

# 特殊构型的相位锁定波导列阵 CO<sub>2</sub> 激光器

马养武

(浙江大学光仪系, 杭州 310027)

**提要** 提出一种获得波导列阵 CO<sub>2</sub> 激光器列阵各波导元相位完全锁定的特殊方法和新构型, 观察到近场的光强分布和远场的对称态和反对称态的模场分布。

**关键词** 相位锁定, 波导列阵

## 1 引言

把已在半导体激光器列阵<sup>[1]</sup>中广泛采用的相位锁定技术应用于射频激励波导列阵 CO<sub>2</sub> 激光器, 是目前密封型 CO<sub>2</sub> 激光器最引人注目的进展之一<sup>[2]</sup>。波导列阵激光器的最大优点在于满足激光器高功率输出的同时, 仍保持结构紧凑、长寿命、非流动和单模运转等特点。通常认为, 实现波导列阵 CO<sub>2</sub> 激光器各波导之间相位锁定的有效方法是分布耦合法。第一台由 Youman 获得成功运转的波导列阵 CO<sub>2</sub> 激光器<sup>[3]</sup>即是通过安置在两平行波导间的 ZnSe 隔板进行波导模之间的振幅和相位的耦合而实现相位锁定的。Newman 等人提出的多通道空心桥脊(HBR)波导列阵构型<sup>[4]</sup>改进了 Youman 构型存在的结构繁杂和易形成反对称模的缺点, 其机理是通过使各波导元间的桥脊变短, 形成间隙, 各波导元中的场相互漏泄而实现相位锁定。而后, 由 Hart 等人提出的空心交错(SHB)波导列阵构型<sup>[5]</sup>, 由于在没有被缩短耦合桥脊的条件下, 消除了过大的横向耦合区, 而缓和了 HBR 波导列阵的“高阶模鉴别”的难题, 但 SHB 波导列阵结构复杂, 加工困难, 且不易获得各波导元间的同相态相位锁定。

本文提出一种获得波导列阵 CO<sub>2</sub> 激光器各波导元相位完全锁定的新方法和构型, 通过在波导管壁面上开设等间隔的平行凹槽, 即在波导管内设置横向周期分布的损耗区而构成周期分布的增益区, 从而形成列阵光束, 由于相邻光束间的模场相互耦合而实现相位的完全锁定。理论分析和实验观察了此波导列阵激光器的近场光强分布和远场的同相态与异相态光强分布。与通常的 HBR 波导列阵器件相比, 不仅省去了复杂的金属-陶瓷列阵元件, 而且明显改善介质的导热率, 提高了器件的工作性能, 并且更易控制波导模式和实现各波导元间的同相态完全相位锁定。

## 2 理论分析

图 1(a) 所示是横截面为  $2a \times 2b$  的矩形波导管, 在波导管内, 对于  $E^y H_z^m$  模, 有

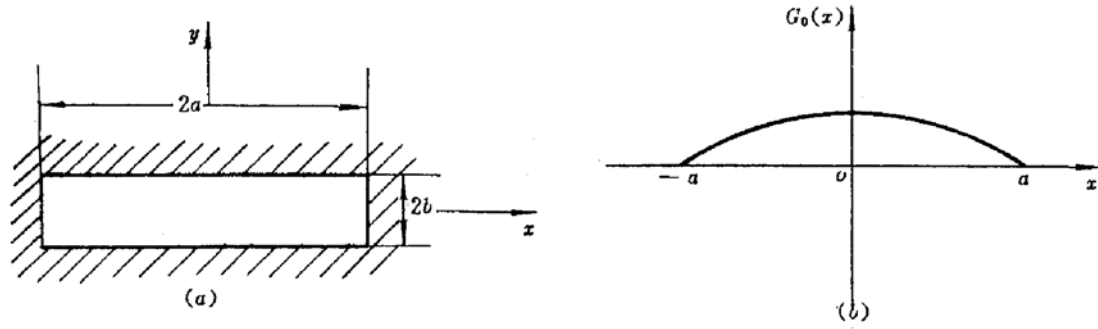


Fig. 1

(a) rectangular waveguide tube; (b)  $E_y$ - field of  $E^y H_{11}^y$  mode in the tube

$$E_{y_{nm}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_{x_{nm}} = \begin{cases} \sin \frac{m\pi x}{2a} \\ \cos \frac{m\pi x}{2a} \end{cases} \begin{cases} \sin \frac{n\pi y}{2b} \\ \cos \frac{n\pi y}{2b} \end{cases} \exp[i(\gamma_{nm}z - \omega t)] \quad \begin{matrix} (n, m \text{ 为偶数}) \\ (n, m \text{ 为奇数}) \end{matrix} \quad (1)$$

