

文章编号:1004-4213(2011)07-1071-5

Compton 散射对非均匀等离子体光子晶体 光子带隙的影响

冯刚,高丽娜,郝东山

(黄淮学院 信息工程系,河南 驻马店 463000)

摘 要:应用多光子非线性 Compton 散射模型和时域有限差分法,对多光子非线性 Compton 散射对非均匀等离子体光子晶体光子带隙特性的影响进行了研究,提出将入射和散射光作为形成光子带隙的新机制,对电磁波方程进行了修正.结果表明:与 Compton 散射前相比,散射使电磁波幅值衰减更快;随等离子体密度增加,透射谱禁带宽度几乎无变化,其中心频率向高频方向有明显移动,向上的峰值有较大增加,反射谱向下的峰值有明显减小;随温度增加,透射谱禁带宽明显减小,向上的峰值略有减小,透射能量有所降低;随两种介质介电系数比增加,光子禁带数增加,且带隙间距显著减小.

关键词:等离子体光子晶体;光子带隙;时域有限差分法;多光子非线性 Compton 散射

中图分类号: TN011

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20114007.1071

0 引言

20 世纪 80 年代末,Join^[1]和 Yablonvitch^[2]提出光子晶体概念.由于光子晶体具有光子带隙结构,引入缺陷模会使光子禁带中出现模密度较大的局域模,利用该特性可制造高效率^[3]和零阈值激光器^[4]、谐振腔^[5]、光子晶体滤波器^[6]、光纤^[7]和发光二极管^[8]等,因此它已成为一个新的研究方向^[9].2003 年,Hojo 等提出了等离子体光子晶体(Plasma Photonic Crystals,PPCs)概念^[10],文献[11]给出了电磁波在一维 PPCs 的色散关系和光子带隙结构.由于等离子体的色散和耗散特性,导致 PPCs 具有常规光子晶体不具有的特性^[12-13].2005 年,Sakai^[14-15]等指出,均匀分布的 PPCs 色散和耗散使小于等离子体频率的电磁波几乎被完全反射,透射波有类似一般光子晶体带隙特性.2006 年,刘少斌等^[16]用时域有限差分(Finite Difference Time Domain,FDTD)法,给出了 Gauss 波在磁化均匀分布 PPCs 中的时域反射和透射系数.2007 年,章海锋等^[17]提出,改变等离子体温度和密度,实现对 PPCs 禁带调控的方法.2008 年,章海锋等^[18]指出,改变 PPCs 参量可获得不同禁带周期特性.2009 年,肖晴等^[19-20]进一步指出,改变等离子体上升时间和密度

可实现对时变 PPCs 禁带的控制.近期,刘崧等^[21-22]提出调控 PPCs 缺陷层参量,实现 PPCs 可调滤波和制造超窄带滤波器^[23]的方法.但以上研究均未考虑多光子非线性 Compton 散射的影响.实验表明,入射电磁波强度达到 10^{16} W/cm² 数量级以上时,非线性 Compton 散射开始显现^[24],可见,Compton 散射对非均匀 PPCs 光子带隙的影响是不可忽略的.本文对该问题进行了有益的探索.

1 理论分析

等离子体中无 Compton 散射时,电子频率为

$$\omega_e^2 = \omega_0^2 = \frac{4\pi e^2}{m_0} n_{e_0} + \frac{4\pi e^2}{m_0} \Delta n_{e_0} = \omega_{e_0}^2 + \Delta \omega_{e_0}^2 \quad (1)$$

式中 ω_0 为入射光频率; ω_e 可视为即将发生散射的初始频率; ω_{e_0} 、 $\Delta \omega_{e_0}$ 、 $n_e = n_{e_0} + \Delta n_{e_0}$ 、 n_{e_0} 、 m_0 和 e 分别为电子频率及增量、数密度及增量、初始密度、静止质量、电量.若 PPCs 中发生 Compton 散射,则散射光子的频率为^[25]

$$\omega_s = \frac{N\omega_0(1+\beta_0 \cos \theta_0)(1-\beta_f \cos \theta'_1)}{\xi^2 + \frac{\xi N \hbar \omega_0(1+\beta_0 \cos \theta_0)}{m_0 c^2(1-\cos \theta')^{-1}}} \quad (2)$$

