

基于标量波近似方法模拟三维光子晶体光学特性

赵夺彪¹ 蒋袁媛² 单 晶¹ 王绩伟¹ 谭天亚¹

(¹ 辽宁大学物理学院, 辽宁 沈阳 110036)
(² 云南大学公共管理学院, 云南 昆明 650504)

摘要 利用标量波近似方法对三维光子晶体进行光学特性模拟, 主要对标量波近似方法进行优化及改进。阐述了标量波近似方法的基本思想以及该方法的计算步骤, 对该方法进行了优化及改进, 重点研究了光子带隙。采用流动控制垂直沉积方法制备多层三维光子晶体并测量其透射光谱, 实验结果表明标量波近似方法可以较好地模拟三维光子晶体的光学行为。

关键词 光学器件; 光子晶体; 标量波近似; 数值模拟; 透射光谱

中图分类号 O433 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.1216004

Optical Property of Three-Dimensional Photonic Crystal Simulated by Scalar Wave Approximation Method

Zhao Duobiao¹ Jiang Yuanyuan² Shan Jing¹ Wang Jiwei¹ Tan Tianya¹

(¹ Department of Physics, Liaoning University, Shenyang, Liaoning 110036, China)
(² Institute of Public Administration, Yunnan University, Kunming, Yunnan 650504, China)

Abstract Mainly aiming at optimizing and improving the scalar wave approximation method, the scalar wave approximation method is used to simulate the transmission spectrum of the three-dimensional photonic crystal. The basic idea and calculation steps of the scalar wave approximation method are introduced. Then we optimize and improve this method. The research on the photonic band gap is emphasized. The experimental data are compared with the simulation result in order to verify the accuracy of the method. The multi-layer three-dimensional photonic crystals are prepared by the fluid chemical vapor deposition method and their transmission spectra are measured. The experimental results show that the scalar wave approximation method can simulate the optical behavior of the three-dimensional photonic crystal.

Key words optical devices; photonic crystal; scalar wave approximation; numerical simulation; transmission spectrum

OCIS codes 080.1510; 260.1180; 260.1960; 300.6170; 350.5500

1 引 言

自 1989 年 Yablonovitch 等^[1]首次发现具有光子带隙结构的周期性介电材料以来, 光子晶体因其周期性结构产生的特殊效应而被广大研究者所关注^[2-4]。这样的周期性结构会产生光子带隙 (PBG), 从而控制或阻止特定频率范围的可见光或近红外光通过。由于光子晶体类似于电子领域中的

半导体, 可以调控光子的运动, 因此被称为光学半导体。光子晶体可以制作高性能光学器件, 如超紧凑型光波导器件、低阈值发光二极管、激光器、光滤波器、光开关、分光镜、平板透镜等^[5-6], 在集成光电子学领域有重大的应用, 在传感、太阳能电池、光纤通信等领域也有巨大的应用前景^[7]。

Russell 等^[8]首先运用耦合波理论对一维光子

收稿日期: 2013-06-14; **收到修改稿日期**: 2013-08-15

基金项目: 国家自然科学基金(11274150)

作者简介: 赵夺彪(1988—), 男, 硕士研究生, 主要从事光电材料方面的研究。E-mail: 361037950@163.com

导师简介: 谭天亚(1976—), 女, 教授, 主要从事光电材料方面的研究。E-mail: tantianya@126.com(通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

晶体超晶格结构进行了理论研究。随后,多个研究小组采用不同的理论对光子晶体进行了深入研究。例如,Zhang 等^[9]采用传输矩阵法、Sharkawy 等^[10]采用时域有限差分法分别对二维(2D)光子晶体的光学特性进行了研究。Neff 等^[11]采用平面波展开法研究了二维光子晶体的光学特性。Istrate 等^[12]采用包络函数法对三维(3D)光子晶体进行了理论研究。Mittleman 等^[13]利用标量波近似法(SWA)来模拟三维光子晶体光学特性,在模拟一些简单结构的物质时非常精确,也可以用理论解释 PBG 变化规律。该方法基于两个假设,假设一:由于光是电磁波,可把电磁波近似为标量,即方便进行模拟计算;假设二:光的传播过程是一个复杂的过程,忽略对光的传播影响很小的因素,如光在传播过程中的散射损失,光子晶体对电磁波的吸收及电磁波与介质之间的其他相互作用等。

