

基于异质结构的一维光子晶体红外 3~5 μm 高反射镜设计

李康文^{1**}, 李享成^{1*}, 陈平安¹, 程用志², 朱伯铨¹

¹ 武汉科技大学省部共建耐火材料与冶金国家重点实验室, 湖北 武汉 430081;

² 武汉科技大学信息科学与工程学院, 湖北 武汉 430081

摘要 研究了具有异质结构且适用于 3~5 μm 红外光区的一维光子晶体高反射镜, 系统地分析了光波在一维周期性光子晶体中的反射特性, 通过传输矩阵计算和仿真验证了 $\lambda/4$ 介质膜系的反射率和最佳禁带宽度。在此基础上, 选取 Si 和 Y_2O_3 两种材料, 构造了 24 层一维光子晶体的双异质结构, 仿真结果表明: 在 3~5 μm 红外波段, 该结构的反射率为 97.418%~99.999%。为了减少膜层数量, 以金属银为衬底, 设计了以 Si 和 Y_2O_3 为介质层结构的一维金属增强型光子晶体, 其总层数为 9 层, 仿真结果表明: 在 3~5 μm 红外波段, 其反射率为 98.943%~99.979%。

关键词 光学设计; 高反射镜; 光子晶体; $\lambda/4$ 介质膜系; 异质结构; 金属增强型光子晶体

中图分类号 TN213

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0922001

High Reflector Designed with One-Dimensional Photonic Crystal in 3-5 μm Infrared Region Based on Hetero-Structure

Li Kangwen^{1**}, Li Xiangcheng^{1*}, Chen Ping'an¹, Cheng Yongzhi², Zhu Boquan¹

¹ State Key Laboratory of Refractories and Metallurgy, Wuhan University of Science and Technology,
Wuhan, Hubei 430081, China;

² School of Information Science and Engineering, Wuhan University of Science and Technology,
Wuhan, Hubei 430081, China;

Abstract In this paper, a high reflector based on one-dimensional photonic crystal of hetero-structure in infrared region(3-5 μm) is investigated. The reflection characteristics of light wave in one-dimensional periodic photonic crystals are systematically analyzed. The reflectivity and the optimal forbidden band width of the $\lambda/4$ dielectric film system are verified by transfer matrix theory calculation and simulation. On this basis, Si and Y_2O_3 are selected to construct the one-dimensional photonic crystal of double hetero-structure with 24 layers. The simulation result shows that the reflectivity in infrared region (3-5 μm) is between 97.418% and 99.999%. In order to reduce the number of the film layers, using metal silver as an substrate, we design the dielectric layer structure of Si and Y_2O_3 with 9 layers of one-dimensional metal enhanced photonic crystal. The simulation result shows that the reflectivity is between 98.943% and 99.979% in the infrared band of 3-5 μm .

Key words optical design; high reflector; photonic crystal; $\lambda/4$ dielectric film system; hetero-structure; metal enhanced

OCIS codes 220.3630; 230.5298

1 引 言

光子晶体(PC)是一种新型的周期性结构功能材料, 因具有光子带隙和光子局域两个重要的特性^[1-2]而被广泛应用于红外高反射器、滤波器等新型

光电器件的设计与制备中^[3-7]。寻常光沿着各向异性的晶轴传播时满足折射定律, 并会在介质中形成不同的光程差。合理地调整光子晶体参数就可以使光子禁带频率范围内的寻常光在交界面处形成的反射相位相同, 从而产生强烈的反射。2011年, Zhao

收稿日期: 2018-03-23; 修回日期: 2018-04-13; 录用日期: 2018-04-16

基金项目: 国家自然科学基金(51774218)

* E-mail: lixiangcheng@wust.edu.cn; ** E-mail: 749875749@qq.com

等^[8]根据布拉格反射微腔原理的对称关系,使平均波长在两个多层膜中的反射率相等,同时引入缺陷层形成相位相消,从而达到 1.06 μm 和 10.06 μm 的透射率峰值;然后在构建缺陷层的多层膜中引入匹配层来获得光子带隙的扩展,在 1~5 μm 和 8~14 μm 范围内实现了高于 99% 的反射率。2014 年, Wang 等^[9]构造出了彼此交叠共 48 层的 4 个一维双异质光子晶体结构,通过多层膜在 4 个不同中心波长处的相位相长,在 3~5 μm 和 8~14 μm 范围内实现了反射率接近 100%。2016 年, Qi 等^[10]首次开展了用于红外和可见光的 Ge/ZnS 一维光子晶体理论和实验研究,制备的光子晶体在 3~5 μm 红外波段的平均反射率为 95.1%。

