

光子晶体耦合腔波导的色散特性^{*}

冯立娟[†] 江海涛 李宏强 张冶文 陈 鸿

(同济大学波耳固体物理研究所, 上海 200092)

(2004 年 7 月 13 日收到, 2004 年 9 月 29 日收到修改稿)

理论研究表明, 在基于光子晶体的耦合腔波导中, 杂质带的色散性质取决于相邻缺陷间局域电磁场的特性, 而非缺陷间距离的大小. 在第一布里渊区中出现的杂质带的反常色散实际上是能带折叠的结果. 通过计算结构的有效折射率, 证实了杂质带色散是正常色散.

关键词: 光子晶体, 反常色散, 耦合腔, 杂质带

PACC: 4270Q, 7820P

1. 引 言

光子晶体由于具有调控光子流的独特性质, 一经提出就得到了广泛的关注^[1-4]. 由于电磁波在光子晶体(周期性排列的介电结构)中的多重散射干涉作用, 光子晶体将存在光子带隙. 类似掺杂半导体中的缺陷态, 通过掺杂同样可在光子带隙中引入杂质态并形成光子微腔. 近年来, 一种由光子晶体中周期(或非周期)分布的光子微腔形成的耦合腔波导引起了人们的极大兴趣^[5-8]. 人们发现在完整光子晶体中周期性地引入缺陷, 光子带隙中将出现杂质带. 这是由于局域在不同缺陷处的电磁波之间相互耦合(类似固体物理中电子能带的紧束缚机理), 导致杂质能级分裂并展宽为杂质带. 可以通过控制缺陷的大小和相邻缺陷间的距离来调节杂质带的位置和大小.

由于频率处于杂质带的电磁波的传播是通过缺陷间的耦合来实现的, 因而耦合腔波导具有许多传统波导所没有的优点. 首先, 耦合腔波导允许传输线路的大角度转折, 例如无损的 Z 字形传播^[9]. 其次, 通过调整缺陷的大小和相邻缺陷间的距离可以得到相对平(色散很小)的杂质带. 这就为设计小型化、高保真的脉冲滤波器及延迟线提供了一个机理^[10]. 另外, 杂质带带边巨大的群速度色散可被利

用来设计导波系统中的色散补偿器^[7]. 最后, 利用杂质带中电磁场局域在缺陷处的特性, 从原理上设计出高效的多通道光学开关^[11, 12].

目前, 耦合腔波导中杂质带的色散特性问题引起了人们的关注^[7, 8]. 有人甚至得到了群速度为负的反常色散. 在文献[7]中, 研究了一个二维圆柱体阵列中在某个特定方向上周期性引入缺陷后结构的色散特性. 作者假设完整光子晶体的晶格常数为 a , 引入缺陷后的相邻缺陷之间的距离为 R , 分别研究了 $R = 2a, 3a, 4a, 5a$ 时的杂质带的色散关系曲线(频率随布洛赫相位的关系). 计算结果表明色散曲线的走向与 R 有关: R 是 a 的偶数倍($R = 2a, 4a$)时得到了斜率为负(群速度为负)的反常色散; 而 R 是 a 的奇数倍($R = 3a, 5a$)时, 得到斜率为正(群速度为正)的正常色散. 本文通过分析说明, 在第一布里渊区中出现的杂质带反常色散实际上只是能带折叠的结果. 杂质带的色散性质取决于相邻缺陷间局域电磁场的特性, 而不是缺陷间距离的大小. 最后, 本文通过计算结构的有效折射率, 证实了杂质带的色散是正常色散.

2. 杂质带的色散特性

由于频率处于杂质带的电磁波被局域在缺陷位置, 而相邻缺陷之间的耦合仅仅发生在一些特殊的

^{*} 国家重点基础研究专项经费(批准号: 2001CB6104)、国家自然科学基金(批准号: 50277026)、上海市科委、中国航天科技集团专项基金资助的课题.

[†] E-mail: laiflj@163.com

方向上,因而基于二维或三维光子晶体的耦合腔波导在本质上可等效于在形成缺陷的方向上的一维耦合腔链,其一维或准一维特性起着主要作用^[7,13,14].为了抓住杂质带色散特性的实质,本文采用一维光子晶体为例进行计算.考虑在以 AB 为周期的一维光子晶体(晶格常数为 a)中引入缺陷 C (见图 1).相邻缺陷间的距离(复式原胞晶格常数)设为 R .

