

文章编号: 0253-2239(2007)03-0545-5

优化电激励光子晶体单缺陷激光腔结构

朱志宏 叶卫民 季家镛 袁晓东 曾 淳

(国防科技大学光电学院光子晶体研究中心, 长沙 410073)

摘要: 设计和制作电激励光子晶体微腔激光器的一个困难是电流的注入问题, 而且电流的路径时常会导致微腔的 Q 值降低。将三维并行时域有限差分方法用于电激励光子晶体单缺陷激光腔研究, 给出了微腔的本征模式分布。根据模式特点, 选择单极子模式作为研究对象。数值模拟表明, 在保持 C_{6v} 对称性条件前提下, 微调最靠近微腔中心的 6 个空气孔的位置使得单极子模式的光场分布在腔边缘发生缓慢变化可以将单极子模的 Q 值和 Purcell 因子提高大约 7 倍。即激光器阈值可以降低 7 倍。

关键词: 光子晶体; 电激励单缺陷微腔; 时域有限差分方法; Q 值; Purcell 因子

中图分类号: O488 文献标识码: A

Optimization for Electrically Driven Single-Cell Photonic Crystal Laser Cavity

Zhu Zhihong Ye Weimin Ji Jiarong Yuan Xiaodong Zun Chun

(Research Center of Photonic Crystals, National University of Defense Technology, Changsha 410073)

Abstract: The current injection is a daunting problem in designing and fabricating electrically driven single-cell photonic crystal microcavity laser, and the current path often decreases the quality factor of the microcavity. The electrically driven single-cell photonic crystal microcavity laser is studied with three-dimensional finite-difference time-domain. The eigen mode distribution of the microcavity is given, and accordingly the monopole mode is chosen and investigated. Numerical simulation shows that, under the condition of C_{6v} symmetry, the positions micro-tuning of the six poles nearest the cavity center will result in slow change of the optical field of the monopole mode in the cavity margin. The quality factor and Purcell factor are raised 7 times, and the laser threshold decreases to one seventh of the original value.

Key words: photonic crystals; electrically driven single-cell microcavity; finite-difference time-domain; quality factor; Purcell factor

1 引 言

在过去的几年中, 光子晶体 (Photonic crystals) 因其具有控制光子运动的能力而备受关注^[1~4]。它其实可以理解为是一种周期性电介质。在周期性电介质材料中存在类似于半导体禁带的“光子禁带” (Photonic band gap)^[5~10]; 如果光的频率在禁带范围内, 则它不能在介质中传播。

光子晶体激光器因其具有模体积小、阈值低、易于集成等特点而成为光子晶体研究的一个热点内容^[11,12]。最近, 作为实现无阈值光子晶体激光器的关键一步, Y. H. Lee 研究小组在室温下演示了一种电激励单缺陷单模运行光子晶体激光器^[13], 其实实验测量和数值模拟的此激光器的 Q 值分别是约

2500 和 3480, 这一较低的 Q 值, 限制了此激光器的实际应用。本文首先模拟得到了电激励单缺陷微腔中三个本征共振模的光场分布特点, 然后根据单极子模的光场分布特点优化了微腔结构, 使得在保持模体积几乎不变的条件下, 得到了较高的 Q 值。

2 计算方法

文中 Q 值、Purcell 因子的计算方法如下。

微腔中电磁场能量随时间的变化可以由下式表示:

$$U(t) = U(t_0) \exp\left[\frac{-\omega(t-t_0)}{Q}\right], \quad (1)$$

由上式可以得到 Q 值的表达式:

作者简介: 朱志宏 (1978—), 男, 湖北人, 博士研究生, 主要从事光子晶体的研究。E-mail: zzhwcx@163.com

导师简介: 季家镛 (1946—), 男, 江苏人, 教授, 博士生导师, 主要从事光子晶体的研究。E-mail: nudtzzh@hotmail.com

收稿日期: 2006-06-01; 收到修改稿日期: 2006-09-18

$$Q = \frac{-\omega(t-t_0)}{\ln[U(t)/U(t_0)]}, \quad (2)$$

式中 $U(t)$ 是微腔中电磁场在 t 时刻的能量, t_0 是关掉单频源的时刻, ω 是微腔的共振频率。

为了计算 Purcell 因子, 需要知道模式的有效模体积, 它的表达式为

$$V_{\text{eff}} = \int \epsilon(r) |E(r)|^2 d^3r / \max[\epsilon(r) |E(r)|^2]. \quad (3)$$