实现 3~5 μm 红外波段的高反射,是制备多波段兼容高反射窗口材料的重要环节。根据光子晶体的结构特性,研究人员通过研究设计了无序一维光子晶体结构^[11]、合并可以彼此交叠的两种光子晶体结构^[12],以及引入等离子体、缺陷层、匹配层、增强层等来构造异质结构的方法实现光子禁带的扩展^[13-17]。理论上,构造无序结构可以形成一定的虚设层,结合异质结构引起的相位相长可以极大地扩展光子带隙。但实际上,在实物的制备过程中,无序结构对设备的要求比较高,工艺繁琐,甚至无法完成。合并可以彼此交叠的光子晶体,在不同的中心波长处实现相位相长,从而获得光子带隙的拓展,是简单而有效的方法。但若采用这种方法实现 3~5 μm 接近 100% 的红外高反射,一般需要高达 24 层左右的膜层结构。因此,构造简单的一维光子晶体在多波段实现高反射率是研究人员一直迫切期盼解决的问题^[18-21]。

为此,本文先从理论上系统分析了光波在周期性介质中的传播特性,发现 λ/4 介质膜系是获得极大值反射率的优选方案;之后通过传输矩阵理论^[22]推导了周期性光子晶体的光子带隙数值表达式。基于 MATLAB 和 Essential Macleod,根据传输矩阵理论计算和仿真确定了 λ/4 介质膜系是获得理想反射率和最佳禁带宽度的最优选择方案。然后,在此基础上计算了 λ/4 介质膜系光子带隙的数值表达式,并通过光子带隙图谱具体分析影响了周期性光子晶体反射率和禁带宽度的常见决定因素。以此为基础,选取 Si 和 Y₂O₃ 两种材料构造了 24 层一维光子晶体的双异质结构。选择合适的红外光学材料构建红外低发射、高反射的一维光子晶体,是亟待解决的重点和难点。最后,为了降低因膜层过多而造成的制备难

度和大范围使用的成本,基于 λ/4 介质膜系的金属增强理论设计出 9 层以金属银为衬底、Si 和 Y₂O₃ 为介质层结构的一维金属增强型光子晶体,其在 3~5 μm 红外波段具有高反射率的特性。

2 理论与模型分析

2.1 理论分析

一维光子晶体中有限周期性介质的介电常数 ε 和磁导率 μ 是位置的周期函数^[23],它们具有平移对称传输特性的任意光学结构^[24],可以表示为

$$\epsilon(z) = \epsilon(z + |a|), \quad (1)$$

$$\mu(z) = \mu(z + |a|), \quad (2)$$

式中: a 为任一格矢。假设材料是各向同性和非磁性的,因此 μ(z)=1。无损耗时,讨论光波在 xoz 平面内的传播, z 轴方向是交界面处的法线方向。根据电磁波在单一界面上的反射和折射特性,在周期性界面上应用边界条件可以得到^[25]:

$$\eta_1 E_1 = \eta_0 E_0^+ - \eta_0 E_0^- = H_0, \quad (3)$$

$$E_1 = E_0^+ + E_0^- = E_0, \quad (4)$$

式中: η₁ 为第一层膜的等效复合折射率; E₁ 为第一层膜中的电场强度; η₀ 为空气的等效复合折射率; E₀⁺ 为界面 1 上的入射电场强度; E₀⁻ 为界面 1 上的反射电场强度; H₀ 为空气中的磁场强度; E₀ 为空气中的电场强度。单层薄膜的两个界面在数学上可以用一个等效的界面来表示,如图 1 所示,将膜层和基底的组合看成一个整体,计算这个整体的等效复合折射率 N 就可以求出单层膜的反射系数。

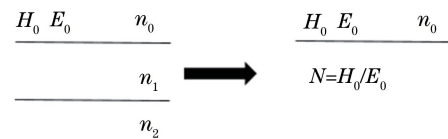


图 1 单层薄膜的等效界面

Fig. 1 Equivalent interface of monolayer thin film

计算单层膜的反射特性时,只需要确定等效复合折射率 N,所以问题就转变为求取入射界面上 H₀ 和 E₀ 的比值。如图 2 所示,光波在薄膜上下界面都有无数次反射和折射,反射角为 θ,折射角为 φ。入射电磁波的电场在 y 方向,入射面为 xoz,电场强度与入射面垂直。归并所有同方向的光波,正方向取十号,负方向取一号。E₁₁⁺ 和 E₁₂⁺ 是指界面 1 和 2 上的电场 E₁₁⁺, E₁₁⁻, E₁₂⁻ 等具有同样的意义。波在上、下界面多次反射后的传播方向是相互平行的,可以用合成电场来表示膜层中总的电场强度。通过单层膜系的传输矩阵理论可以推导出单层薄膜