A, B, C 所对应的折射率分别为 n_A, n_B, n_C ; A, B, C 所对应的厚度分别为 d_A, d_B, d_C .利用标准的 Bloch-Floquet 理论,可以得到 $ABAC$ 一维光子晶体耦

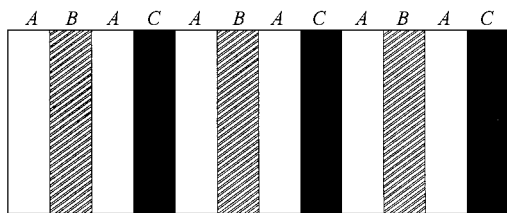


图 1 $ABAC$ 的结构图

合腔的色散性质满足的方程为

$$\begin{aligned} \cos kR &= 2\cos^2\left(\frac{\omega}{c}n_A d_A\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_B d_B\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_C d_C\right) - \cos\left(\frac{\omega}{c}n_B d_B\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_C d_C\right) \\ &\quad - \left(\frac{n_A}{n_B} + \frac{n_B}{n_A}\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_A d_A\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_A d_A\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_B d_B\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_C d_C\right) \\ &\quad - \left(\frac{n_A}{n_C} + \frac{n_C}{n_A}\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_A d_A\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_A d_A\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_B d_B\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_C d_C\right) \\ &\quad - \frac{1}{2}\left(\frac{n_B}{n_C} + \frac{n_C}{n_B}\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_A d_A\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_A d_A\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_B d_B\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_C d_C\right) \\ &\quad + \frac{1}{2}\left(\frac{n_B n_C}{n_A n_A} + \frac{n_A n_A}{n_B n_C}\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_A d_A\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_A d_A\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_B d_B\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_C d_C\right), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\cos kR = \cos\left(\frac{\omega}{c}n_a a\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}n_b b\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{n_a}{n_b} + \frac{n_b}{n_a}\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_a a\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}n_b b\right), \quad (2)$$

其中 k 为布洛赫波数, ω 为频率, c 为光速.当不存在缺陷时(即以 B 取代 C)则(1)式退化为以 AB 为周期的完整光子晶体色散方程(2).在两式中, $|\cos kR| > 1$ 对应于禁带带隙,而 $|\cos kR| < 1$ 则对应于通带.计算结果如图 2 所示,其中横坐标为布洛赫相位(布洛赫波数乘以原胞的长度),纵坐标为以 $2\pi/ca$ 为单位的归一化频率 ω .在计算中,我们已取 $n_A = 1.0, n_B = 3.5, n_C = 1.0; d_A = 0.7a, d_B = 0.3a, d_C = 0.3a$.由图 2 可以看到:对于完整光子晶体(以 AB 为原胞),在 $\omega = 0.18$ 和 $\omega = 0.38$ 之间存在着一光子带隙.在完整光子晶体中周期性地引入缺陷后,在此带隙中将出现杂质带,如图 2 的虚线和点线所示.当缺陷间距 $R = 2a$ (以 $ABAC$ 为原胞)时,频率随波矢的增大而减小,形成反常色散,如图 2 的虚线所示,而当缺陷间距 $R = 3a$ (以 $ABABAC$ 为原胞)时,频率随波矢的增大而增大,形成正常色散,如图 2 的点线所示.这些结果同文献[7]所给出的耦合腔波导结果相一致.然而,上述看似得到的反常色散实际上只是在第一布里渊区中能带折叠的结果.实际上,随着缺陷间距 R 的增大,布洛赫相位也随之增大,导致

在第一布里渊区中能带折叠次数增多;同时缺陷间电磁场的耦合变弱,杂质带宽度变小.因此,如果把结构的色散特性仅画在归一化的第一布里渊区时,就有可能看到由于能带折叠产生的“反常色散”.这种由能带折叠引起的“反常色散”是一种假象,并不

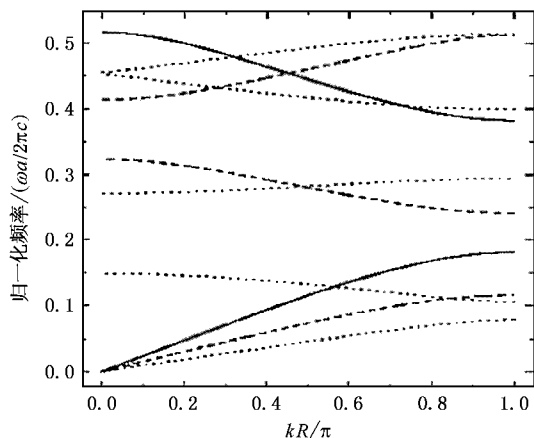


图 2 $n_A = 1.0, d_A = 0.7a, n_B = 3.5, d_B = 0.3a, n_C = 1.0, d_C = 0.3a$;实线是以 AB 为原胞,短划线的以 $ABAC$ 为原胞,点线是以 $ABABAC$ 为原胞

代表负的群速度或者反向波传播过程.

