

磁化等离子体光子晶体的 FDTD 分析*

刘少斌^{1,2)†} 顾长青¹⁾ 周建江¹⁾ 袁乃昌³⁾

1) 南京航空航天大学信息科学与技术学院, 南京 210016)

2) 南昌大学理学院, 南昌 330047)

3) 国防科技大学电子科学与工程学院, 长沙 410073)

(2005 年 1 月 20 日收到, 2005 年 6 月 6 日收到修改稿)

磁化等离子体光子晶体是磁化等离子体和介质(真空)构成的人工周期性结构. 本文用磁化等离子体的分段线形电流密度卷积(PLCDRC)时域有限差分(FDTD)算法分析了磁化等离子体光子晶体特性. 分析了磁化等离子体参数对电磁带隙的影响. 从时域的角度分析了高斯脉冲在磁化等离子体光子晶体中的传播过程, 给出了时域反射和透射波形. 从频域的角度给出了磁化等离子体光子晶体的电磁反射系数和透射系数, 并对结果进行了分析.

关键词: 磁化等离子体, 光子晶体, 时域有限差分法

PACC: 5225, 5240, 5265

1. 引 言

光子晶体(photonic crystals)自 1987 年提出以来一直是有重要应用前景的一个热门研究课题^[1,2]. 最近由 Hojo 等人^[3]提出的等离子体光子晶体则是等离子体和介质或真空构成的人工周期性结构. 在随后的研究中, Hojo 等人用解析法给出了一维等离子体光子晶体的色散关系^[4]. 我们在前一个工作中用时域有限差分(FDTD)方法给出了一维等离子体光子晶体的带隙结构^[5]. 众所周知, 等离子体具有色散特性和耗散特性. 一方面, 等离子体是一种色散介质, 其折射率小于 1 甚至为负值, 而且与电磁波的频率密切相关. 对入射电磁波而言, 等离子体本身就存在阻带和通带. 另一方面, 等离子体也是一种耗散介质, 当频率高于等离子体频率的电磁波入射到等离子体内部时, 由于等离子体的碰撞, 入射电磁波的能量会被吸收, 电磁波的能量转化为等离子体的内能. 等离子体的色散和耗散特性将使得等离子体光子晶体具有常规的介质光子晶体所不具有的性质.

对磁化等离子体, 情况则更加复杂. 磁化等离子体既具有各项异性特性, 又有频率色散和耗散特性.

电磁波在磁化等离子体中传播时, 既有通带, 也有阻带. 电磁波的传播特性与等离子体的频率和磁场强度有关. 因此, 可通过改变等离子体的参数和磁场的大小和方向来人为控制磁化等离子体光子晶体的性质和参数. 这在工程应用方面具有重要的实际意义.

本文用磁化等离子体的分段线形电流密度卷积(PLCDRC)FDTD 算法^[6,7], 对一维磁化等离子体-真空(介质)光子晶体进行了电磁仿真, 计算了其电磁反射系数, 得到了磁化等离子体-真空(介质)光子晶体的带隙结构, 分析了等离子体参数和磁场对磁化等离子体-真空(介质)光子晶体带隙的影响. 结果表明, 改变磁场的大小和等离子体参数可以改变光子晶体带隙的位置. 为人工控制磁化等离子体-真空(或介质)光子晶体的参数和性质奠定了基础.

2. 磁化等离子体 PLCDRC-FDTD 算法

为了对磁化等离子体光子晶体进行数值分析, 本文采用磁化等离子体的 PLCDRC-FDTD 算法. 该算法采用分段线性技术和等离子体电流密度的递归卷积技术, 因而具有较高计算效率和计算精度. 该算法的原始推导见文献^[6], 其电场分量和电流密度分量

* 国家自然科学基金(批准号: 60471002)和江西省自然科学基金(批准号: 0412014)资助的课题.