Purcell 因子表征微腔对自发辐射的抑制能力, Purcell 因子越大, 则微腔对自发辐射的抑制能力越强。Purcell 因子定义为

$$F_p = \frac{3Q}{4\pi^2 V_{\text{eff}}} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3, \quad (4)$$

式中 Q 、 V_{eff} 、 n 和 λ 分别是 Q 值、有效模体积、微腔材

料折射率和共振波长。

3 电激励单缺陷微腔中的本征共振模

用基于微机(个人电脑)机群环境的三维并行时域有限差分方法对此激光器微腔进行了数值模拟, 激光微腔数学模型俯视图和侧视图如图 1 所示, 图中参量如下: 六角晶格周期 $a=510$ nm, 光子晶体平板厚度 $d=282.5$ nm, 介质折射率为 3.4, 支撑柱高 $h=1000$ nm, 支撑柱除了起支撑光子晶体平板外, 还被用做电激励的电流路径, 图 1(a)图中各层空气孔的半径分别为: $r_A=0.28a$, $r_B=0.35a$, $r_C=0.385a$, $r_D=0.40a$, $r_E=0.41a$, 支撑柱的上半径为 $r_{\text{max}}=0.32a$, 下半径为 $r_{\text{min}}=0.255a$ 。并行计算用的总网格数为 $380 \times 328 \times 110 \approx 1.4 \times 10^7$ 。

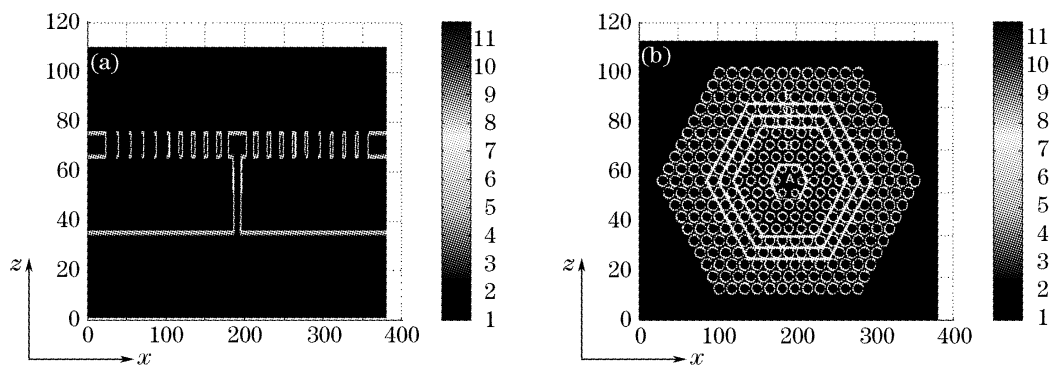


图 1 3D 时域有限差分法模拟得到的电激励光子晶体单缺陷微腔相对介电常量分布。(a)剖面图, (b)俯视图

Fig. 1 Relative dielectric constant distributions by our three-dimensional finite-difference time-domain calculation.

(a) Side view, (b) top view

在微腔中非对称位置处加一个宽频的偶极子源, 记录腔中不同位置处电场分量 E_y 的时间演化。通过对 E_y 的时间演化进行快速傅里叶变换, 可以得到对应的频谱, 如图 2(a)所示。图 2(a)中虚线给

出的是光子晶体微腔中心点的电场频谱, 实线为微腔中非中心点的电场典型频谱。值得注意的是, 在归一化频率 $\omega a / (2\pi c)$ 为 $0 \sim 0.45$ 范围内实线有三个共振频率: 0.295、0.341 和 0.361, 对应的模式分

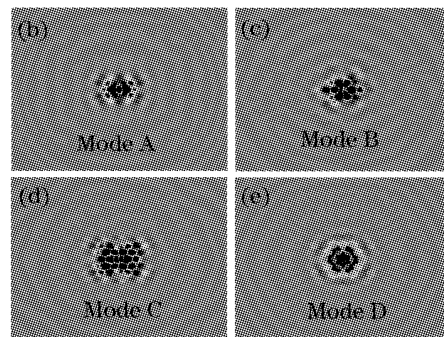
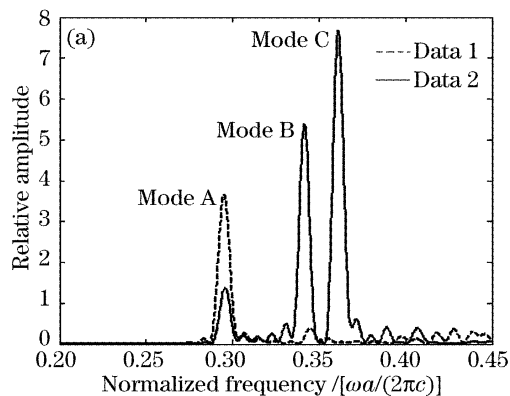


