

一维光子晶体中能流密度的分布

黄永清

(江西中医药高等专科学校公共基础部, 江西 抚州 344000)

摘要 利用传输矩阵法和傅里叶变换,讨论了光脉冲通过光子晶体时能流密度的时-空分布,这有助于了解每一时刻光脉冲在光子晶体中各处的能量输运细节。这种能量输运行为主要是光脉冲的各傅里叶分量经历了不同的相移和幅度变化后重新相干叠加的结果。同时,也讨论了在出射端电场强度随时间的变化关系。

关键词 光子晶体;能流密度;传输矩阵法;光脉冲

中图分类号 O431.1 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP48.122301

Distribution of Energy Flux Density in One-Dimensional Photonic Crystals

Huang Yongqing

(Department of Basic Courses, Jiangxi College of Traditional Chinese Medicine, Fuzhou, Jiangxi 344000, China)

Abstract The temporal-spatial evolution behaviors of the dimensionless energy flux density is calculated by means of transfer matrix method and Fourier transform when the optical pulse passes through one-dimensional photonic crystals. It will help us to know the details of energy transportation at any position and any time. The energy transportation behavior is a result of the coherent superposition of all Fourier components which experience different phase shifts and different amplifications in the medium. The electric field of a Gaussian pulse at the output port is also discussed as a function of time.

Key words photonic crystals; energy flux density; transfer matrix method; optical pulse

OCIS codes 230.5298; 160.5298; 260.2160

1 引言

光子晶体是一种折射率周期性分布的人工晶体材料,其最基本的特征是具有光子晶体禁带^[1,2]。这种禁带起源于被周期性晶格多重散射后波的相干叠加。若在光子晶体中引入缺陷,将破坏光子晶体的周期性结构,从而形成缺陷模即局域模。由于光子晶体的光子禁带和光子局域的特征,使得其具有广泛的应用,如光子晶体光滤波器、光子晶体天线、光子晶体光纤等^[3~6]。而对于由正折射率材料组成的光子晶体,光脉冲通过一维完整、含有缺陷的光子晶体传播时,若光脉冲的中心频率位于光子带隙中,则光脉冲以超光速传播;若光脉冲的中心频率位于带边或缺陷模频率处,则光脉冲将以慢光速传播^[7]。当缺陷含色散吸收介质时,光脉冲传播出现超光速行为^[7]。文献[7]进行了无量纲能流密度的计算推导。而当缺陷含色散增益介质时,光脉冲传播出现超光速和慢光速两种行为^[8],光脉冲通过该光子晶体的无量纲能流密度也得到了分析^[8]。

负折射率材料是指介电常数 ϵ 和磁导率 μ 同时为负数的一种人工材料^[9,10]。在这种材料中,电磁波的能量密度 S 的方向与波矢 k 的方向相反,即 E, H 和 k 之间呈左手正交系。它具有一些奇异的性质,如多普勒效应与切伦科夫辐射的逆转、界面上的反常折射等。随着负折射率材料的兴起,目前光脉冲在负折射率材料中的传播也被广泛研究^[11~13]。如文献[11]研究了窄带脉冲通过介电常数 ϵ 和磁导率 μ 同时为负的一种色散材料时的群延迟现象,文献[12]利用实验手段证实了在左手材料中的负群速度和群延迟,而文献[13]则研究了光脉冲在一维正负交替的光子晶体中的传播情况。但有关能流密度的报道不多^[7,8]。因此,本文考虑光脉

收稿日期: 2011-07-15; 收到修改稿日期: 2011-09-01; 网络出版日期: 2011-10-21

作者简介: 黄永清(1982—),女,硕士,助教,主要从事光子晶体方面的研究。E-mail: hynqu@126.com

冲在一维光子晶体中传播时的能流密度时-空演化情况,这有助于了解每一时刻光脉冲在光子晶体中各处的能量运输的细节。同时,在出射端描述了电场强度随时间的变化关系,这有利于了解出射端脉冲情况。

