

文章编号: 0253-2239(2007)04-0706-5

获得非对称约束光子晶体缺陷透射特性的方法

石 全 林旭升 蔡旭红 赵年顺

(汕头大学理学院物理系, 汕头 515063)

摘要: 利用缺陷模的有关参量得到了非对称约束的光子晶体缺陷的透射特性。理论分析发现,在时间耦合模理论的框架内,非对称约束可以看做是两种不同程度的对称约束的简单组合。因而由对称约束的光子晶体缺陷模的衰减率,能够方便地得到非对称约束的光子晶体缺陷的透射特性。所有理论分析与基于时域有限差分法的模拟计算完全符合。

关键词: 光子晶体; 缺陷模; 非对称约束; 透射特性

中图分类号: O431 文献标识码: A

Method to Obtain the Transmission Characteristics of Photonic Crystal Defects being Asymmetrically Confined

Shi Quan Lin Xusheng Cai Xuhong Zhao Nianshun

(Department of Physics, Shantou University, Shantou 515063)

Abstract: The transmission characteristics of the symmetrically confined photonic crystal (PC) defects had been detailedly investigated. By using the parameters of their defect modes, we can readily get the transmission characteristics of the asymmetrically confined photonic crystal defects. It shows that in the framework of coupled-mode theory, an asymmetrically confined photonic crystal defect can be considered as the combination of two different symmetrically confined photonic crystal defects, and its transmission characteristics are decided by the decay-rates of the two involved symmetrically confined defects. All the analyses are in a good agreement with the simulation based on the finite-difference time-domain technique.

Key words: photonic crystal; defect mode; asymmetrical confinement; transmission characteristics

1 引 言

光子晶体是一种介电常量或折射率呈周期性分布的人工晶体结构。由于空间变化的周期与光的波长是同一个数量级,因而能够灵活地操纵光波在其中的传播^[1]。作为高密度光路集成的一个理想工作平台,光子晶体十几年来引起了人们极大的兴趣,目前在这个平台上已制作出各种超小型的光电子器件,如激光器、光开关、滤波器、延迟线以及各种低损耗波导^[2~7]。通过对光子晶体的全面研究,现在已形成了许多非常有意义的固定结构,其中一类就是光子晶体的点缺陷结构^[8,9]。它们本身就是很好的窄带滤波器(对于直接耦合结构的缺陷)或下载滤波

器(对于侧耦合结构的缺陷),这时由缺陷模的共振频率、质量因子和共振透射率这三个量所表达的透射谱是研究的一个重要方面。早期文献就提到可以用时间耦合模理论(Coupled-mode theory, CMT)描述包括非对称约束在内的各种光子晶体点缺陷的透射特性^[10],然而由于非对称约束缺陷的共振透射率偏低,对非对称约束的研究并不多见。类似于传统的器件结构,非对称约束缺陷对于实现某些器件功能如光二极管的单向透射性,也非常重要^[11~13]。虽然这类器件的运行机制主要是基于光学非线性效应,但弄清约束的非对称程度对透射特性的影响却非常必要,这对器件物理模型的建立具有重要意义。

* 国家自然科学基金(10374065)资助课题。

作者简介: 石 全(1982-),男,湖北谷城人,硕士研究生,主要从事非线性光子晶体方面的研究。

E-mail: g_qshi@stu.edu.cn

导师简介: 林旭升(1964-),男,广东汕头人,副教授,硕士生导师,主要从事非线性光子晶体方面的研究。

E-mail: xslin@stu.edu.cn

收稿日期: 2006-05-26; 收到修改稿日期: 2006-08-24

因此,本文结合时间耦合模理论分析和时域有限差分法(Finite-difference time-domain method, FDTD)的数值计算,详细讨论在有限的光子晶体结构中如何利用对称约束的光子晶体缺陷的有关参量,获得任意的非对称约束缺陷的透射谱,同时分析各种约束条件下缺陷模的共振频率、质量因子和共振透射率等量的变化规律。