图 2 (a)微腔的共振频率, (b)微腔上表面处模式 A 电场分量 E_y 分布, (c)微腔上表面处模式 B 电场分量 E_y 分布,

(d)微腔上表面处模式 C 电场分量 E_y 分布, (e) 微腔上表面处模式 C 磁场分量 H_z 分布

Fig. 2 (a) Resonant frequencies of the microcavity, (b) electric field component E_y pattern for resonant mode A at the upper surface of the cavity, (c) electric field component E_y pattern for resonant mode B at the upper surface of the cavity, (d) electric field component E_y pattern for resonant mode C at the upper surface of the cavity, (e) magnetic field component H_z pattern for resonant mode C at the upper surface of the cavity

别为 A、B 和 C。图 2(b)~图 2(d)分别给出了此三个共振模式的电场分量 E_y 的空间分布。从图 2(a) 中可以发现,在微腔中心处电场分量 E_y 的频谱(虚线)上,没有看到后两个高频模式 B 和 C,这说明两个高频模式 B 和 C 在微腔中心处的电场强度趋于零,模式 B 和 C 的电场分量 E_y 的空间分布[图 2(c) 和图 2(d)]也说明了这点。对这两个模式,引入中心支撑柱不会明显降低它们的 Q 值,因而可作为电激励光子晶体微腔激光器的工作模式。从模式 C 的磁场分量 H_z 的空间分布[图 2(e)]可以看出,模式 C 是单极子非简并模式,拥有较高的 Q 值,所以选择模式 C 电激励光子晶体微腔激光器的工作模式。

4 优化电激励微腔结构

由于模式 C 的电场强度在微腔中心处为零,所以图 1(a)所示的小半径支撑柱对模式 C 的影响可以忽略不计。忽略了支撑柱的影响,微腔在垂直方向就可以看作是通过全反射来约束光。相比水平方向的禁带约束光,垂直方向的全反射约束光对于微腔的 Q 值高低具有决定意义。微腔中的光场可以

看作是不同的波矢量的波的叠加,对于文中研究的这种结构,可以认为微腔表面处切向方向(xoy 平面)的光动量是守恒的。所以,如果在微腔表面处波的切向波矢小于或等于 $2\pi/\lambda$ (λ 为波在真空中的波长),则波从微腔中辐射到空气中能满足动量守恒定律,即意味着波有可能辐射到空气中去,全反射条件不成立;反之,如果波的切向波矢大于 $2\pi/\lambda$,则波从微腔中辐射到空气中不能满足动量守恒定律,即意味着波不可能从微腔中辐射到空气中,全反射条件得到满足,波的能量就被约束在腔中。如果腔中波矢量满足全反射条件的波成分越多,那么 Q 值就越高。从图 2(d)能发现,模式 C 的光场在最靠近微腔中心的 6 个空气孔处发生剧烈的变化,这意味着腔中波矢量不满足全反射条件的波成分很大,于是 Q 值不高。所以,为了提高 Q 值,避免模式 C 的光场在最靠近微腔中心的 6 个空气孔处发生剧烈变化是一个重要的途径。如图 3(b)所示,在保持 C_{6v} 对称性前提下,通过改变靠近微腔中心的 6 个空气孔的位置可以使得模式 C 的光场在腔边缘发生缓慢变化[如图 3(d)],进而提高 Q 值。