2 模型和理论推导

考虑一从 $z=0$ 垂直入射光子晶体的高斯光脉冲:

$$E_i(0, t) = E_0 \exp(-t^2/\tau^2) \exp(-i\omega_c t), \quad (1)$$

其傅里叶谱为

$$E_i(0, \omega) = E_0 \frac{\tau}{2\sqrt{\pi}} \exp[-(\omega - \omega_c)^2 \tau^2/4], \quad (2)$$

式中 ω_c 为光脉冲的载波频率, τ 为光脉冲的特征时间。光脉冲可以表示为各傅里叶分量的叠加,即不同频率、不同振幅的单色平面波的叠加。

对于单色波,考虑 TE 波,则光子晶体内部 z 和 $z + \Delta z$ 处的电场和磁场分量可以通过传输矩阵连接。传输矩阵可表示为

$$\mathbf{M}_j(\Delta z, \omega) = \begin{pmatrix} \cos(k_z^{(j)} \Delta z) & -\frac{\sqrt{\mu_j}}{\sqrt{\epsilon_j} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_j \mu_j}}} \sin(k_z^{(j)} \Delta z) \\ \frac{\sqrt{\epsilon_j}}{\sqrt{\mu_j}} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_j \mu_j}} \sin(k_z^{(j)} \Delta z) & \cos(k_z^{(j)} \Delta z) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中 $k_z^{(j)} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_j} \sqrt{\mu_j} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_j \mu_j}}$, ϵ_j 和 μ_j 分别为第 j 层介质的相对介电常数和相对磁导率。因此,光脉冲的电磁场时空分布函数可分别表示为^[7]

$$\begin{aligned} \psi_1(z, t) &= \int \psi_1(z, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega = \\ & \int E_i(0, \omega) \{ [1 + r(\omega)] \mathbf{Q}_{11}(z, \omega) - i[1 - r(\omega)] \mathbf{Q}_{12}(z, \omega) \} \exp(-i\omega t) d\omega, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \psi_2(z, t) &= \int \psi_2(z, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega = \\ & \int E_i(0, \omega) \{ [1 + r(\omega)] \mathbf{Q}_{21}(z, \omega) - i[1 - r(\omega)] \mathbf{Q}_{22}(z, \omega) \} \exp(-i\omega t) d\omega, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $r(\omega)$ 为频率为 ω 的单色场的反射系数,矩阵 $\mathbf{Q}(z, \omega)$ 满足

$$\mathbf{Q}(z_{j+1} + \Delta z, \omega) = \mathbf{M}_j(\Delta z, \omega) \prod_{i=1}^{j-1} \mathbf{M}_i(d_i, \omega).$$

在出射端,总的光脉冲透射场表示为

$$E_t(z_N, t) = \int t(\omega) E_0 \frac{\tau}{2\sqrt{\pi}} \exp[-(\omega - \omega_c)^2 \tau^2/4] \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (6)$$

式中 $t(\omega)$ 为频率为 ω 的单色场的透射系数。若引入无量纲物理量 $\phi_1(z, t)$, $\phi_2(z, t)$, $s(z, t)$ 分别来描述电场、磁场、能流密度的时-空变化,则有