† E-mail: sb_liu@sohu.com

的迭代方程为

$$E_x^{n+1} = \frac{X}{Z}E_x^n + \frac{U}{Z}E_y^n - \frac{Y}{Z}J_x^n + \frac{W}{Z}J_y^n - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z DZ} (H_y^{n+1/2} - H_y^{n-1/2}) + \frac{V}{Z} (H_x^{n+1/2} - H_x^{n-1/2}), \quad (1)$$

$$E_y^{n+1} = \frac{X}{Z}E_y^n - \frac{U}{Z}E_x^n - \frac{Y}{Z}J_y^n - \frac{W}{Z}J_x^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z DZ} (H_x^{n+1/2} - H_x^{n-1/2}) - \frac{V}{Z} (H_y^{n+1/2} - H_y^{n-1/2}), \quad (2)$$

$$J_x^{n+1} = E_x^{n+1}(\sigma^0 - \xi^0) + E_x^n \xi^0 + \exp(-\nu \Delta t) J_x^n - \omega_b \Delta t \exp(-\nu \Delta t / 2) J_y^{n+1/2}, \quad (3)$$

$$J_y^{n+1} = E_y^{n+1}(\sigma^0 - \xi^0) + E_y^n \xi^0 + \exp(-\nu \Delta t) J_y^n + \omega_b \Delta t \exp(-\nu \Delta t / 2) J_x^{n+1/2}, \quad (4)$$

式中 E_x, E_y 是电场强度, H_x, H_y 是磁场强度, J_x, J_y 是电场密度, ϵ_0 为真空中的介电常数, Δt 为时间步长, Δx 为空间步长. 其他物理量的定义见参考文献 [6]. 磁场的迭代公式与常规的 FDTD 公式相同. 真空或电介质部分的处理与常规的 FDTD 算法相同.

3. 磁化等离子体-真空光子晶体

本节首先计算均匀磁化等离子体平板和真空构成的磁化等离子体-真空光子晶体对时域电磁场的反射和透射.

为了比较形象看出磁化等离子体-真空光子晶体对时域电磁场的反射和透射, 这里取较大的磁化等离子体平板厚度(取磁化等离子体平板和真空的厚度都取为 21cm), 其目的是使不同界面上的反射波不会相互重叠. 本例中磁化等离子体的参数取为

$$\omega_p = 2\pi \times 3 \times 10^9 \text{ rad/s}, \quad (5)$$

$$\nu = 3 \times 10^9 \text{ rad/s}, \quad (6)$$

$$\omega_b = 10^{10} \text{ rad/s}, \quad (7)$$

式中 ω_p 为等离子体角频率, ν 为等离子体碰撞频率, ω_b 为等离子体回旋频率. 为了数值计算时方便, 这里将上述参数的单位都取为 rad/s.

FDTD 的计算空间步长为 1.5mm, 时间步长满足 Courant 条件取为 2.5ps. 21cm 厚磁化等离子体平板占据 140 个网格. 计算空间的两端各设 5 个网格 PML 吸收边界, 用于吸收截断边界时产生的反射.

采用平面电磁波垂直入射等离子体-真空光子晶体上, 入射电磁波为高斯脉冲的导数, 由

$$E_{inc}(t) = \exp\left(-\frac{(t-5\tau)^2}{2\tau^2}\right) \quad (8)$$

给出. 式中 τ 为常量, τ 的取值与入射波的频率有关, τ 值越小则高频分量越多. 此次计算 τ 取 15, 入射时域电场的波形如图 1 所示. 横坐标的单位为时间步.

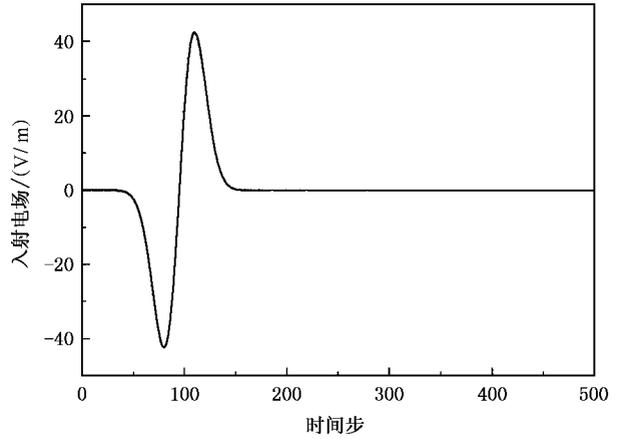


图 1 入射电场波形

计算模拟的时间步为 18000 步.

上述高斯脉冲垂直入射到磁化等离子体-真空光子晶体上的反射和透射的时域电场的 x, y 分量由图 2 和图 3 给出(传播方向为 z 方向). 横坐标的单位为时间步.

