

光脉冲通过含有色散与增益型缺陷的一维光子晶体的传播^{*}

于天宝[†] 刘念华

(南昌大学物理系, 南昌 330047)

(2003 年 9 月 25 日收到 2004 年 1 月 8 日收到修改稿)

研究了光脉冲通过含有色散和增益型缺陷的一维光子晶体的传播行为. 缺陷的色散与增益性质用 Lorentz 振子模型描述. 随着振子强度的变化, 脉冲峰的传播呈现极慢光速和超光速的传播行为, 但能量速度小于真空中的光速 c . 脉冲峰的超前与落后是各 Fourier 分量在介质中获得了不同的相移和幅度改变后重新相干叠加的结果.

关键词: 光子晶体, 缺陷, 光脉冲传播, 能量速度

PACC: 4270Q, 4225B, 4225K

1. 引言

光子晶体是折射率周期性变化的介电结构^[1,2], 存在光子不能在其中传播的频率带隙, 类似于固体晶格中的能带结构. 因而它可以控制光子的运动. 像晶体中的杂质或缺陷会在禁带中形成杂质能级一样, 若在光子晶体中引入缺陷, 则光子禁带中会出现缺陷模^[3,4]. 当缺陷层具有 Kerr 非线性时, 光子晶体具有双稳、多稳态的特性^[5].

光脉冲通过一维完整和含缺陷的光子晶体的传播有以下两种情况^[6-13]. 若波包的中心频率位于带隙中, 则光脉冲以超光速度 (superluminal) 传播 (群速度大于真空中的光速 c 甚至为负值)^[6]. 若光脉冲的中心频率位于带边, 或位于缺陷模频率处, 则光脉冲的群速度将严重减慢^[7-9]. 若缺陷中含有色散吸收媒质 (如二能级原子) 将转变为超荧光传播, 产生负时间延迟^[7]. 我们知道, 光脉冲的传播可以用群速度 $v_g = c(n(\omega) + \omega dn(\omega)/d\omega)$ 来描述, 在正常色散区, v_g 小于真空中的光速 c , 而在反常色散区, 群速度可大于光速 c 甚至变为负的^[7,12,13]. 对光的超荧光传播的物理机理目前还没有普遍接受的理论^[10]. 可以用波包在输出端的重构来解释这种延迟现象^[11]. 组成光脉冲的不同 Fourier 分量的相干叠加,

导致了脉冲的峰提前在出射端出现^[12,13].

本文在文献 [7] 的基础上, 考虑色散媒质为增益媒质的情况, 对其采用洛仑兹振子模型, 研究了光脉冲通过含色散与增益型缺陷的一维光子晶体的传播行为.

2. 模型和公式结果

考虑一个由 A 和 B 交替生长的一维光子晶体, 折射率分别为常数 n_A 和 n_B , 相应厚度分别为 d_A 和 d_B . 光学厚度均为 $\lambda_0/4$ (λ_0 为 $1/4$ 波堆截止带中心频率 ω_0 对应的波长). 将该体系中心的 B 层用光学厚度为 $\lambda_0/2$ 的色散增益媒质 C 取代. 基质为材料 B , 电磁波沿 z 轴正入射进入该系统, 电场沿 x 轴极化. C 的线性极化率用洛仑兹振子表示为

$$\chi(\omega) = \frac{\Gamma}{(\omega - \omega_A) + i\gamma}, \quad (1)$$

其中 ω 为光场频率, ω_A 为振子频率, γ 为振子的 HWHM 线宽, Γ 正比于振子的振子强度 (依赖于跃迁矩阵元及振子的密度). 则缺陷层的介电函数为

$$\epsilon_c(\omega) = n_c^2 + \chi(\omega), \quad (2)$$

除振子的贡献外, 还有非共振的基质介电函数的贡献. 设 X_N 为连接出射端 $z = z_N$ 与入射端 $z = 0$ 处电磁场的传输矩阵, 有

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 60268001), 江西省自然科学基金 (批准号: 0312004) 和南昌大学基础理论基金资助的课题.