式中 $\xi = |\gamma_0 - \gamma_f|/(\gamma_0 - 1)$ 为量度散射非弹性参量; $\gamma_0 = [1 - (v_0/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ 、 $\gamma_f = [1 -$

基金项目:河南省基础与前沿技术研究基金(No.092300410227)资助

第一作者:冯刚(1981-),男,硕士研究生,主要研究方向为信号传输研究. Email:fg523202@163.com

导师(通讯作者):郝东山(1948-),男,教授,主要研究方向为激光物理与光纤通信技术领域. Email:haodongshan1948@126.com

收稿日期:2011-01-04;修回日期:2011-03-04

$(\nu_e c^{-1})^2]^{-1/2} = (1 - \beta_f^2)^{-1/2}$, ν_0, ν_f, N, c 和 \hbar 分别为电子散射前后的 Lorentz 因子、速度、与电子同时作用光子数、真空中的光速、普朗克常量; θ_0 为电子和光子散射前运动方向夹角; θ_1 和 θ' 为电子静止系中电子与散射光子运动方向夹角和光子散射角. 取耦合光频为 $\omega_c = \omega_s - \omega_0$ 形式, 有

$$\omega_c = \omega_0 \left[\frac{N(1 + \beta_0 \cos \theta_0)(1 - \beta_f \cos \theta_1)}{\xi^2 + \frac{\xi N \hbar \omega_0 (1 + \beta_0 \cos \theta_0)}{m_0 c^2 (1 - \cos \theta')^{-1}}} - 1 \right] \quad (3)$$

耦合光激励下, 电子频率会有新的增量, 于是, 有

$$\omega_c^2 = \frac{4\pi e^2}{m_0} n_e + \frac{4\pi e^2}{m_0} \Delta n_e = \omega_{e0}^2 + \Delta(\omega_{e0}^2 + \omega_c^2) \quad (4)$$

式中 $n_c = n_e + \Delta n_e \approx n_{e0} + 2\Delta n_{e0}$ 和 Δn_e 分别为电子耦合密度及其增量. 计算中忽略了 Δ^2 项. 因 $\Delta n_e > \Delta n_{e0}$, 故散射使电子扰动和等离子体非均匀性更加显著. 散射和电子辐射波使等离子体中的电、磁场增强, 即耦合电、磁场分别为 $\mathbf{E}_c = \mathbf{E}_0 + \Delta \mathbf{E}_0$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \Delta \mathbf{H}_0$, \mathbf{E}_0 和 \mathbf{H}_0 、 $\Delta \mathbf{E}_0$ 和 $\Delta \mathbf{H}_0$ 分别为散射前电场和磁场强度及其增量.

设 PPCs 是由线性密度、非磁化、碰撞、恒温等离子体和介质材料组成, 电磁场的 Maxwell 方程组及相关方程式可分别表示为^[26]

$$\nabla \times \mathbf{E}_0 + \nabla \times \Delta \mathbf{E}_0 = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial \Delta \mathbf{H}_0}{\partial t} \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_0 + \nabla \times \Delta \mathbf{H}_0 = \left(\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + \mathbf{J}_0 \right) + \left(\epsilon_0 \frac{\partial \Delta \mathbf{E}_0}{\partial t} + \Delta \mathbf{J}_0 \right) \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{J}_0}{\partial t} + \nu_0 \mathbf{J}_0 \right) + \left(\frac{\partial \Delta \mathbf{J}_0}{\partial t} + \Delta \nu_0 \mathbf{J}_0 + \nu_0 \Delta \mathbf{J}_0 \right) = \epsilon_0 \omega_{p0}^2 \mathbf{E}_0^2 + \left[\epsilon_0 (2\omega_{p0} \Delta \omega_{p0} \mathbf{E}_0 + \omega_{p0}^2 \Delta \mathbf{E}_0) + \frac{e \nabla \Delta p_0}{m_0} \right] \quad (7)$$