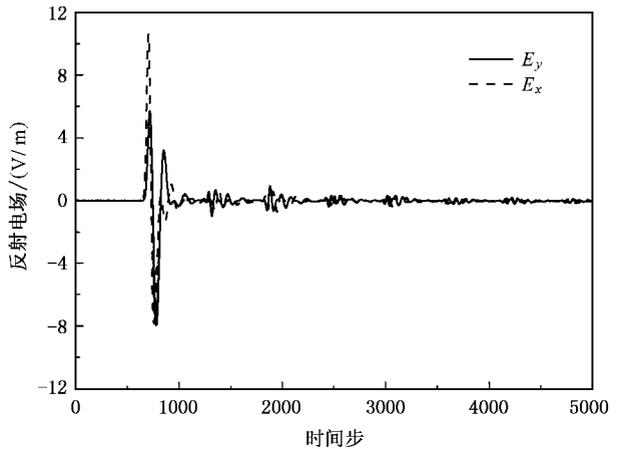


图 2 磁化等离子体-真空光子晶体时域反射电场的波形

图 2 和图 3 可以清楚地看出电磁波在磁化等离子体-真空光子晶体中的反射和透射过程. 图 2 显示磁化等离子体-真空光子晶体对电磁波的回波, 因所

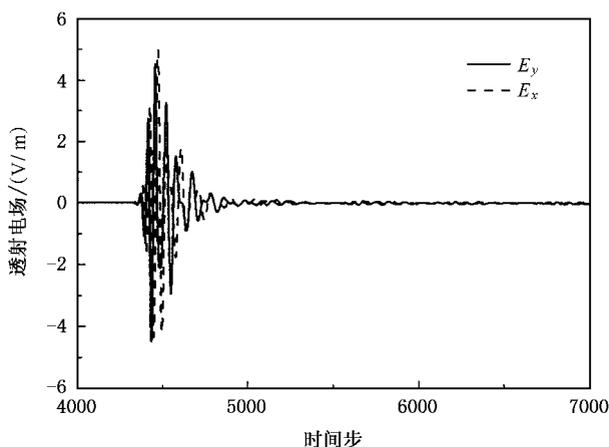


图 3 磁化等离子体-真空光子晶体时域透射电场的波形

取的磁化等离子体平板较厚,不同界面上的回波是基本不重叠的,因而没有相互干扰.图 3 显示大约 4500 时间步以后,脉冲穿过磁化等离子体-真空光子晶体.5000 时间步以后,只有少量的透射波.为磁化等离子体平板之间相互反射引起.

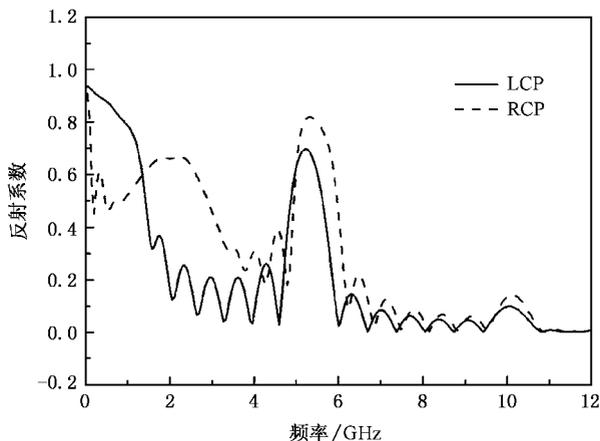


图 4 7 层每层厚 1.5cm,距离 1.5cm 均匀磁化等离子体-真空光子晶体频域反射系数(磁化等离子体参数:等离子体频率 $\omega_p = 2\pi \times 3\text{Grad/s}$,碰撞频率 $\nu = 3\text{Grad/s}$,等离子体回旋频率 $\omega_b = 10\text{Grad/s}$)

下面研究磁化等离子体平板和真空构成的磁化等离子体-真空光子晶体对频域电磁场的反射和透射系数.磁化等离子体的参数与上例相同,FDTD 的参数及入射电磁波的设置也与上例相同.不同的是:磁化等离子体平板的厚度减小为 1.5cm,磁化等离子体平板之间的距离也设为 1.5cm.