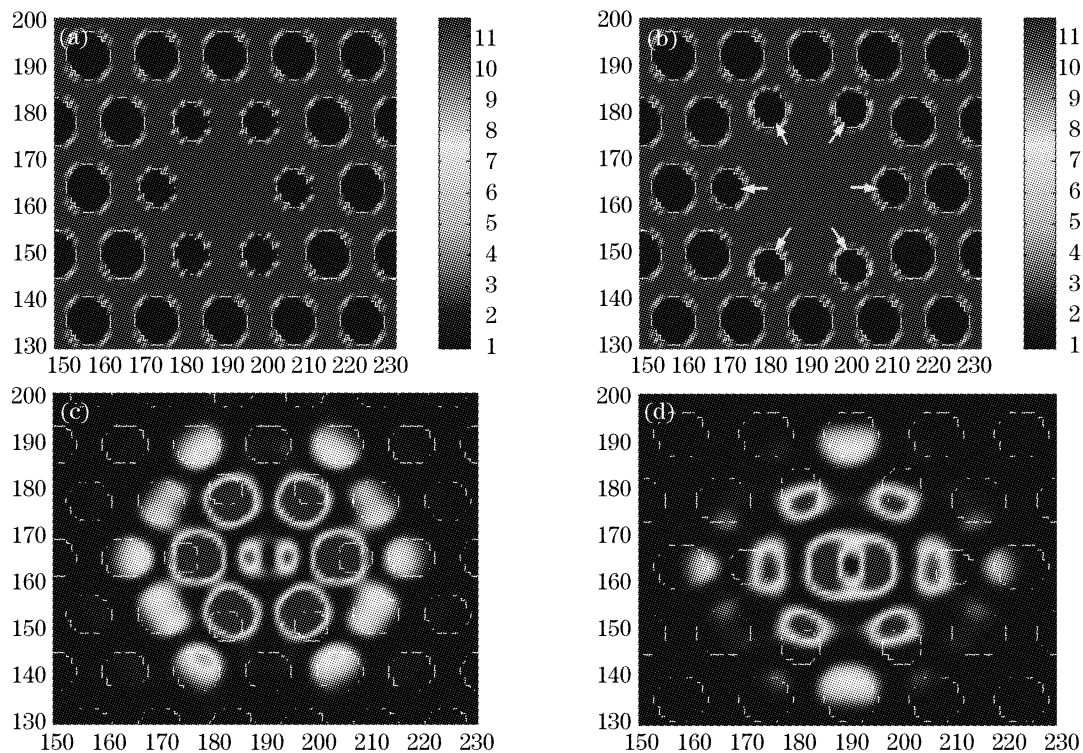


图 3 (a)没有改变空气孔位置和(b)改变空气孔位置后的光子晶体单缺陷微腔相对介电常量分布俯视图,(c)没有改变空气孔位置和(d)改变空气孔位置后的光子晶体单缺陷微腔上表面处电场强度分布俯视图(图中最靠近微腔中心的 6 个空气孔向外推离微腔中心的距离为 $L=0.2a$)

Fig. 3 Top view of the relative dielectric constant distributions of photonic crystal with modified single defect cavity with (a) and without (b) air holes position change. Top view of the electric field intensity profile of the monopole mode at the upper surface of the cavity with (c) and without (d) air holes position change. The position change of the nearest six holes pushed away from the center is $0.2a$

改变 6 个空气孔的推离距离 L , 可以得到腔的单极子模的共振频率、 Q 值、有效模体积和 Purcell 因子随 L 的变化曲线如图 4(a)~图 4(d) 所示。当 6 个最临近的空气孔被推离微腔中心时, 微腔的有效介电常量变大, 单极子模的共振频率变小, 如图 4(a) 所示。改变最靠近微腔中心的 6 个空气孔的位置来优化微腔结构的效果可以从 Q 值随 L 的变化曲线[图 4(b)] 看出, 随着 L 的变大, Q 值迅速地增大, 这是因为通过向外推最靠近微腔中心的 6 个空气孔, 使得分布于 6 个空气孔中的光场移动到微腔介质中, 电场在腔边缘的变化比较缓慢; 当 $L=0.2a$ 时, Q 值得到

最大值约 24000; 继续增大 L , Q 值又迅速地减小, 这是因为当 L 太大时, 次靠近微腔中心的 12 个空气孔中的电场变强, 辐射增大。当 $L=0.2a$ 时的光场分布如图 3(d) 所示。与 Q 值随着 L 的变化而剧烈变化不同, 有效模体积(单位: μm^3) 的变化却很小, 如图 3(c) 所示, 这可能是因为孔的移动相对于腔的尺寸来说是比较小的。从 Purcell 因子随 L 的变化曲线图 4(d) 可以看出, 当 $L=0.2a$ 时, Purcell 因子有一个最大值约 1200, 这个 Purcell 因子是没有移动空气孔位置时候的大约 7 倍, 这意味着激光器阈值可以降低大约 7 倍。