$$\phi_1(z, t) = E_0 \phi_1(z, t) \exp(-i\omega_c t), \quad (7)$$

$$\phi_2(z, t) = E_0 \phi_2(z, t) \exp(-i\omega_c t), \quad (8)$$

$$\mathbf{S}(z, t) = \epsilon_0 |E_0|^2 s(z, t), \quad (9)$$

式中为无量纲的能流密度可表示为

$$s(z, t) = \frac{1}{2} \text{Re}[-i\phi_1^*(z, t)\phi_2(z, t)]. \quad (10)$$

无量纲能流密度给出的是单位时间内通过单位横截面的能量,其方向代表能量的输运方向。

3 计算结果

设高斯光脉冲的载波频率为 $\omega_c = \omega_0$ (ω_0 为 $1/4$ 波堆对应的截止带中心频率), 对应的光学周期为 $\tau_0 = 2\pi/\omega_0$, 取 $\tau = 10\tau_0$, 取 $z = 0$ 是 $t = 0$ 时脉冲峰值的位置。先考虑具有相同的常数折射率 $n = 1.5$ 的块材料的情况。图 1(a) 为光脉冲在该块材料中的能流密度的时空分布, 网格的横线连接同一时刻的能流密度值。可以看到, 脉冲能流密度总为正, 即能量是向前运输的。在入射端脉冲达到峰值时, 出射端还没有达到峰值, 光脉冲表现出正常的时间延迟行为。图 1(b) 为在该材料出射端的脉冲透射场, 从图中可见, 光脉冲表现出正常的时间延迟行为, 出现了慢光速现象。

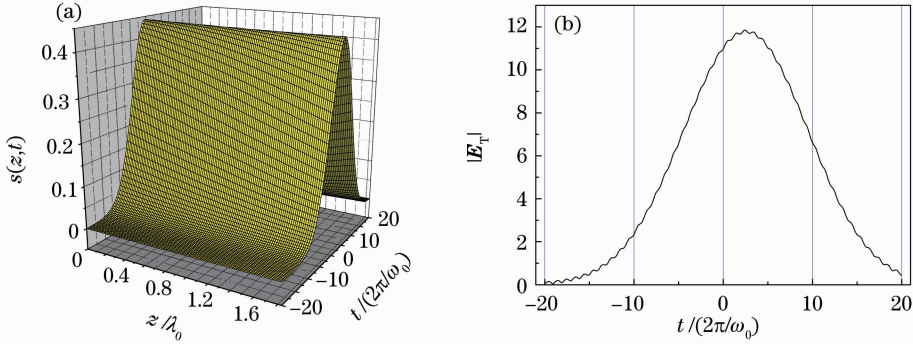


图 1 (a) 光脉冲通过正折射率块材料时能流密度的时-空演化图; (b) 通过正折射率块材料时高斯脉冲在出射端场强随时间的变化

Fig.1 (a) Temporal-spatial evolution behaviors of the dimensionless energy flux density when the Gaussian pulse passes through a slab containing traditional materials; (b) electric field of a Gaussian pulse through a slab containing traditional materials as a function of time at the output port

若考虑的块材料为负折射率材料 ($n = -1.5$), 图 2(a) 给出了光脉冲在该材料中传播的能流密度时空分布。从图中发现, 尽管在负折射率材料中波矢的方向与 z 轴相反, 但能流密度总为正, 即能量是向前运输的。与正折射情况不同的是, 在出射端脉冲达到峰值时, 在入射端脉冲还未达到峰值。这是因为在负折射率的块材料中, 光脉冲的各傅里叶分量经历了负的相移, 它们的相干叠加导致了峰值的提前出现, 其时间延迟是反常的, 即所谓的光脉冲群速度的超光速传播行为。图 2(b) 为在该材料出射端的脉冲透射场, 从图中可见, 光脉冲表现出超光速现象。