Mittleman 模拟多层光子晶体所得结果与实验结果进行比对,吻合程度较高,但在计算优化时精确程度不高,如 PBG 左侧透射率会高于 PBG 右侧透射率。由于入射光会发生多级衍射,根据布拉格衍射原理可知,PBG 左侧透射率应该低于 PBG 右侧透射率。因此,对标量波近似法的计算公式进行优化,同时修正多级衍射造成透射率不同的问题。另一方面,Mittleman 在模拟三维光子晶体光学性质时只考虑正入射的情况,本文对该方法进行改进,对斜入射时的光学特性进行模拟。实验采用流动控制垂直沉积(FCVD)方法制备多层光子晶体,利用热场发射扫描电子显微镜(SEM, LEO 1530)对实验样品的纳米结构进行观察,利用 PerkinElmer 公司紫外/可见/近红外分光光度计(Lambda 950)测量样品透射光谱。

2 标量波近似方法的优化及改进

2.1 标量波近似方法

在周期结构的物质中,电磁波在晶体内部传播时有类似电子在周期性势场中传播的薛定谔方程:

$$-\nabla^2 E - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon E = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 E, \quad (1)$$

式中介电常数被分成两部分:第一部分为平均介电常数 ϵ_0 ,第二部分为周期性变化的介电常数 ϵ' 。首先讨论平均介电常数。光子晶体具有周期性结构但并不均匀,因此要引入填充比 f ,即球占总体积的比率(紧密排列的球 $f = 0.74$)。球的介电常数为 ϵ_a ,小球间空隙的介电常数为 ϵ_b ,则周期性结构的光子晶体的平均介电常数为

$$\epsilon_0 = f\epsilon_a + (1-f)\epsilon_b, \quad (2)$$

然后讨论周期性变化的介电常数 ϵ' 。由于光子晶体是具有周期性结构的材料,因此可以把光子晶体类比为半导体。则 ϵ' 可以展开为

$$\epsilon' = \sum_{\mathbf{G}} U \exp(i\mathbf{G}r), \quad (3)$$

对上式倒易矢量 \mathbf{G} 在第一布里渊区进行求和, U 为傅里叶系数:

$$U = \frac{3f}{(\mathbf{GR})^3} (\epsilon_a - \epsilon_b) [\sin(\mathbf{GR}) - \mathbf{GR} \cos(\mathbf{GR})], \quad (4)$$

这里 R 是小球的半径。电场强度近似为标量,根据 Bloch 定律可以扩展为

$$E = \sum_{\mathbf{G}} \sum_{\mathbf{k}_H} C_{\mathbf{k}_H - \mathbf{G}} \exp[i(\mathbf{k}_H - \mathbf{G})r], \quad (5)$$

式中 \mathbf{k}_H 为衍射光波矢量。 \mathbf{k}_0 为入射光波矢量, \mathbf{G} 为倒易矢量,根据 Laue 条件,有 $\mathbf{k}_H - \mathbf{k}_0 = \mathbf{G}$ 。对(1)式进行简化,计算出衍射光波矢量 \mathbf{k}_H 的标量值

$$k_H = \frac{1}{2}G \pm \sqrt{\frac{G^2}{4} + \epsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - \sqrt{G^2 \epsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} + U^2 \frac{\omega^4}{c^4}}}. \quad (6)$$

光子晶体的重要特性是存在 PBG,对于垂直于(111)晶面入射的光来说,频率在 PBG 处的电磁波会被反射回来。根据布拉格定律,当光垂直入射(111)晶面时,光子带隙中心波长为

$$\lambda_a = 2d(111) \sqrt{\epsilon_0}. \quad (7)$$

用一个标量 α 把变化的波长 λ 与中心波长 λ_a 联系起来:

$$\alpha = \lambda/\lambda_a - 1. \quad (8)$$

由(6)~(8)式得到衍射光波矢量 \mathbf{k}_H 的表达式

$$\mathbf{k}_H = \mathbf{k}_0 \sqrt{\epsilon_0} \left[1 + \alpha \pm \sqrt{(1+\alpha)^2 + 1 - \sqrt{4 \times (1+\alpha)^2 + \frac{U^2}{\epsilon_0^2}}} \right]. \quad (9)$$