管内其余的场量和管外的场都趋于零,类似的对于  $E^y H_{nm}^y$  模,由于其本征函数正交系特性,也具有与(1)式相应的分布形式,图 1(b) 是低阶  $E^y H_{11}^y$  模沿  $x$  方向的增益分布。

如图 2(a) 所示,在矩形波导管的上、下壁对应开设二条沿轴平行的等间隔的凹槽,凹槽间隔为  $d$ ,宽度为  $c$ ,深度为  $h$ ,这样就在管内沿  $x$  方向设置了两个等间隔的高损耗区,而使得管内形成如图 2(b) 所示的沿  $x$  方向三个周期分布的增益区。根据空心介质波导模理论,在管内存在周期分布高损耗区条件下,管内的总光场分布应由(1)式改写为

$$EH_{nm} = \begin{cases} \sin \frac{m\pi x}{2a} \\ \cos \frac{m\pi x}{2a} \end{cases} \begin{cases} \sin \frac{n\pi y}{2b} \\ \cos \frac{n\pi y}{2b} \end{cases} \exp[i(\gamma_{nm}z - \omega t)] \begin{cases} \sin \frac{m\pi x}{2pd} \\ \cos \frac{n\pi x}{2pd} \end{cases} \quad \begin{matrix} (m, n \text{ 为偶数}) \\ (m, n \text{ 为奇数}) \end{matrix} \quad (2)$$

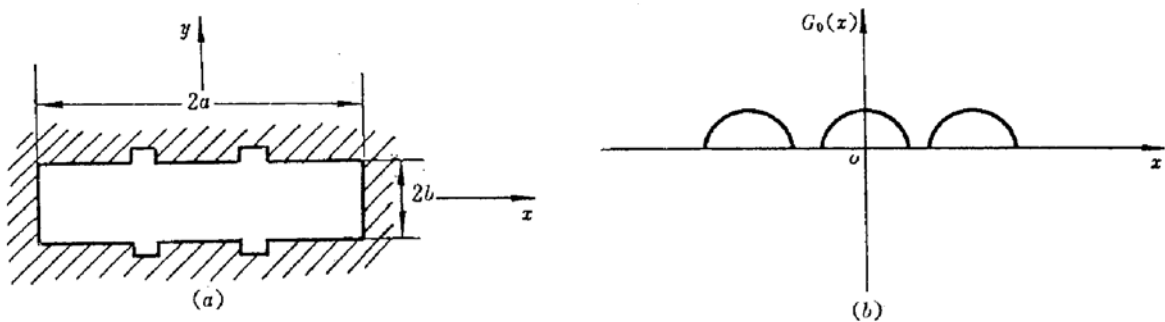


Fig. 2

(a) rectangular waveguide tube with parallel grooves; (b)  $E_y$ - field of  $E^y H_{11}^y$  mode in the tube

式(2)中,项  $\begin{cases} \sin(m\pi x/d) \\ \cos(m\pi x/d) \end{cases}$  表征着由于开槽所形成的周期分布的高损耗区,使得在  $x = \pm pd/2$  处的场强为零(式中,  $p = 1, 2, 3, \dots, N$ ;  $N$  是在  $x$  方向开槽数),式(2)表示,开槽的结果在矩形波导管内形成了与开槽数相对应的独立的周期分布的光束,即一系列子波导光束,各子波导