[†] E-mail: yuzhifei80@163.com

$$X_N(\omega) = \prod_{j=1}^N M_j(d_j, \omega) = \begin{pmatrix} x_{11}(\omega) & x_{12}(\omega) \\ x_{21}(\omega) & x_{22}(\omega) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$M_j(\Delta z, \omega) = \begin{pmatrix} \cos\left[\frac{\omega}{c}n_j(\omega)\Delta z\right] & \frac{1}{n_j(\omega)}\sin\left[\frac{\omega}{c}n_j(\omega)\Delta z\right] \\ -n_j(\omega)\sin\left[\frac{\omega}{c}n_j(\omega)\Delta z\right] & \cos\left[\frac{\omega}{c}n_j(\omega)\Delta z\right] \end{pmatrix}. \quad (4)$$

用 $X_N(\omega)$ 的元素 $x_{ij}(\omega)$ ($i, j = 1, 2$) 表示的反射率和透射率分别为

$$r(\omega) = \frac{[x_{22}(\omega) - n_B x_{11}(\omega)] - [n_B x_{12}(\omega) + x_{21}(\omega)]}{[x_{22}(\omega) + n_B x_{11}(\omega)] - [n_B x_{12}(\omega) - x_{21}(\omega)]}, \quad (5)$$

$$t(\omega) = \frac{2}{[x_{22}(\omega) + n_B x_{11}(\omega)] - [n_B x_{12}(\omega) - x_{21}(\omega)]}. \quad (6)$$

设从 $z = 0$ 处入射的 Gaussian 光脉冲为

$$E_i(0, t) = E_0 e^{-t^2/\tau^2} = \int \frac{\tau E_0}{2\sqrt{\pi}} e^{-\tau^2(\omega - \omega_c)^2/4} e^{-i(\omega - \omega_c)t} d\omega, \quad (7)$$

其中 ω_c 为脉冲的载波频率, 光脉冲的特征时间为 τ . 引入无量纲物理量 $\phi_1(z, t), \phi_2(z, t), \phi_3(z, t)$ 描述电、磁场、电位移幅度包络的变化, 结果如下^[7]:

$$\begin{aligned} \phi_1(z, t) = & \frac{\tau}{2\sqrt{\pi}} \int e^{-\tau^2\xi^2/4} \{ [1 + r(\xi + \omega_c)] \\ & \times Y_{11}(z, \xi + \omega_c) + [1 - r(\xi + \omega_c)] \\ & \times Y_{12}(z, \xi + \omega_c) \} e^{-i\xi t} d\xi, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \phi_2(z, t) = & \frac{\tau}{2\sqrt{\pi}} \int e^{-\tau^2\xi^2/4} \{ [1 + r(\xi + \omega_c)] \\ & \times Y_{21}(z, \xi + \omega_c) + [1 - r(\xi + \omega_c)] \\ & \times Y_{22}(z, \xi + \omega_c) \} e^{-i\xi t} d\xi, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \phi_3(z, t) = & \frac{\tau}{2\sqrt{\pi}} \int \epsilon(\omega) e^{-\tau^2\xi^2/4} \{ [1 + r(\xi + \omega_c)] \\ & \times Y_{11}(z, \xi + \omega_c) + [1 - r(\xi + \omega_c)] \\ & \times Y_{12}(z, \xi + \omega_c) \} e^{-i\xi t} d\xi, \end{aligned} \quad (10)$$

其中变量 $\xi = \omega - \omega_c$, 矩阵 $Y(z, \omega)$ 满足下式:

$$Y(z_{j-1} + \Delta z, \omega) = M_j(\Delta z, \omega) \prod_{i=1}^{j-1} M_i(d_i, \omega). \quad (11)$$