的反射率强度为

$$R = \frac{(\eta_0 - \eta_2)^2 \cos^2 \delta_1 + \left(\frac{\eta_0 \eta_2}{\eta_1} - \eta_1\right)^2 \sin^2 \delta_1}{(\eta_0 + \eta_2)^2 \cos^2 \delta_1 + \left(\frac{\eta_0 \eta_2}{\eta_1} + \eta_1\right)^2 \sin^2 \delta_1}, \quad (5)$$

式中: $\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \cos \theta_1$ 。对于 P 分量, $\eta_1 = n_1 / \cos \theta_1$; 对于 S 分量, $\eta_1 = n_1 \cos \theta_1$ 。

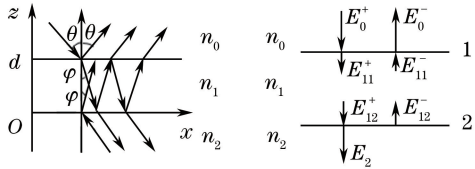


图 2 单层膜的电场

Fig. 2 Electric field of monolayer film

由平面电磁波在两种介质面上的反射和折射特性可以推导出单层膜的反射率强度为^[26]

$$R = \left\{ \frac{\left(\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}\right) + \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right) \exp(-j2k_1 d \cos \theta)}{1 + \left[\frac{(n_0 - n_1)(n_1 - n_2)}{(n_0 + n_1)(n_1 + n_2)}\right] \exp(-j2k_1 d \cos \theta)} \right\}^2, \quad (6)$$

式中: k_1 为第一膜层中的相位常数。由(5)式可以看出,如果是垂直入射, $\theta=0, 2k_1 d \cos \theta = \frac{4\pi}{\lambda} d, \lambda = \frac{\lambda_0}{n_1}$ (λ_0 为入射中心波长), 当膜层厚度为 $\lambda_0/4$ 时, 也就是 $n_1 d = \lambda_0/4$ 时, $2k_1 d \cos \theta = m\pi$ ($m=1$), 则 $\exp(-jm\pi) = -1$, 那么 $\lambda_0/4$ 单层膜系的反射率强度为

$$R = \left(\frac{n_0 n_2 - n_1^2}{n_0 n_2 + n_1^2}\right)^2 = \left(\frac{n_0 - n_1^2/n_2}{n_0 + n_1^2/n_2}\right)^2. \quad (7)$$

在折射率为 n_2 的基片上镀以光学厚度为 $\lambda_0/4$ 的高折射率膜层后, 由于空气/膜层和膜层/基片界面的反射光同相位, 反射率大大增加。用高、低折射率交替的、每层光学厚度为 $\lambda_0/4$ 的介质多层膜能够得到更高的反射率, 这是因为从膜系所有界面上反射的光束回到前表面时具有相同的相位, 从而产生相长干涉。这样的一组介质膜系, 在理论上可得到接近 100% 的反射率。假设 n_H 和 n_L 分别为高低折射率层的折射率, 并使周期性多层介质膜系的最外层为高折射率层, 其每层的光学厚度均为 $\lambda_0/4, 2K$ 为多层膜的层数, n_g 为基底的折射率, 那么, 当光束在空气中垂直入射时, 中心波长 λ_0 对应的反射率

(也即极大值反射率)为

$$R = \left[\frac{1 - \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2K} \cdot n_g}{1 + \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2K} \cdot n_g} \right]^2. \quad (8)$$

金属的复折射率可以写为 $n - ik'$ (k' 为消光系数)。如果在金属膜上镀以折射率为 n_H 和 n_L 的 $2K$ 层厚度为 $\lambda_0/4$ 介质膜, 并且低折射率层紧贴金属, 那么, 当光束垂直入射时, 极大值反射率增大为

$$R = \frac{[1 - (n_H/n_L)^{2K} \cdot n]^2 + [(n_H/n_L)^{4K}] \cdot k'^2}{[1 + (n_H/n_L)^{2K} \cdot n]^2 + [(n_H/n_L)^{4K}] \cdot k'^2}. \quad (9)$$

周期性介质中布洛赫波满足一定的周期性条件和薄膜传输矩阵的形式, 根据转移矩阵的相位因数和单位晶胞平移矩阵的本征值关系^[24], 可以得到 $\lambda_0/4$ 介质膜系角频率和相位常数 k 之间的色散关系为

$$\cos k(\omega)d = \left| \cos^2 \delta - \frac{1}{2} \left(\frac{n_H}{n_L} + \frac{n_L}{n_H}\right) \sin^2 \delta \right|, \quad (10)$$