光束的光强分布形式可作如下考虑：研究表明，当矩形波导的一个横向尺寸相对于另一个变得较大时，矩形波导的模场分布实际上已过渡为平板波导，在  $y$  方向受到波导壁的限制，壁间距决定了所能形成的波导模的形式，而在  $x$  方向，虽有较大的横向空间，但开槽形成的高损耗区的限制，使得各子波导具有光强分布：

$$E_{pnm} = \begin{cases} \cos\left(\frac{m+1}{2b}\pi y\right) \\ \sin\left(\frac{m+1}{2b}\pi y\right) \end{cases} \exp[i(\gamma_m z - \omega t)] \begin{cases} \cos\left(\frac{n}{2d}\pi x\right) \\ \sin\left(\frac{m+1}{2d}\pi x\right) \end{cases} \begin{cases} (n, m+1 \text{ 为奇数}) \\ (m+1 \text{ 为偶数}) \end{cases} \quad (3)$$

事实上， $x$  方向所形成的“ $N$ ”个独立的子波导，即构成“ $1 \times N$ ”波导阵列，考虑到阵列各波导元具有的本征函数构成完全正交系的特性，每一波导元的场分布由下列展开式描述<sup>[6]</sup>：

$$E_p = \sum_{m,n} A_{pnm} E_{pnm} \quad p = 1, 2, 3, \dots, N \quad (4)$$

式中， $E_{pnm}$  由(3)式定义， $A_{pnm}$  是展开系数，据锁相耦合理论，每一波导元的场还应包含相邻波导元的耦合贡献，因此具有形式<sup>[7,8]</sup>

$$E_p = \sum_{nm} \sum_{q=1}^{\infty} C_{qpnm} A_{qnm} E_{qnm} \quad (5)$$

式中， $C_{qpnm}$  在  $q = p$  时，为自耦合系数  $C_{ppnm}$ ，在  $q \neq p$  时，为互耦合系数  $C_{qpnm}$ 。求解具有(4)，(5)式分布的亥姆霍兹方程，可知，对于“ $1 \times N$ ”构型的波导阵列，存在有  $N$  种不同本征模的分布状态<sup>[8]</sup>，对于每一种本征态，各波导元的场都被看作为子波源，各子波源的线性迭加，构成阵列器件的远场光强分布，因此，图 2(a) 所示的“ $1 \times 3$ ”阵列，假定各波导元中的场均为最低阶波导  $EH_{11}$  模，基于辐射场的线性迭加原理，波导阵列的远场光强  $I(\theta)$ <sup>[8,9]</sup> 为

$$I(\theta) = |E(\theta)|^2 = \left| \frac{\cos(ka \sin\theta)}{(ka \sin\theta)^2 - (\pi/2)^2} \right|^2 \cdot \left| \sum_{q=1}^p A_q \cdot \exp[j(q - 4/2)kD \sin\theta] \right|^2 \quad (6)$$

式中， $D$  是相邻波导元间的中心距， $k$  是自由空间模的波矢， $j = 1, 2, 3$ ， $a$  是波导元截面尺寸在波导管两壁间距较大时，阵列的波导元中可能同时包含有  $EH_{11}$  模和  $EH_{12}$  模，这种状态下的远场光强分布应为<sup>[10]</sup>

$$I(\theta) = I(\theta)|_{EH_{11}} + I(\theta)|_{EH_{12}} + \text{交叉项} \quad (7)$$

其中， $I(\theta)|_{EH_{11}}$  表示  $EH_{11}$  模的贡献部分，形式如(6)式所述， $I(\theta)|_{EH_{12}}$  表示  $EH_{12}$  模贡献部分，形式为<sup>[9]</sup>

$$I(\theta)|_{EH_{12}} = \left| \frac{\sin(ka \sin\theta)}{(ka \sin\theta)^2 - \pi^2} \right|^2 \cdot \left| \sum_{q=1}^3 B_q \cdot \exp[j(q - 2)kD \sin\theta] \right|^2 \quad (8)$$

而交叉项的贡献为

$$\begin{aligned} \text{交叉项} &= 2 \frac{\sin(ka \sin\theta) \cos(ka \sin\theta)}{[(ka \sin\theta)^2 - (\pi/2)^2][(ka \sin\theta)^2 - \pi^2]} \left| \sum_{q=1}^3 A_q \exp[j(q - 2)kD \sin\theta] \right| \\ &\quad \times \left| \sum_{q=1}^3 B_q \exp[j(q - 2)kD \sin\theta] \right| \end{aligned} \quad (9)$$