2.2 标量波近似方法的优化

光在整个区域传播过程中,如图 1 所示,光从 0 位置进入介质,在 z_0 位置穿出介质,沿着 $+z$ 方向传

播。光穿过一个有限的晶体可以认为是量子隧穿效应。

根据图 1, 电场强度的连续性可认为是

$$E = \begin{cases} \exp(ik_0 z) + r \exp(-ik_0 z) & (z < 0) \\ A\{\exp(ik_H z) + Y \exp[i(k_H - G)z]\} + B\{\exp(-ik_H z) + Y \exp[-i(k_H - G)z]\} & (0 < z < z_0), \\ t \exp(ik_0 z) & (z > z_0) \end{cases} \quad (10)$$

这里 Y 为入射波振幅与衍射波振幅之比。根据(6)式和(7)式可得

$$Y = \frac{k_H^2 - \epsilon_0 k_0^2}{U k_0^2}. \quad (11)$$

光在晶体传播过程中经过了两个临界区域 $(0, z_0)$, 利用边界条件计算(7)式使电场强度 E 及其一阶导数连续即可得到反射系数 r 、透射系数 t 和系数 A 、 B 。通过优化及傅里叶变换, 得到透射系数 t 为

$$t = 2k_0(Y+1)(k_H + k_H Y - GY) / [iY(k_H^2 + k_0^2 + G^2 Y + k_H^2 Y + k_0^2 Y - Gk_H - 2Gk_H Y) \cdot \sin(GNd - k_H Nd) - k_0 Y(G + 2GY - 2k_H - 2k_H Y) \cos(GNd - k_H Nd) - i(k_H^2 + k_0^2 + k_H^2 Y + k_0^2 Y - Gk_H Y) \sin(k_H Nd) - k_0(GY - 2k_H Y - 2k_H) \cos(k_H Nd)]. \quad (12)$$

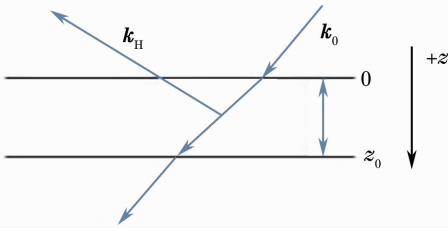


图 1 电磁波在光子晶体中传播的示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the electromagnetic wave propagating in the photonic crystal

2.3 标量波近似方法的改进

在之前的研究中, 标量波近似方法只能模拟正

入射时的光谱, 因此对该方法进行改进, 使其可以模拟多角度的光谱, 增大该方法的适用范围。通过波矢量 k 来表示入射光的多少。当斜入射时, 可认为

$$k_s = k \sin \theta, \quad (13)$$

式中 θ 为光线与 $d(111)$ 面的夹角。同时中心波长 λ_a 将会变为

$$\lambda_a = 2d(111) \sqrt{\epsilon_0 - \sqrt{1 - \sin^2 \theta}} \quad [14] \quad (14)$$

同样通过边界条件(10)式得出斜入射时光子晶体的透射系数为

$$t = 2k_0(Y+1)(k_s + k_s Y - GY) / [iY(k_s^2 + k_0^2 + G^2 Y + k_s^2 Y + k_0^2 Y - Gk_s - 2Gk_s Y) \cdot \sin(GNd - k_s Nd) - k_0 Y(G + 2GY - 2k_s - 2k_s Y) \cos(GNd - k_s Nd) - i(k_s^2 + k_0^2 + k_s^2 Y + k_0^2 Y - Gk_s Y) \sin(k_s Nd) - k_0(GY - 2k_s Y - 2k_s) \cos(k_s Nd)]. \quad (15)$$