式中: ω 为角频率; δ 为相位角。位于膜系反射带内的光波, 其反射率将随周期数目的增加而稳定地增大。位于膜系透射带内的光波, 其反射率随着膜层数的增加而起伏。由于反射带的边界恒定, 推导出高反射区域的相对波数域值为^[27]

$$\Delta g = \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right), \quad (11)$$

则, 用相对波数域值表示的高反射区域为 $1 + \Delta g \sim 1 - \Delta g$, 高反射带的波长宽度为

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_0}{1 - \Delta g} - \frac{\lambda_0}{1 + \Delta g} \approx 2\Delta g \lambda_0. \quad (12)$$

2.2 $\lambda/4$ 膜系反射率理论计算与仿真

通过理论分析可以知道, $\lambda/4$ 膜系光子晶体使光束在介质面处形成相同的相位, 所产生的干涉相长使得整个膜系得到极大值反射率。下面通过理论计算与仿真分析 $\lambda/4$ 膜系的光学特性。取高折射率层 $n_H = 3.5$, 低折射率层 $n_L = 1.6$, 入射中心波长 $\lambda_0 = 3.6 \mu\text{m}$, 叠加周期 $K = 6$ 。图 3(a)~(c) 分别表示光波垂直入射时, 对应膜层等效光学厚度分别为 $\lambda_0/3.5, \lambda_0/4, \lambda_0/4.5$ 时的反射率理论计算与仿真图谱, 可见: $\lambda/3.5$ 膜系虽然形成的带宽最大, 但是中心波长却靠近截止波长的边缘; $\lambda/4$ 和 $\lambda/4.5$ 膜系带宽的中心点均比较靠近中心波长, 但 $\lambda/4$ 膜系的带宽比 $\lambda/4.5$ 膜系大。根据(7)式进行理论分析, 对于中心波长为 λ_0 的光波, 一维光子晶体的二元介质

膜系只有满足等效光学厚度为 $\lambda_0/4$ 时才能形成极大值反射率。分析图谱可知,在可以达到理想反射率的条件下,取相同叠加周期的一维光子晶体的二元介质 $\lambda/4$ 膜系不仅能形成接近 100% 的理想反射率,而且其在中心波长处的带宽范围是最佳的,这为获得高反射率和禁带宽度的扩展提供了重要的理论

依据。图 3 中三种膜系的计算曲线和仿真曲线在主反射带内的变化均基本一致,但是在低反射率振荡区的理论计算曲线均要高于仿真曲线,这是因为在非高反射带内的反射率曲线受非理想介质条件的影响较大。这为所提的理论体系提供了重要依据,并为后续研究提供了重要的理论支撑。

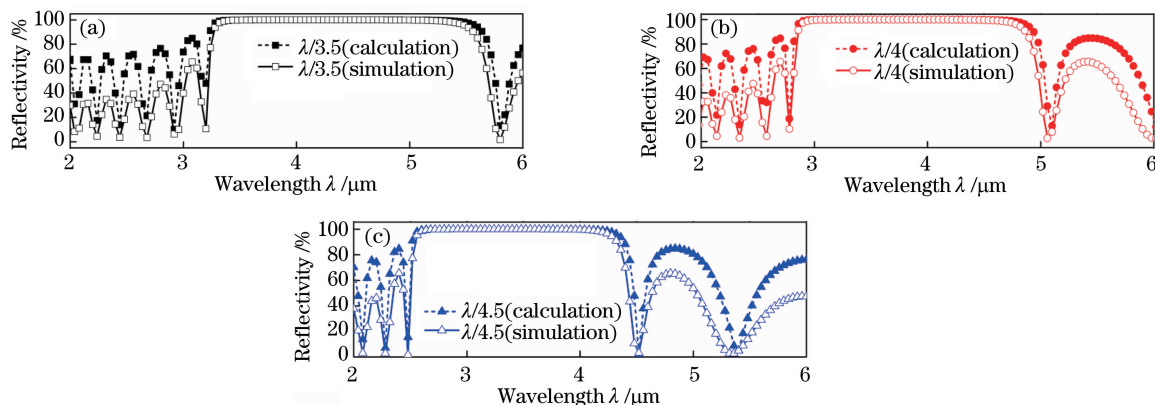


图 3 不同膜厚下的计算反射率和仿真反射率。(a) $n_H d_1 = n_L d_2 = \lambda/3.5$; (b) $n_H d_1 = n_L d_2 = \lambda/4$; (c) $n_H d_1 = n_L d_2 = \lambda/4.5$

Fig. 3 Simulated and calculated reflectivity at different film thicknesses.