计算模拟的时间步为 8000 步.

计算方法如下:首先在磁化等离子体-真空光子

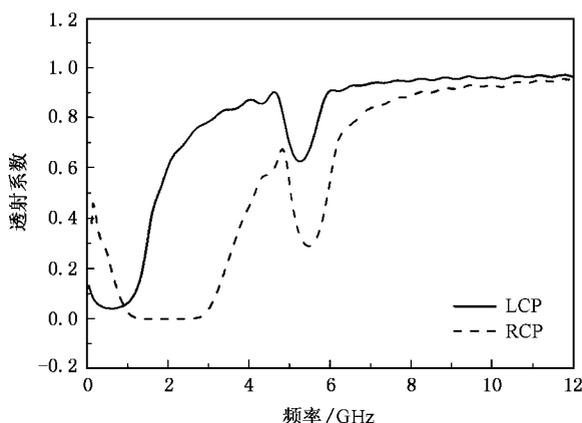


图 5 7 层每层厚 1.5cm,距离 1.5cm 均匀磁化等离子体-真空光子晶体频域透射系数(磁化等离子体参数:等离子体频率 $\omega_p = 2\pi \times 3\text{Grad/s}$,碰撞频率 $\nu = 3\text{Grad/s}$,等离子体回旋频率 $\omega_b = 10\text{Grad/s}$)

晶体的前面和后面记录不同时间步电场分量的值,并通过快速傅里叶变换(FFT)转换到频域,然后将频域电场分量组合成右旋极化波(RCP)和左旋极化波(LCP)的频域反射和透射系数.即透射系数可写为

$$T_{\text{RCP}}(\omega) = \hat{E}_{xt}(\omega) + j \cdot \hat{E}_{yt}(\omega), \quad (9)$$

$$T_{\text{LCP}}(\omega) = \hat{E}_{xt}(\omega) - j \cdot \hat{E}_{yt}(\omega). \quad (10)$$

反射系数的表达式与(9)(10)式类似.

图 4 和图 5 给出 7 层每层 1.5cm 厚,层之间距离 1.5cm 均匀磁化等离子体-真空光子晶体频域反射和透射系数.由图可以看出,反射和透射系数曲线从整体上看,与磁化等离子体平板的反射和透射系数曲线的趋势基本类似,只是在曲线的中间出现向上(或向下)的波峰.

对 RCP 波,磁化等离子体存在阻带,此时的波数为虚数电磁波将不能传播,其阻带的范围为 $\omega_b < \omega < \omega_c$,其中, $\omega_c = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_b^2/4} + \omega_b/2$ 称为磁化等离子体的截止圆频率.理论上,由图 5 中磁化等离子体的参数,可以计算出 RCP 波的阻带范围为 $1.6 < f < 3.9$ (单位为 GHz).因此图 5 中,在 RCP 波的透射曲线上出现一个对应的阻带.此外,图 4 和图 5 显示,具有较低频率的电磁波的反射系数较大,而透射系数较小.而磁化等离子体-真空光子晶体整体反射和透射系数曲线的带隙结构并不明显,仅在透射系数曲线的 5.5GHz 附近出现一个向下(对反射系数则向上)的波峰.其原因是等离子体和真空的折射率相差不大.

4. 磁化等离子体-介质光子晶体

由于等离子体折射率与真空的折射率相差不大,上述的实例并没有出现非常典型的光子晶体带隙结构.接下来研究一个具有典型光子晶体带隙结构的磁化等离子体-介质光子晶体.

磁化等离子体-介质光子晶体由 7 层每层 1.5cm 厚均匀磁化等离子体平板和 8 层等间距(1.5cm)的介电常数为 5.0 的介质构成.磁化等离子体频率、回旋频率和碰撞频率与上一个计算实例相同.FDTD 参数也与上一个计算实例相同.每层磁化等离子体平板占据 10 个网格.计算模拟的时间步也为 8000 步.

