

Compton 散射对磁化等离子体光子晶体色散特性的影响

郝晓飞¹, 文桦², 郝东山³

(1. 黄淮学院信息工程院, 河南 驻马店 463000; 2. 黄淮学院电子科学与工程系, 河南 驻马店 463000;

3. 郑州华信学院信息工程系, 河南 新郑 451100)

摘要: 利用多光子非线性 Compton 散射模型和有限时域差分法, 对 Compton 散射对磁化等离子体光子晶体色散特性的影响进行了理论分析和数值模拟, 提出了将入射光和 Compton 散射光作为磁化等离子体光子晶体中产生色散的新机制。研究表明, 与 Compton 散射前相比, Compton 散射使零色散频率和截止频率增大, 零色散线相对于平带有一定的偏离, 截止频率点色散线位置上升, 上、下色散曲线分别呈现更加明显的非线性增加和减小的趋势。背景的相对介电函数增加到一定值时, 散射使出现的全方向带隙的归一化频率增大, 带隙中心位置下降较快, 带隙宽度增加较大, 波矢偏离周期平面较明显, 本征模的截止频率较大, 理论计算和数值模拟吻合得很好。

关键词: 磁化等离子体光子晶体; 色散; 光子带隙; 有限时域差分法; 多光子非线性 Compton 散射
中图分类号: O431.1 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1001-5078.2012.03.021

Influence of Compton scattering on dispersion properties in magnetized-plasma photonic crystals

HAO Xiao-fei¹, WEN Hua², HAO Dong-shan³

(1. College of Information Engineering, Huanghuai University, Zhumadian 463000, China;

2. Department of Electron Science and Engineering, Huanghuai University, Zhumadian 463000, China;

3. Department of Information Engineering, Zhengzhouhuaxin University, Xinzheng 451100, China)

Abstract: Using multi-photon nonlinear Compton scattering model and finite-difference time-domain method, the influence of Compton scattering on the dispersion properties in magnetized-plasma photonic crystals is studied by way of theoretically analytical and numerical simulation methods. A new dispersion mechanism produced by incident light and Compton scatter in the magnetized-plasma photonic crystals has been pointed out. The results show that the zero dispersion frequency and the cut-off frequency increase with Compton scattering and there exists a difference between the zero dispersion curve and the flat band. The nonlinearity of the first dispersion curve has a remarkable increase and the nonlinearity of the last dispersion curve decreases obviously. When the relative dielectric constant in the background increases to a certain value, the Compton scattering makes the central place of the band gap decreased and makes the band gap width increased. The theoretical analysis and numerical simulation conform to each other well.

Key words: magnetized-plasma photonic crystals; dispersion; photonic band gap; finite-difference time-domain method; multi-photon nonlinear Compton scattering

1 引言

自 Hojo 等^[1] 提出等离子体光子晶体 (plasma photonic crystals, PPCs) 概念以来, 由于它具有一般光子晶体性质和等离子体物理特性, 通过调节等离子体参数可以人为地控制光子带隙, 因此引起了人

们的关注。Hojo 等^[2-3] 给出了电磁波在一维 PPCs

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

作者简介: 郝东山 (1949 -), 男, 教授, 主要激光物理与光纤通信基础理论研究。E-mail: haodongshan1948@126.com

收稿日期: 2011-07-12; **修订日期:** 2011-08-23

中的色散关系,发现 PPCs 具有带隙结构。Sakai 等^[4-5]给出了二维非磁化 PPCs 的色散特性,指出改变等离子体密度、碰撞频率、晶格常数和填充率,可获得不同禁带宽度^[6]和周期特性^[7]。刘崧等^[8]指出,调控 PPCs 缺陷层参数,可改变缺陷模频率和峰值,实现可调滤波^[9-10]、制造超窄带滤波器^[11]。刘少斌等^[12]通过外磁场调节禁带位置和宽度。郝晓飞等^[13-14]指出,多光子非线性 Compton 散射对 PPCs 的带隙周期性和带宽、调制不稳定性有明显影响。近期,亓丽梅等^[15]指出,利用波矢周期平面可改变各向异性磁化 PPCs 的色散特性。应指出的是,亓丽梅的研究并未考虑 Compton 散射的影响。实验表明,当 PPCs 中的激光强度达到 10^{16} W/cm² 数量级以上时,非线性 Compton 效应开始显现^[16],可见,Compton 散射对磁化 PPCs 色散的影响不能忽略。本文采用时域有限差分 (finite-difference time-domain, FDTD) 法对 Compton 散射对各相同性磁化 PPCs 色散的影响进行了研究。

