

一维超声光子晶体禁带的调制

于志明¹, 周 静²

(1. 连云港师范高等专科学校物理系, 江苏 连云港 222006; 2. 北京师范大学物理系, 北京 100875)

摘 要:在声光介质相对的两面上安装超声振动器和反射板, 就得到了一维超声光子晶体。用特征矩阵方法研究了超声振动的振幅和频率对一维超声光子晶体在可见光区的禁带的调制情况。结果表明: 当超声振动的振幅变大时, 禁带的位置向长波方向移动, 禁带的宽度变大; 当超声振动的频率变高时, 禁带的位置向短波方向移动, 禁带的宽度变小。这对于实现对禁带的调制具有重要意义。

关键词:一维超声光子晶体; 声光移频器; 超声振动; 特征矩阵; 禁带; 调制

中图分类号: O471.5 **文献标识码:** A

Modulating the Band Gap in Visual Light of 1-D Ultrasonic Photonic Crystal

YU Zhi-ming¹, ZHOU Jing²

(1. Department of Physics, Lianyungang Teachers' College, Lianyungang 222006, China;

2. Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

Abstract: Fixing a ultrasonic vibrating device and a reflecting broad on two opposite surfaces of a rectangle sonic-photo medium a 1-D ultrasonic photonic crystal is obtained. Changing the vibrating amplitude of the ultrasonic vibration can result in changing the maximal difference of refractive index and changing the vibrating frequency of the ultrasonic vibration can result in changing the period of the refractive index. Therefore the bang gap of the photonic crystal is modulated. The modulated results has been investigated by means of eigen matrix. The results show that when increasing the vibrating amplitude the band gap shifts towards the long wavelength direction and becomes wider; when increasing the vibrating frequency, the band gaps shifts towards the short wavelength direction and becomes narrower.

Key words: 1-D ultrasonic photonic crystal; sonic-photo frequency shifter; ultrasonic vibration; eigen matrix; band gap; modulation

1 引言

在声光介质相对的两面上安装上超声振动器和反射板, 就得到了“光拍法光速测量”实验仪器中使用的“声光移频器”^[1-2], 实际上也就得到了一种一维超声光子晶体^[3]。本文用特征矩阵法^[4-5]研究了一维超声光子晶体在可见光区的禁带受超声振动的

振幅和频率的调制情况。结果发现: 当超声振动的振幅变大时, 禁带的位置向长波方向移动, 禁带的宽度变大; 当超声振动的频率变高时, 禁带的位置向短

作者简介: 于志明(1960 -), 男, 副教授, 主要从事大学物理的教学和研究。E-mail: 8800237_cn@sina.com

收稿日期: 2008-03-07; **修订日期:** 2008-04-25

波方向移动,禁带的宽度变小。这对于实现对禁带的调制具有重要意义。

2 一维超声光子晶体禁带的调制原理和研究方法

在矩形的均匀声光介质相对的两端面上分别安装上超声振动器和反射板,由超声振动器产生的超声振动在介质中以纵波的形式向前传播,向前传播的纵波被反射板反射后形成反射波,在介质中由入射波和反射波迭加而形成驻波,该驻波使介质的密度呈周期性变化,而介质的折射率与密度成正比,所以介质的折射率就沿超声振动的传播方向周期性变化。

如果使光在介质中的传播方向与超声振动的传播方向垂直时,该介质就被当作光栅使用,这就是“光拍法光速测量”实验仪器中使用的“声光移频器”,正因为“声光移频器”的使用才使得光速测量得以方便的实现,可见这已经是一项成熟的技术。

如果我们使光在介质中的传播方向与超声振动的传播方向相同,该介质就成了一维光子晶体,称为一维超声光子晶体。一维超声光子晶体的折射率沿超声振动的传播方向的变化关系为:

$$n = n_0 + \Delta n \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_c} z\right) \quad (1)$$

其中, n_0 是介质本身的折射率; Δn 是由于驻波产生的折射率变化的最大值; λ_c 为介质中超声波的波长。 Δn 与超声振动的振幅成正比, λ_c 与超声振动的频率成反比。

如改变超声振动的振幅,就可以改变介质折射率变化的最大值 Δn ;改变超声振动的频率,就可以改变介质中超声波的波长 λ_c ,从而改变介质中折射率变化的周期。而这些都会使一维超声光子晶体的禁带发生变化,即使一维超声光子晶体的禁带受到了调制。