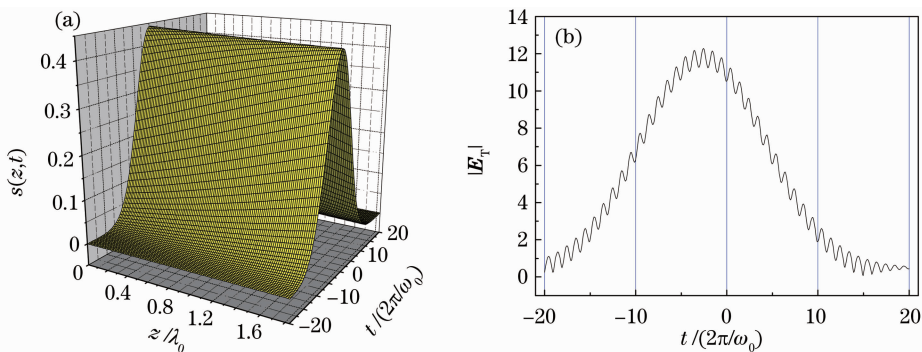


图 2 (a) 光脉冲通过负折射率块材料时能流密度的时-空演化图; (b) 通过负折射率块材料时高斯脉冲在出射端场强随时间的变化

Fig.2 (a) Temporal-spatial evolution behaviors of the dimensionless energy flux density when the Gaussian pulse passes through a slab containing negative refraction index materials; (b) electric field of a Gaussian pulse through a slab containing negative refraction index materials as a function of time at the output port

下面考虑结构为 ABABABABABA 的完整的 $1/4$ 波堆体系光子晶体, 材料 A 和 B 的折射率分别为 $n_A = 2.5$, $n_B = 1.5$, 光学厚度为 $n_A d_A = 0.25\lambda_0$, $n_B d_B = 0.25\lambda_0$ 。考虑一高斯脉冲通过该光子晶体, 其载波频率为截止带中心频率 ω_0 , 特征时间为 $\tau = 10\tau_0$ 。图 3 给出了光脉冲通过该光子晶体时能流密度的时空分布。从图中可以发现, 在入射端附近, 当脉冲进入光子晶体一段时间后, 向后传播的反射场将占主导地位, 即能流密

度为负值;在出射端附近,脉冲的前行透射场的能量要大于向后传播的反射场能量。

若考虑的光子晶体为正负折射率材料交替排列的 ABABABABABA 结构,材料 A 和 B 的折射率分别为 $n_A = 2.5, n_B = -1.5$, 光学厚度为 $n_A d_A = 0.25\lambda_0, |n_B d_B| = 0.25\lambda_0$ 。图 4 给出了光脉冲通过该光子晶体时能流密度的时空分布。从图中可以看到,由于负折射率层的存在,在光子晶体内部的能量输运过程变得更复杂,在时-空中出现了多个极大和极小。在不同空间位置,反射场占主导地位的时刻也不同,如有时是前行场占主导地位,有时是反射场占主导地位。这显示了光脉冲的各傅里叶分量复杂的相干叠加行为。

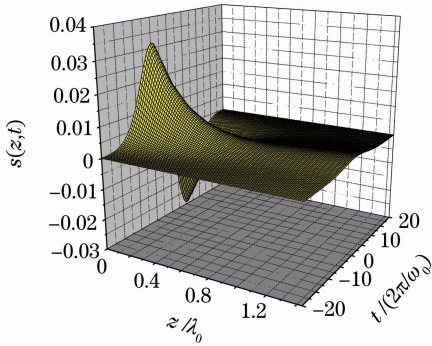


图 3 光脉冲通过一维普通光子晶体时能流密度的时空演化图

Fig. 3 Temporal-spatial evolution behaviors of the dimensionless energy flux density when the Gaussian pulse passes through one-dimensional traditional photonic crystals

若考虑该光子晶体中两种正、负折射率材料阻抗匹配,取 $n_A = 1.5, n_B = -1.5$,图 5 给出了光脉冲通过这种光子晶体时能流密度的时空分布图。从图中可以看出,光脉冲在这种阻抗匹配的正、负折射率材料交替排列的光子晶体中传播时,能量总是向前输运的,并且在同一时刻的能流密度曲线呈现折波的形状,这是因为光脉冲在正折射率材料中获得正的相移,而在负的折射率材料中则获得负的相移。

4 结 论

利用传输矩阵法,对光脉冲在光子晶体中传播时能流密度的时-空分布进行了描述,这有助于了解每一时刻光脉冲在光子晶体中各处的能量输运细节。这种能量输运行为主要是光脉冲的各傅里叶分量经历了不同的相移和幅度变化后重新相干叠加的结果。