2 各相同性磁化 PPCs 模型

采用如图 1 所示的模型。设沿 z 方向的等离子体圆柱体和背景材料的相对介电系数分别为 ϵ_a 和 ϵ_b ,圆柱半径和晶格常数分别为 r 和 a ,外磁场 \mathbf{B} 沿 z 向。因 \mathbf{B} 不影响 TM 模(电场平行于等离子体柱)色散,故只讨论 Compton 散射对 TE 模(磁场平行于等离子体柱)色散的影响。

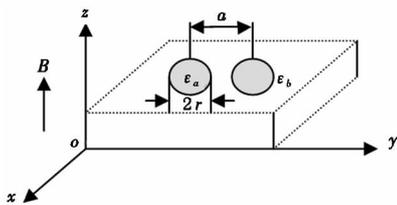


图1 磁化 PPCs 模型

Fig.1 magnetized PPCs model

3 Compton 散射对色散的影响

若等离子体层中发生多光子非线性 Compton 散射(以下简称散射),散射光子频率为^[13]:

$$\omega_s = \frac{N\omega(1 + \beta\cos\theta)(1 - \beta_f\cos\theta'_1)}{\xi^2 + \frac{\xi N\hbar\omega(1 + \beta\cos\theta)}{mc^2(1 - \cos\theta')^{-1}}} \quad (1)$$

式中, $\xi = |\gamma - \gamma_f|/(\gamma - 1)$ 为量度散射非弹性参量; $\gamma_{(f)} = [1 - (v_{(f)}/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_{(f)}^2)^{-1/2}$, $v_{(f)}$, N , c , $h = 2\pi\hbar$, m 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、普朗克常数、电子静止质量; θ 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 $\omega_c = \omega_s - \omega$ 形式,有:

$$\omega_c = \omega \left[\frac{N(1 + \beta\cos\theta)(1 - \beta_f\cos\theta'_1)}{\xi^2 + \frac{\xi N\hbar\omega(1 + \beta\cos\theta)}{mc^2(1 - \cos\theta')^{-1}}} - 1 \right] \quad (2)$$

设 PPCs 由磁化碰撞等离子体和介质材料组成,散射会使等离子体中的电场和磁场增强。设散射前等离子体的电场强度、磁场强度、极化电流密度矢量、有效碰撞频率、频率、压强、温度、电子密度分别为 $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{J}, \nu, \omega_p, p, T, n_e$, 散射引起的增量分别为 $\Delta\mathbf{E}, \Delta\mathbf{H}, \Delta\mathbf{J}, \Delta\nu, \Delta\omega_p, \Delta p, \Delta T, \Delta n_e$, 等离子体中光场的 Maxwell 方程组及相关方程分别为^[15]:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \nabla \times \Delta\mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \mu \frac{\partial \Delta\mathbf{H}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} + \nabla \times \Delta\mathbf{H} = \left(\epsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \right) + \left(\epsilon_a \frac{\partial \Delta\mathbf{E}}{\partial t} + \Delta\epsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \Delta\mathbf{J} \right) \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \nu \mathbf{J} \right) + \left(\frac{\partial \Delta\mathbf{J}}{\partial t} + \Delta\nu \mathbf{J} + \Delta\nu \mathbf{J} \right) = \epsilon_a \omega_p^2 \mathbf{E}^2 + \left[\epsilon_a (2\omega_p \Delta\omega_p \mathbf{E} + \omega_p^2 \Delta\mathbf{E}) + \frac{e \nabla \Delta p}{m} \right] \quad (5)$$

$$\omega_p^2 + 2\omega_p \Delta\omega_p \approx \frac{n_e e^2}{m\epsilon_a} + \frac{2\Delta n_e}{m\epsilon_a} \quad (6)$$

$$\nu + \Delta\nu = 3.9 \times 10^{12} p + 3.9 \times 10^{12} \Delta p \quad (7)$$