(a) $n_H d_1 = n_L d_2 = \lambda/3.5$; (b) $n_H d_1 = n_L d_2 = \lambda/4$; (c) $n_H d_1 = n_L d_2 = \lambda/4.5$

2.3 $\lambda/4$ 膜系光子带隙理论计算

根据理论计算一维 $\lambda/4$ 周期性光子晶体的带隙,取高折射率层 $n_H = 3.5$,低折射率层 $n_L = 1.6$,各膜层的等效光学厚度为 $\lambda_0/4$ (中心波长 $\lambda_0 = 3.6 \mu\text{m}$),叠加周期 K 分别为 6、4、2,得到的 $\lambda/4$ 介

质膜的光子带隙图谱如图 4(a) 所示。取高折射率层 $n_H = 4$,低折射率层 $n_L = 1.4$,各膜层的等效光学厚度为 $\lambda_0/4$ (中心波长 $\lambda_0 = 3.6 \mu\text{m}$),叠加周期 K 分别为 6、4、2,得到的 $\lambda/4$ 介

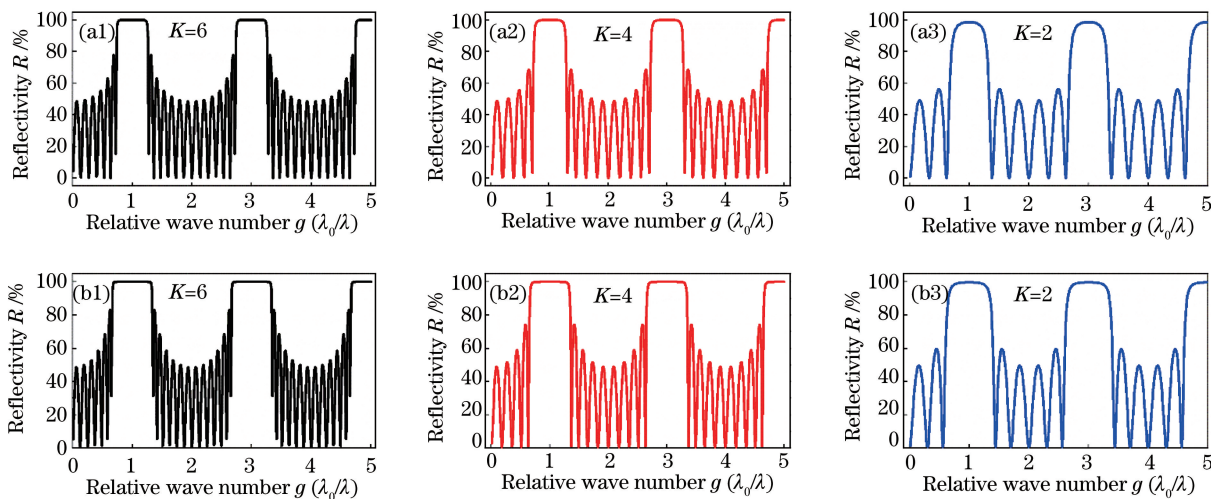


图 4 不同条件下得到的 $\lambda/4$ 介质膜的光子带隙。(a) $n_H = 3.5, n_L = 1.6$; (b) $n_H = 4, n_L = 1.4$

Fig. 4 Photonic band gap of $\lambda/4$ dielectric film obtained under different conditions.

(a) $n_H = 3.5, n_L = 1.6$; (b) $n_H = 4, n_L = 1.4$

图 4 中 $g=1$ 所出现的截止范围对应于以 $\lambda_0/4 = 0.9 \mu\text{m}$ 为介质层等效光学厚度时,在中心波长 $\lambda_0 = 3.6 \mu\text{m}$ 附近入射波长的禁带宽度。由(12)式可知, $g=1$ 对应主反射带的波长宽度为 $2\Delta g \lambda_0$ 。从图 4 中

可以看出:在 $g=3$ 与 $g=5$ 处同样出现了截止带,这是因为若各膜层的等效光学厚度为 $\lambda_0/4$ 的奇数倍时,就会在中心波长附近存在高反射带。因此,对于这种 $\lambda/4$ 介质膜系,当入射波长为 $\lambda_0/3$ 和 $\lambda_0/5$ 时同

