

康普顿散射对非磁化等离子体光子晶体 禁带密度温度特性的影响

姚汝贤 郝晓飞 郝东山*

(黄淮学院信息工程学院, 河南, 驻马店 463000)

摘要 应用多光子非线性康普顿(Compton)散射模型和有限时域差分法,研究了多光子非线性 Compton 散射对非磁化等离子体光子晶体光子禁带密度和温度特性的影响,提出了将入射光、Compton 散射光、等离子体的温度和密度作为调控光子禁带的新机制。研究结果表明,改变温度和等离子体密度分布可实现对等离子体光子晶体的光子禁带拓展,而 Compton 散射减小了这种拓展效应。Compton 散射可使光子禁带向高频方向比散射前有较大的移动,能更好地实现等离子体光子晶体的高通滤波特性。

关键词 材料;非磁化等离子体光子晶体;光子禁带;有限时域差分法;多光子非线性 Compton 散射

中图分类号 O437 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP48.111601

Influences of Compton Scattering to the Density and Temperature Characteristics of Band Gap Structure for Un-Magnetized Plasma Photonic Crystals

Yao Ruxian Hao Xiaofei Hao Dongshan

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

Abstract Using multi-photon nonlinear Compton scattering model and finite-difference time-domain method, the influences of the density and temperature characteristics of band gap for un-magnetized plasma photonic crystals produced by multi-photon nonlinear Compton scattering are studied. A new mechanism of the modulation on the photonic band gap formed by incident light, Compton scattered light and plasma density and temperature is given. The results show that the photonic band gap of plasma photonic crystals can be developed by using the change of the plasma density and temperature, but this developing effect can be decreased by Compton scattering. A larger shift to the high frequency direction of the photonic band gap than that before the Compton scattering can take place. Therefore, the high pass filter characteristic of the plasma photonic crystal can be better attained.

Key words materials; un-magnetized plasma photonic crystal; photonic prohibition band gap; finite-difference time-domain method; multi-photon nonlinear Compton scattering

OCIS codes 160.5298; 290.4210; 350.5400

1 引言

20 世纪 80 年代末, Yablonvitch 等^[1,2]提出光子晶体概念。由于该晶体具有重要的应用,如制作光子晶体滤波器^[3]、光纤^[4]和发光二极管^[5,6]等,因此它已成为一个新的研究方向^[7~10]。之后, Hojo 等^[11]又提出等离子体光子晶体(PPC)概念,给出了电磁波在 PPC 中的色散关系和光子带隙结构^[12]。由于 PPC 具有普通光子晶体不具备的许多特性^[13,14],因此引起了人们高度关注和深入研究^[15,16]。Sakai 等^[17,18]从理论和实验上指出,均匀分布 PPC 的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的带隙特性。Amans 等^[19,20]在实验中发现,PPC 的高阶色散和高阶非线性共同作用产生的超连续光

收稿日期: 2011-06-24; 收到修改稿日期: 2011-07-22; 网络出版日期: 2011-10-03

基金项目: 河南省基础与前沿技术研究项目(092300410227)资助课题。

作者简介: 姚汝贤(1975—),男,硕士,副教授,主要从事信号传输方面的研究。E-mail: yaoruxian@126.com

* 通信联系人。E-mail: haodongshan1948@126.com

谱与调制不稳定性或四波混频现象很一致。刘少斌等^[21,22]用有限时域差分(FDTD)法,给出了高斯波在均匀分布磁化 PPC 中的时域反射和透射系数,通过调控 PPC 的缺陷层参数,实现可调滤波和制造超窄带滤波器。刘崧等^[23~30]指出,改变 PPC 参数可获得不同的禁带周期特性;改变等离子体的温度、密度和上升时间,可获得不同的禁带特性和缺陷模,实现对禁带的调控。最近 Hao 等^[31,32]指出,多光子非线性康普顿(Compton)散射对 PPC 的光子带隙周期性和带宽、自调制不稳定性有明显影响。但应指出的是,在讨论 PPC 光子禁带的密度和温度特性时,以上研究均未考虑 Compton 散射的影响。孔青等^[33]指出,当 PPC 中的激光强度达到 10^{16} W/cm²(其电场强度达到 10^{11} V/m)数量级以上时,非线性 Compton 散射开始显现。可见,Compton 散射对 PPC 的光子禁带密度和温度特性的影响是不能忽略的。本文采用 FDTD 算法,对该问题进行探索,发现 Compton 散射能有效地减小等离子体温度和密度变化对禁带的拓展效应,更好地实现 PPC 的高通滤波特性。这些结论对 PPC 的理论研究和应用具有一定的意义。