2 理论模型及分析

如图 1 所示,在宽为 a ($a=0.45 \mu\text{m}$) 的普通平板波导(折射率 $n_1=2.9$) 上通过等间隔地挖出 $(m+n)$ 个相同的圆空气孔(折射率 $n_2=1.0$) 形成有限的一维光子晶体, m 和 n 均为整数。相邻空气孔的中心间距,也就是周期结构的晶格常量,也取为 a ,空气孔的直径则取为 $0.60a$ 。通过将第 m 和第 $m+1$ 个空气孔的间距由 a 增至 $1.35a$ 而引入一个缺陷,记 $d=1.35a$ 为缺陷间距。缺陷两侧空气孔个数 m 和 n 的差异就直观地表示了缺陷约束的不对称程度。例如, m 和 n 的差异越大则缺陷对于局域光场的约束就越不对称,能量更易通过一侧的波导泄漏;而 $m=n$ 则表示对称约束,能量由左右两侧波导的泄漏相同。若用 b 表示缺陷模能量的振幅,即缺陷中的光场能量为 $|b|^2$; 而用 s_{+1}, s_{-1} (s_{+2}, s_{-2}) 分别表示连接光子晶体结构的左(右)侧平板波导的输入和输出的光场振幅,即外部光场的输入输出功率为 $|s_{\pm i}|^2, i=1$ 和 2 ; 则由时间耦合模理论知,线性条件下 b 应满足下列方程^[10]:

$$\frac{db}{dt} = (j\omega_0 - \gamma_m - \gamma_n - \gamma_0)b + \sqrt{2\gamma_m}s_{+1} + \sqrt{2\gamma_n}s_{+2}, \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} s_{-1} &= -s_{+1} + \sqrt{2\gamma_m}b, \\ s_{-2} &= -s_{+2} + \sqrt{2\gamma_n}b, \end{aligned} \quad (1b)$$

式中 ω_0 表示缺陷模的共振频率, γ_m 和 γ_n 分别表示缺陷模振幅通过左右两侧波导的衰减率, γ_0 则是模振幅的内部损耗。现考虑频率为 ω 的连续波信号 $s_{+1} = S_{+1} \exp(j\omega t)$ 的单独入射(即取 $s_{+2} = 0$), 显然缺陷模和各输出端的光场振幅最终也将以相同的频率变化,从而得到缺陷结构的稳态透射率为

$$T = \left| \frac{S_{-2}}{S_{+1}} \right|^2 = \frac{\eta}{1 + [(\omega_0 - \omega)/\gamma]^2} = \frac{\eta}{1 + 4Q^2(\omega/\omega_0 - 1)^2}, \quad (2)$$

式中

$$\eta = \frac{4\gamma_m\gamma_n}{\gamma^2} = \frac{4}{[\sqrt{\gamma_m/\gamma_n} + \sqrt{\gamma_n/\gamma_m} + \sqrt{\gamma_0^2/(\gamma_m\gamma_n)}]^2}, \quad (3)$$

$$Q = \frac{\omega_0}{2\gamma} = \frac{0.5\omega_0}{\gamma_m + \gamma_n + \gamma_0}, \quad (4)$$