$$\omega_{cp}^2 \approx \omega_p^2 + 2\omega_p \Delta \omega_p \approx \frac{n_{e0} e^2}{m_0 \epsilon_0} + \frac{2\Delta n_{e0}}{m_0 \epsilon_0} \quad (8)$$

$$\nu_0 + \Delta \nu_0 = 3.9 \times 10^{12} p_0 + 3.9 \times 10^{12} \Delta p_0 \quad (9)$$

$$p_0 + \Delta p_0 = n_{e0} K_B T_0 + (2\Delta n_{e0} K_B T_0 + n_{e0} K_B \Delta T_0) \quad (10)$$

式(5)~(10)中, ϵ_0 和 μ_0 为真空介电系数和磁导率; \mathbf{J}_0 和 $\Delta \mathbf{J}_0$ 、 ν_0 和 $\Delta \nu_0$ 、 p_0 和 Δp_0 、 ω_{p0} 和 $\Delta \omega_{p0}$ 、 T_0 和 ΔT_0 、 K_B 分别为散射前极化电流密度及其增量、有效碰撞频率及其增量、压强及其增量、频率及其增量、等离子体温度及其增量、玻尔兹曼常量; 等号两端的第二项组成的方程分别为 $\Delta \mathbf{E}_0$ 、 $\Delta \mathbf{H}_0$ 、 $\Delta \mathbf{J}_0$ 、 $\Delta \nu_0$ 、 Δp_0 满足的方程. 可见, 散射使等离子体参量发生了变化. 作为一种近似, 取等离子体密度分布为如下线性函数

$$n_c(r) = n_{cs} \frac{r}{r_0} = n_s \frac{r}{r_0} + \Delta n_s \frac{r}{r_0} \quad (11)$$

式中 $n_{cs} = n_s + \Delta n_s$ 为饱和态等离子体密度, n_s 和 Δn_s 分别为散射前饱和态等离子体密度及其增量; r_0 为等离子体层厚度. 对式(5)~(7), 采用中心差近似离散化处理, 可得

$$E_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} + \Delta E_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} = E_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^n + \left\{ \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta y} \left[(H_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k}^{n+\frac{1}{2}} - H_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k}^{n+\frac{1}{2}}) - (H_{y0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{y0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}) \right] - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} \left[(J_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} + J_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k}^{n+\frac{1}{2}}) - (\Delta J_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} + \Delta J_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}}) \right] + [\Delta E_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta y} (\Delta H_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j+1, k}^{n+\frac{1}{2}} - \Delta H_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k}^{n+\frac{1}{2}}) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z} \Delta H_{y0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \Delta H_{y0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}) \right] \right\} \quad (12)$$

$$H_{x0} \left|_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + \Delta H_{x0} \left|_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_{x0} \left|_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^n - \left\{ \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left[(E_{z0} \left|_{i, j+1, k+\frac{1}{2}}^n - E_{z0} \left|_{i, j, k+\frac{1}{2}}^n) - (\Delta E_{z0} \left|_{i, j+1, k+\frac{1}{2}}^n + \Delta E_{z0} \left|_{i, j, k+\frac{1}{2}}^n) \right] + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \left[(E_{y0} \left|_{i, j+\frac{1}{2}, k+1}^n - E_{y0} \left|_{i, j+\frac{1}{2}, k}^n) + (\Delta E_{y0} \left|_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^n - \Delta E_{y0} \left|_{i, j, k+\frac{1}{2}}^n) \right] + \Delta H_{x0} \left|_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^n \right\} \quad (13)$$

$$J_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} + \Delta J_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} \approx \left(\frac{2 - \nu_0 \Delta t}{2 + \nu_0 \Delta t} J_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{2\epsilon_0 \Delta t \omega_{p0}^2}{2 + \nu_0 \Delta t} E_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^n + \frac{2e \Delta t}{m_0 (2 + \nu_0 \Delta t)} \frac{\partial p_0}{\partial x} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^n \right) + \left[\frac{2}{2 + \nu_0 \Delta t} \Delta J_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{2\Delta \epsilon_0 \Delta t}{2 + \nu_0 \Delta t} \omega_{p0}^2 E_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^n + \frac{2e \Delta t}{m_0 (2 + \nu_0 \Delta t)} \frac{\partial \Delta p_0}{\partial x} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^n \right] \quad (14)$$