样会形成高级次的反射带, $g=3$ 与 $g=5$ 分别对应的边界值为 $3 \pm \Delta g$ 和 $5 \pm \Delta g$ 。其中三级次的波长宽度为 $(\Delta\lambda)_3 = \lambda_0 / (3 - \Delta g) - \lambda_0 / (3 + \Delta g) \approx \frac{2}{9} \Delta g \lambda_0$, 同理五级次的波长宽度 $(\Delta\lambda)_5$ 约为 $\frac{2}{25} \Delta g \lambda_0$ 。

由(11)式可知, $\lambda/4$ 介质高反射膜的高反射带宽度仅决定于膜层的高、低折射率之比, 与层数无关。从图 4 可以看出, 当折射率比值一定时, 叠加周期发生变化并不改变光子晶体的禁带宽度, 但会改变反射带内的反射率以及带外的反射率振荡数目。由(8)式可知, $\lambda/4$ 膜系光子晶体的极大值反射率不仅与叠加层数有关, 还与膜层高、低折射率之间的比值有关。当 $K=2$ 时, 对比图 4(a) 和图 4(b) 可知, n_H/n_L 的比值提高后, 图 4(b) 对应的光子晶体的主反射带中心波长的理论反射率提高, 并接近 100%。这说明根据(8)式可以确定, $\lambda/4$ 膜系光子晶体膜层的高、低折射率的比值越大, 其极大值反射率就越大。根据(12)式, 由图 4(a) 和图 4(b) 的比较可知, 当各膜层等效光学厚度均为 $\lambda_0/4$ (中心波长 $\lambda_0 = 3.6 \mu\text{m}$) 时, 膜层高、低折射率的比值增大, 其禁带宽度也相应增大。这说明 $\lambda/4$ 膜系光子晶体介质层

的高、低折射率比值越大, 其禁带宽度就越大。

3 3~5 μm 红外高反射光子晶体的设计与实现

3.1 一维双异质结构光子晶体的设计与实现

经过理论与模型分析之后, 选择合适的光子晶体参数并完成两个光子晶体的复合, 通过常用的简便方法实现了 3~5 μm 红外波段的高反射率特性。光子晶体的晶格视图如图 5(a) 所示: 24 层一维光子晶体双异质结构由 PC1 和 PC2 合并组成。PC1 的组成结构为一维 $\lambda/4$ 周期性光子晶体, 其中, $(\text{Si})_{n_H} = 3.42$, $(\text{Y}_2\text{O}_3)_{n_L} = 1.8$, 叠加周期数为 6, 每层等效光学厚度为 $0.825 \mu\text{m}$ 。PC2 的组成结构为一维 $\lambda/4$ 周期性光子晶体, 其中 $n_H = 3.42$, $n_L = 1.8$, 叠加周期数为 6, 每层等效光学厚度为 $1.1 \mu\text{m}$ 。24 层一维双异质结构光子晶体反射率如图 5(b) 所示。仿真结果表明, 在 $2.76 \sim 5.44 \mu\text{m}$ 红外波段内, 一维双异质结构光子晶体的反射率高于 97%, 在 3~5 μm 红外波段, 该结构的反射率为 97.418%~99.999%。这种方法虽然实现了 3~5 μm 红外波段的高反射率特性, 但是存在膜层数量较多的问题。

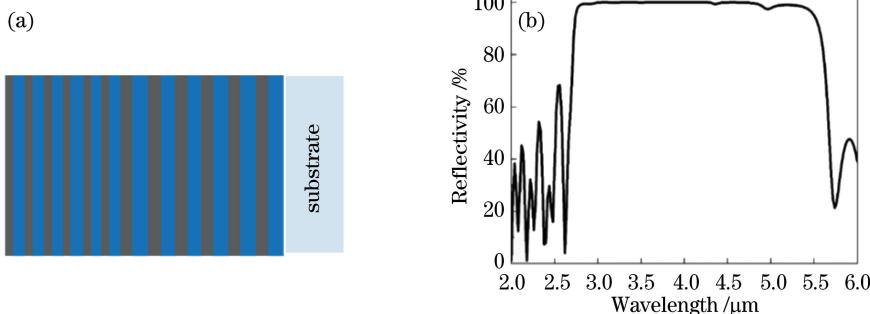


图 5 一维双异质结构光子晶体的 (a) 晶格视图和 (b) 反射谱

Fig. 5 (a) Lattice view and (b) reflectance spectrum of one-dimensional double hetero-structure photonic crystal