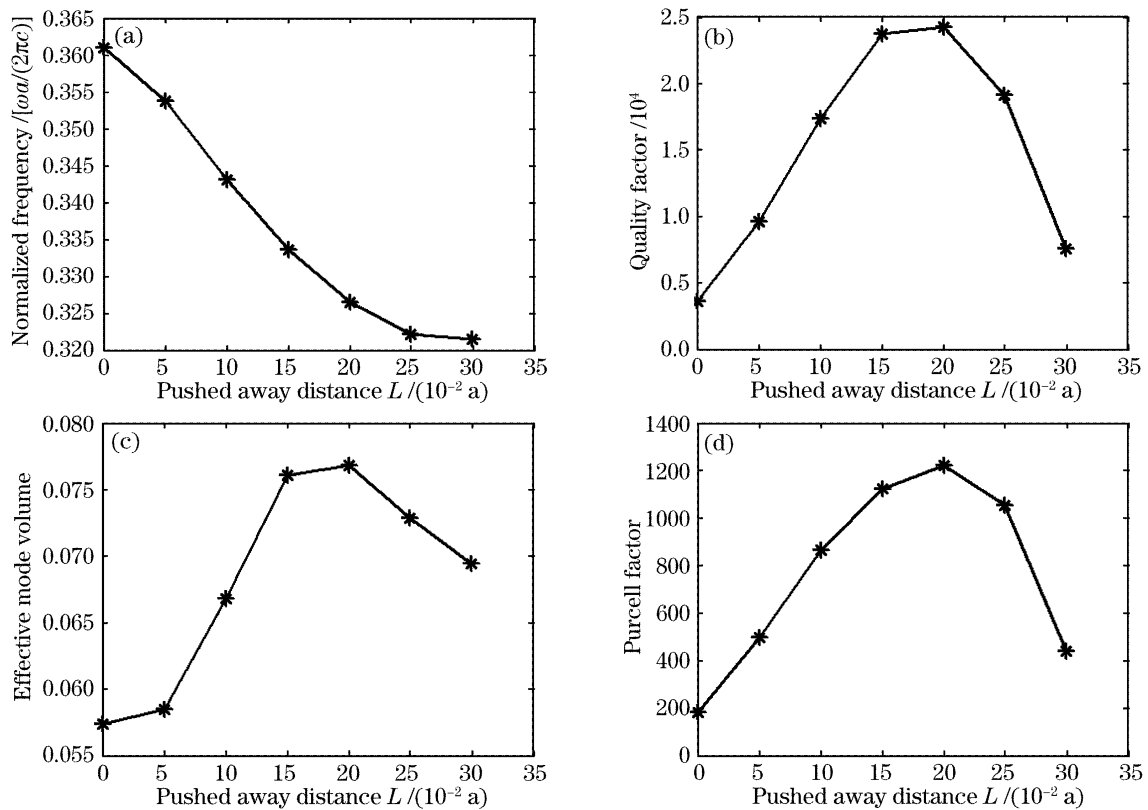


图 4 (a) 共振频率, (b) Q 值, (c) 模体积, (d) Purcell 因子随推离距离 L 的变化

Fig. 4 Resonant frequency (a), quality factor (b), effective mode volume (c), Purcell factor (d) as a function of the pushed away distance

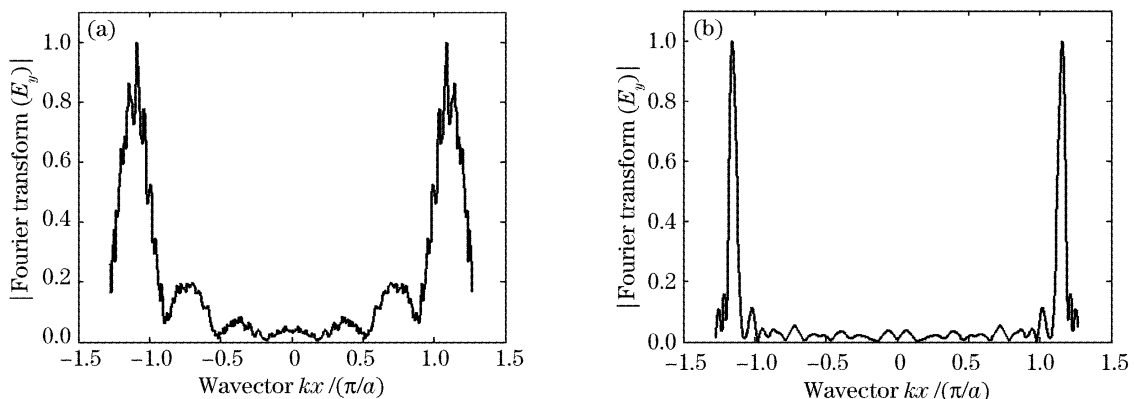


图 5 (a) 优化前 ($L=0$), (b) 优化后 ($L=0.2a$) 波矢空间电场 E_y 沿 K_x 方向分布

Fig. 5 E_y along K_x direction when L equals to 0 (a) and 0.2a (b)