式(12)~(14)中, 等号两端第二项组成的方程分别为 $\Delta E_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}}$ 、 $\Delta H_{x0} \left|_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}$ 、 $\Delta J_{x0} \left|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}}$ 满足的方程; $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 分别为 x, y, z 方向的网格步

长; (i, j, k) 代表 $(i\Delta x, i\Delta y, k\Delta z)$. 在式(14)中, 对电子密度分布 n_{ce} 、 $\partial p_c / \partial x$ 不需要离散化处理. 可见, 散射的影响是不能忽略的.

2 数值模拟

选取 N 层等离子体和 $N+1$ 层电介质材料组成 PPCs, 晶格常量 $d=a+b$, a 和 b , ϵ_a 和 ϵ_b 分别为等离子体层和电介质层厚度、介电常量. 令电磁波自左向右垂直入射到 PPCs 上, 取 $N=6$, $a=b=1.5$ cm, 空间步长 $\Delta z=1.5$ mm, $\Delta t=2.5$ ps, 将整个计算区域分为 350 个网格, PPCs 占 130 个网格, 两端的匹配吸收层各占 5 个网格, 其余为真空. 用 FDTD 方法, 入射电磁波为 Gauss 脉冲函数^[22]

$$F_i(t) = (t-5\tau) \exp \left[-\frac{(t-5\tau)^2}{2\tau^2} \right] \quad (15)$$

式中 $\tau=15\Delta t$. 通过 Fourier 变换, 将耦合反射 (CRC) 和透射 (CTC) 电场的时域值变换成频域值. 耦合电磁波脉冲在不同时刻的电场空间分布如图 1. 由图 1 可看出, 电磁波在 PPCs 中传播时电场幅值衰减比 Compton 散射前快, 这主要是由于耦合电磁波为等离子体中电子加速提供了巨大加速能量以及散射使粒子间的碰撞频率大大提高, 有更多的能量转化为等离子体内能的缘故.

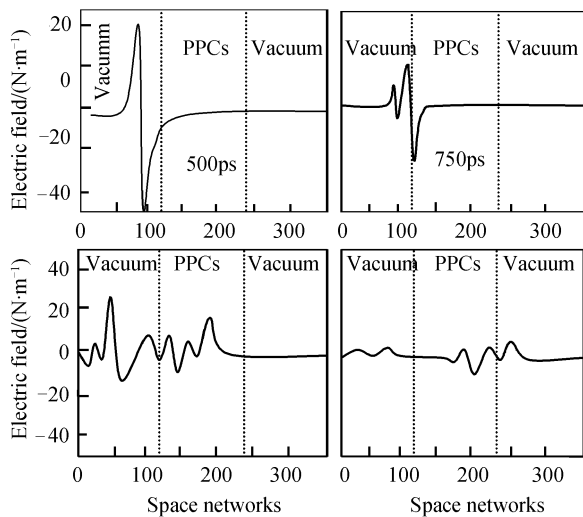


图 1 不同时刻的电场空间分布

Fig. 1 Electric field space dispersed in different times

2.1 等离子体密度对光子带隙的影响

取介质介电常量比 $\epsilon_{ca}/\epsilon_{cb}=1/5$, $T_0=300$ K, $\Delta T_0=2$ K, $n_{s1}=5 \times 10^{17}/\text{m}^3$, $n_{s2}=8 \times 10^{17}/\text{m}^3$, $n_{s3}=8 \times 10^{17}/\text{m}^3$, $\Delta n_{s1}=\Delta n_{s2}=\Delta n_{s3}=10^{16}/\text{m}^3$, 耦合电磁波的反射谱 (RC) 和透射谱 (TC) 如图 2. 图中粗实线、虚线和点划线分别为 RC 和 TC 随 n_s 和 Δn_s 变化曲线. 由图 2 可知, 与无散射的非均匀 PPCs 光子带隙相比, 随密度增加, TC 禁带宽度几乎不变, 中心频率向高频方向有明显移动, 向上的峰值有较大增加. RC 向下的峰值有明显减小. 这主要是因散射使电磁波频率增大, PPCs 为电磁波提供了更多通道, 使反射成分大大降低的缘故. 可见, 对

带隙的影响是由等离子体密度和散射共同决定的.