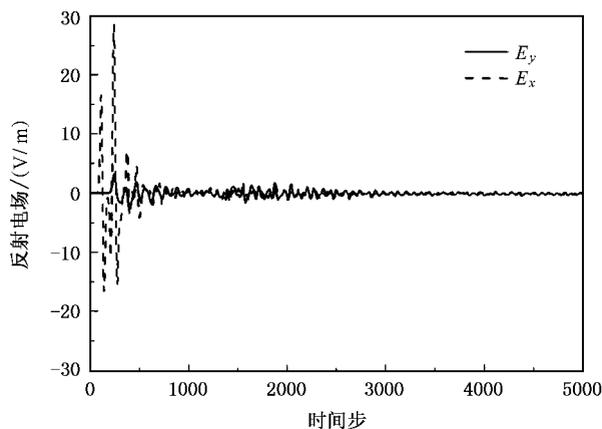


图 6 磁化等离子体-介质光子晶体时域反射电场的波形

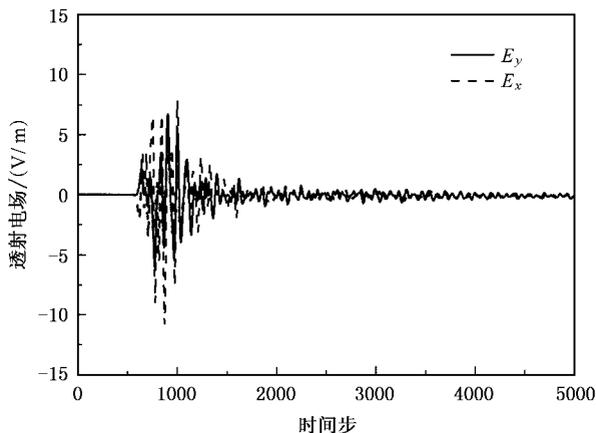


图 7 磁化等离子体-介质光子晶体时域透射电场的波形

首先计算磁化等离子体-介质光子晶体对时域电磁场的反射和透射.

图 6 和图 7 给出这种磁化等离子体-介质光子

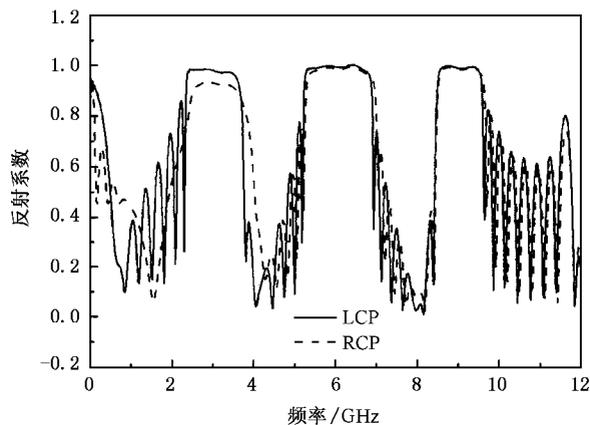


图 8 7 层每层 1.5cm 厚均匀磁化等离子体平板和 8 层等间距介电常数为 5.0 的介质磁化等离子体-介质光子晶体频域反射系数(磁化等离子体参数:等离子体频率 $\omega_p = 2\pi \times 3\text{Grad/s}$,碰撞频率 $\nu = 3\text{Grad/s}$,等离子体回旋频率 $\omega_b = 10\text{Grad/s}$)

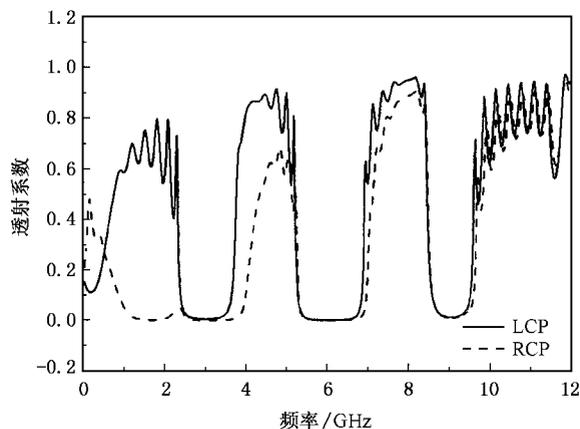


图 9 7 层每层 1.5cm 厚均匀磁化等离子体平板和 8 层等间距介电常数为 5.0 的介质磁化等离子体-介质光子晶体频域透射系数(磁化等离子体参数:等离子体频率 $\omega_p = 2\pi \times 3\text{Grad/s}$,碰撞频率 $\nu = 3\text{Grad/s}$,等离子体回旋频率 $\omega_b = 10\text{Grad/s}$)

晶体的时域反射和透射波形.与图 2 和图 3 不同的是,由于磁化等离子体平板较薄,不同界面的反射波相互重叠.但图中还是可以清晰地看到反射和透射波的时域电场波形.