Q 值得到较大地提高的原因可以更清楚地从波矢量空间得到解释。将微腔上表面处的 E_y 电场在波矢空间 K_x 方向进行一维傅里叶变换(考虑到单极子模式的对称性和一维图像更直观),得到电场分量 E_y 在 K_x 方向的分布如图 5 所示。图 5(a)和图 5(b)分别对应优化前(推离距离 $L=0$)和优化后(推离距离 $L=0.2a$)的结果。从图 5(a)可以看出,优化前,在光锥内(波矢小于或等于 $2\pi/\lambda$, 不能满足全反射条件)的波矢量成分比较多,所以此结构的微腔 Q 值不是很高,可以被优化。从优化后的图 5(b)能发现,波矢在光锥内的波的成分被大大减少了,所以, Q 值得到了较大提高。

5 结 论

在保持 C_{6v} 对称性条件前提下,微调最靠近微腔中心的 6 个空气孔的位置使得单极子模式的光场分布在腔边缘发生缓慢变化。数值模拟表明,此微腔的 Q 值和 Purcell 因子能被增大,当孔偏离腔中心向外移动 $0.2a$ 时, Q 值和 Purcell 因子比没有移动空气孔时增大了大约 7 倍,分别达到大约 24000 和 1200。Purcell 因子为 1200 时,微腔能够被用来降低电激励单缺陷光子晶体激光器的阈值。

参 考 文 献

- 1 Eli Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- 2 Sajeev John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23): 2486~2489
- 3 J. D. Joannopoulos, Pierre R. Villeneuve, Shanhui Fan.

- Photonic crystals: putting a new twist on light[J]. *Nature*, 1997, **386**(6621): 143~149
- 4 I. Abram, G. Bourdon. Photonic-well microcavities for spontaneous emission control[J]. *Phys. Rev. A*, 1996, **54**(8): 3476~3479
 - 5 K. M. Ho, C. T. Chen, C. M. Soukoulis. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(25): 3152~3155
 - 6 M. M. Sigalas, C. T. Chan, K. M. Ho *et al.*. Metallic photonic band-gap materials[J]. *Phys. Rev. B*, 1995, **52**(10): 11744~11751
 - 7 Yang Guangqiang, Zhang Xia, Ren Xiaomin *et al.*. Experimental research on dispersion compensation of 10 Gb/s clock signal using photonic crystal fiber[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(9): 1221~1224 (in Chinese)
杨广强, 张霞, 任晓敏等. 利用光子晶体光纤实现 10 Gb/s 光传输系统的色散补偿[J]. *中国激光*, 2005, **32**(9): 1221~1224
 - 8 Chen Fuyi, Jie Wanqi. Growth and microstructure analysis of PMMA photonic crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(8): 1117~1120 (in Chinese)
陈福义, 介万奇. 聚甲基丙烯酸甲酯光子晶体的生长和结构分析[J]. *光学学报*, 2005, **25**(8): 1117~1120
 - 9 Ouyang Zhengbiao, Zhu Jun, Li Jingzhen. Photonic bandgaps in photonic crystals with tapered periods at both ends[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(5): 612~615 (in Chinese)
欧阳征标, 朱骏, 李景镇. 两端有慢变结构的光子晶体的能带特性研究[J]. *光学学报*, 2002, **22**(5): 612~615
 - 10 Lin Xubin, Liu Yukui, Li Baojun. Theoretical study of silicon-based two-dimensional photonic crystal coupler[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(9): 1157~1160 (in Chinese)
林旭彬, 刘玉奎, 李宝军. 硅基二维光子晶体耦合器理论研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(9): 1157~1160
 - 11 Soon-Hong Kwon, Han-Youl Ryu, Guk-Hyun Kim *et al.*. Photonic bandedge lasers in two-dimensional square-lattice photonic crystal slabs[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **83**(19): 3870~3872
 - 12 Soon-Hong Kwon, Se-Heon Kim, Sun-Kyung Kim *et al.*. Small, low-loss heterogeneous photonic bandedge laser [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(22): 5356~5361
 - 13 Hong-Gyu Park, Se-Heon Kim, Soon-Hong Kwon *et al.*. Electrically driven single-cell photonic crystal laser[J]. *Science*, 2004, **305**(5689): 1444~1447