非磁性材料的能量密度 $U(z, t)$ 、坡印亭矢量

$S(z, t)$ 分别表示为

$$U(z, t) = \epsilon_0 |E_0|^2 u(z, t), \quad (12)$$

$$S(z, t) = c\epsilon_0 |E_0|^2 s(z, t), \quad (13)$$

其中无量纲能量密度 $u(z, t)$ 、无量纲坡印亭矢量 $s(z, t)$ 分别为

$$\begin{aligned} u(z, t) = & \frac{1}{4} \{ \text{Re}[\phi_1(z, t)\phi_3^*(z, t)] \\ & + \text{Re}[\phi_2(z, t)\phi_2^*(z, t)] \}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$s(z, t) = \frac{1}{2} \text{Re}[i\phi_1(z, t)\phi_2^*(z, t)]. \quad (15)$$

能量速度定义为坡印亭矢量与能量密度的比值, 即 $v_E(z, t) = S(z, t)/U(z, t)$, 用无量纲量表示为 $v_E(z, t) = [s(z, t)/u(z, t)]c$.

3. 计算结果和讨论

考虑结构为 ABABACABABA 的 11 层一维光子晶体系统, 取 $n_A = 2.22, n_B = 1.41, n_C = n_B$. 高斯脉冲的载波频率 $\omega_c = \omega_0$, 中心频率对应的光学周期 $\tau_0 = 2\pi/\omega_0$, 取 $\tau = 100\tau_0$. 振子频率 $\omega_A = \omega_0, \gamma = 0.01\omega_0$, 取振子强度为正值 $\Gamma = 0.001\omega_0$, 使介质为增益介质.

设在空间某处 z , 能量达到最大值的时间 (也就是光脉冲达到峰值的时间) 为 t_M , 时间延迟定义为 $t_d = t_M - t_0$, t_0 为通过相同真空距离的时间. 在图 1(a) 中给出了不同空间位置的时间延迟图像. 我们看到, 时间延迟是较大的正值, 通过该光子晶体的脉冲峰值的出现远远滞后于通过真空的脉冲峰值的出现, 表明脉冲峰以极慢的速度传播. 与通过缺陷层中无色散媒质^[7]的情况比较, 发现时间延迟的最大值是后者的近 9 倍. 将脉冲峰值的传播速度定义为 $v_M = z/t_M$, 图 1(b) 中用实方块点给出了极慢的传播速度的情况, 可以看到, v_M 分布在 $0-0.025c$ 之间.

光脉冲通过上述体系的无量纲能量密度 $u(z, t)$ 、无量纲能流密度 $s(z, t)$ (坡印亭矢量) 的时空行为如图 2 所示. 可以看出, 在任何空间位置 z , 能量密度 $u(z, t)$ 如图 2(a) 随时间的变化基本上是高斯曲线, 电磁场的能量被高度局域在中心缺陷附近. 通过与缺陷层中无色散媒质比较, 发现局域化的强度是后者的 10 倍以上. 这种增强的局域化是色散型缺陷层的折射率发生了较大改变的结果. 由于缺陷层的折射率发生了较大改变, 从而大大改变了其光学厚度, 使得缺陷层更不同于基质材料, 即缺陷效

应更明显.同时,缺陷层是增益介质时,光脉冲要从抽运源中吸取能量得到放大,使得缺陷层附近的能量密度非常高.