是两个重要的参量。 η 是缺陷结构的共振透射率,即入射信号频率等于缺陷模的共振频率时的透射率。 Q 是缺陷模的质量因子,其中的 γ 是模振幅的总衰减率。

对于非对称约束的光子晶体缺陷(左右两侧的空气孔数各为 m 和 n), 通过时域有限差分法等数值计算可以得到它的透射谱,包括缺陷模的共振频率 ω_0 、质量因子 Q 和共振透射率 η 等的具体值。但是,当设计基于非对称约束的缺陷结构的器件时,必须对非对称约束程度不同的缺陷结构系统地进行透射谱的计算,这要花费大量的计算时间。在这种情况下,如能利用现成的对称约束缺陷的频率特性(共振频率、质量因子和共振透射率等),只是通过简单的处理而不是大量的数值计算就能获得非对称约束缺陷的频率特性和透射谱,就具有十分重要的意义。对于图 1 所示的缺陷结构(给定了折射率和空气孔大小),只要缺陷两侧的空气孔数目足以局域光场,即缺陷模与导带不发生重叠, ω_0 就只与缺陷间距 d 有关,而与缺陷两侧的空气孔数目无关。这一点可由这样的简单分析印证:因为此时对称与非对称两种结构的折射率分布存在差异的区域的场强都比较弱,根据微扰论可知由此而产生的两种结构的 ω_0 的差异也非常小。因而只要缺陷间距 d 相同,非对称约束和对称约束的 ω_0 值基本不变。在这种情况下,由式(4)知缺陷模的质量因子 Q 简单地由总衰减率决定。若能知道缺陷对于两侧波导的衰减率 γ_m, γ_n 和内部衰减率 γ_0 , 则 Q 值就可确定。至于共振透射率 η , 由式(3)知道它也完全由 γ_0, γ_m 和 γ_n 决定。因此,只要取得 γ_0, γ_m 和 γ_n 三个衰减率的值,就能确定此非对称约束的光子晶体缺陷的透射谱。

首先考虑两侧空气孔数都是 m 的对称约束缺陷,此时缺陷对于两侧波导的衰减率相等,都为 γ_m , 因而在缺陷的频率特性已知的情况下(共振频率 ω_0 、质量因子 Q_m , 共振透射率 η_m), 联立求解(3)式和(4)式可得到缺陷对于波导的衰减率 $\gamma_m = \frac{\omega_0 \sqrt{\eta_m}}{4Q_m}$ 和内部衰减率 $\gamma_{0m} = \frac{\omega_0(1 - \sqrt{\eta_m})}{2Q_m}$ 。同理,可得到两侧空气孔数都是 n 的对称约束缺陷对于波导

的衰减率 γ_n 和内部衰减率 γ_{0n} 。由此得到的 γ_m 和 γ_n 就是非对称约束缺陷结构(左右两侧的空气孔数分别为 m 和 n) 对于两侧波导的衰减率。考虑到缺陷的内部损耗率主要决定于缺陷间距 d 值, 约束程度的变化对它的影响并不大, 故此时非对称约束缺陷的内部衰减率 γ_{0nm} 可以简单取为 γ_{0m} 和 γ_{0n} 两者的中间值, 即(实际上由后面的数值计算可看到, γ_{0m} 和 γ_{0n} 之间的差异很小)。总之, 利用对称约束的光子晶体缺陷(两侧的空气孔数均为 m 或均为 n) 的透射特性, 完全可以求出相应的非对称约束缺陷(两侧空气孔个数分别为 m 和 n) 的各种衰减率, 从而能够得到该非对称约束缺陷的透射特性和透射谱。如果这个结果与该非对称约束缺陷的模拟测量或实际测量相符合, 则上述做法就是完全有效的, 能在器件设计方面大大地提高工作效率。

3 数值模拟

为证实上述的分析, 采用了美国 R-Soft 公司设计的时域有限差分法商业软件, 对如图 1 所示的各种对称和非对称约束的光子晶体缺陷结构做了模拟计算。计算表明, 在 $0.2457(2\pi c/a) \sim 0.3632(2\pi c/a)$ 的频率范围, 其中 c 为真空中的光速, 横磁波模(即磁场方向垂直于平板平面)存在禁带。为了准确得到缺陷模各频率位置的透射率, 先使用短脉冲输入得到缺陷模的位置和大致的模宽, 然后选取此缺陷模半峰全宽的 $1/50$ 作为精确频率扫描的步长, 采用频率扫描的方法来获取缺陷的准确透射谱。即在缺陷结构的左侧波导输入单位功率的给定频率的连续波信号(其空间分布为平板波导的基模); 在缺陷结构的右侧安放功率探测器测量稳定输出时的功率; 输入信号的频率增加一个步长后重复上述测量, 直至整个透射谱完成为止。由于时域有限差分法数值计算方法不对模型做任何近似, 只要格点设置合适就能可靠地得到缺陷结构的透射谱, 从而获得 ω_0 、 Q 和 η 值。在这里, 模拟计算用的格点大小在平板平面的两个方向上均取为 $a/16$ 。模拟计算采用了最