为了证实在耦合腔导调节相邻缺陷间的距离得不到反常色散,我们用转移矩阵方法计算了有限周期结构的复有效折射率.复有效折射率能较好地描述波在一维有限周期结构的传输特性,其实部能够表征周期结构的色散特征^[15-18].利用转移矩阵方法可以计算传输系数 $t(\omega) = |t(\omega)|e^{i\phi(\omega)}$,并定义有效波数 $K_{\text{eff}} = \phi(\omega)/L = \frac{\omega}{c}n_{\text{eff}}$ 及复有效相位折射率 $n_{\text{eff}}(\omega) = n(\omega) + i\chi(\omega)$,其中 L 为结构总长度,可以得到

$$n(\omega) = \frac{c\phi(\omega)}{L\omega} \quad \chi(\omega) = -\frac{c}{L\omega} \ln |t(\omega)| \quad (3)$$

有效折射率的方法已经被成功地应用于光子晶体中“快波”现象^[19]、慢波及非线性现象^[20].由群速度折射率与相位折射率的关系公式 $n_g(\omega) = n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}$ 可知当 $n(\omega)$ 的斜率为正时,则群速度大于零,而且此时所对应的波为慢波,如图 3.

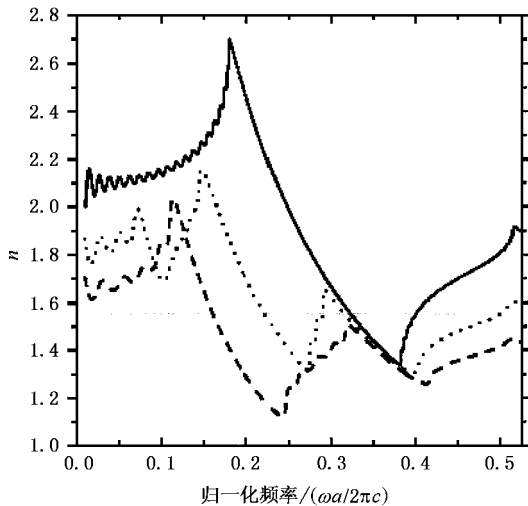


图 3 有限周期结构中的有效折射率的实部与归一化频率的关系.实线为 $(AB)_{20}$ 结构,虚线为 $(ABAC)_3ABA$ 结构,点线为 $(ABABAC)_3ABABA$ 结构

图 3 给出了复有效折射率的实部 n 与频率的关系,其中 A, B, C 的参数同图 2 中的参数完全相同.实线、虚线和点线分别对应的结构为 $(AB)_{20}$, $(ABAC)_3ABA$ 和 $(ABABAC)_3ABABA$.由图 3 可见,以 AB 为周期的结构中在 $\omega = 0.18$ 和 $\omega = 0.38$ 之间存在的光子带隙,其反常色散 ($n(\omega)$ 的斜率小于零)将导致快波现象^[19].但在带隙内,不管 $R = 2a$ (对应 $(ABAC)_3ABA$ 结构,杂质带位于 $\omega = 0.24$ 到 $\omega =$

0.32 之间)还是 $R = 3a$ (对应 $(ABABAC)_3ABABA$ 结构,杂质带位于 $\omega = 0.27$ 到 $\omega = 0.29$ 之间)的杂质带都是正常色散,都具有正的群速度.换句话说,频率处在杂质带的电磁波在一维耦合腔链中的传播是慢波而非快波.有效折射率的结果表明,图 2 所给出的 $R = 2a$ 的杂质带“反常色散”仅仅是第一布里渊区中能带折叠所导致的假象.

3. 讨论与结论

上述结果说明,在第一布里渊区中讨论反常色散要尤为小心,应仔细剔除源于能带折叠的“反常色散”效应.早在 10 年前,文献 21 就提出利用一维光子晶体在第一布里渊区中心可实现超小折射率的方案.然而,文献 16 指出用一维光子晶体不可能得到超小折射率,文献 21 的结果实际上是第一布里渊区能带折叠所导致的假象.实际上,由于电磁波是矢量波,在传输过程中相位是非常重要的一个量,而能带折叠 ($k = k' + nK$, K 为倒格矢)只考虑了色散曲线 $\omega(k)$ 的平移不变性,涉及到相位就有 $\Phi_k = k \times r \neq \Phi_{k'} = (k' + nK) \times r$,即相位不满足平移不变性.因而在—维光子晶体耦合腔链中出现的“反常色散”同一维光子晶体中出现的“零折射率”一样,都是由于光子能带在第一布里渊区折叠引起的假象.