式(7)表明，远场光强分布包含着  $EH_{11}$  模的光强  $I(\theta)|_{EH_{11}}$ ， $EH_{12}$  模的光强  $I(\theta)|_{EH_{12}}$  和交叉项的光强三部分的贡献，式中  $\theta$  是相位角。

### 3 实验结果与讨论

#### 3.1 实验装置

图 3 为波导阵列 CO<sub>2</sub> 激光器的实验装置图,射频(RF)源的频带为 130 MHz,最高输出功率大于 300 W,输出阻抗为 50 Ω,置于激光头与射频源之间的 LC 匹配网络是一低通容感匹配电路,在典型的气压、气体混合比的放电条件下,电压驻波比小于 1 : 1.03。

激光头结构如图 4 所示,波导阵列谐振腔由一对平面镜组成,输出镜为 ZnSe 基底的介质膜镜,透过率为 12%,全反镜是 Ge 基底的介质膜镜,反射率大于 98%。两块腔镜都配备有精密的三维调节机构,整个波导阵列腔体置于不锈钢圆筒储气套中,储气套也兼作 RF 辐射的屏蔽套,不锈钢套附有水冷却夹层,使得激光器工作时所产生的热量通过腔内金属电极的热传导,由冷却水带走。

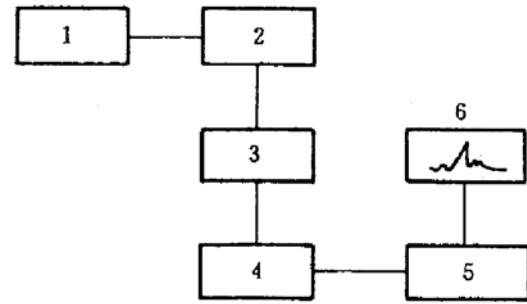


Fig. 3 Schematic diagram of the experiment

1: RF power supply; 2: RF dynamometer; 3: LC network;  
4: laser head; 5: intensity scanning and recording; 6: display

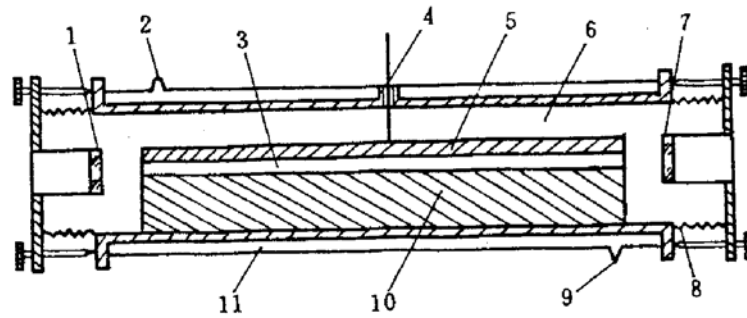


Fig. 4 Waveguide array laser head

1: reflector; 2: water exit; 3: waveguide channel; 4: RF entrance; 5: upper electrode; 6: gas sleeve;  
7: output mirror; 8: bellows; 9: water inlet; 10: lower electrode; 11: water-cooling sleeve

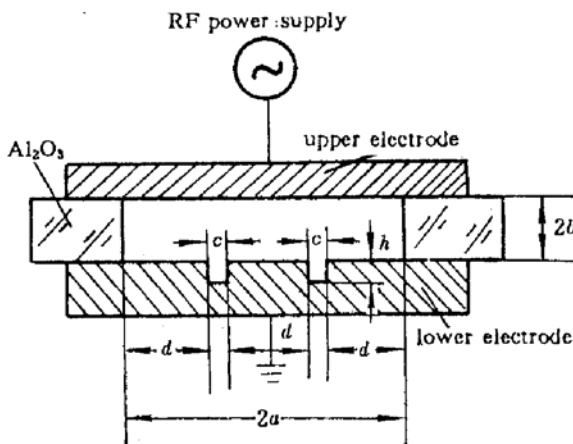


Fig. 5 1×3 grooves waveguide arrays

上、下电极均为纯铜板条,与波导通道相接触的表面均被光学抛光并真空镀铝。铜板条的长度为 370 mm,宽度为 15 mm。上、下电极板条被两条等长(370 mm)、左右平行放置的厚度(2b)为 2.25 mm 的 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 陶瓷片隔开,间距(2a)为 8.5 mm,上、下两电极板条与左、右两 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 陶瓷片条,构成如图 5 所示的 8.5×2.25 mm<sup>2</sup> 矩形波导通道,在下电极面上开设两条平行的宽度(c)为 0.47 mm,深度(h)为 1.5 mm 的凹槽,二凹槽的位置等分矩形波导的横向尺寸 2a,这样,在矩形波导管中,就形成了尺寸为 370×2.5×