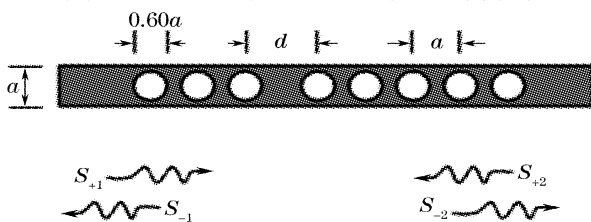


图 1 平板波导中的光子晶体缺陷结构

Fig. 1 Photonic crystal defect structure in a slab waveguide

佳匹配层的边界条件, 厚度取为 $0.5 \mu\text{m}$ 。

先对 $d=1.35a$ 的对称缺陷结构进行模拟计算, 通过初步的实验发现, 当 $m=1$ 或 2 时, $n=1$ 或 $2, 3, 4, 5$ 等时, 缺陷模与两侧的导带发生交迭, 缺陷模的形状偏离了洛仑兹形, 这时不能用时间耦合模理论进行定量分析。因此在文中我们将研究两侧空气孔依次取为 $m=n=3, 4, 5, 6, 7, 8$ 的结构。求出这些情形下缺陷的共振频率 ω_0 , Q 因子和共振透射率 η 值, 再根据第二部分的分析可求得各种衰减率, 如表 1 所示。可以看出, 随着所含空气孔个数的增多, 束缚缺陷的波导的衰减率呈指数函数迅速减小。改变约束程度, 例如增加或减少一个空气孔会使缺陷两侧波导的衰减率变化达到 $300\% \sim 500\%$ 。相反, 缺陷的内部衰减率对于约束程度的改变并不敏感, 其平均数值为 $0.7172(2\pi c/a) \times 10^{-4}$ 。除了 $m=n=5$ 结构外, 其它结构的内部衰减率值都在平均值的 5% 以内范围波动。而在 $m=n=5$ 结构处的内部衰减率偏离平均值也仅为 9.6% 。因此与改变空气孔数造成束缚波导衰减率的巨大变化相比, 内部衰减率的变化是微小的。对不同 d 值的缺陷也进行了计算, 结果均表明: 缺陷的内部衰减率对 d 值的变化很敏感; 相对而言, 束缚程度的改变对其影响不大。从表 1 中还可以看出, 当缺陷的 d 值确定后, 缺陷的共振频率 ω_0 是定值, 不受空气孔数目改变的影响。而随着束缚程度的加深, 缺陷的质量因子 Q 显著的增大, 共振透射率迅速减小。

由表 1 的各种衰减率数据, 能构造任意的非对称约束的缺陷, 利用(3)式和(4)式计算出它们的透射特性。为了验证理论分析的正确性, 通过相应的模拟计算, 求得它们的质量因子和共振透射率。图 2 是左侧空气孔数固定时, 改变右侧空气孔个数从而形成不同约束缺陷结构的共振透射率的理论计算(实心圆形)和模拟计算(空心三角形)的比较。理论分析值和模拟计算值的具体数据见表 2。

由表 2 可见理论值与模拟计算值两者基本相符。透射率的绝对值相差都在 2% 以内, 例如最大误差出现在 $m=3, n=4$ 位置, 此时透射率的理论值为 46.28% , 模拟计算值为 48.204% , 两者绝对误差为 1.924% 。由于透射率小于 1, 相对偏差会显得大些, 特别是透射率很低的情形, 例如在 $m=3, n=8$ 位置, 透射率的理论值为 0.305% , 模拟计算值为 0.355% , 两者相对误差高达 14.1% , 但绝对误差仅为 0.05% 。我们认为这与数据的取值精度和实验中参量的微小变化有关, 在处理实际的问题中是可以接受的。

