

# 等离子体光子晶体的 FDTD 分析\*

刘少斌<sup>1)†</sup> 朱传喜<sup>1)</sup> 袁乃昌<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 南昌大学理学院, 南昌 330047)

<sup>2)</sup> 国防科技大学电子科学与工程学院, 长沙 410073)

(2004 年 8 月 31 日收到, 2004 年 10 月 2 日收到修改稿)

等离子体光子晶体是等离子体和介质(真空)构成的人工周期性结构. 用分段线性电流密度递归卷积时域有限差分(PLCDRC-FDTD)算法分析了等离子体光子晶体和缺陷等离子体光子晶体. 从时域的角度分析了高斯脉冲在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. 然后, 从频域的角度分析了等离子体光子晶体和带缺陷的等离子体光子晶体的电磁反射系数和透射系数. 计算表明, 等离子体光子晶体对频率小于等离子体频率的低频电磁波几乎完全反射, 而透射的电磁波则为频率高于等离子体频率的电磁波. 在高频, 等离子体光子晶体则出现类似一般光子晶体的光子带隙特性.

关键词: 等离子体, 光子晶体, 时域有限差分法, 等离子体光子晶体

PACC: 5225, 5240, 5265

## 1. 引言

在介电常数呈周期性排列的介电材料中, 某些波段的电磁波因周期性结构的强散射效应(strong scattering effect)将无法在介电材料中传播, 因而形成光子带隙结构<sup>[1, 2]</sup>(photonic bandgap system, 简称 PBG 结构). 这种人工周期性结构就称光子晶体(photonic crystals). 如果在这种周期性结构中引入缺陷, 如半导体的缺陷一样, 会在光子带隙中形成相应的缺陷能级, 即缺陷态. 这种缺陷态具有很强的局域特性. 光子晶体的这种独特的性质在众多的领域具有重要的应用前景, 如用光子晶体制作反射镜、天线、光开关、微腔、光波导、光通讯等方面.

等离子体光子晶体是等离子体和介质或真空构成的周期性结构. 最近由 Hojo 等人提出<sup>[3]</sup>, 并在随后的研究中用解析法给出了电磁波在一维等离子体光子晶体中的色散关系<sup>[4]</sup>. 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, 其折射率可以小于 1 甚至可以为负值, 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. 并可通过改变等离子体的参数来人为控制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 PLCDRC-FDTD 算法<sup>[5, 6]</sup>, 对一维等离子体/真空光子晶体和等离子体/介质光子晶体进行了电磁仿真, 计算了其电磁反射系数, 得到了等离子体光子晶体的带隙结构. 计算表明, 改变等离子体的参数可以改变光子晶体的参数和性质, 为人工控制等离子体光子晶体的参数和性质奠定了基础.

## 2. PLCDRC-FDTD 算法

为了对等离子体光子晶体进行数值分析, 本文采用文献[5]中的具有较高计算效率和计算精度的 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, 电场和卷积的迭代方程为:

\* 国家 863 计划项目(批准号 2002AA731181), 国防科技重点实验室基金项目(批准号 51483010301KG0102), 国家自然科学基金(批准号: 60471002, 10461007)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

$$E^{n+1} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta t}{2\epsilon_0}(\sigma^0 - \xi^0)} \left[ \left( 1 - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0}\xi^0 \right) E^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} (\nabla \times H)^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} \psi^n \right], \quad (1)$$

$$\psi^n = (\sigma^0 + \sigma^1 - \xi^0 - \xi^1) E^n + (\xi^0 + \xi^1) E^{n-1} + \exp(-\nu \Delta t) \psi^{n-1}, \quad (2)$$

式中,  $E$  是电场强度,  $H$  是磁场强度,  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数,  $\Delta t$  为时间步长,  $\Delta x$  为空间步长.  $\sigma^0, \sigma^1, \xi^0$  和  $\xi^1$  的定义见参考文献 [5]. 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. 等离子体-真空光子晶体

为了清晰地看到电磁波在等离子体-真空光子晶体中的透射和反射情况, 使不同界面的反射波不重叠, 我们首先计算了较厚的等离子体-真空光子晶体的透射和反射情况. 5 层均匀等离子体平板厚为 33 cm, 等离子体平板之间真空的厚度也为 33 cm. 等离子体角频率和碰撞频率取为

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

$$\nu = 2 \times 10^9 \text{ rad/s}. \quad (4)$$

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 1.5 mm, 时间步长为 2.5 ps. 等离子体 33 cm 厚, 为 220 个网格, 其余为真空. 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 (5) 式给出.