我们用特征矩阵法来研究一维超声光子晶体的禁带受超声振动的调制情况。光的本质是一种电磁波,光在光子晶体中的行为由电磁场的 Maxwell 方

程决定。当光通过一折射率为 n_i 、厚度为 d_i 的介质层时,其特征矩阵为:

$$T_i = \begin{pmatrix} \cos\delta_i & -i\eta_i^{-1}\sin\delta_i \\ -i\eta_i\sin\delta_i & \cos\delta_i \end{pmatrix} \quad (2)$$

式中, $\delta_i = (2\pi/\lambda) n_i d_i \cos\theta_i$; θ_i 为光在进入这层介质时的入射角; η_i 为这层介质的有效导纳;对于 p 偏振光, $\eta_i = n_i/\cos\theta_i$,对于 s 偏振光, $\eta_i = n_i \cos\theta_i$ 。

当光通过 N 层介质后,总的特征矩阵为:

$$T = \prod_{i=1}^N T_i \quad (3)$$

如将 T 表示为:

$$T = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \quad (4)$$

当光通过 N 层介质后的透射系数可以写为:

$$t = \left(\frac{2\eta_0}{a_{11}\eta_0 + a_{12}\eta_0\eta_{N+1} + a_{21} + a_{22}\eta_{N+1}} \right)^2 \quad (5)$$

我们将声光介质用很多层厚度相同的薄膜来代替,每层介质薄膜内的折射率由式(1)确定,虽然这样声光介质中的折射率不是连续变化的,但折射率随 z 变化曲线的包络和式(1)是相同的,当各层的厚度很小时,我们发现各层的厚度对研究结果就没有影响了,所以这样的替代可以充分体现一维超声光子晶体的特性。

在我们的研究中设介质两侧均为空气,所以

$\eta_0 = \eta_{N+1} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$ 为空气的有效导纳,故式(5)变为:

$$t = \left(\frac{2\eta_0}{a_{11}\eta_0 + a_{12}\eta_0^2 + a_{21} + a_{22}\eta_0} \right)^2 \quad (6)$$

我们用强度随波长均匀分布的可见光垂直入射,通过改变 Δn 来体现超声振动的强度的改变;通过改变 λ_c 来体现超声振动频率的改变,利用式(6)来计算各种情况下一维超声光子晶体在可见光区的透射谱,由此分析透射谱中禁带的变化,即禁带被调制的情况。

3 计算结果与讨论

为了方便我们在这里只给出对 p 偏振光的透射

谱的研究结果。

3.1 超声振动的振幅对禁带的调制

超声振动的振幅对禁带的调制是通过影响介质折射率变化的最大值 Δn 来实现的,振幅越大, Δn 越大。图1中的(a)、(b)、(c)是在超声振动的频率 $\lambda_c = 432\text{nm}$, 介质长度为超声波长的24倍, $n_0 = 1.333$, Δn 分别 $0.01n_0$, $0.05n_0$, $0.1n_0$ 时, P 偏振光在可见光区内的透射谱。