2 理 论

2.1 多光子非线性 Compton 散射模型

当入射到 PPC 中的激光强度满足一定条件^[34]时,等离子体中的一个电子会同时与多个光子作用并放出一个高频光子,这就是多光子非线性 Compton 散射模型(以下简称散射)。放出高频光子的频率为^[31]

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

式中 $\xi = |\gamma_0 - \gamma_f| / (\gamma_0 - 1)$ 为量度散射非弹性的参数; $\gamma_{0(f)} = [1 - (v_{0(f)}/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_{0(f)}^2)^{-1/2}$, $v_{0(f)}$, N, c, \hbar 分别为电子散射前后的洛伦兹因子,速度,与电子同时作用光子数,真空中的光速和普朗克常数; 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:

$$\omega_c = \omega_0 \left[\frac{N(1 + \beta_0 \cos \theta_0)(1 - \beta_t \cos \theta'_1)}{\xi^2 + \frac{\xi N \hbar \omega_0 (1 + \beta_0 \cos \theta_0)}{m_0 c^2 (1 - \cos \theta')^{-1}}} - 1 \right]. \quad (2)$$

2.2 激光满足的方程

设非磁化 PPC 是由非均匀的、各向同性的、碰撞的热等离子体层和介质层组成,忽略离子的运动。由于散射光的存在,必然会使 PPC 中入射光的电场强度 \mathbf{E}_0 , 磁场强度 \mathbf{H}_0 , 形成的电流密度矢量 \mathbf{J}_0 分别产生一个增量 $\Delta \mathbf{E}_0, \Delta \mathbf{H}_0, \Delta \mathbf{J}_0$, 因此电子满足的运动方程分别为

$$\nabla \times \mathbf{E}_0 + \nabla \times \Delta \mathbf{E}_0 \approx -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial \Delta \mathbf{H}_0}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_0 + \nabla \times \Delta \mathbf{H}_0 \approx \left(\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + \mathbf{J}_0 \right) + \left(\Delta \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial \Delta \mathbf{E}_0}{\partial t} + \Delta \mathbf{J}_0 \right), \quad (4)$$

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

$$\left[(\Delta \epsilon_0 \omega_{p0}^2 + 2\epsilon_0 \omega_{p0} \Delta \omega_{p0}) \mathbf{E}_0 + \epsilon_0 \omega_{p0}^2 \Delta \mathbf{E}_0 + \frac{e}{m_0} \nabla p_0 \right], \quad (5)$$

$$\nu_0 + \Delta \nu_0 = 5.2 \times 10^{11} p_0 + 5.2 \times 10^{11} \Delta p_0, \quad (6)$$

$$p_0 + \Delta p_0 = n_0(\mathbf{r}) K_B T_0 + [\Delta n_0(\mathbf{r}) K_B T_0 + n_0 K_B \Delta T_0]. \quad (7)$$

在(3)~(7)式中,忽略了 Δ^2 项和真空中磁导率 μ_0 的变化,等号两端第一、二项组成的方程分别是 \mathbf{E}_0 和 $\Delta \mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0$ 和 $\Delta \mathbf{H}_0, \mathbf{J}_0$ 和 $\Delta \mathbf{J}_0$ 满足的方程; n_0 和 $\Delta n_0, \nu_0$ 和 $\Delta \nu_0, p_0$ 和 $\Delta p_0, T_0$ 和 $\Delta T_0, \omega_{p0}$ 和 $\Delta \omega_{p0}, K_B, e$ 和 m_0 分别是散射前自由电子密度及其增量,电子有效碰撞频率及其增量,等离子体压强及其增量,等离子体温度及其增量,角频率及其增量,玻尔兹曼常数,电子电量及静止质量; $\omega_{p0}^2 = n_0 e^2 / m_0 \epsilon_0, \Delta \omega_{p0} \approx \Delta n_0 e^2 / \sqrt{n_0 m_0 \epsilon_0}$ 。可见,散射的影响是不能忽略的。