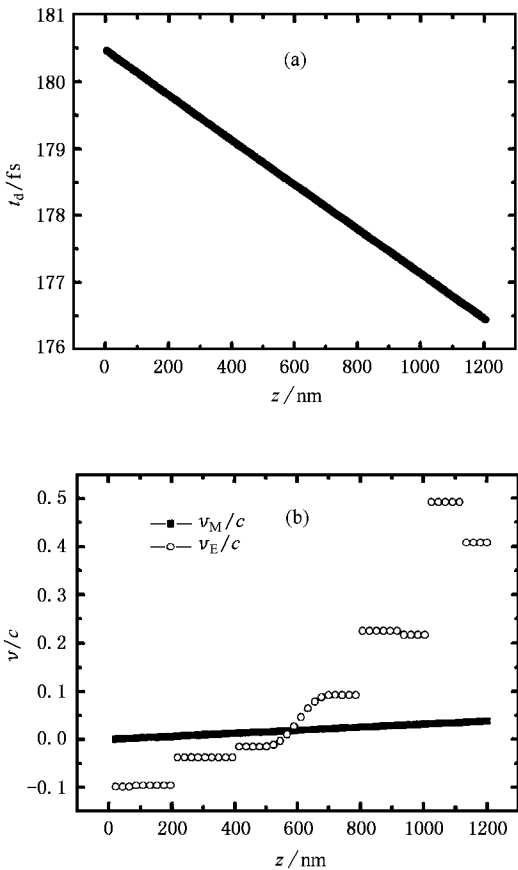


图 1 光脉冲通过含有色散与增益型缺陷的一维光子晶体的传播,取振子强度 $\Gamma = 0.001\omega_0$ (a)时间延迟图 (b)脉冲峰值速度 $v_M = z/t_M$ 及能量速度 $v_E = S/U$

无量纲能流密度 $s(z,t)$ [如图 2(b)]给出的是单位时间内流过单位横截面的能量,其方向代表了能量运输的方向.我们看到在体系的前半部分, $s(z,t)$ 出现了负值.这是因为色散介质是反转的增益介质,反射场得到了放大.在体系的前半部分,向后传播的反射场的能流大于向前传播的入射场的能流,使得总的能流方向向后,出现了负值;在后半部分,以向前传播的能流为主,能量密度为较大的正值,并保持高斯分布.图 1(b)中的圆圈点给出了能量密度达到最大值时不同的空间位置所对应的能量速度 v_E 的计算结果.能量速度在入射端是 $-0.11c$,最大值达到 $0.5c$,未超过真空中的光速 c .

保持其他参数不变,增大振子的强度为 $\Gamma = 0.01\omega_0$,时间延迟如图 3(a)所示,此时看到了大的负时间延迟,表明脉冲的峰相对于通过同样真空距

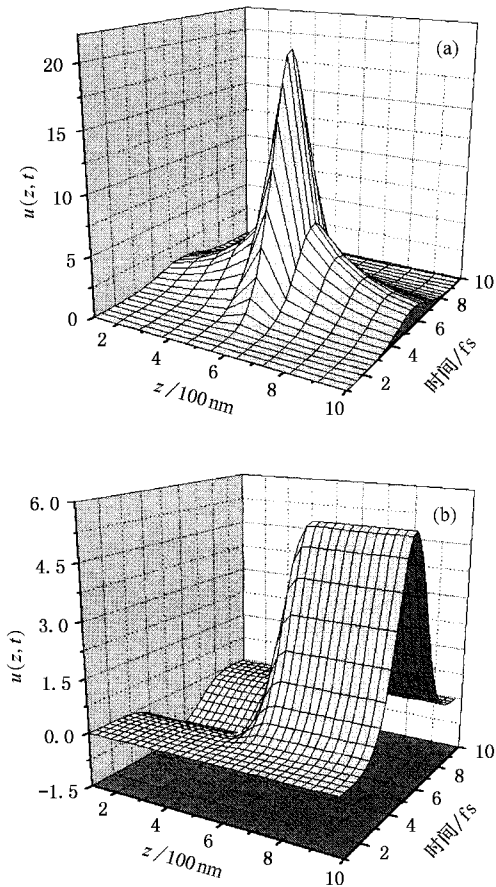


图 2 光脉冲通过含有色散与增益型缺陷的一维光子晶体时能量的时-空演化关系图,取振子强度 $\Gamma = 0.001\omega_0$ (a)无量纲能量密度 $u(z,t)$ (b)无量纲坡印亭矢量 $s(z,t)$