$$p + \Delta p = n_e K_B T + (2\Delta n_e K_B T + n_e K_B \Delta T) \quad (8)$$

式(3) ~ 式(8)中, $\epsilon_a, \Delta\epsilon_a$ 和 μ 分别为散射前等离子体的介电系数及其增量、真空中的磁导率(忽略 μ 变化);等号两端第二项组成的方程分别为散射引起的修正项。对式(3) ~ 式(5),采用中心差近似离散化处理,可得:

$$\begin{aligned} E_x |_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+1} + \Delta E_x |_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+1} &= E_x |_{i+\frac{1}{2}, j, k}^n + \left\{ \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta y} \cdot \right. \\ & [(H_y |_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k}^{n+1/2} - H_x |_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k}^{n+1/2}) - (H_y |_{i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - \\ & H_y |_{i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}}^{n-1/2})] - \frac{\Delta t}{2\epsilon} [(J_x |_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+1/2} + J_x |_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k}^{n-1/2}) - \\ & (\Delta J_x |_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+1/2} + \Delta J_x |_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n-1/2})] + [\Delta E_x |_{i+\frac{1}{2}, j, k}^n + \\ & \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta y} (\Delta H_x |_{i+\frac{1}{2}, j+1, k}^{n+1/2} - \Delta H_x |_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k}^{n-1/2}) - \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta z} \times \\ & \left. \Delta H_y |_{i+\frac{1}{2}, j+1, k+\frac{1}{2}}^{n-1/2} - \Delta H_y |_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}^{n-1/2} \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} H_x |_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} + \Delta H_x |_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} &= H_x |_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n-1/2} - \\ & \left\{ \frac{\Delta t}{\mu} \times \frac{1}{\Delta y} [(E_z |_{i, j+1, k+\frac{1}{2}}^n - E_z |_{i, j, k+\frac{1}{2}}^n) - (\Delta E_z |_{i, j+1, k+\frac{1}{2}}^n - \right. \\ & \left. \Delta E_z |_{i, j, k+\frac{1}{2}}^n)] + \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} [(E_y |_{i, j+\frac{1}{2}, k+1}^n - E_y |_{i, j+\frac{1}{2}, k}^n) + \right. \end{aligned}$$

$$(\Delta E_y |_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^n - \Delta E_y |_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n) + \Delta H_x |_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^n \} \quad (10)$$

$$J_x |_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1/2} + \Delta J_x |_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1/2} \approx \left(\frac{2-\nu\Delta t}{2+\nu\Delta t} J_x |_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n-1/2} + \frac{2\varepsilon\Delta t\omega_p^2}{2+\nu\Delta t} E_x |_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + \frac{2e\Delta t}{m(2+\nu\Delta t)} \frac{\partial p}{\partial x} |_{i+\frac{1}{2},j,k}^n \right) + \left[\frac{2}{2+\nu\Delta t} \Delta J_x |_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n-1/2} + \frac{2\varepsilon\Delta t}{2+\nu\Delta t} \omega_p^2 E_x |_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + \frac{2e\Delta t}{m(2+\nu\Delta t)} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} |_{i+\frac{1}{2},j,k}^n \right] \quad (11)$$

式(9)~式(11)中,等号两端第二项组成的方程分别为散射引起的修正项; $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 分别为 x, y, z 方向的网络步长; (i, j, k) 代表 $(i\Delta x, i\Delta y, k\Delta z)$ 。在式(11)中,对 $\partial p/\partial x = \partial \Delta p/\partial x$ 不需要离散化处理。可见,散射的影响是不能忽略的。由于 $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{J}$ 分别在 y 和 z 方向的分量与 x 方向的表达式类似,因此不再重复。由式(11)知,若 J_x 空间位置为 $I(i+1/2, j, k)$,则 $J_y(i+1/2, j, k), J_z(i+1/2, j, k), E_y(i+1/2, j, k), E_z(i+1/2, j, k)$ 可用周围4个点表示。如 $J_y(i+1/2, j, k)$ 和 $\Delta J_y(i+1/2, j, k)$ 可分别表示为:

$$J_y(i+\frac{1}{2}, j, k) = \frac{1}{4} [J_y(i, j-\frac{1}{2}, k)] + J_y(i, j+\frac{1}{2}, k) + J_y(i+1, j-\frac{1}{2}, k) + J_y(i+1, j+\frac{1}{2}, k) + J_y \times (i+1, j+\frac{1}{2}, k) \quad (12)$$

$$\Delta J_y(i+\frac{1}{2}, j, k) = \frac{1}{4} [\Delta J_y(i, j-\frac{1}{2}, k)] + \Delta J_y(i, j+\frac{1}{2}, k) + \Delta J_y(i+1, j-\frac{1}{2}, k) + \Delta J_y(i+1, j+\frac{1}{2}, k) \quad (13)$$