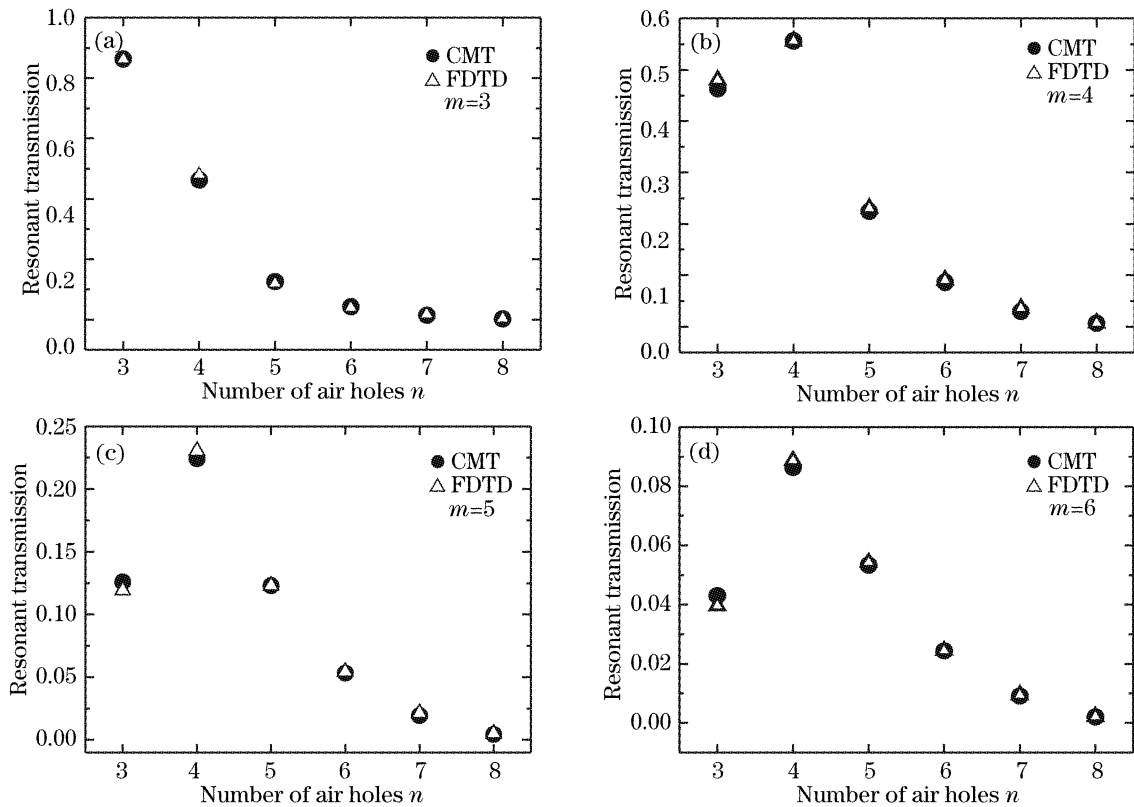


图 2 $d=1.35a$ 时的各种约束缺陷结构的共振透射率理论值和模拟实验值比较

Fig. 2 Comparison of resonant transmission between theoretical and numerical values of various confined defect when $d=1.35a$. CMT; coupled-mode theory; FDTD; finite difference time domain method

表 1 $d=1.35a$ 时,各种对称约束的光子晶体缺陷结构的透射特性

Table 1 Transmission characteristics of different symmetrically confined photonic crystal defects when $d=1.35a$

	Resonant Frequency $\omega_0 (2\pi c/a)$	Resonant Transmission η	Total decay-rate $\gamma (2\pi c/a) \times 10^{-4}$	Quality factor Q	Inner decay-rate $\gamma_0 (2\pi c/a) \times 10^{-4}$	Waveguide decay-rate $\gamma_m (2\pi c/a) \times 10^{-4}$
$m=n=3$	0.29861	0.90009	9.9480	150	0.7082	4.6199
$m=n=4$	0.29863	0.55767	2.6822	557	0.6816	1.00027
$m=n=5$	0.29863	0.12899	1.2104	1233	0.7858	0.2123
$m=n=6$	0.29863	0.0226	0.8738	1709	0.7373	0.06823
$m=n=7$	0.29863	0.00345	0.7448	2005	0.7011	0.02188
$m=n=8$	0.29863	0.000179	0.6983	2138	0.6889	0.004683