3.2 低层数光子晶体的设计与实现

为了减少薄膜层数, 根据(9)式及前面的分析, 选择合适的光子晶体参数, 并基于 $\lambda/4$ 介质膜系的金属增强理论设计出 9 层结构的一维金属增强型光子晶体, 其晶格视图如图 6(a) 所示: 介质层仍然采用 Si 和 Y_2O_3 , 金属增强层采用金属 Ag 作为衬底, 并通过两层 Al_2O_3 打底保护。其中, 金属 Ag 层的厚度为 120 nm, Al_2O_3 层厚度均为 80 nm。介质层仍为一维 $\lambda/4$ 周期性光子晶体结构, 其中 $(\text{Si})_{n_H} = 3.42$, $(\text{Y}_2\text{O}_3)_{n_L} = 1.8$, 叠加周期数为 3, 每层等效光

学厚度为 $0.925 \mu\text{m}$ 。9 层一维金属增强型光子晶体的反射率如图 6(b) 所示。仿真结果表明, 该光子晶体在 $2.96 \sim 5.38 \mu\text{m}$ 红外波段的反射率高于 97%, 在 3~5 μm 红外波段的反射率为 98.943%~99.979%。

4 结 论

当介质层光学厚度为 $\lambda/4$ 时, 根据膜层厚度的指数因子为 -1, 推导了一维 $\lambda/4$ 介质膜系是获得极大值反射率的优选方案。同时, 根据三种介质膜系

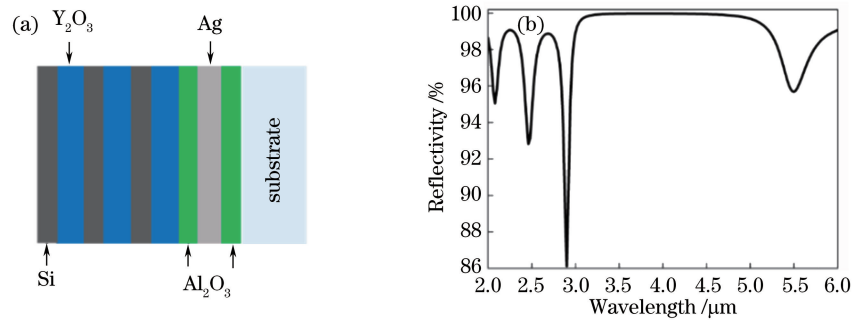


图 6 一维金属增强型光子晶体的(a)晶格视图和(b)反射谱

Fig. 6 (a) Lattice view and (b) reflectance spectrum of one-dimensional metal enhanced photonic crystal

的反射率比较可知,对于一定叠加周期的光子晶体,虽然其他膜系也能形成理想的高反射率,但是 $\lambda/4$ 介质膜系在中心波长处的禁带宽度范围是最佳的。在此基础上,选取 Si 和 Y_2O_3 构造了 24 层的一维双异质结构光子晶体,其在 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 红外波段的反射率高于 97%。这种设计与通过 Ge 与 ZnS 来实现 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 红外高反射的方法一样,都存在所需膜层数量较多的问题。为了减少膜层数量,根据 $\lambda/4$ 介质膜系的金属增强理论,设计出 9 层结构的一维金属增强型光子晶体,其在 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 红外波段的反射率高于 98%。本设计显著降低了一维红外 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 高反射光子晶体的膜层数量,为一维光子晶体红外高反射材料的实现提供了新思路。