2.4 光子带隙理论

由(9)式可知, 对于光子带隙带宽通过衍射波矢量 k_H 可以确定, 令

$$Q = \frac{G^2}{4} + \epsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - \sqrt{G^2 \epsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} + U^2 \frac{\omega^4}{c^4}}, \quad (16)$$

$$k_H = \frac{1}{2} G \pm \sqrt{Q}. \quad (17)$$

对(16)式中 Q 进行求解, 如图 2 所示, 只有当衍射波矢量在光子带隙时才为虚数, 则在 $Q < 0$ 的波段是光子带隙^[15], 因此当 $Q=0$ 时为光子带隙的两个边界点 $\lambda_1, \lambda_2 (\lambda_2 > \lambda_1)$ 。

根据(16)式得

$$\lambda_1 = 2d \sqrt{\epsilon_0 - U}, \quad (18)$$

$$\lambda_2 = 2d \sqrt{\epsilon_0 + U}, \quad (19)$$

则光子带隙带宽为

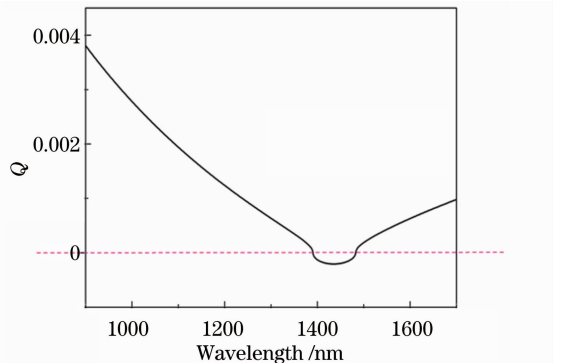


图 2 Q 值与电磁波波长关系

Fig. 2 Q versus wavelength of electromagnetic waves

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 2d(\sqrt{\epsilon_0 + U} - \sqrt{\epsilon_0 - U}). \quad (20)$$

而根据(20)式可以推断出光子带隙带宽是由微球直径、介质填充比、相对介电常数共同决定。通过模拟计算可知, 介质相对介电常数增大、高相对介电常数

介质填充比增大、微球直径变大,都会使光子晶体带

隙宽度增大,如图 3 所示。

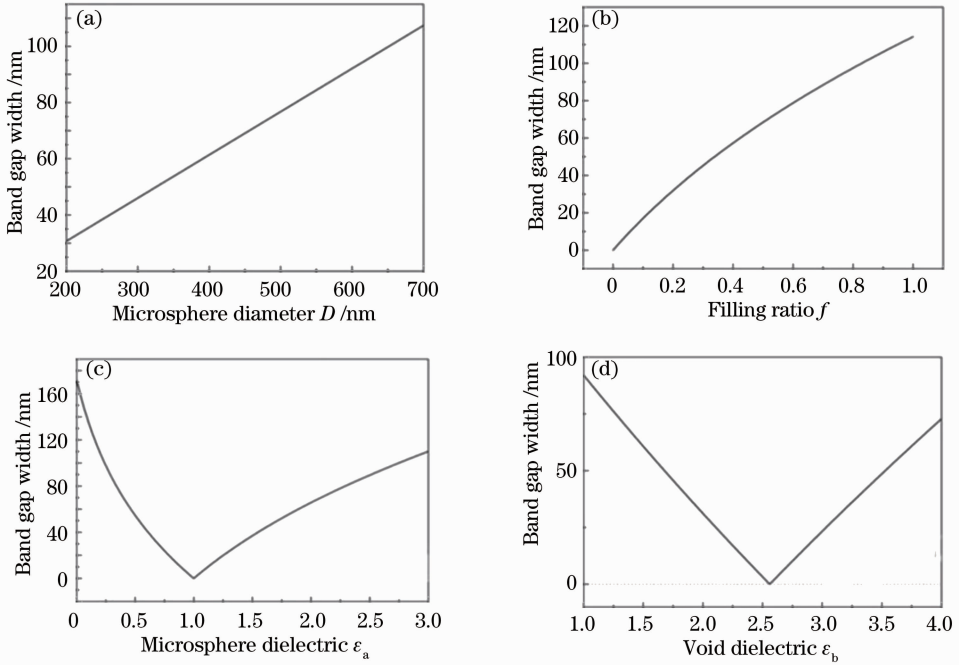


图 3 理论模拟影响带隙带宽的因素。(a)微球直径对带宽的影响;(b)填充比对带宽的影响;(c)当空隙为空气时($\epsilon_b = 1$),微球介电常数对带宽的影响;(d)在微球为聚苯乙烯时($\epsilon_a = 2.56$),空隙介电常数对带宽的影响