然后计算该磁化等离子体-介质光子晶体对电磁场的频域反射和透射.

图 8 和图 9 分别给出了该磁化等离子体-介质光子晶体的频域反射系数和透射系数.

图 8 和图 9 显示,磁化等离子体-介质光子晶体出现了一般光子晶体特有的光子带隙特性.图 8 中,LCP 波和 RCP 波的反射系数曲线基本一致,反射系

数接近于 1 的范围分别大约在 $2.5 < f < 3.9$, $5.5 < f < 7.0$, $8.8 < f < 9.5$ (单位为 GHz). 同时, 图 9 也显示 RCP 波的透射曲线中出现了阻带特性. 其中第一个带阻的位置与图 5 算例中 RCP 波的阻带范围基本一致, 大约在 $1.6 < f < 3.9$ (单位为 GHz). 此外, 图 9 中 RCP 波透射系数曲线的另外两个阻带范围分别是 $5.2 < f < 7.0$, $8.6 < f < 9.5$, 它们对应图 8 中的反射系数基本上为 1. 说明反射和透射能量之和基本守恒, 即对较高频率的电磁波等离子体基本没有吸收, 这与等离子体的高通滤波器性质是符合的. 由于磁化等离子体的截止频率与磁场和等离子体频率有关, 因此可以通过控制磁场的大小和等离子体的密度来改变 RCP 波的阻带范围和位置.

5. 结 论

本文用磁化等离子体的 PLCDRC-FDTD 算法分析了磁化等离子体-介质/真空光子晶体. 首先, 我们从时域的角度分析了高斯脉冲在磁化等离子体-介质/真空光子晶体中的传播过程, 给出了高斯脉冲垂直入射到磁化等离子体-介质/真空光子晶体后的时域反射和透射波形. 然后, 从频域的角度分析了磁化等离子体-介质/真空光子晶体的电磁反射系数和透射系数. 计算表明, 磁化等离子体-介质/真空光子晶体具有带通和带阻特性. 通过改变磁场的大小和等离子体的参数可以改变阻带的范围和位置.

-
- [1] Johu S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
 [2] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
 [3] Hojo H, Akimoto K, Mase A 2003 *Conference Digest on 28th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves* 347
 [4] Hojo H, Mase A 2004 *J. Plasma Fusion Res.* **80** 89
 [5] Liu S B, Zhu C X, Yuan N C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2804
 (in Chinese) [刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌 2005 物理学报 **54** 2804]
 [6] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2004 *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* **14** 222
 [7] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 783 (in Chinese) [刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌 2004 物理学报 **53** 783]

FDTD simulation for magnetized plasma photonic crystals^{*}

Liu Shao-Bin^{1,2)} Gu Chang-Qing¹⁾ Zhou Jian-Jiang¹⁾ Yuan Nai-Chang³⁾

1) *College of Information Science & Technology, Nanjiang University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China*

2) *School of Sciences, Nanchang University, Nanchang 330047, China*

3) *School of Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*

(Received 10 January 2005 ; revised manuscript received 6 June 2005)

Abstract

Magnetized plasma photonic crystals are artificial periodic structures composed of magnetized plasmas and dielectric structures (or vacuum). In this paper, the piecewise linear current density recursive convolution (PLCDRC) finite-difference time-domain (FDTD) method for magnetized plasmas is applied to study the magnetized plasma photonic crystals. The effect of parameters of magnetized plasma on electromagnetic band gap is presented. In time-domain, the electromagnetic propagation process and reflection/transmission electric field of Gaussian pulses through magnetized plasma photonic crystals are investigated. In frequency-domain, the reflection and transmission coefficients through magnetized plasma photonic crystals are computed. The results are discussed.

Keywords : magnetized plasma , photonic crystals , finite-difference time-domain methods

PACC : 5225 , 5240 , 5265

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60471002) and the Provincial Natural Science Foundation of Jiangxi , China (Grant No. 0412014).