在直角坐标系中,(3)~(5)式的 x 分量可分别表示为

$$\frac{\partial H_{0x}}{\partial t} + \frac{\partial \Delta H_{0x}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) - \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial \Delta E_x}{\partial y} - \frac{\partial \Delta E_y}{\partial z} \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_{0x}}{\partial t} + \frac{\partial \Delta E_{0x}}{\partial t} \approx \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{\partial H_{0x}}{\partial y} - \frac{\partial H_{0y}}{\partial z} - J_{0x} \right) + \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{\partial \Delta H_{0x}}{\partial y} - \frac{\partial \Delta H_{0y}}{\partial z} - \Delta J_{0x} \right), \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial J_{0x}}{\partial t} + \nu_0 J_{0x} \right) + \left(\frac{\partial \Delta J_{0x}}{\partial t} + \Delta \nu_0 J_{0x} + \nu_0 \Delta J_{0x} \right) \approx \left(\epsilon_0 \omega_{p0}^2 E_{0x} + \frac{e}{m_0} \frac{\partial p_{0x}}{\partial x} \right) + \left[(\Delta \epsilon_0 \omega_{p0}^2 + 2\epsilon_0 \omega_{p0} \Delta \omega_{p0}) E_{0x} + \epsilon_0 \omega_{p0}^2 \Delta E_{0x} + \frac{e}{m_0} \frac{\partial \Delta p_{0x}}{\partial x} \right]. \quad (10)$$

(3)~(5)式中的 y 分量和 z 分量与(8)~(10)式类似,这里不再重复。在(8)~(10)式中,等号两端第二项组成的方程分别是由散射引起的修正项。

2.3 用于数值模拟的 FDTD 算法

采用 Yee 氏网格计算,令 $\mathbf{J}_c = \mathbf{J}_0 + \Delta \mathbf{J}_0$ 的各个分量置于网格中心。对(8)~(10)式进行离散化处理,可得 x 分量的差分方程分别为