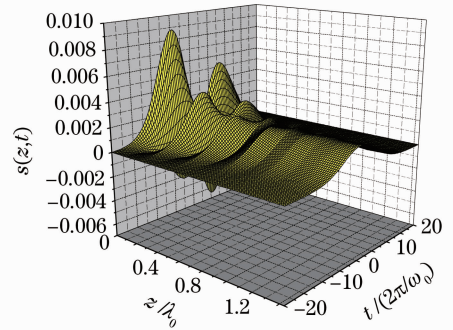


图 4 光脉冲通过一维正负折射率材料交替排列的光子晶体时能流密度的时空演化图

Fig. 4 Temporal-spatial evolution behaviors of the dimensionless energy flux density when the Gaussian pulse passes through one-dimensional photonic crystals containing negative refractive materials

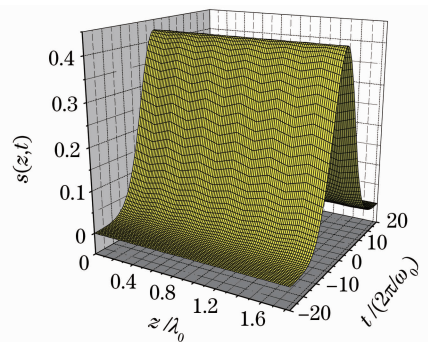


图 5 光脉冲通过阻抗匹配的光子晶体时能流密度的时空演化图

Fig. 5 Temporal-spatial evolution behaviors of the dimensionless energy flux density when the Gaussian pulse passes through one-dimensional impedance matching photonic crystals

参 考 文 献

- 1 E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- 2 S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23): 2486~2489
- 3 Wang Jizhou, Xiong Yuqing, Wang Duoshu *et al.*. Filtering characteristics and application of defect mode of one-dimensional photonic crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(10): 2914~2919
王济洲,熊玉卿,王多书等.一维光子晶体缺陷模的滤波特性及应用研究[J].*光学学报*, 2009, **29**(10): 2914~2919

- 4 Su An, Gao Yingjun. Filter characteristics of one-dimensional photonic crystal with complex dielectric constant[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(6): 1535~1538
苏安, 高英俊. 含复介电常数一维光子晶体的滤波特性[J]. *中国激光*, 2009, **36**(6): 1535~1538
- 5 B. Temelkuran, M. Bayindir, E. Ozbay *et al.*. Photonic crystal-based resonant antenna with a very high directivity[J]. *J. Appl. Phys.*, 2000, **87**(1): 603~605
- 6 Hu Minglie, Song Youjian, Liu Bowen *et al.*. Development and advanced applications of femto second photonic crystal fiber laser technique[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1660~1670
胡明列, 宋有建, 刘博文等. 光子晶体光纤飞秒激光技术研究进展及其前沿应用[J]. *中国激光*, 2009, **36**(7): 1660~1670
- 7 Nian-Hua Liu, Shi-Yao Zhu, Hong Chen *et al.*. Superluminal pulse propagation through one-dimensional photonic crystals with a dispersive defect[J]. *Phys. Rev. E*, 2002, **65**(4): 046607
- 8 Yu Tianbao, Liu Nianhua. Propagation of optical pulses through one-dimensional photonic crystals with a dispersive and gain defect layer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(9): 3049~3053
于天宝, 刘念华. 光脉冲通过有色散与增益型缺陷的一维光子晶体的传播[J]. *物理学报*, 2004, **53**(9): 3049~3053
- 9 V. G. Veselago. Electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Sov. Phys. Uspekhi*, 1966, **10**(4): 509~514
- 10 D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18): 4184~4187
- 11 S. Dutta Gupta. Subluminal to superluminal propagation in a left-handed medium[J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **69**(11): 113104
- 12 J. F. Woodley, M. Mojahedi. Negative group velocity and group delay in left-hand media[J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **70**(4): 046603
- 13 V. S. C. Manga Rao, S. Dutta Gupta. Subluminal and superluminal pulse propagation in a left-handed/right-handed periodic structure[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2004, **6**(8): 756~761