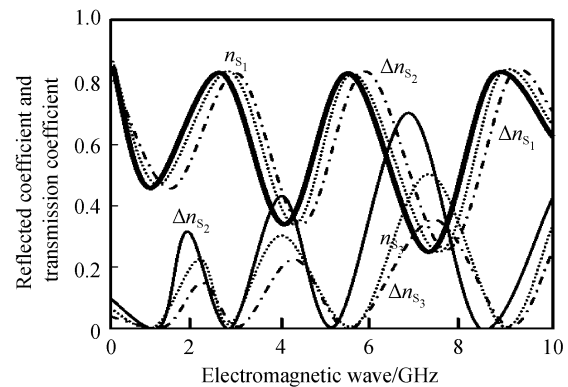


图 2 不同等离子体密度反射和透射曲线

Fig. 2 Reflected coefficient and transmission coefficients of the different plasma densities

2.2 等离子体温度对光子带隙的影响

取 $n_s=5 \times 10^{17}/\text{m}^3$, $\Delta n_s=10^{16}/\text{m}^3$, $T_0=300$ K, 1 000 K, 3 000 K, $\Delta T_0=1$ K, 其它参量同上. 电磁波的 RC 和 TC 如图 3. 粗实线、虚线和点划线分别为 RC 和 TC 随等离子体温度的变化曲线. 从图 3 可知, 不同温度都呈现周期性光子带隙结构, 随温度增加, TC 禁带宽度比无 Compton 散射时有明显的减小, 向上的峰值略有减小, 透射能量有所降低. 这主要是由于温度升高使等离子体的碰撞频率增大, 中性粒子能获得更多能量, 以及散射和入射波形成的高频耦合波的电场能使等离子体中的电子获得更高加速能量的缘故. 应指出的是, Compton 散射波起到了增加透射作用, 从而补偿了由于温度升高产生的透射损失.

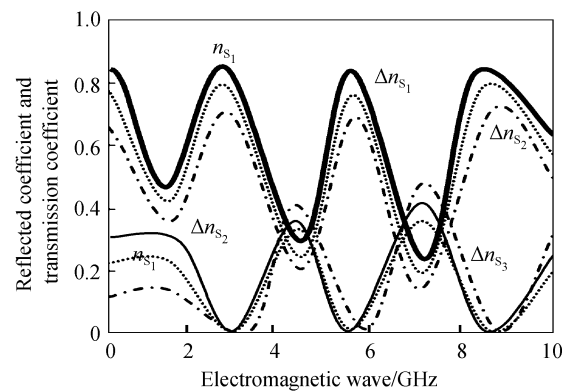


图 3 不同等离子体温度反射和透射曲线

Fig. 3 Reflected coefficient and transmission coefficients of the different plasma temperatures

2.3 介电系数对光子带隙的影响

取 $n_s=5 \times 10^{17}/\text{m}^3$, $\Delta n_s=10^{16}/\text{m}^3$, $T_0=300$ K, 介电系数比分别为 $\epsilon_{ca}/\epsilon_{cb}=1/3, 1/5, 1/10$, 其它参量同上, 耦合波的反射和透射谱如图 4. 由图 4 可知, 禁带数随介电系数比增加而增加, 带隙间距比散射前变得更小. 可见, 介电系数比越大, 入射波