离的脉冲峰先出现,即出现了超光速现象.出射端的时间延迟达到了 -40fs ,比含色散吸收媒质中的超光速行为要显著^[6].这一点也反映在图 3(b)中, v_M (方块点所示)是绝对值非常小的负值,在 $0-0.12c$ 之间;能量速度 v_E (圆圈点所示)在 $z < 670\text{nm}$ 处出现了较大的负值,绝对值的最大值约为 $0.6c$,然后由负值变为了正值.从方程(8)–(10)可以看出,积分号内是各 Fourier 分量的传播行为,积分代表各 Fourier 分量的相干叠加.在不同的时空点,各 Fourier 分量获得了不同的相移和幅度改变,各分量重新相干叠加决定了场的时空行为.若频率较高的分量获得的相移较小(反常色散),则形成脉冲峰将提前出现.因此,超光速现象是相干与反常色散导致的.

图 4 给出了复有效折射率实部在 $\Gamma = 0.001\omega_0$ (图 4(a))及 $\Gamma = 0.01\omega_0$ (图 4(b))时的频谱图.可以看到, $\Gamma = 0.001\omega_0$ 时,在零失谐频率附近很窄的范围内,有效折射率的实部有一个正的接近于 1 的斜

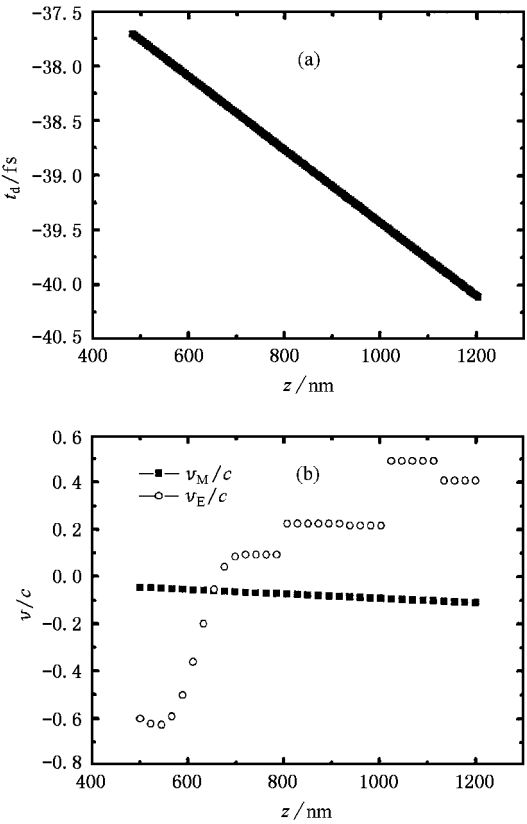


图3 保持其他参数不变,取振子强度 $\Gamma = 0.01\omega_0$ 的含色散与增益缺陷的一维光子晶体中光脉冲的传播 (a)时间延迟图;(b)脉冲峰值速度 $v_M = z/t_M$ 及能量速度 $v_E = S/U$

率,产生正常色散,导致了极慢光速; $\Gamma = 0.01\omega_0$,斜率变为负值,出现反常色散,群速度超过真空中的光速 c 甚至为负值.这种随着振子强度的变化,光脉冲由极慢光速变为超光速的物理现象,是由于振子强度 Γ 的调制显著地改变着缺陷层的折射率,从而改变了缺陷层的光学厚度导致的.等效折射率由整个体系的折射率配制决定,体系的结构色散和缺陷层中介质的色散的联合效应导致了整个体系等效色散效应的转变,使光脉冲的传播呈现了极慢和超光速两种光传播行为.