表 2 $d=1.35a$ 时,各种非对称约束的光子晶体缺陷结构共振透射率的理论值与实验值对比

Table 2 Comparison of the resonant transmission between theoretical and experimental value of various asymmetrically confined photonic crystal defects when $d=1.35a$

	$m=3$		$m=4$		$m=5$		$m=6$	
	CMT	FDTD	CMT	FDTD	CMT	FDTD	CMT	FDTD
$n=3$	0.86289	0.86269	0.46350	0.48024	0.12602	0.11927	0.04306	0.03964
$n=4$	0.46280	0.48024	0.55632	0.55630	0.22421	0.23042	0.08636	0.08866
$n=5$	0.12575	0.11927	0.22421	0.23042	0.12303	0.12303	0.05335	0.05427
$n=6$	0.04296	0.03964	0.08636	0.09066	0.05335	0.05427	0.02439	0.02439
$n=7$	0.01411	0.01690	0.02982	0.03602	0.01944	0.02132	0.00912	0.00947
$n=8$	0.00305	0.00355	0.00656	0.00671	0.00437	0.00502	0.00217	0.00217

图 2 给出了 $d=1.35a$ 时的各种约束缺陷结构的共振透射率理论值(时间耦合模理论法)和模拟实验值(时域有限差分法计算)的结果。在 $m=3$ 和 $m=4$

的两种情况中,共振透射率最大值出现在 $m=n=3$, $m=n=4$ 即对称约束缺陷情形。可以通过(3)式得到很好的解释。因为此时两侧束缚波导的衰减率 γ_m, γ_n

大于缺陷的内部衰减率 γ_0 , 分母中第三项的影响很小。在这种情况下 $\gamma_m = \gamma_n$, 即对称约束时分母前两项之和有最小值就对应着缺陷结构具有最大共振透射率。如果缺陷的内部衰减率 γ_0 大于两侧束缚波导的衰减率 γ_m 或 γ_n , 则必须考虑分母中第三项的影响。此时共振透射率的最大值就不会出现在 $m = n$ 的位置处, 对应于 $m = 5, m = 6$ 这两个图。

图 3 给出了 $d = 1.35a$ 时非对称约束缺陷模的质量因子的理论计算和实际模拟结果。可以看到, 理论计算和实际模拟也是完全地符合。图中四条曲线分别对应着四个给定的 m 值(缺陷左侧空气孔数), 随着缺陷右侧空气孔数 n 的增加, Q 因子单调上升, 变化逐渐趋于平缓, 尤其是 m 值较小时所对应的两条曲线。由(4)式得到解释: 由于这里 m 和 d 值固定, 故缺陷对于左侧波导的衰减率 γ_m 和缺陷的内部衰减率 γ_0 均保持不变, 不会受右侧约束条件的变化而变化。而增大右侧空气孔数 n 导致缺陷对于右侧波导的衰减率 γ_n 减小。当 γ_n 对 Q 因子的影响可以忽略时, 图 3 中的曲线就趋于平直。由公式(4)知, 这时的 Q 因子为 $Q = 0.5\omega_0 / (\gamma_m + \gamma_0)$ 。

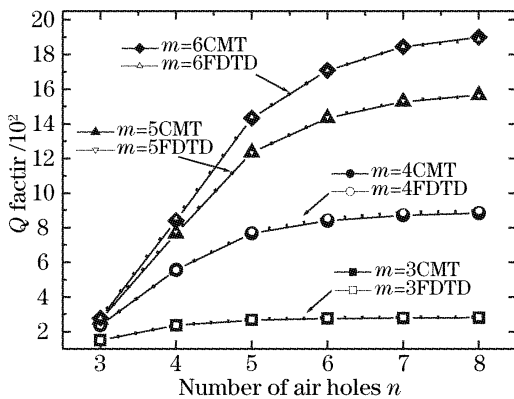


图 3 $d = 1.35a$ 时各种约束缺陷结构的质量因子 Q 理论值和模拟实验值的比较

Fig. 3 Comparison quality factor between theoretical and numerical values of various symmetrically confined photonic crystal defects when $d = 1.35a$