Fig. 3 Factors influencing the band gap width investigated by theoretical simulation. (a) Microsphere diameter; (b) filling ratio; (c) microsphere dielectric [the void is air ($\epsilon_b = 1$)]; (d) void dielectric [the microsphere is polystyrene ($\epsilon_a = 2.56$)]

3 光子晶体的制备

实验所用的单分散聚苯乙烯(PS)胶体微球的粒径为 337、420、440、600 nm,相对标准偏差小于 5%。将上述胶体微球用去离子水配置成质量分数为 1%的聚苯乙烯胶体溶液,超声分散 20 min。实验所用基底为普通玻璃载玻片,在浓硫酸和双氧水体积比为 3:1 的溶液中浸泡 12 h 后,用去离子水漂洗待用。采用 FCVD 方法制备光子晶体,将载玻片垂直固定在实验烧杯内壁,再将超声分散后的 PS 胶体溶液缓慢倒入实验烧杯中,用保温膜包住烧杯并将烧杯置于加热器上,在 40 °C 下用蠕动泵抽取溶液,避免噪声和振动影响。

4 结果与讨论

利用热场发射 SEM 对实验样品的纳米结构进行观察。图 4 为 PS 光子晶体的 SEM 侧面图,通过 SEM 可以观察 440 nm PS 样品具体的层数及周期性,观察结果发现样品层数为 20 层,且纳米结构周期性良好。利用紫外/可见/近红外分光光度计测量样品透射光谱,与模拟结果进行对比,如图 5 所示。

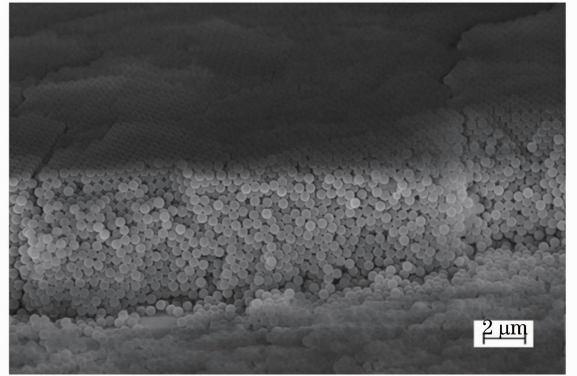


图 4 20 层 440 nm PS 光子晶体的 SEM 侧面图
Fig. 4 SEM profile of 20 layers 440 nm PS photonic crystal

图 5 中模拟的 PBG 中心波长在 1041 nm,同时实验测量 PBG 中心波长也在 1041 nm,模拟 PBG 与实验结果相同。理论模拟时,当光子晶体达到一定层数,PBG 就会完全阻止这段频率的光传播。但实际上有部分光通过,这是因为理论研究的光子晶体没有缺陷,具有完美的周期结构,而实际制备的光子晶体存在缺陷,光子晶体的 PBG 处有一部分光不会发生布拉格衍射而直接透过晶体。因此在 PBG

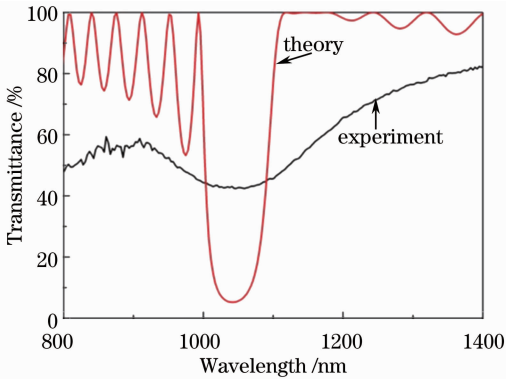


图 5 光子晶体的透射光谱模拟(红色谱线)和测量结果(黑色谱线)

Fig. 5 Simulation (red) and measurement (black) of transmission spectra of the photonic crystal