同理可得其他分量及其增量的时域差分形式。

4 数值模拟与分析

取 $a = 2.5 \text{ mm}, 2r = 1.75 \text{ mm}, \nu = 0.2 \omega_p, \Delta\nu = 0.02 \omega_p, \omega_p = 2\pi \times 28.376 \times 10^9 \text{ rad/s}, \varepsilon_b = 1$ (忽略 ε_b 变化),电子回旋频率 $\omega_c = 0$,横坐标波矢沿 $M(\pi/a, \pi/a) \rightarrow \Gamma(0,0) \rightarrow X(\pi/a, 0) \rightarrow M(\pi/a, \pi/a)$ 方向,二维非磁化 PPCs 的 TE 模色散曲线如图 2 所示。由图 2 可知,在耦合归一化频率 $\omega_c a/2\pi c \approx 0.22$ 附近出现一系列群速趋于零的色散线,称之为准平带。与散射前的归一化频率 $0.2^{[15]}$ 相比,趋于零色散线的归一化频率增大,色散线相对于平带有一定的偏离。这主要是散射使等离子体中耦合光频

增大,从而使归一化频率增大的缘故。

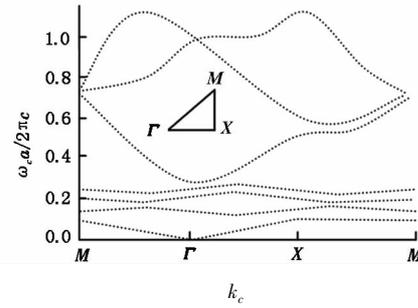


图 2 $\omega_c = 0$ 时非磁化 PPCs TE 模色散曲线
Fig. 2 dispersion curves on the TE model of un-magnetized PPCs, $\omega_c = 0$

4.1 外磁场对色散的影响

当 $\omega_c = \omega_{p0} + \Delta\omega_{p0}, \Delta\omega_{p0} = 0.5\pi \times 28.76 \times 10^9 \text{ rad/s}$,其他参量不变时,磁化 PPCs 的 TE 散曲线如图 3 所示。由图 3 可知,TE 模的色散曲线分别在 $\omega_c \approx 0.16, 0.42$ 下面出现一系列准平带。因准平带出现在等离子体截止频率点(等离子体介电函数实部为 0 处),可见,TE 模出现两个截止点,即耦合左旋截止频率 $\omega_{cL} \approx [-\omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_p^2 + 8\omega_p \Delta\omega_p)^{1/2}]/2 \approx 0.16$ 和右旋耦合左旋截止频率 $\omega_{cR} \approx [\omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_p^2 + 8\omega_p \Delta\omega_p)^{1/2}]/2 \approx 0.42$ 。与散射前的截止频率点 0.1456 和 $0.3821^{[15]}$ 相比,散射使耦合截止频率点增大,准平带位置上升。这是因散射光的磁场在外磁场方向有一个分量,使总场增大,从而使 PPCs 的磁化效应增强的缘故。

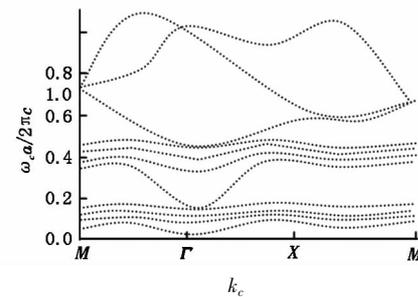


图 3 $\omega_c = \omega_{p0} + \Delta\omega_{p0}$ 时磁化 PPCs TE 模色散曲线
Fig. 3 dispersion curves on the TE model of magnetized PPCs, $\omega_c = \omega_{p0} + \Delta\omega_{p0}$

当 $\omega_c = 3(\omega_p + \Delta\omega_p)$ 时,TE 模的色散曲线如图 4 所示。由图 4 知,当外磁场增大时,上、下准平带分别在两个耦合归一化频率约为 0.078 和 0.86 处出现。与散射前的下移点 0.071 和上移点 $0.781^{[15]}$ 相比,散射使准平带位置上升较高,下降得较小。产生这种现象的主要原因与图 3 的相同。