$$\begin{aligned} H_{0x} \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} + \Delta H_{0x} \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} &\approx \left\{ H_{0x} \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-1/2} - \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\Delta t}{\Delta y} (E_{0x} \Big|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_{0x} \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n) \right] + \right. \\ &\frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\Delta t}{\Delta z} (E_{0y} \Big|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_{0y} \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n) \right] \left. \right\} + \left\{ \Delta H_{0x} \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-1/2} - \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\Delta t}{\Delta y} (\Delta E_{0x} \Big|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - \Delta E_{0x} \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n) \right] + \right. \\ &\left. \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\Delta t}{\Delta z} (\Delta E_{0y} \Big|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - \Delta E_{0y} \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} E_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + \Delta E_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} &\approx \left\{ E_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1/2} + \frac{1}{\epsilon_0} \left[\frac{\Delta t}{\Delta y} (H_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1/2} - H_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+1/2}) \right] - \right. \\ &\frac{1}{\epsilon_0} \left[\frac{\Delta t}{\Delta z} (H_{0y} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - H_{0y} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+1/2}) \right] - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} (J_{0x} \Big|_{i+1,j,k}^{n+1/2} + J_{0x} \Big|_{i,j,k}^{n+1/2}) \left. \right\} + \left\{ \Delta E_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1/2} + \right. \\ &\frac{1}{\epsilon_0} \left[\frac{\Delta t}{\Delta y} (\Delta H_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1/2} - \Delta H_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+1/2}) \right] - \frac{1}{\epsilon_0} \left[\frac{\Delta t}{\Delta z} (\Delta H_{0y} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - \Delta H_{0y} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+1/2}) \right] - \\ &\left. \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} (\Delta J_{0x} \Big|_{i+1,j,k}^{n+1/2} + \Delta J_{0x} \Big|_{i,j,k}^{n+1/2}) \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} J_{0x} \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} + \Delta J_{0x} \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} &\approx \left[\frac{1 - \nu_0 \Delta t/2}{1 + \nu_0 \Delta t/2} J_{0x} \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\epsilon_0 \Delta t}{2 + \nu_0 \Delta t} \omega_{p0}^2 (E_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + E_{0x} \Big|_{i-\frac{1}{2},j,k}^n) + \right. \\ &\frac{e}{m_0} \frac{\partial p_0}{\partial x} \Big|_{i,j,k}^n \left. \right] + \left[\frac{1 - \nu_0 \Delta t/2}{1 + \nu_0 \Delta t/2} \Delta J_{0x} \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta \epsilon_0 \Delta t}{2 + \nu_0 \Delta t} \omega_{p0}^2 (E_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + E_{0x} \Big|_{i-\frac{1}{2},j,k}^n) + \right. \\ &\left. \frac{\epsilon_0 \Delta t \omega_{p0} \Delta \omega_{p0}}{1 + \nu_0 \Delta t/2} [E_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + E_{0x} \Big|_{i-\frac{1}{2},j,k}^n] + \frac{\epsilon_0 \Delta t}{2 + \nu_0 \Delta t} \omega_{p0}^2 (\Delta E_{0x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + \Delta E_{0x} \Big|_{i-\frac{1}{2},j,k}^n) + \frac{e}{m_0} \frac{\partial \Delta p_0}{\partial x} \Big|_{i,j,k}^n \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

(11)~(13)式中,忽略了分母中参数的变化,等号两端第二项组成的方程为散射引起的修正项; $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 分别是 x, y, z 方向的网格长度; (i, j, k) 代表 $(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$; Δt 为时间步长。

3 禁带的数值模拟

数值模拟时,采用如图 1 所示的物理模型^[24]:由 7 层电介质和 6 层等离子体组成一维 PPC,两端的完全匹配层用于吸收截断边界产生的反射^[34]。激光由左至右垂直入射到 PPC 内,且选取激光传播方向为坐标系 $+z$ 方向,入射光频率范围为 0~15 GHz。取 PPC 的初始参数为 $\epsilon_0 = 7$,周期参数 $N = 6$, $a = b = 1$ cm, $\omega_{p0} = 8\pi \times 10^9$ rad/s, $\Delta \omega_{p0} = \pi \times 10^9$ rad/s, $\Delta t = 2$ ps。采用 FDTD 计算的空间步长选取 1.0 mm,PPC 占据 130 个计算网格。设沿 $+z$ 向传输的入射激光脉冲为

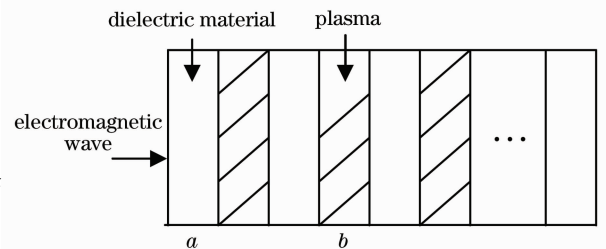


图 1 一维非磁化 PPC 物理模型
Fig. 1 Physics model of one-dimensional un-magnetized PPC

$$E_{0i} = \begin{cases} -A_0(t-6\tau)\exp[-4\pi(t-6\tau)^2/30\tau^2], & t \leq 10\tau \\ 0, & t > 10\tau \end{cases}, \quad (14)$$