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

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

计算模拟的时间步为 8000 步. 上述脉冲垂直入射到等离子体-真空光子晶体上的反射和透射的时域电场由图 2 和图 3 给出. 横坐标的单位为时间步长. 图 2 和图 3 可以清楚地看出电磁波的传播过程. 图 2 显示等离子体平板对电磁波的回波, 因等离子体平板较厚, 不同界面上的回波是基本不重叠的. 图 3 显示大约 5000 时间步以后, 脉冲穿过等离子体-真

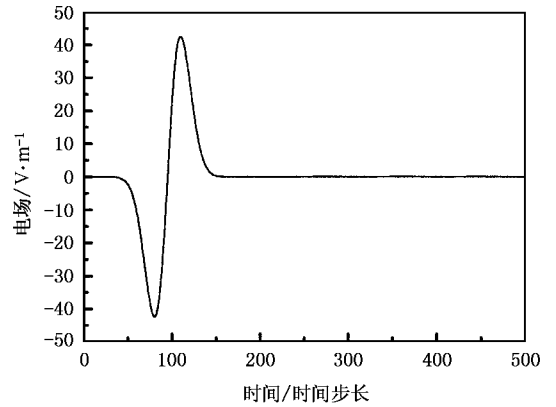


图 1 入射电场波形

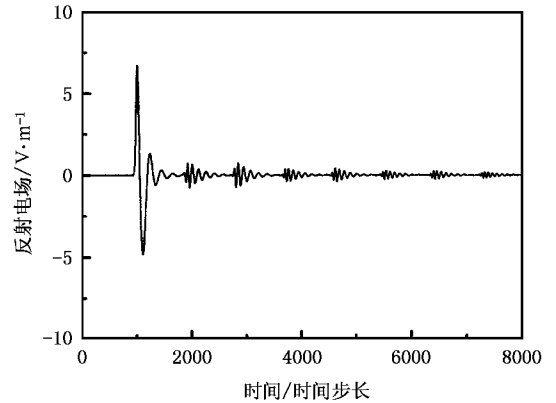


图 2 电场的反射波形

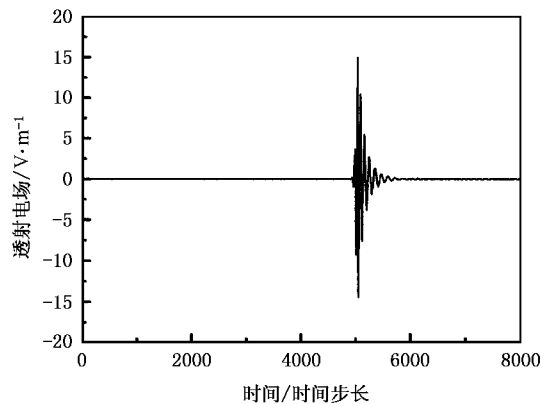


图 3 电场的透射波形

空光子晶体.

由于上述等离子体-真空光子晶体中等离子体的厚度较大, 与通常的情况相差太多, 因此, 其等离子体平板的特性较多, 光子晶体的带隙特性较小. 其反射和透射系数在整体上看与等离子体平板的反射

和透射系数相差不大. 这样的等离子体-介质光子晶体无实际的应用价值. 因此, 其反射和透射系数曲线不再给出.