处的实验透射率会比模拟透射率高。当频率不处在 PBG 时,由于理论认为光子晶体是完美无缺陷的,因此光在晶体中的散射和吸收很小,由于该方法没有考虑光的散射和吸收问题,所以认为 PBG 以外频率光的透射率为 100%。但实际制备的光子晶体一定存在缺陷,而且随着层数的增多,缺陷叠加。光子晶体层数在 20 层左右,因此整体散射损失的能量和吸收的能量较大,所以 PBG 以外频率的光的实验透射率比模拟透射率低。

利用紫外/可见/近红外分光光度计对 600 nm PS 光子晶体进行不同角度的反射率测试,反射角度分别为 10°、20°、30°。同时利用标量波近似法模拟斜入射角度为 10°、20°、30°的反射光谱。测量和模拟结果如图 6 所示。

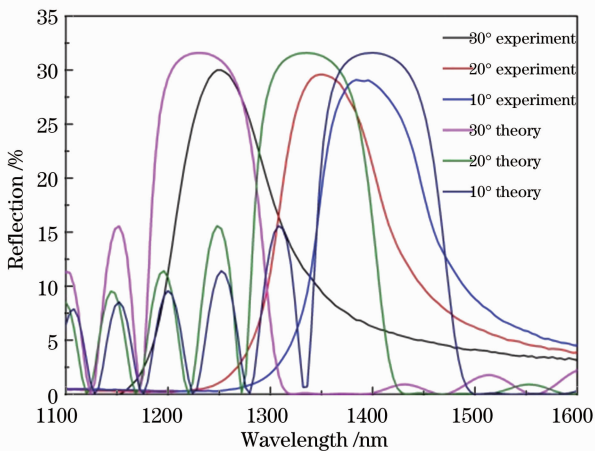


图 6 斜入射光子晶体的反射光谱模拟和测量结果

Fig. 6 Simulation and measurement of oblique-incidence reflection spectra of the photonic crystal

通过对比模拟结果与测量结果发现,随着入射角度增加,光子禁带中心测量结果与模拟结果相差

增大。这是由于两个原因造成的,第一个原因是随着角度增大,分光光度计的精度也随之下降。另一个原因是该方法未考虑能量损失等问题,而当光倾斜入射时,产生更多的散射及能量损失^[16]。

对于光子带隙带宽理论的验证,分别测量 420、600 nm 的 PS 光子晶体的透射光谱,如图 7 所示。可以看出 600 nm 的 PS 光子晶体带隙宽度明显比 420 nm 的 PS 光子晶体宽,与图 3(a)符合较好。

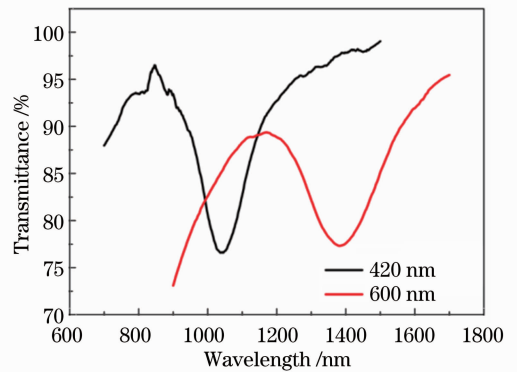


图 7 420 nm 和 600 nm PS 光子晶体的透射光谱
Fig. 7 Transmission spectra of 420 nm and 600 nm PS photonic crystals

图 8 为利用甲苯蒸气对 337 nm 的 PS 进行溶胀处理^[17]前后对比,图 8(a)为 337 nm 溶胀处理前的微球,图 8(b)为 337 nm 溶胀处理后的微球,溶胀处理后填充比会增大。从图 9 中可以看出,填充比 f 明显增大。同时根据理论计算当填充比 f 增加的时候,带隙宽度也会增大[见图 3(b)],与实验测量结果非常吻合。

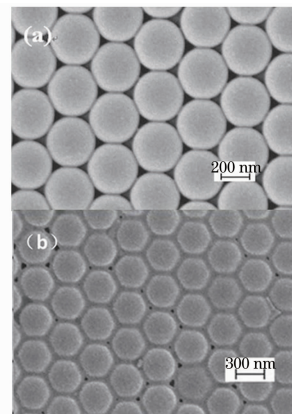


图 8 胶体光子晶体 SEM 正面图。(a) 337 nm PS;
(b)溶胀处理后 337 nm PS

Fig. 8 SEM images of the colloidal photonic crystal. (a) 337 nm PS; (b) 337 nm microspheres after the swelling