式中 $\tau=20\Delta t$; $A_0=4.67$ V/m。模拟计算中,将在时域中得到的电场分量转换成频域汇中的分量后再求透射系数。

3.1 温度对禁带特性的影响

选取 $T_0=300,3000,30000$ 和 46400 K, $\Delta T_0=1\sim 4$ K 时,透射频谱与温度变化的关系如图 2 所示。由图 2 可知,随着温度的升高,光子禁带的变化与文献[24]中的结果相比,低频段禁带宽度由散射前的 1.5 GHz 近似减小为 1.0 GHz,禁带中心频率向低频方向移动了 0.3 GHz;在高频段,禁带宽度由 1.5 GHz 近似减小为 0.6 GHz,禁带中心频率向高频方向移动了 0.1 GHz。透射率峰值表现为先明显减小后增大、最后趋于定值。产生这些变化的原因可由耦合激光在等离子体中的衰减系数 α_c 与激光耦合频率 ω_c 、等离子体耦合频率 ω_{pc} 和等离子体耦合碰撞频率 ν_c 的关系加以解释。其关系式为^[30]

$$\alpha_c = k_c \left\{ \frac{1}{2} \left[- \left(1 - \frac{\omega_{pc}^2}{\omega_c^2 + \nu_c^2} \right) + \left[\left(1 - \frac{\omega_{pc}^2}{\omega_c^2 + \nu_c^2} \right)^2 + \left(\frac{\nu_c}{\omega_c} \frac{\omega_{pc}^2}{\omega_c^2 + \nu_c^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (14)$$

式中 $\alpha_c = \alpha_0 + \Delta\alpha_0$; $k_c = k_0 + \Delta k_0$; $\omega_{pc} = \omega_{p0} + \Delta\omega_{p0}$; $\nu_c = \nu_0 + \Delta\nu_0$; $\omega_c = \omega_0 + \Delta\omega_0$ 。 α_0 和 $\Delta\alpha_0$, k_0 和 Δk_0 分别为散射前的衰减系数及其增量、波数及其增量。 $\omega_{pc}, \nu_c \gg \omega_c$ 和 $\omega_{pc}, \nu_c \ll \omega_c$ 时, (14) 式分别为

$$\alpha_c \approx k_c \left(\frac{\omega_{pc}^2}{2\omega_c \nu_c} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\omega_c}{2\nu_c} - \frac{\omega_c \nu_c}{2\omega_{pc}^2} \right), \quad (15)$$

$$\alpha_c \approx k_c \frac{\omega_{pc}^2 \nu_c}{2\omega_c^3} \left(1 - \frac{\omega_{pc}^2}{\omega_c^2} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

由(15)式知,当温度较低或较高(ν_c 较小或较大)时, ω_c 越小或越大, α_c 越大或越小。由于 ν_c 和 ω_c 是由温度、入射光和散射光共同决定的,因此散射对衰减系数的影响是不能忽略的。于是可以认为,散射和由散射引起的温度增量共同加剧了等离子体中电子与中性粒子和离子的碰撞,使电子被极化的数量大大减少,即电子还未来得及加速就与其他粒子发生碰撞,使粒子的部分能量转化为热能;同时,散射使粒子碰撞频率增大的结果,使得电子的极化周期比散射前更短,耦合激光传递给电子的能量由碰撞传递给其他粒子,所以耦合激光频率越大,耦合温度越高,衰减越大。当耦合激光频率接近最大等离子体频率时,发生共振衰减;当耦合激光频率远离最大等离子体频率时,衰减主要靠碰撞吸收。所以,随着温度的升高,入射光和散射光共同使光子禁带中心向低频方向有较大偏移直至消失,整体上向高频方向移动,透射率峰值表现为先明显减小后增大、最后趋于定值。

3.2 密度对禁带特性的影响

选取等离子体密度分布为线性、抛物线、Epstein 分布,其频率分别满足

$$\begin{cases} \omega_{p0}^2 + 2\omega_{p0} \Delta\omega_{p0} \approx \omega_{pm}^2 \frac{z}{z_0} + 2\omega_{pm} \Delta\omega_{pm} \frac{z}{z_0}, \\ \omega_{p0}^2 + 2\omega_{p0} \Delta\omega_{p0} \approx \omega_{pm}^2 \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 + \frac{2\Delta\omega_{pm}}{\omega_{pm}^{-1}} \left(\frac{z}{z_0} \right)^2, \\ \omega_{p0}^2 + 2\omega_{p0} \Delta\omega_{p0} \approx \frac{\omega_{pm}^2}{1 + \exp[-(z - z_0/2)/\sigma]} + \frac{2\omega_{pm} \Delta\omega_{pm}}{1 + \exp[-(z - z_0/2)/\sigma]}, \end{cases} \quad (17)$$