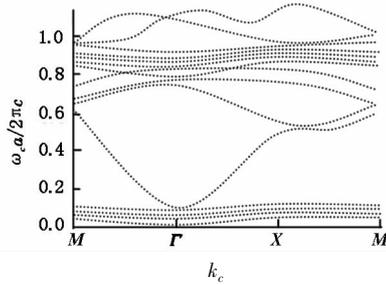


图4 $\omega_c = 3(\omega_{p0} + \Delta\omega_{p0})$ 时非磁化 PPCs TE 模式色散曲线
Fig. 4 Dispersion curves on the TE model of magnetized PPCs, $\omega_c = 3(\omega_{p0} + \Delta\omega_{p0})$

图5中的实线和虚线分别是采用公式和FDTD法得到的准平带位置随外磁场的变化关系曲线,其中实线和虚线下面附近区域分别为上准平带和下准平带对应的区域。由图5知,与散射前相比,上、下准平带的前半部分高度吻合,后半部分分别呈现更加明显的非线性增加和减小的趋势,这主要是由于散射引起的缘故。可见,外磁场和散射共同决定了准平带的移动,利用外磁场和散射既可以控制磁化PPCs的准平带位置,又可为判断散射提供依据。

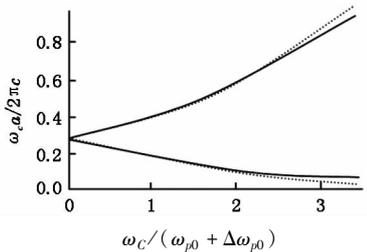


图5 准平带位置随外磁场变化曲线
Fig. 5 curves on the quasi-flat bands place along with external magnetic field

4.2 背景材料对色散的影响

若使背景的相对介电函数增加到 $\epsilon_b = 8.9$,其他参数同图3,磁化PPCs的色散曲线如图6所示。由图6可知,在准平带上方耦合归一化频率约为0.53和0.73附近均出现全方向带隙。第一条带隙随 ϵ_b 变化的规律如图7所示。由图7知,在 $\epsilon_b = 8 \sim 12$ 范围内,带隙中心位置下降,带隙宽度不断增

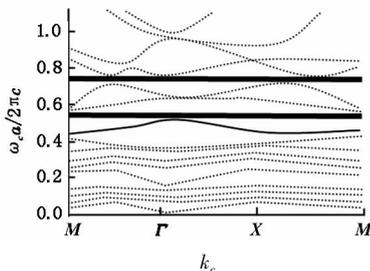


图6 $\epsilon_b = 8.9$ 时磁化 PPCs TE 模式色散曲线
Fig. 6 dispersion curves on the TE model of magnetized PPCs, $\epsilon_b = 8.9$

加。与散射前出现全方向带隙的归一化频率0.52和0.72^[15]相比,均增加了约0.01,带隙中心位置下降更快一些,带隙宽度增加更大一些。这主要是由于散射使 ϵ_b 和 $|\epsilon_a - \epsilon_b|$ 增大,从而使带隙中心位置下降更快一些,带隙宽度增加更大一些的缘故。

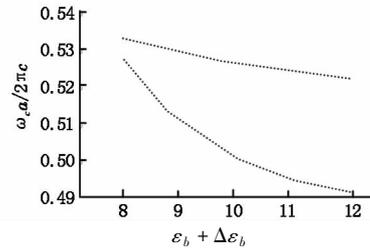


图7 不同背景材料对光子带隙的影响
Fig. 7 influences of the photonic band gap are taken place by the different backdrop materials

4.3 波矢偏离周期平面对色散的影响

利用已给出的FDTD公式,计算了 $k_z = 0.5\pi \times a^{-1}$,其他参数同图3时,磁化PPCs的色散曲线,如图8所示。由图8可知,与散射前相比,当波矢偏离周期平面时,在耦合归一化频率为0.73以上色散曲线增多得更加明显,本征模的截止频率更大。这主要是由于在外磁场不变的条件下,散射光的磁场在外磁场方向的分量使法拉第效应增强,波矢偏离周期平面的角度增大的缘故。