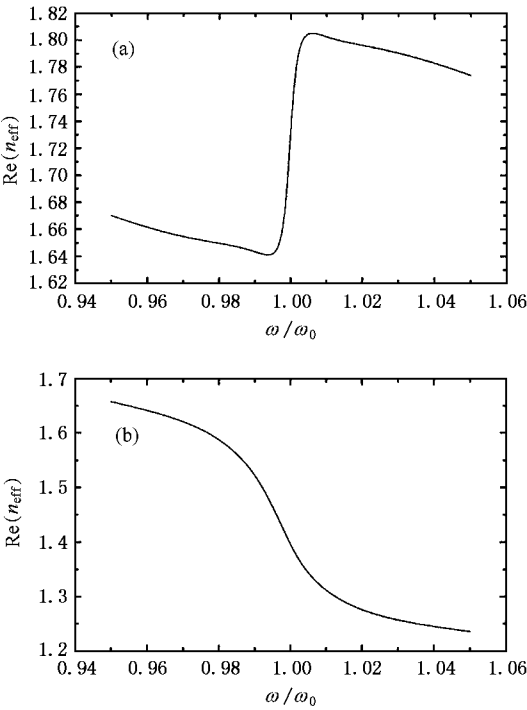


图4 含色散与增益型缺陷的一维光子晶体的复有效折射率实部频谱图 (a) $\Gamma = 0.001\omega_0$ (b) $\Gamma = 0.01\omega_0$

4. 结 论

采用 Fourier 变换方法和传输矩阵,对色散媒质采用洛伦兹振子模型,研究了光脉冲通过含色散与增益型缺陷的一维光子晶体的传播行为.通过改变振子的强度,脉冲峰的传播呈现极慢光速和超光速行为.在缺陷层的附近能量被高度局域化.由于反射场被增益媒质放大,在体系的前半部分,能流密度和能量速度出现了负值.能量速度不会大于真空中的光速 c .相对于通过同样的真空距离,在光子晶体的出射端光脉冲的峰有可能提前出现,这是光脉冲的各 Fourier 分量经历了不同的相移和不同的放大后重新相干叠加的结果.

[1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059

[2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486

[3] Yablonovitch E, Gmitter T G 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3380

[4] Liu N H 1997 *Phys. Rev. B* **55** 4097

[5] Liu N H and Fu J W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1418 (in Chinese)

[刘念华、傅继武 2003 物理学报 **52** 1418]

[6] Steinberg A M, Kwiat P G and Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 708

[7] Liu N H, Zhu S Y, Chen H and Wu X 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046607

[8] Scalora M *et al* 1996 *Phys. Rev. E* **54** R1078

[9] Zhu S Y *et al* 2000 *Opt. Commun.* **174** 139

- [10] Chiao R Y and Steinberg A M 1997 *Progress in Optics* **XXXVII** 345 [13] Dogariu A , Kuzmich A and Wang L J 2001 *Phys. Rev. A* **63**
 [11] Japha Y and Kurizki G 1996 *Phys. Rev. A* **53** 586 053806
 [12] Wang L G *et al* 2002 *Euro Phys. Lett.* **60** 834

Propagation of optical pulses through one-dimensional photonic crystals with a dispersive and gain defect layer^{*}

Yu Tian-Bao[†] Liu Nian-Hua

(*Department of Physics , Nanchang University , Nanchang 330047 , China*)

(Received 25 September 2003 ; revised manuscript received 8 January 2004)

Abstract

The propagation of a pulse through one-dimensional photonic crystals with a dispersive and gain defect layer is discussed. The dispersion and gain of the defect layer is described by Lorentz oscillator model. It is found that the pulse peak exhibits subluminal and superluminal behaviors with varying strength of the oscillator. The Poynting vector and energy velocity can be negative , but the latter is never faster than the vacuum light speed c . The advance or delay of the pulse peak is a result of the coherent superposition of all Fourier components which experienced different phase shift and different amplification in the medium.

Keywords : photonic crystal , defect , pulse propagation , energy velocity

PACC : 4270Q , 4225B , 4225K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60268001) , the Natural Science Foundation of Jiangxi Province (Grant No. 0312004) and the Basic Theoretics Foundation of Nanchang University , China.

[†] E-mail : yuzhifei80@163.com