式中 z_0 是第 1 层等离子体层左边界到第 6 层等离子体层右边界的距离; ω_{pm} 和 $\Delta\omega_{pm}$ 分别是散射前等离子体的最大频率及其增量; σ 是 Epstein 分布的梯度因子。

当 $T_0=900$ K, $\Delta T_0=1$ K, $\omega_{pm}=4,6$ 和 8 GHz, $\Delta\omega_{pm}=0.1,0.2$ 和 0.3 GHz 时,透射率随等离子体的电

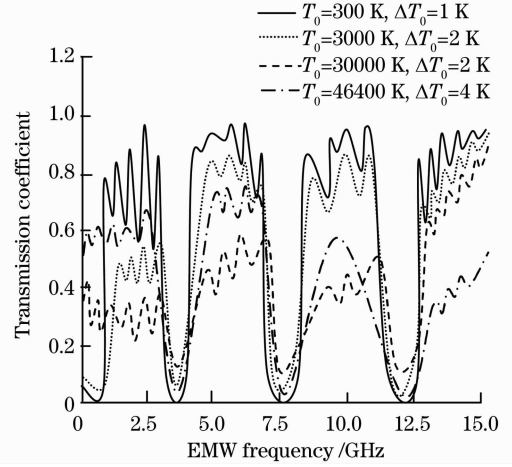


图 2 透射频谱随温度的变化关系

Fig. 2 Change of transmission coefficient with temperature

子密度变化曲线如图 3 所示。由图 3 可知,在保持光子禁带周期性的同时,通过改变等离子体密度分布可实现对光子禁带的拓展,电子密度越高(低),光子禁带宽度越大(小),但与无散射情况相比,减小(增加)了近 0.1 GHz。这主要是由两方面的原因造成的:1)电子密度越高(低),被极化的电子也越多(越少),等离子体对激光的吸收也相应越大(越小);2)散射使等离子体频率增大,从而使等离子体对激光的衰减增大。正是这种衰减效应限制了禁带的拓展。

对于 $\sigma=2$ 情况,当 $T_0=300$ K 和 3000 K, $\Delta T_0=1$ K 和 2 K, $\omega_{pm}=4$ GHz 和 8 GHz, $\Delta\omega_{pm}=0.1$ GHz 和 0.3 GHz 时,透射率随等离子体的电子密度变化曲线如图 4 所示。由图 4 可知,通过对温度和电子密度的调整,可实现对禁带的拓展,但散射可使禁带向高频方向比散射前有较大的移动,能更好地实现 PPC 的高通滤波特性。这主要是散射使粒子的吸收为碰撞机制,从而使吸收衰减大大降低的缘故。