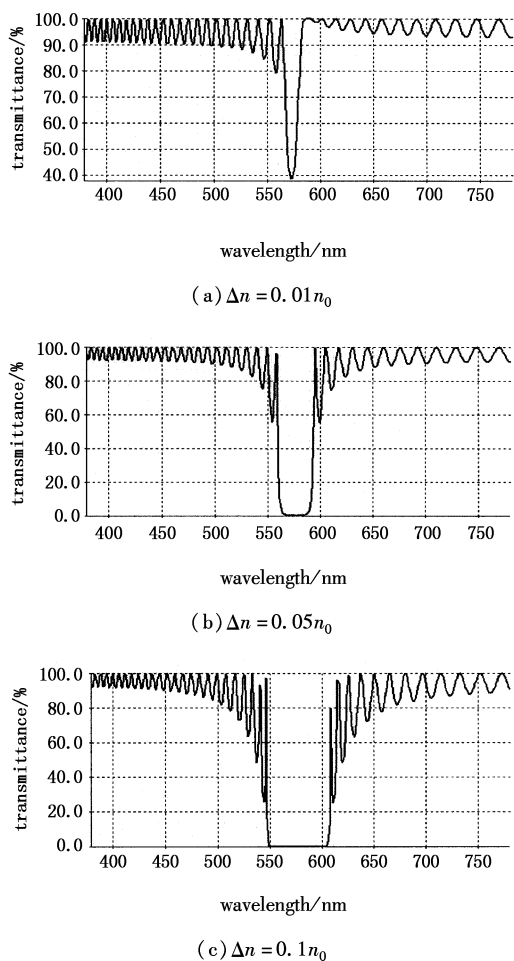


图1 超声振动振幅对禁带的调制

由图1可见,随着振动加强, Δn 增大, P 偏振光在可见光区内的透射谱中的禁带的中心位置向长波方向移动,禁带的宽度明显增大。

为了研究不同声光介质时超声振动的振幅对禁带的调制情况,我们再取 $n_0 = 1.52$, 其他条件与图1中的相同,此时超声振动的振幅对禁带的调制情况如图2所示。

比较图1与图2,我们发现,在其他条件相同的

情况下, n_0 变大后, P 偏振光在可见光区内的透射谱中的禁带的中心位置向长波方向移动,禁带的宽度增大。

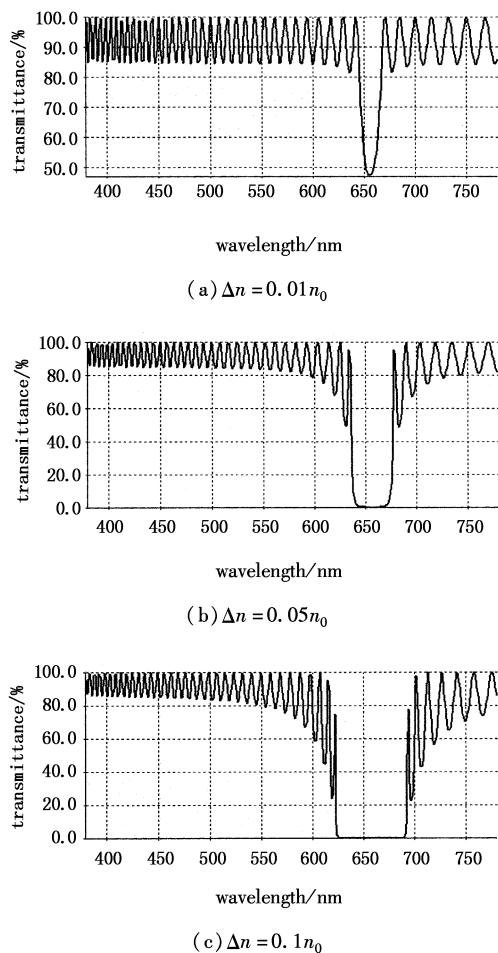


图2 增大后超声振动振幅对禁带的调制

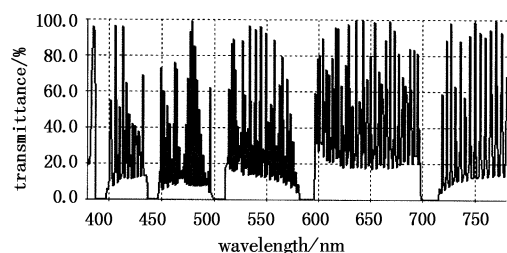
3.2 超声振动的频率对禁带的调制

当超声振动的频率变化时,介质中超声波的波长发生变化,频率变高,波长变短,故可以通过介质中超声波长的变化对禁带的影响,来体现超声振动的频率对禁带的调制情况。图3中的(a)、(b)、(c)是在 $n_0 = 1.52$, $\Delta n = 0.1n_0$, 介质长 10368nm , 介质中的超声波长 λ_c 分别为 648nm , 576nm , 432nm 时, P 偏振光在可见光区内的透射谱。

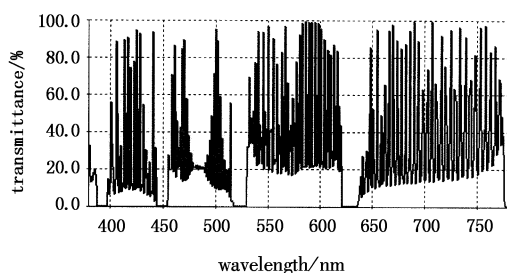
由图3可见,随着超声振动的频率变高,超声波长变短, P 偏振光在可见光区内的透射谱中的禁带逐渐向短波方向移动,禁带的宽度变小。