2.25 mm<sup>3</sup> 的独立增益区,通道的 y 方向尺寸 2b 取成 2.25 mm,是为了确保最低阶波导模运转和有利于工作气体的热传导冷却。工作气体的混合比为 CO<sub>2</sub> : N<sub>2</sub> : He : Xe=1 : 1 : 4 : 0.2,总



气压为  $1.064 \times 10^4$  Pa。

### 3.2 实验结果

图 6 (a) 是波导阵列 CO<sub>2</sub> 激光器的近场烧斑, 在近场 (距输出镜 20 cm 处), 观察到阵列激光器输出的三束光强度稳定, 大小均匀, 且与阵列波导管的尺寸相一致。图 6 (b) 是距输出镜 3.5 m 处的远场烧斑, 呈现了典型的同相态对称模分布, 表征波导阵列 CO<sub>2</sub> 激光器已实现完全的同相位模态锁定, 实验还由“光强扫描法”记录分析了在  $f = 600$  mm 的透镜焦平面上波导阵列激光器的远场光强分布波形。通过微调激光器腔镜, 即改变各列阵元之间的相位差, 分别观察到图 7 (b) 和 (a) 所示的同相态对称模和异相态反对称模锁定的光强分布波形。

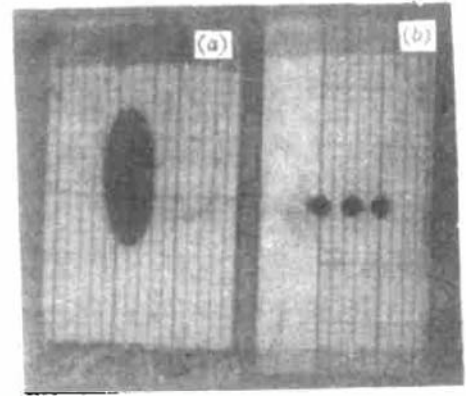


Fig. 6 The near-field and far-field output patterns of CO<sub>2</sub> waveguide laser arrays  
(a) near-field, (b) far-field

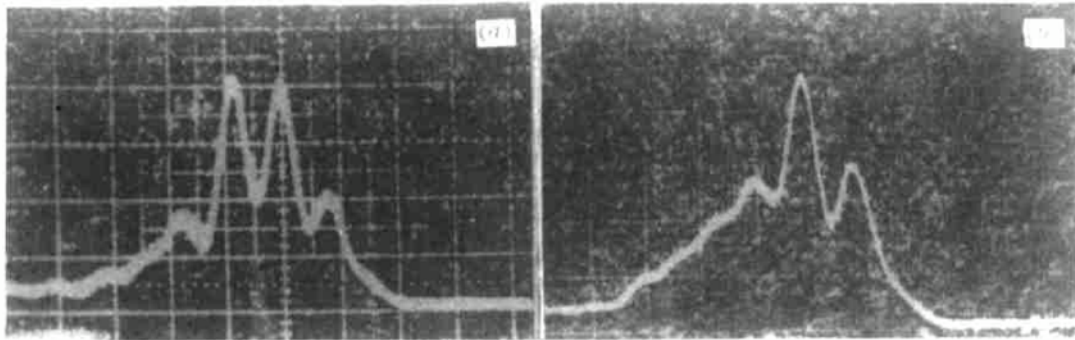


Fig. 7 Two different far-field output patterns observed  
(a) inverse phase mode, (b) in-phase mode

在上述典型的放电条件下, RF 源输入功率为 300 W, 驻波比为 1 : 1.03 时, 阵列激光器获得近 30 W 的输出功率, 效率为 10%, 并在近 1 h 的运转期间内, 输出功率起伏  $< 5\%$ , 如果能提高 RF 源输入功率, 激光器的输出功率会更高。

