的幅度, 幅角代表相邻单元之间的相位关系.

2 结果与讨论

在数值计算中, 取 $t_f = 0.96$, $r_{ex} = 0.9$, $d = 500 \mu\text{m}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $\omega_0(0) = 30 \mu\text{m}$.

从图2中可以看出, 随着各单元耦合级次($j=1$ 表示相邻单元间的耦合)的增大, 耦合系数 C_j^0 减少, 极大值所对应的腔长随着级次的增大而有所增加; 在外腔长 $L=5 \sim 10 \text{ cm}$ 时, 各耦合系数之间的差距最大; 随着外腔长的逐渐增大, 各耦合系数的差距逐渐缩小. 为了实现 LDA 基侧模相邻单元间的有效耦合, 外腔长度应取 8 cm 左右.

为了便于比较, 图3给出了基侧模的自耦合系数($j=0$). 从图3可以看出不同侧模的自耦合系数随外腔长度的增加而迅速地减少, 在 $L > 7 \text{ cm}$ 时高阶侧模的自耦合系数已趋于0. 这是因为从前端面发射的光束在外腔镜反射回来的过程中一直存在着衍射损耗, 外腔长度越大, 反射回来的光束能量分布就越分散, 耦合进入自身单元的份额就越小. 从图中还可以看出高阶侧模的自耦合系数小于基侧模的自耦合系数, 这是由高阶侧模的光场分布特点所决定的.

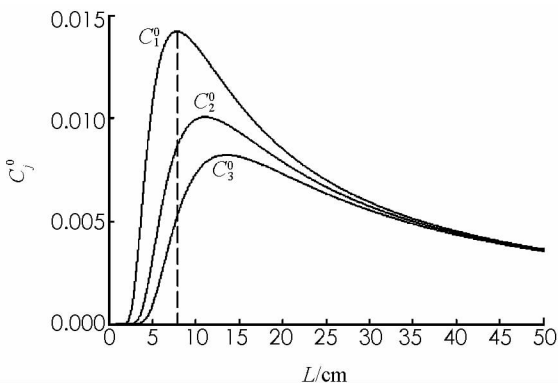


图 2 基侧模各单元耦合系数随外腔长度变化的关系

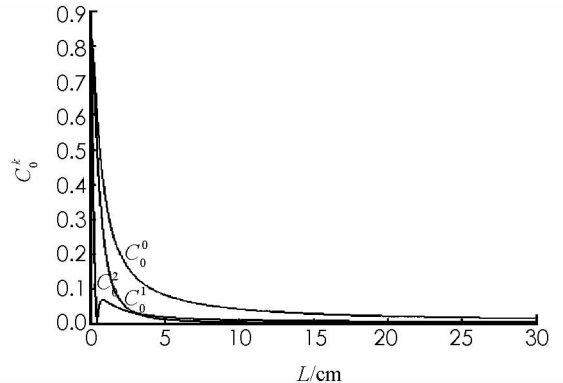


图 3 不同侧模自耦合系数随外腔长度的变化关系

图4(a)、(b)分别反映了一阶和二阶侧模的1级、2级和3级耦合系数与外腔长度的变化关系. 从图4可以看出, 耦合系数曲线的变化趋势基本相同: ① 在外腔长度很小时, 两发光单元间有一段不发光区

域, 经外腔反馈回来的光束耦合进入相邻单元的份额为零, 存在着耦合系数为零值; 随着外腔长度增大, 各阶模式耦合系数的幅度增加, 并且存在着一个耦合极大值. ② 一阶侧模的耦合系数变化比较缓慢, 曲线较为平坦; 二阶侧模的耦合系数变化较快, 曲线较为陡峭. ③ 同阶侧模各级次耦合系数的极大值随着耦合级次的增大而减少, 并且其极大值所对应的腔长随着耦合级次的增大而增大. 根据耦合模理论和外腔的光路可以知道, 反馈回相邻两个单元间的光束较多, 即耦合份额较大, 所以它的耦合系数也较大. 因此, 要实现外腔较好的耦合, 关键是相邻单元间的耦合和选择适当的外腔长度.