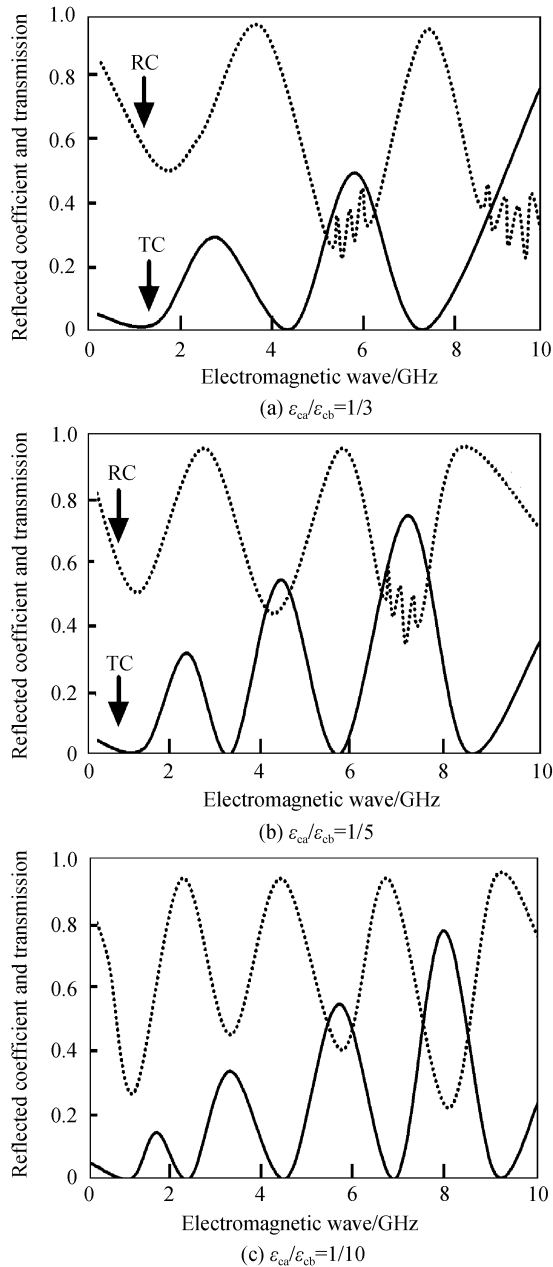


图4 不同介电系数比的反射和透射曲线

Fig.4 Reflected coefficient and transmission coefficient of the different dielectric constants

散射越剧烈,越易形成带隙结构,散射是形成更小带隙间距的主要原因。

3 结论

通过以上分析讨论,可得到:

1)随等离子体密度增加,TC禁带宽几乎不变,其中心频率向高频方向有明显移动,向上的峰值有较大增加.RC向下的峰值有明显减小.这主要是由于Compton散射使电磁波频率增大,PPCs为电磁波提供了更多通道,从而使反射成分大大降低.等离子体密度和Compton散射共同决定了对带隙影响的缘故。

2)随温度增加,TC禁带宽比Compton散射前

明显减小,向上的峰值和透射能量略有减小.这主要是由于温度升高使等离子体碰撞频率增大,高频耦合波使中性粒子和电子获得更高的加速能量,Compton散射的增透作用补偿了因温度升高产生的透射损失的缘故。

3)随介电系数比增加,禁带数增加,带隙间距比Compton散射前变得更小.介电系数比越大,入射波散射越剧烈,越易形成带隙结构,Compton散射是形成更小带隙间距的主要原因。