凹槽的宽度尺寸  $c$  的大小关系到各子波导间的场的互耦合程度, 随着槽宽  $c$  的增大, 子波导间的互耦合系数减小, 即相邻子波导间的耦合程度也减小, 使得波导间较难实现充分有效的耦合, 而影响各子波导间的相位锁定程度, 但槽宽  $c$  过小, 就难以在波导管横向通道内形成周期分布的高损耗区, 也即不能形成各个独立的子波导源。在我们的研究中, 对槽宽  $c$  进行了实验性的选择, 结果表明, 槽宽  $c$  取成 0.47 mm 是较为适宜的。凹槽深度  $h$  对波导间的耦合影响不大, 一般取成 1~2 mm, 但要求槽沟内的表面是粗糙的, 以防止在波导腔内形成寄生振荡膜。

### 3.3 结论

理论分析与实验研究的一致性表明, 我们提出的特殊构型的波导阵列 CO<sub>2</sub> 激光器与通常的波导阵列激光器相比, 具有如下明显的优点:

1) 通常的波导阵列器件的阵列元都采用金属-陶瓷结构, 陶瓷元件热导率低, 且加工复杂, 难以达到高的光学精度, 而限制了器件输出功率, 本文所提出的构型, 采用全金属阵列元件, 加工简便, 易达到高的光学精度, 而使波导场传输损耗小, 并且大大改善了工作气体的热扩

散传导冷却效率,有利于激光器输出功率的提高;

2) 由在波导管通道内设置损耗区的方法构成周期分布的增益区,而形成列阵光束,适当地选取凹槽尺寸和增益区的间隔,以及波导通道的高度尺寸,即易于实现各个增益区中的单模运转状态。我们提出的构型中,子波导元间的场耦合是通过损耗区的过渡而实现的,因而避免了 HBR 波导列阵的由于桥脊高度所引起的“耦合程度”或“高阶模的鉴别”问题,并且,由于金属波导列阵管体的良好导热性和热均匀性,使得列阵器件更易获得波导元间的相位完全锁定以及提高了锁定的稳定性。

### 参 考 文 献

- 1 E. Kapon, Z. Rav-Noy, L. T. Lu *et al.*. Phase-locking characteristics of coupled ridge-waveguide InP/InGaAsP diode laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **45**(11): 1159
- 2 L. A. Newman, R. A. Hart. Recent R & D advances in seated-off CO<sub>2</sub> laser. *Laser Focus/Electro-Optics*, 1987, **June**: 80
- 3 D. G. Youman. Phase locking of adjacent-channel leaky waveguide CO<sub>2</sub> lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**(3): 365
- 4 L. A. Newman, R. A. Hart, J. T. Kennedy *et al.*. High power coupled CO<sub>2</sub> waveguide laser array. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **48**(25): 1701
- 5 R. A. Hart, L. A. Newman, A. J. Canlar *et al.*. Staggered hollow-bore CO<sub>2</sub> waveguide laser array. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **51**(4): 1057
- 6 J. K. Bulter, D. E. Ackley, D. Botez. Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser array. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**(3): 293
- 7 K. Yasumpato. Three mode coupling in a dielectric slab waveguide with doubly periodic surface corrugations. *J. of Appl. Phys.*, 1985, **57**(3): 755
- 8 辛建国. “1×2”波导列阵 CO<sub>2</sub> 激光器研究报告(博士后论文). 1989
- 9 E. Marom, O. G. Ramer, S. Ruschin. Relation between normal-mode and coupled-mode analyses of parallel waveguides. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 1984, **QE-8**(12): 1311
- 10 马养武, 陈钰清, 杨 希. 一维三通道波导列阵 CO<sub>2</sub> 激光器输出特性研究. *光学学报*, 1992, **12**(11): 986

## A New Type of Phase-locked Waveguide Array CO<sub>2</sub> Laser

Ma Yangwu

(Optical Engineering Department, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

**Abstract** A phase-locking approach of CO<sub>2</sub> waveguide laser array is proposed. As a result, a new type CO<sub>2</sub> waveguide array laser is developed. The near-field laser intensity distribution and far-field symmetrical and unsymmetrical mode field distributions are observed.

**Key words** phase-locked, waveguide array