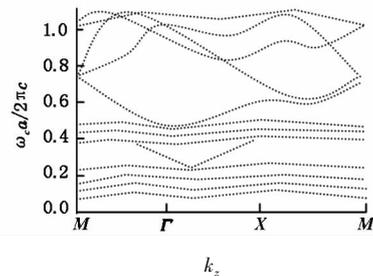


图8 $k_z = 0.5\pi/a$ 磁化 PPCs 的色散曲线
Fig. 8 dispersion curves of magnetized PPCs, $k_z = 0.5\pi/a$

5 结论

通过以上讨论,可得到如下结论:

(1) 与Compton散射前相比,Compton散射使准零色散频率和截止频率增大,零色散线相对于平带有一定的偏离,截止频率点色散线位置上升,上、下色散曲线分别呈现更加明显的非线性增加和减小的趋势。

(2) 背景的相对介电函数增加到一定值时,散射使出现的全方向带隙的归一化频率增大,带隙中心位置下降较快,带隙宽度增加较大。

(3) 散射使波矢偏离周期平面较明显,本征模的截止频率增大。

参考文献:

- [1] Hojo H, Akimoto K, Mase A. Enhanced wave transmission in one-dimensional plasma photonic crystals [C]//Conference digest on 28th International Conference Infrared and Millimeter Waves, Otsu, Japan; 2003, 347 - 348.
- [2] Hojo H, Mase A. Dispersion relation of electromagnetic wave in one-dimensional plasma photonic crystals [J]. J. Plasma Fusion Res., 2004, 80(2): 89 - 90.
- [3] Li Wei, Zhang Haitao, Gong Mali, et al. Plasma photonic crystal [J]. Optical Technology, 2004, 30(3): 263 - 266. (in Chinese)
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.
- [4] Sakai O, Sakaguchi T, Ito Y, et al. Interaction and control of millimeter-waves with micro-plasma arrays [J]. Plasma Phys. Control Fusion, 2005, 47: B617 - 627.
- [5] 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.
- [6] Ming S T, Ronan S, Anthony R, et al. Analysis of electromagnetic band-gap waveguide structures using body-of-revolution finite-difference time-domain method [J]. Micr. Opt. Techn. Lett., 2007, 49: 2201 - 2206.
- [7] 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. (in Chinese)
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.
- [8] Zhang Haifeng, Ma Li, Liu Shaobin. Defect mode properties of magnetized plasma photonic crystals [J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(2): 1071 - 1075. (in Chinese)
章海锋, 马力, 刘少斌. 磁化等离子体光子晶体的缺陷模特性 [J]. 物理学报, 2009, 58(2): 1071 - 1075.
- [9] 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. (in Chinese)
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.
- [10] Liu Song, Liu Shaobin. Analysis of photonic band gap in inhomogeneous plasma photonic crystals [J]. Nuclear Plasma Physics, 2009, 29(4): 365 - 369. (in Chinese)
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.
- [11] 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. (in Chinese)
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.
- [12] Liu Song, Liu Shaobin. Analysis of magnetized plasma photonic crystals on the basis of the faraday effect by finite-difference time-domain method [J]. Nuclear Fusion and Plasma Physics, 2010, 30(3): 225 - 229. (in Chinese)
刘崧, 刘少斌. 磁化等离子体光子晶体的法拉第效应的 FDTD 分析 [J]. 核聚变与等离子体物理, 2010, 30(3): 225 - 229.
- [13] 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 [J]. IEEE, 2011, 2: 1428 - 1431.
- [14] Yao Ruxian, Hao Xiaofei, Hao Dongshan. Influence of Compton scattering on modulation instability of magnetized plasma [J]. Journal of Ptoelectronics Laser, 2011, 22(4): 635 - 639. (in Chinese)
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.
- [15] Qi Limei, Yang Ziqiang, Lan Feng, et al. Dispersion properties of two-dimensional dispersive and anisotropic magnetized plasma photonic crystals [J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(1): 351 - 359. (in Chinese)
亓丽梅, 杨梓强, 兰峰, 等. 二维色散和各向异性磁化等离子体光子晶体色散特性研究 [J]. 物理学报, 2010, 59(1): 351 - 359.
- [16] Kong Qing, Zhu Lijun, Wang Jiaxiang, et al. Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field [J]. Acta Physics Sinica, 1999, 48(4): 650 - 660. (in Chinese)
孔青, 朱立俊, 王加祥, 等. 电子在超强激光场中德望动力学特性 [J]. 物理学报, 1999, 48(4): 650 - 660.