这里,我们通过对一维耦合腔链中场的分析说明,一维光子晶体杂质带的色散性质取决于相临缺陷间局域电磁场的特性,而不是缺陷间距离的大小.在耦合腔链的研究中,紧束缚方法是一种行之有效的描述^[22,23].由紧束缚方法^[13,14]得到的杂质带的色散关系为

$$\omega_K = \Omega [1 - \Delta a/2 + \kappa_1 \cos(kR)], \quad (4)$$

$$\kappa_1 = \beta_1 - \alpha_1 = \int d^3r [\epsilon_0(r - Re_z) - \epsilon(r - Re_z)] \times E_{\Omega}(r) \cdot E_{\Omega}(r - Re_z), \quad (5)$$

其中 κ_1 为耦合因子,满方程(5)式. $E_{\Omega}(r)$ 为光子微腔内的电场强度.方程(4)告诉我们,杂质带的色散特性由耦合因子 κ_1 决定:当 κ_1 小于零时,杂质带的色散关系为正常色散;而当 κ_1 大于零时,杂质带的色散关系才为反常色散.对基于光子晶体的耦合腔波导,由于通常 κ_1 只能小于零^[13,14],所以得不到反常色散的杂质带.由方程(5)可见,除非相邻缺陷处的电场有一个 π 的跃变, κ_1 才能由小于零而改变为大于零,从而实现反常色散.如何选择光子晶体微腔

以及它们之间的电磁场耦合方式,是实现反常色散的关键,这方面的研究结果,我们将另文讨论.

作为总结,本文以一维光子晶体杂质带为模型,研究了基于光子晶体的耦合腔波导的色散行为.能

带结构分析及有效折射率计算表明,一些文献得到的反常色散实际上是由光子杂质带在第一布里渊区折叠引起的假象.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] Wang H and Li Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2175 (in Chinese) [王辉、李永平 2001 *物理学报* **50** 2172]
- [3] Du G Q and Liu N H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1095 (in Chinese) [杜桂强、刘念华 2004 *物理学报* **53** 1095]
- [4] Zhuang F, Wu L and He S L 2002 *Chin. Phys.* **11** 834
- [5] Albert J P, Jouanin C, Cassagne D and Monge D 2002 *Opt. Quantum Electron* **34** 251
- [6] Sumetsky M and Eggleton B J 2003 *Optics Express* **11** 381
- [7] Hosomi K and Katsuyama T 2002 *IEEE J. Quantum Electron* **38** 825
- [8] Kim W J, Kuang W and O'Brien J D 2003 *Optics Express* **11** 3431
- [9] Lan S *et al* 2002 *Phys. Rev. B* **65** 165208
- [10] Lan S, Nishikawa S, Ishikawa H and Wada O 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 4321
- [11] Lan S, Nishikawa S and Wada O 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 2101
- [12] Jiang H T, Chen H, Liu N H and Zhu S Y 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 101
- [13] Bayindir M, Temelkuran B and Ozbay E 2000 *Phys. Rev. B* **61** 11855
- [14] Yariv A, Xu Y, Lee R K and Scherer A 1999 *Opt. Lett.* **24** 711
- [15] Zhu S Y, Liu N H, Chen H and Zheng H 2000 *Opt. Commun.* **174** 139
- [16] Liu N H, Zhu S Y, Chen H and Wu X 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046607
- [17] D'Aguzzo G *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **63** 036610
- [18] Centini M *et al* 1999 *Phys. Rev. E* **60** 4891
- [19] Hachè A and Poirier L 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 518
- [20] D'Aguzzo G *et al* 2003 *Phys. Rev. E* **68** 046613
- [21] Dowling J P and Bowden C M 1994 *J. Mod. Opt.* **41** 345
- [22] Notomi M 2000 *Phys. Rev. B* **62** 10696
- [23] Ozbay E, Bayindir M, Bulu I and Cubukcu E 2002 *IEEE J. Quantum Electron* **38** 837

The dispersive characteristics of impurity bands in coupled-resonator optical waveguides of photonic crystals^{*}

Feng Li-Juan[†] Jiang Hai-Tao Li Hong-Qiang Zhang Ye-Wen Chen Hong

(Pohl Institute of Solid State Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China)

(Received 13 July 2004; revised manuscript received 29 September 2004)

Abstract

We found that the dispersive properties of impurity bands in a coupled-resonator optical waveguide based on photonic crystals depend on the properties of the fields localized at the two neighboring defects instead of the distance of the defects. In fact, the seemingly anomalous dispersion of the impurity band in the first Brillouin zone is a result from band folding. After calculating the effective refractive index of the structure, we have verified that the impurity band has a normal dispersion.

Keywords: photonic crystals, anomalous dispersion, coupled-resonator optical waveguide, impurity bands

PACC: 4270Q, 7820P

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2001CB6104) the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50277026), the Shanghai Science and Technology Committee and the Special Foundation of China Aerospace Science and Technology Corporation.

[†] E-mail: aiflj@163.com