参考文献

- [1] JOIN S. Localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(23): 2486-2489.
- [2] YABLONVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(20): 2059-2060.
- [3] YAKOYAMA H, NISHI K, ANAN T, *et al.* Controlling spontaneous emission and threshold-less laser oscillation with optical micro-cavities[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 1992, **24**(2): 245-275.
- [4] VILLENEUVE P R, FAN S, JOANNOPOULOS J D. Micro-cavities in photonic crystals: mode symmetry, tenability, and coupling efficiency[J]. *Phys Rev B*, 1996, **54**(11): 7837-7842.
- [5] FAN S, VILLENEUVE P R, JOANNOPOULOS J D, *et al.* High extraction efficiency of spontaneous emission from slabs of photonic crystals[J]. *Phys Rev Lett*, 1997, **78**(17): 3294-3297.
- [6] BAYINDIR M, TEMELKURAN B, OZBAY E. Photonic crystal based beam splitters[J]. *Appl Phys Lett*, 2000, **77**: 3902-3904.
- [7] OU-YANG Zheng-biao, AN he-nan, RUAN Shuang-chen, *et al.* Promoting the coupling efficiency of waves by a 2D photonic crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(1): 69-72.
 殿阳征标,安鹤男,阮双琛,等.利用二维光子晶体提高波的耦合效率[J].光子学报,2004,**33**(1): 69-72.
- [8] LI Yan, ZHENG Rui-sheng, FENG Yu-chun, *et al.* Influence of disordered photonic crystal on light extraction of a kind of light emitting diode model[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(6): 903-905.
 李岩,郑瑞生,冯玉春,等.一种发光二极管模型中无序光子晶体对光输出的研究[J].光子学报,2006,**35**(6): 903-905.
- [9] MEI Luo-qin, YE Wei-min, ZENG Chun, *et al.* Characteristic properties of transmission research of 2-D photonic crystals using the Transfer Matrix Method (TMM)[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2005, **9**(2): 88-92.
 梅洛勤,叶卫民,曾淳,等.用传输矩阵法(TMM)研究二维光子晶体传输特性[J].量子光学学报,2005,**9**(2): 88-92.
- [10] HOJO H, AKIMOTO K, MASE A. Enhanced wave transmission in one-dimensional plasma photonic crystals [A]. Conference digest on 28th International Conference infrared and millimeter waves [C]. *Otsu, Japan*, 2003, 347-348.
- [11] HOJO H, MESA A. Dispersion relation of electromagnetic wave in one-dimensional plasma photonic crystals[J]. *J Plasma Fusion Res*, 2004, **80**(20): 89-90.
- [12] LI Wei, ZHANG Hai-tao, GONG Ma-li, *et al.* Plasma photonic crystal [J]. *Optical Technology*, 2004, **30**(3): 263-266.