综合上面的结果, 通过测量对称约束的光子晶体缺陷的三个透射特性参量 ω_0 、 Q 和 η , 利用(3)式和(4)式计算出相应的缺陷对于两侧耦合波导的衰减率 γ_m 、 γ_n 和缺陷的内部衰减率 γ_0 , 利用以这些参量就可以计算出相应的各种不对称约束缺陷结构的透射特性, 模拟实验的结果验证了这种方法是完全可行的。

4 结 论

运用时间耦合模理论和时域有限差分法, 讨论了利用对称约束缺陷的频率特性获得到各种非对称约束光子晶体缺陷的透射特性。理论分析和模拟均说明了非对称约束可以视为两种不同程度的对称约束的简单组合。只要给出对称约束光子晶体缺陷模的衰减率, 非对称约束的光子晶体缺陷的透射特性就能方便地得到。研究结果对基于非对称约束光子晶体缺陷的器件分析和设计具有重要的意义。

参 考 文 献

- John D. Joannopoulos, Robert D. Meade, Joshua N. Winn. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* [M]. Princeton: Princeton University Press, 1995
- Zhou Min, Liu Lipeng, Dai Qixun *et al.*. Fabrication of microstructures with two-photon absorption induced by femtosecond laser [J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(10): 1342~1346 (in Chinese)
周明, 刘立鹏, 戴起勋等. 飞秒激光双光子微细结构的制备[J]. *中国激光*, 2005, **32**(10): 1342~1346
- Rongjin Yan, Qingkang Wang. Enhancement of light extraction efficiency in OLED with two-dimensional photonic crystal slabs[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(6): 353~356
- Chen Haixing, Gu Peifu, Li Weige *et al.*. Superprism effect in thin film Fabry-Pérot filter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(1): 157~160 (in Chinese)
陈海星, 顾培夫, 吕维阁等. 薄膜法布里珀罗滤光片中的超棱镜效应[J]. *光学学报*, 2006, **26**(1): 157~160
- S. Y. Lin, E. Chow, S. G. Johnson *et al.*. Demonstration of highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5- μm wavelength[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(17): 1297~1299
- Chen Lixue, Kim Dalwoo, Song Yinglin *et al.*. Localization and threshold of bistable switching by gap-edge shifting[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2003, **20**(9): 1514~1516
- Jiang Haitao, Chen Hong, Liu Nianhua *et al.*. Engineering photonic crystal impurity bands for multiple channelled optical switches[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(1): 101~103
- Fang Yuntuan, Shen Tinggen, Tan Xilin. Study on one-dimensional photonic crystals with impurity defects [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(11): 1557~1560 (in Chinese)
方云团, 沈廷根, 谭锡林. 一维光子晶体掺杂缺陷模研究[J]. *光学学报*, 2004, **24**(11): 1557~1560
- Shanhui Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos *et al.*. Channel drop filters in photonic crystals[J]. *Opt. Exp.*, 1998, **3**(1): 4~11
- H. A. Haus. *Waves and Fields in Optoelectronics* [M]. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1984
- Lin Xusheng, Lan Sheng. Unidirectional transmission in asymmetrically confined photonic crystal defects with Kerr nonlinearity[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2005, **22**(11): 2847~2850
- Sergei F. Mingaleev, Yuri S. Kivshar. Nonlinear transmission and light localization in photonic-crystal waveguides[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(9): 2241~2249
- Xusheng Lin, Weiqing Wu, Hui Zhou *et al.*. Enhancement of unidirectional transmission through the coupling of nonlinear photonic crystal defects[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(6): 2429~2439