光子晶体因具有周期性结构而产生光子带隙,

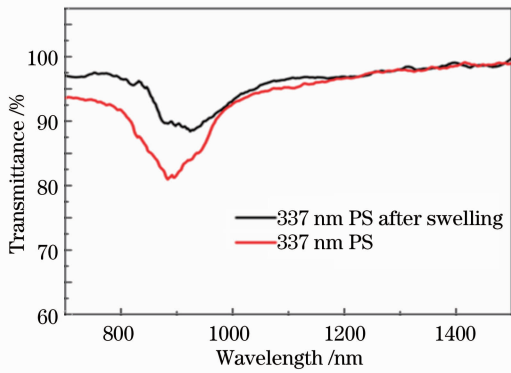


图 9 337 nm 和 337 nm PS 溶胀后的透射光谱
Fig. 9 Transmission spectra of 337 nm and 337 nm PS after swelling

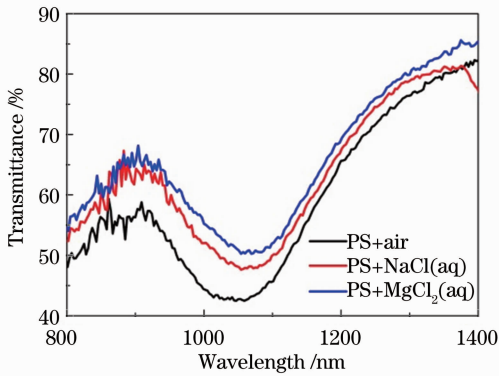


图 10 440 nm PS 填充不同物质的透射光谱
Fig. 10 Transmission spectra of 440 nm PS with different fillers

从理论上讲当微球的介电常数 ϵ_a 与间隙介电常数 ϵ_b 相差越大时,带隙宽度就越大[图 3(c)和(d)]。如果绝对值 $\Delta\epsilon = |\epsilon_a - \epsilon_b|$ 越大,说明此光子晶体的周期结构越明显,光子带隙宽度也越宽。如图 3(c)所示,当间隙为空气($\epsilon_b = 2.56$)的时候,改变微球介电常数,当 $0 > \epsilon_a > 1$ 时,光子带隙宽度会随着 ϵ_a 增加而减小;当 $\epsilon_a = \epsilon_b = 1$ 时候不存在光子晶体,光子带隙宽度为 0;当 $\epsilon_a > 1$ 时,光子带隙宽度会随着 ϵ_a 增加而增加。图 3(d)为微球为聚苯乙烯($\epsilon_a = 2.56$)时,间隙介电常数对光子带隙带宽的影响。向 440 nm 聚苯乙烯球间隙填充不同折射率的物质:1) NaCl 溶液($n = 1.3695$);2) $MgCl_2$, ($n = 1.3355$)溶液进行对比。对于未处理的光子晶体,可认为球隙填充空气, $\Delta\epsilon_{air} = |\epsilon_{PS} - \epsilon_{air}| = 1.56$, $\Delta\epsilon_{MgCl_2(aq)} = |\epsilon_{PS} - \epsilon_{MgCl_2(aq)}| = 0.77$, $\Delta\epsilon_{NaCl(aq)} = |\epsilon_{PS} - \epsilon_{NaCl(aq)}| = 0.68$,由此可知 $\Delta\epsilon_{air} > \Delta\epsilon_{MgCl_2(aq)} > \Delta\epsilon_{NaCl(aq)}$,理论结果图 3(d)和实验结果图 10 趋势相同。

5 结 论

利用标量波近似的方法模拟了光子晶体的透射光谱,采用流体化学气相沉积方法制备三维光子晶体并测量其透射光谱。结果表明数值模拟与实验测量结果符合很好;模拟的 PBG 的中心波长与实验测量结果完全吻合。实验测量的 PBG 频率范围内的光的透射率高于模拟值,而对于 PBG 以外频率的光,模拟值高于实验测量值,对其产生的原因进行了分析。标量波近似方法可以很好地模拟三维光子晶体的光学特性。基于斜入射时光子晶体的光学特性的模拟,对标量波近似方法进行改进之后,扩大了该方法的使用范围。利用优化和改进的标量波近似方法对光子晶体带隙宽度进行了模拟计算,和实验对比基本吻合,能很好地推断出影响光子晶体带隙宽度的因素,可以通过这些因素得到预期光子带隙宽度的材料,还可以利用该理论及光子晶体透射光谱来解决实验上不容易解决的问题,如溶胀后占空比的大小、填充光子晶体球隙物质有效介电常数等这些实验上很难测出的参数。