为了研究不同介质时超声振动的频率对禁带的调制情况,我们再取 $n_0 = 3.5$, 其他条件与图3中的

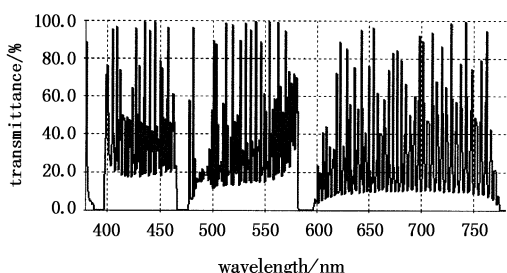
相同,此时超声振动的频率对禁带的调制情况如图4所示。



(a) $\lambda_c = 648\text{nm}$

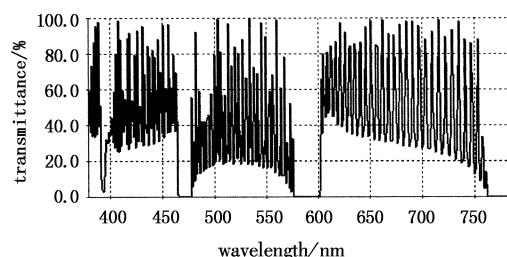


(b) $\lambda_c = 576\text{nm}$

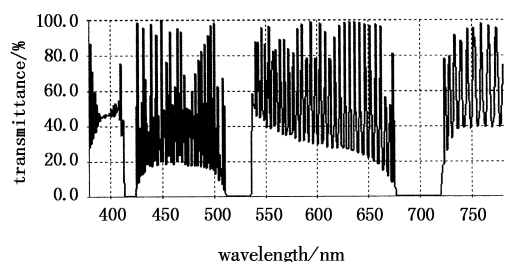


(c) $\lambda_c = 432\text{nm}$

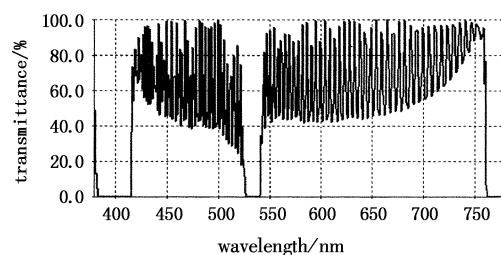
图3 n_0 增大后超声波长对禁带的调制



(a) $\lambda_c = 648\text{nm}$



(b) $\lambda_c = 576\text{nm}$



(c) $\lambda_c = 432\text{nm}$

图4 超声波长对禁带的调制

比较图3与图4,我们发现,在其他条件相同的情况下, n_0 较大时, p 偏振光的透射谱中的禁带的个数较少,禁带的宽度较大。

4 结 论

研究结果表明,通过改变超声振动的振幅和频率,可以使一维超声光子晶体的禁带产生明显的变化,说明超声振动对一维超声光子晶体的禁带有明显的调制作用,这为光子晶体的禁带提供了一种有效地调制方法。我们可以通过各种转换器用各种信号来控制超声振动,从而实现各种信号对禁带的各种调制,这将是一项有广泛应用前景的控制技术。

参考文献:

- [1] 张天哲,董有尔. 近代物理实验[M]. 北京:科学出版社,2004:208-214.
- [2] 郭鸿彦,朱明刚. 近代物理实验[M]. 北京:科学出版社,1998:150-157.
- [3] Xiao Guo-hong. Analysis of bandgap structure of one-dimensional ultrasonic photonic crystal[J]. Acta Opt Sin, 2006,26(10):1562-1564. (in Chinese)
- [4] Tang Jin-fa, Gu Pei-fu, Liu Xu, et al. Modern optical thin film technology [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 2007:8-22. (in Chinese)
- [5] Wang Hui, Li Yong-ping. An eigen matrix method for obtaining the band structure of photonic crystals[J]. Acta Phys Sin, 2001,50(11):2172-2178. (in Chinese)
- [6] Gu Guo-chang, Li Hong-qiang, Chen Hong-tao, et al. Properties of light propagation in 1-D periodic dielectric structure[J]. Acta Opt Sin, 2000,20(6):728-734. (in Chinese)