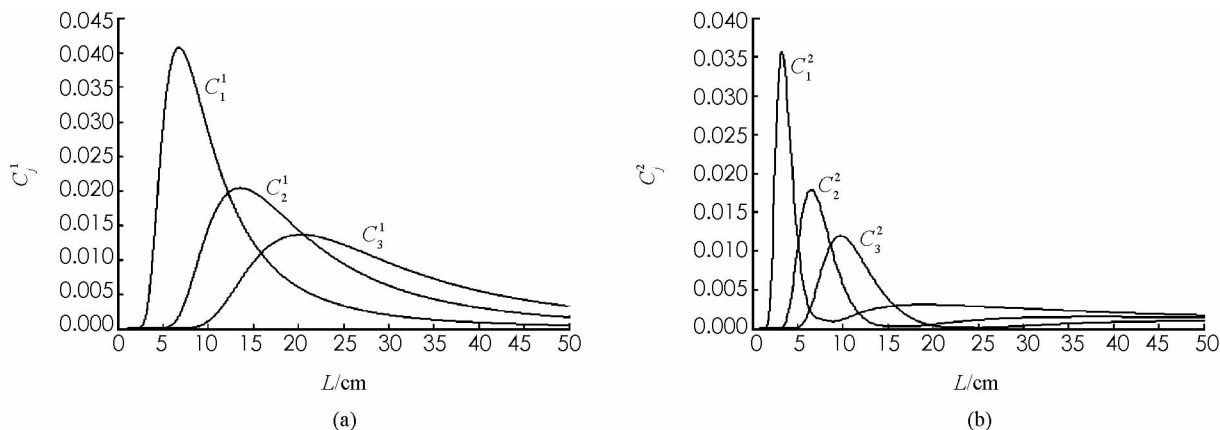


图 4 高阶侧模各单元间耦合系数随外腔长度的变化关系

图 5(a)、(b) 分别反应了基侧模、一阶和二阶高阶侧模的 1 级和 2 级单元耦合系数与外腔长度的变化关系. 从图 5 可以看出: 对于不同阶侧模的相邻单元间耦合系数, 其极值一阶侧模最大, 二阶侧模次之, 基侧模最小; 且极大值所对应的外腔长随着侧模阶次的增大而减少. 此外, 从图 5 还可以看出, 当腔长较短时, 会出现高阶侧模的耦合系数高于基侧模的耦合系数, 发散角更大的更高阶侧模将满足相邻单元间耦合的角度条件, 这样可能会出现 LDA 的高阶侧模锁定, 远场光强分布出现主、旁瓣结构^[11]; 但外腔长的缩短也并非无限制的, 因为当外腔长过短时, 衍射效果不明显, 各阶侧模均无法在相邻单元间耦合. 由此看来, 要实现基侧模外腔锁相, 可适当选择外腔长度稍大一些, 以保证基侧模间有足够的耦合, 以增大 C_1^0 与 C_1^1 之间的差距, 使基侧模比高阶侧模的耦合占绝对优势.

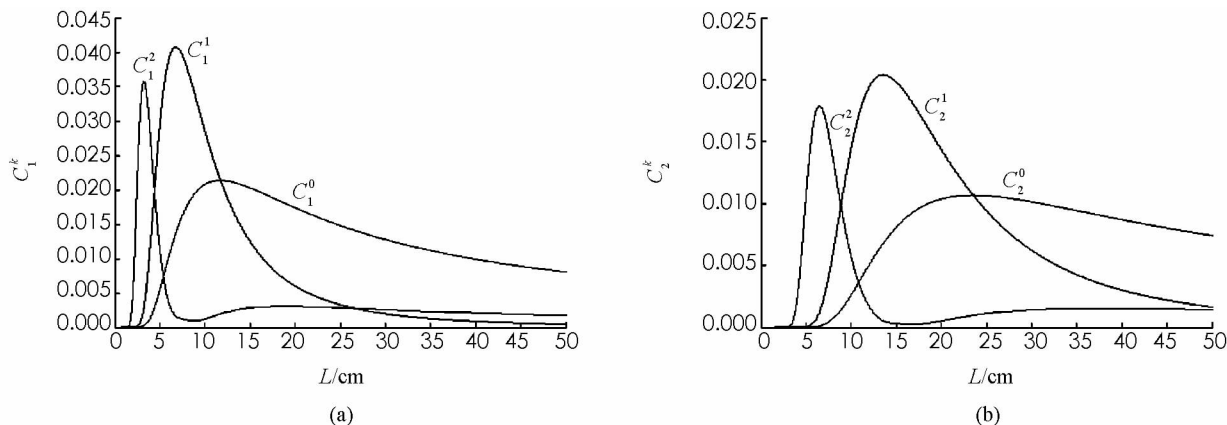


图 5 不同侧模各单元间耦合系数随外腔长度的变化关系

3 结 论

本文在考虑了基侧模各单元间的耦合系数的情况下, 数值研究了高阶侧模各单元间在各级次的耦合系数. 研究结果表明: 同阶侧模各级次耦合系数的极大值随着耦合级次的增大而减少, 并且其极大值所对应的腔长随着耦合级次的增大而增大; 不同阶侧模同级次耦合系数的极大值所对应的腔长随着阶次的增大而减少. 当腔长较短时, 出现高阶侧模的耦合系数高于基侧模的耦合系数, 这样可能会出现 LDA 的高阶侧模