参 考 文 献

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. Physical Review Letters, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [2] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. Physical Review Letters, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [3] Lee H Y, Yao T. Design and evaluation of omnidirectional one-dimensional photonic crystals[J]. Journal of Applied Physics, 2003, 93(2): 819-830.
- [4] Zhang W G, Xu G Y, Zhang J C, *et al.* Infrared spectrally selective low emissivity from Ge/ZnS one-dimensional heterostructure photonic crystal [J]. Optical Materials, 2014, 37: 343-346.
- [5] Dai J P, Gao W, Liu B, *et al.* Design and fabrication of UV band-pass filters based on SiO_2/Si_3N_4 dielectric distributed Bragg reflectors [J]. Applied Surface Science, 2016, 364: 886-891.
- [6] Wang Q C, Wang J C, Zhao D P, *et al.* Investigation of terahertz waves propagating through far infrared/ CO_2 laser stealth-compatible coating based on one-dimensional photonic crystal [J]. Infrared Physics & Technology, 2016, 79: 144-150.
- [7] Zhang J K, Zhao D P, Wang J C, *et al.* Thermal infrared pattern painting based on photonic crystals [J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(12): 1216001. 张继魁, 赵大鹏, 汪家春, 等. 基于光子晶体的热红外迷彩[J]. 光学学报, 2016, 36(12): 1216001.
- [8] Zhao X K, Zhao Q W, Wang L F. Laser and infrared compatible stealth from near to far infrared bands by doped photonic crystal [J]. Procedia Engineering, 2011, 15: 1668-1672.
- [9] Wang Z X, Cheng Y Z, Nie Y, *et al.* Design and realization of one-dimensional double hetero-structure photonic crystals for infrared-radar stealth-compatible materials applications [J]. Journal of Applied Physics, 2014, 116(5): 054905.
- [10] Qi D, Wang X, Cheng Y Z, *et al.* Design and characterization of one-dimensional photonic crystals based on ZnS/Ge for infrared-visible compatible stealth applications[J]. Optical Materials, 2016, 62: 52-56.
- [11] Li H Q, Chen H, Qiu X J. Band-gap extension of disordered 1D binary photonic crystals [J]. Physica B, 2000, 279(1/2/3): 164-167.
- [12] Wang X, Hu X H, Li Y Z, *et al.* Enlargement of omnidirectional total reflection frequency range in one-dimensional photonic crystals by using photonic heterostructures[J]. Applied Physics Letters, 2002, 80(23): 4291-4293.
- [13] Lepeshkin N N, Schweinsberg A, Piredda G, *et al.* Enhanced nonlinear optical response of one-dimensional metal-dielectric photonic crystals [J]. Physical Review Letters, 2004, 93(12): 123902.
- [14] Shiveshwari L, Mahto P. Photonic band gap effect in one-dimensional plasma dielectric photonic crystals [J]. Solid State Communications, 2006, 138(3): 160-164.
- [15] Wu C J, Chung Y H, Syu B J, *et al.* Band gap extension in a one-dimensional ternary metal-dielectric photonic crystal [J]. Progress in

- Electromagnetics Research, 2010, 102: 81-93.
- [16] Kong X K, Liu S B, Zhang H F, *et al.* Omnidirectional photonic band gap of one-dimensional ternary plasma photonic crystals [J]. Journal of Optics, 2011, 13(3): 035101.
- [17] Hung H C, Wu C J, Yang T J, *et al.* Enhancement of near-infrared photonic band gap in a doped semiconductor photonic crystal [J]. Progress In Electromagnetics Research, 2012, 125: 219-235.
- [18] Zhang H F, Liu S B, Kong X K, *et al.* Enhancement of omnidirectional photonic band gaps in one-dimensional dielectric plasma photonic crystals with a matching layer [J]. Physics of Plasmas, 2012, 19 (2): 022103.
- [19] Alejo-Molina A, Romero-Antequera D L, Sánchez-Mondragón J J. Localization and characterization of the metallic band gaps in a ternary metallo-dielectric photonic crystal [J]. Optics Communications, 2014, 312: 168-174.
- [20] Jamshidi-Ghaleh K, Ebrahimpour Z, Moslemi F. Amplifying and compressing optical filter based on one-dimensional ternary photonic crystal structure containing gain medium [J]. Physica B, 2015, 468: 72-75.
- [21] Cheng Y Z, Gong R Z, Cheng Z Z. A photoexcited broadband switchable metamaterial absorber with polarization-insensitive and wide-angle absorption for terahertz waves [J]. Optics Communications, 2016, 361: 41-46.
- [22] Ma R K, Wang J J, Fang Y T. Transfer matrix method of one-dimensional photonic crystal composed of gyromagnetic materials [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(1): 011601. 马荣坤, 王纪俊, 方云团. 基于旋磁材料一维光子晶体传输矩阵算法 [J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(1): 011601.
- [23] Yeganegi E, Legendijk A, Mosk A P, *et al.* Local density of optical states in the band gap of a finite one-dimensional photonic crystal [J]. Physical Review B, 2013, 89(4): 045123.
- [24] Yariv A, Yeh P. Photonics: optical electronic in modern communications [M]. Oxford: Oxford University Press, 2006: 539-555.
- [25] Tang J F, Gu P F, Liu X, *et al.* Modern optical thin film technology [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 2006: 539-555. 唐晋发, 顾培夫, 刘旭, 等. 现代光学薄膜技术 [M]. 杭州: 浙江大学出版社, 2006: 539-555.
- [26] Yu H Z. Infrared optical material [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2015: 13-17. 余怀之. 红外光学材料 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2015: 13-17.
- [27] Wang F, Cheng Y Z, Wang X, *et al.* Effective modulation of the photonic band gap based on Ge/ZnS one-dimensional photonic crystal at the infrared band [J]. Optical Materials, 2018, 75: 373-378.