- 李伟,张海涛,巩马理,等. 等离子体光子晶体[J]. 光学技术, 2004, **30**(3): 263-266.
- [13] LIU Shao-bin, ZHU Chuan-xi, YUAN Nai-chang. FDTD simulation for plasma photonic crystals [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(6): 2804-2808.
刘少斌,朱传喜,袁乃昌. 等离子体光子晶体的 FDTD 分析[J]. 物理学报, 2005, **54**(6): 2804-2808.
- [14] SAKAI O, SAKAGUCHI T, ITO Y, *et al.* Interaction and control of millimetre-waves with micro-plasma arrays [J]. *Plasma Phys Control Fusion*, 2005, **47**: B617-627.
- [15] SAKAI O, SAKAGUCHI T, TACHIBANA K. Verification of a plasma photonic crystal for microwaves of millimeter wavelength range using two-dimensional array of columnar micro-plasmas[J]. *Appl Phys Lett*, 2005, **87**: 241505-1-241505-3.
- [16] LIU Shao-bin, GU Chang-qing, ZHOU Jian-hong, *et al.* TDFD simulation for magnetized plasma photonic crystals [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(3): 1283-1288.
刘少斌,古长青,周建红,等. 磁化等离子体光子晶体的 TDFD 分析[J]. 物理学报, 2006, **55**(3): 1283-1288.
- [17] ZHANG Hai-feng, MA Li, LIU Shao-bin. Effects of plasma temperature and density to the characteristic of band gap structure for un-magnetized plasma photonic crystals [J]. *Journal of Nanchang University (Natural Science)*, 2007, **31**(6): 540-544.
章海锋,马力,刘少斌. 温度、密度对非磁化等离子体光子晶体禁带特性的影响[J]. 南昌大学学报(自然科学版), 2007, **31**(6): 540-544.
- [18] ZHANG Hai-feng, MA Li, LIU Shao-bin. Periodic band gap structure for un-magnetized plasma photonic crystals [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(8): 1566-1570.
章海锋,马力,刘少斌. 非磁化等离子体光子晶体的禁带周期性研究[J]. 光子学报, 2008, **37**(8): 1566-1570.
- [19] XIAO Qing, MA Li, ZHANG Meng. Study on the band gap structure for time-varying un-magnetized plasma photonic crystals [J]. *Journal of Nanchang University (Natural Science)*, 2009, **33**(3): 265-267.
肖晴,马力,张萌. 时变非磁化等离子体光子晶体禁带特性[J]. 南昌大学学报(自然科学版), 2009, **33**(3): 265-267.
- [20] ZHANG Hai-feng, MA Li, LIU Shao-bin. The forbidden band gap of time-varying magnetized plasma photonic crystals [J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2009, **30**(2): 142-146.
章海锋,马力,刘少斌. 时变磁化等离子体光子晶体的禁带特性[J]. 发光学报, 2009, **30**(2): 142-146.
- [21] LIU Song, LIU Shao-bin, WANG Shen-yun. Fiber property analysis of plasma photonic crystals with tunable defect [J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2010, **37**(2): 146-150.
刘崧,刘少斌,王身云. 可调缺陷层等离子体光子晶体的滤波特性分析[J]. 光电工程, 2010, **37**(2): 146-150.
- [22] LIU Song, LIU Shao-bin. Analysis of photonic band gap in inhomogeneous plasma photonic crystals [J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2009, **29**(4): 365-369.
刘崧,刘少斌. 非均匀分布等离子体光子晶体带隙分析[J]. 核聚变与等离子体物理, 2009, **29**(4): 365-369.
- [23] ZHANG Hai-feng, ZHENG Jian-ping, XIAO Zheng-quan. Filtering properties of one dimensional tunable magnetized plasma photonic crystals with single defective layer [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(9): 1572-1577.
章海锋,郑建平,肖正泉. 含单缺陷层的一维可调磁化等离子体光子晶体滤波特性研究[J]. 光子学报, 2010, **39**(9): 1572-1577.
- [24] KONG Qin, ZHU Li-jun, WANG Jia-xiang, *et al.* Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field [J]. *Acta Physica Sinica*, 1999, **48**(4): 650-660.
孔青,朱立俊,王加祥,等. 电子在超强激光场中的动力学特性[J]. 物理学报, 1999, **48**(4): 650-660.
- [25] HAO Dong-shan, HUANG Yan-xia. Energy conversion effect on multi-photon nonlinear Compton scattering [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(4): 441-443.
郝东山,黄燕霞. 多光子非线性 Compton 散射的能量转换[J]. 光子学报, 2003, **32**(4): 441-443.
- [26] LIU Shao-bin, MO Jin-jun, YUAN Nai-chang. FDTD analysis of reflection of electromagnetic wave from a conductive plane covered with inhomogeneous time-varying plasma [J]. *Plasma Science & Technology*, 2003, **5**(1): 1669-1676.

Influence of Photonic Band Gap in Non-uniform Plasma Photonic Crystals Induced by Compton Scattering

FENG Gang, GAO Li-na, HAO Dong-shan

(Department of Information Engineering, Huanghuai University, Zhumadian, Henan 463000, China)

Abstract: Using the model of the nonlinear Compton scattering and FDTD algorithm, influences on the photonic band gap characteristic of the uniform plasma photonic crystals were studied, induced by the multi-photon nonlinear Compton scattering. A new mechanism of photon band gap induced by incident light and scattered light was given out, and the electromagnetic wave equations were amended. The results show that attenuating of the electromagnetic wave peak value is faster after the Compton scattering, prohibit band gap widths of electromagnetic wave transmission chart nearly are not changed along with the increase of the plasma density, central frequencies are clearly moved to the high frequency directions, the upward crest values have bigger increase numbers, and the downward crest values of the reflected chart have bigger decrease numbers. The prohibit band gap widths of the transmission chart have clear decrease numbers along with the increases of the plasma temperature, the upward crest values have even little decrease numbers, and the transmission energy have littler decrease numbers too. The photon prohibit band gap numbers are increased along with the increases of the dielectric constant ratio value in the two mediums, and the band gap intervals are clearly decreased.

Key words: PPCs; Photonic band gap; FDTD; Multi-photon nonlinear Compton scattering