锁定, 远场光强分布出现主、旁瓣结构. 因此, 要实现发光最强的基侧模间的耦合锁相, 可以选择相邻单元间的耦合和适当的外腔长度, 达到基侧模各单元间发生最佳的耦合. 本文的研究结论与已有的实验报道和理论分析相符, 并对高功率半导体激光器阵列锁相技术具有一定的参考价值和指导意义.

参考文献:

- [1] Xin Gao, Yujin Zhen, Hirofumi Kan, et al. Effective Suppression of Beam Divergence for a High-Power Laser Diode Bar by an External-Cavity Technique [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(4): 361 – 363.
- [2] Luigi Zeni, Stefania Campopiano, Antonello Cutolo, et al. Power Semiconductor Laser Diode Arrays Characterization [J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2003, 39(2): 203 – 217.
- [3] Wang F, Hermerschmidt A, Eichler H J. Narrow-Bandwidth High Power Output of a Laser Diode Array with a Simple External Cavity [J]. *Optical Communication*, 2003, 218(2): 135 – 139.
- [4] Apollonov V V, Derzhavin S I, Kislov V I, et al. Spatial Phase Locking of Linear Arrays of 4 and 12 Wide-Aperture Semiconductor Laser Diodes in an External Cavity [J]. *Quantum Electronics*, 1998, 28(3): 257 – 263.
- [5] 窦汝海, 张利平, 陈建国, 等. 外腔锁相宽发光区二极管激光阵列研究 [J]. *强激光与粒子束*, 2003, 15(1): 13 – 16.
- [6] Apollonov V V, Derzhavin S I, et al. Spatial Phase Locking of the Linear Arrays of 4 and 12 Wide-Aperture Semiconductor Laser Diodes in an External Cavity [J]. *Quantum Electron*, 1998, 28(3): 257 – 263.
- [7] 周炳琨, 高以智, 陈侗嵘, 等. 激光原理 [M]. 第 5 版. 北京: 国防工业出版社, 2004.
- [8] 严地勇, 唐 淳, 陈建国, 等. 外腔锁相中二极管激光阵列发光单元间耦合系数分析 [J]. *强激光与粒子束*, 2003, 15(1): 13 – 16.
- [9] 施鹏程, 钱凌轩, 陈建国, 等. 外腔锁相中二极管阵列相邻单元间不同侧模的耦合系数 [J]. *激光杂志*, 2005, 26(6): 23 – 24.
- [10] 国分泰雄[日]. 光波工程 [M]. 王友功, 译. 北京: 科学出版社, 2002: 222.
- [11] 钱凌轩, 施鹏程, 陈建国, 等. 外腔中半导体二极管激光阵列的高阶侧模锁定 [J]. *强激光与粒子束*, 2006, 18(4): 539 – 541.

Numerical Analysis of Coupling Coefficient Between Phase Locking Units of a High-Power Laser Diode Array with an External Cavity

LI Song-bai, YANG Min

Department of Physics and Electronic Information Engineering, Yangtze Normal University, Fuling Chongqing 408100, China

Abstract: Based on the Gaussian distribution of a diode laser array, we have deduced the expressions describing couplings, arising from the cell of a diode laser array (LDA), which is positioned in an external cavity (EC), and numerically calculated the relation between the lateral mode of coupling coefficients and the EC length. Results show that the maximum amplitude of coupling coefficients of the same rank lateral mode decreases with increasing coupling level and that the EC length corresponding to the maximum amplitude of coupling coefficient accrues as the coupling' level accrues. The maximum amplitude of coupling coefficient of different rank lateral modes with the same level decreases with accruing EC length. The results are in good agreement with experimental reports and theoretical analysis.

Key words: diode laser array; Gaussian optical beam; phase locking; lateral mode; coupling coefficient