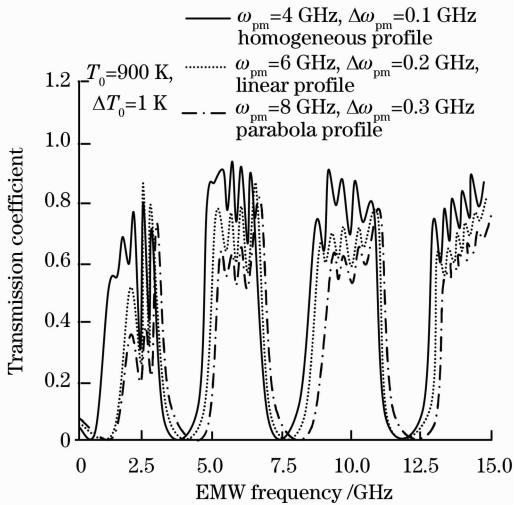


图 3 透射率随等离子体电子密度的变化关系

Fig. 3 Change of transmission coefficient with density

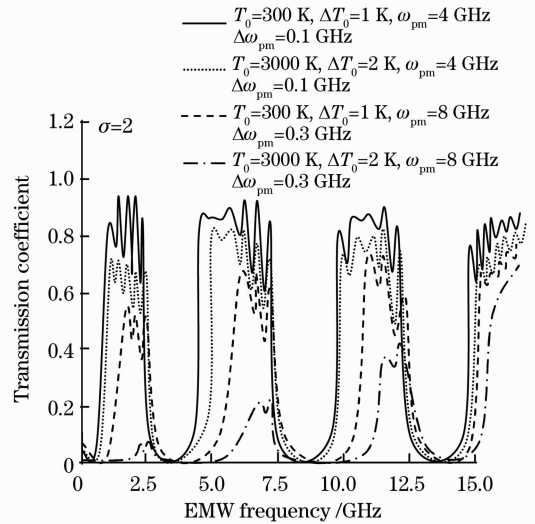


图 4 $\sigma=2$ 时透射率随等离子体电子密度的变化关系

Fig. 4 Change of transmission coefficient with density when $\sigma=2$

4 结 论

通过以上研究,可得到如下结论:

- 1) 改变温度和等离子体密度分布可实现对 PPC 的光子禁带拓展,Compton 散射减小了对禁带的拓展效应。
- 2) Compton 散射可使禁带向高频方向比散射前有较大的移动,能更好地实现 PPC 的高通滤波特性。

参 考 文 献

- 1 E. Yablonvitch. Inhibited spontaneous emission is solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2060
- 2 S. Join. Localization of photons in certain disordered dielectric super lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23): 2486~2489
- 3 M. Bayindir, B. Temelkuran, E. Ozbay. Photonic crystal based beam splitters[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **77**(24): 3902~3904
- 4 Ouyang Zhengbiao, An Henan, Ruan Shuangchen *et al.*. Promoting the coupling efficiency of waves by a 2D photonic crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(1): 69~72
欧阳征标, 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
- 5 Li Yan, Zheng Ruisheng, Feng Yuchun *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
- 6 M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll *et al.*. Waveguiding in planar photonic crystals[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000,