参 考 文 献

- 1 E Yablonovitch, T J Gmitter. Photonic band structure; the face-centered-cubic case [J]. *Phys Rev Lett*, 1989, 63(18): 1950—1953.
- 2 N Bowden, S Brittain, A G Evans, *et al.*. Spontaneous formation of ordered structures in thin films of metals supported on an elastomeric polymer[J]. *Nature*, 1998, 393(6681): 146—149.
- 3 J D Joannopoulos, P R Villeneuve, S Fan. Photonic crystals: putting a new twist on light [J]. *Nature*, 1997, 386(6621): 143—149.
- 4 O Painter, P K Lee, A Scherer, *et al.*. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser [J]. *Science*, 1999, 284(5421): 1819—1821.
- 5 Liu Shengli, Li Yigang, Gao Yanli, *et al.*. High-power widely tunable Yb-doped photonic crystal fiber laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(9): 1663—1667.
刘胜利, 李乙钢, 高艳丽, 等. 高功率宽调谐范围掺 Yb³⁺ 光子晶体光纤激光器[J]. *光学学报*, 2007, 27(9): 1663—1667.
- 6 Zhu Zhihong, Ye Weimin, Ji Jiarong, *et al.*. Optimization for electrically driven single-cell photonic crystal laser cavity [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(3): 545—549.
朱志宏, 叶卫民, 季家镛, 等. 优化电激励光子晶体单缺陷激光腔结构[J]. *光学学报*, 2007, 27(3): 545—549.
- 7 J S Foresi, P R Villeneuve, J Ferrera, *et al.*. Photonic-band gap microcavities in optical waveguides [J]. *Nature*, 1997, 390(6656): 143—145.
- 8 P S J Russell, R Bragg. Resonance of light in optical superlattices [J]. *Phys Rev Lett*, 1986, 56(6): 596—599.
- 9 C Zhang, F Qiao, J Wan, *et al.*. Enlargement of nontransmission frequency range in photonic crystals by using multiple heterostructures [J]. *J Appl Phys*, 2000, 87(6): 3174—3176.
- 10 A Sharkawy, S Shi, D W Prather. Heterostructure photonic crystals: theory and applications [J]. *Appl Opt*, 2002, 41(34): 7245—7253.

- 11 C W Neff, C J Summers. A photonic crystal superlattice based on triangular lattice [J]. *Opt Express*, 2005, 13(8): 3166–3173.
- 12 E Istrate, M Charbonneau-Lefort, E H Sargent. Theory of photonic crystal heterostructures [J]. *Phys Rev B*, 2002, 66(7): 075121.
- 13 D M Mittleman, J F Bertone, P Jiang, *et al.*. Optical properties of planar colloidal crystals; dynamical diffraction and the scalar wave approximation [J]. *J Chem Phys*, 1999, 111(1): 345–354.
- 14 W Khunsin, S G Romanov, C M Sotomayor Torres, *et al.*. Optical transmission in triple-film hetero-opals [J]. *J Appl Phys*, 2008, 104(1): 013527.
- 15 T I Inanc, G H Watson. Analytical expression for the optimized stop bands of fcc photonic crystals in the scalar-wave approximation [J]. *Phys Rev B*, 1996, 54(11): 7593–7597.
- 16 B Y Ding, M Bardosova, M E Pemble, *et al.*. Broadband omnidirectional diversion of light in hybrid plasmonic-photonic heterocrystals [J]. *Adv Funct Mater*, 2011, 21(21): 4182–4192.
- 17 R Zhang, K Graf, R Berger. Swelling of cross-linked polystyrene spheres in toluene vapor [J]. *Appl Phys Lett*, 2006, 89(22): 223114.

栏目编辑：韩 峰