77(13): 1937~1939

- 7 Mei Luoqin, Ye Weimin, 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
- 8 Liu Bowen, Hu Minglie, Song Youjian *et al.*. 39 fs, 16 W all photonic crystal fiber laser system[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(6): 811~814
刘博文, 胡明列, 宋有建等. 39 fs, 16 W 全光子晶体光纤飞秒激光系统[J]. *中国激光*, 2008, **35**(6): 811~814
- 9 Fang Xiaohui, Hu Minglie, Liu Bowen *et al.*. Hundreds of megawatts peak power multi-core photonic crystal fiber laser amplifier[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(9): 2366~2370
方晓惠, 胡明列, 刘博文等. 百兆瓦峰值功率的多芯光子晶体光纤飞秒激光放大系统[J]. *中国激光*, 2010, **37**(9): 2366~2370
- 10 Liu Bowen, Hu Minglie, Song Youjian *et al.*. Photonic crystal fiber femtosecond laser amplifier with millijoules and 100 fs level output[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(9): 2415~2418
刘博文, 胡明列, 宋有建等. 微焦耳、百飞秒光子晶体光纤飞秒激光放大器[J]. *中国激光*, 2010, **37**(9): 2415~2418
- 11 H. Hojo, K. Akimoto, A. Mase. Enhanced wave transmission in one-dimensional plasma photonic crystals [C]. Conference Digest on 28th International Conference Infrared and Millimeter Waves, 2003. 347~348
- 12 H. Hojo, A. Mesa. Dispersion relation of electromagnetic wave in one-dimensional plasma photonic crystals[J]. *J. Plasma Fusion Res.*, 2004, **80**(2): 89~92
- 13 Li Wei, Zhang Haitao, Gong Mali *et al.*. Plasma photonics 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
- 14 Liu Shaobin, Zhu Chuanxi, Yuan Naichang. 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
- 15 Zhang Xijun, Wang Jizeng. Effect of adiabatic dust charge fluctuation on three-dimensional solitary waves in inhomogeneous dusty plasmas[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 464~467
张玺君, 王继增. 绝热电荷扰动对非均匀热尘埃等离子体中三维孤波的影响[J]. *光学学报*, 2009, **29**(2): 464~467
- 16 Shi Jianping, Dong Kexiu, Huang Yuan *et al.*. Second harmonic generation and effect factors in silica photonic crystal waveguide[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 506~510
石建平, 董可秀, 黄圆等. 全硅光子晶体波导中二次谐波产生及影响因素[J]. *光学学报*, 2009, **29**(2): 506~510
- 17 O. Sakai, T. Sakaguchi, Y. Ito *et al.*. Interaction and control of millimetre-waves with micro plasma arrays[J]. *Plasma Phys. Control Fusion*, 2005, **47**(12B): B617~B627
- 18 O. Sakai, T. Sakaguchi, K. Tachibana. 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**(24): 241505
- 19 D. Amans, E. Brainis, M. Hael Terman *et al.*. Vector modulation instability induced by vacuum fluctuations in highly birefringent fibers in the anomalous-dispersion regime[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(9): 1051~1053
- 20 B. Kibler, C. Billet, J. M. Dudley *et al.*. Effect of structural irregularities on modulational instability phase matching in photonic crystal fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(16): 1903~1905
- 21 Liu Shaobin, Gu Chanqing, Zhou Jianhong *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
- 22 Liu Song, Liu Shaobin, Wang Shenyun. 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
- 23 Liu Song, Liu Shaobin. 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
- 24 Zhang Haifeng, Zheng Jianping, Xiao Zhengquan. 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
- 25 Zhang Haifeng, Ma Li, Liu Shaobin. 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特性研究[J]. 光子学报, 2008, **37**(8): 1566~1570
- 26 Xiao Qing, Ma Li, Zhang Meng. Study on the band gap structure for time-varying un-magnetized plasma photonic crystals [J]. *J. 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
- 27 Zhang Haifeng, Ma Li, Liu Shaobin. The forbidden band gap of time-varying magnetized plasma photonic crystals[J]. *Chinese J. 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
- 28 Zhang Haifeng, Ma Li, Liu Shaobin. Effects of plasma temperature and density to the characteristic of band gap structure for un-magnetized plasma photonic crystals[J]. *J. 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
- 29 Miu Guiling, Zhang Haifeng, Ma Li. Temperature and density properties of prohibit band gaps for one dimension time-varying un-magnetized plasma photonic crystals[J]. *J. Nanchang University(Natural Science)*, 2010, **34**(1): 66~74
- 缪贵玲, 章海锋, 马力. 一维时变非磁化等离子体光子晶体禁带的密温特性[J]. 南昌大学学报(自然科学版), 2010, **34**(1): 66~74
- 30 Zhang Haifeng, Xiao Zhengquan, Yang Guohua *et al.*. Effects of plasma temperature and density on the defect mode in magnetized plasma photonic crystals[J]. *Chinese J. Luminescence*, 2010, **31**(1): 1~6
- 章海锋, 肖正泉, 杨国华 等. 温度、密度对磁化等离子体光子晶体缺陷模的影响[J]. 发光学报, 2010, **31**(1): 1~6
- 31 Hao Xiaofei, Feng Gang, Hao Dongshan. Influence of photonic band gap of magnetized plasma photonic crystals of Faraday effect by multi-photon nonlinear Compton scattering[C]. 2011 International Conference on Electric Information and Control Engineering, 2011, **2**: 1428~1431
- 32 Yao Ruxian, Hao Xiaofei, Hao Dongshan. Influence of Compton scattering on modulation instability of magnetized plasma [J]. *J. Optoelectronics • Laser*, 2011, **22**(4): 635~639
- 姚汝贤, 郝晓飞, 郝东山. Compton 散射对磁化等离子体调制不稳定性的影响[J]. 光电子·激光, 2011, **22**(4): 635~639
- 33 Kong Qing, Zhu Lijun, Wang Jiaxiang *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
- 34 J. P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves[J]. *J. Comput. Phys.*, 1994, **114**(1): 185~200