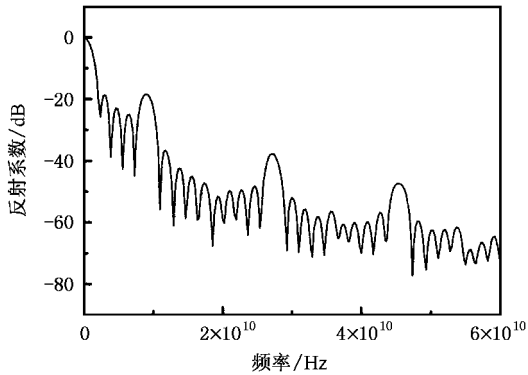


图 4 5 层 0.825 mm 厚等离子体-真空光子晶体频域反射系数

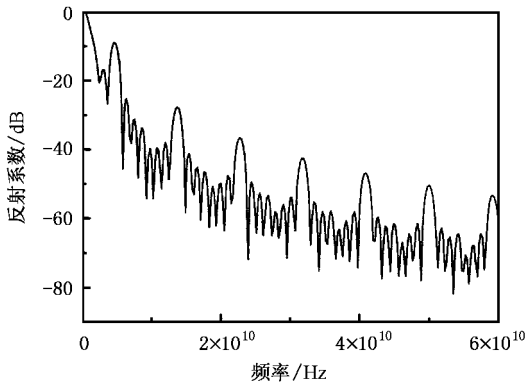


图 5 5 层 1.65 mm 厚等离子体-真空光子晶体频域反射系数

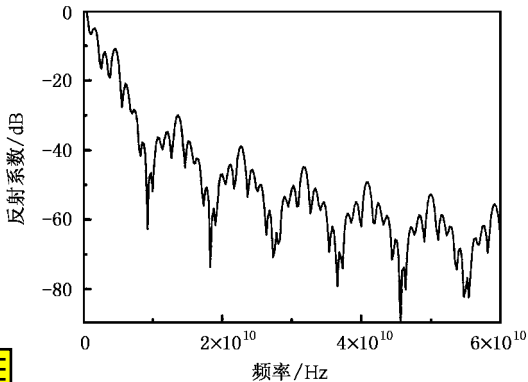


图 6 1.65 mm 厚 4 层缺陷等离子体-真空光子晶体频域反射系数

此外, 我们也给出 5 层 0.825 mm 厚、1.65 mm 厚均匀等离子体平板构成的等离子体-真空光子晶体的频域反射和透射系数, 分别如图 4 和图 5 所示. 等离子体的其他参数与上一个计算实例相同. FDTD 的计算空间步长为  $7.5 \mu\text{m}$ , 时间步长为  $0.0125 \text{ ps}$ . 0.825

mm 厚, 1.65 mm 厚等离子体分别为 110, 220 个网格.

图 6 给出了 1.65 mm 厚 4 层缺陷均匀等离子体-真空光子晶体(即 5 层 1.65 mm 均匀等离子体-真空光子晶体中间一层等离子体被撤除)频域反射系数. 图 6 显示, 由于等离子体-真空光子晶体的缺陷, 反射系数波峰的带宽变窄, 幅值变小. 但出现带宽较窄的负峰.

## 4. 等离子体-介质光子晶体

从上一节可以看出, 由于等离子体和真空的折射率相差不大, 等离子体-真空光子晶体的带隙的反射系数并不是很大. 本节我们给出等离子体-介质光子晶体的计算实例. 图 7 给出了 7 层 3.75 mm 厚均匀等离子体平板和 8 层等厚的介电常数为 9.0 的介质构成的等离子体-介质光子晶体的频域反射和透射系数. 等离子体频率取为 0.2 GHz, 碰撞频率为 2 Mrad/s.

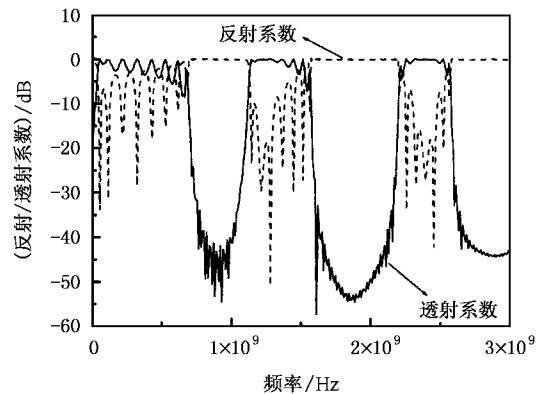


图 7 7 层等离子体, 8 层介电常数为 9.0 的介质构成的等离子体-介质光子晶体频域反射和透射系数. 等离子体频率取为 0.2 GHz, 碰撞频率为 2 Mrad/s

图 7 显示, 由于等离子体的折射率和介质的折射率相差较大, 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.

此外, 为了给出等离子体参数对等离子体光子晶体的影响, 我们还计算了不同等离子体参数时, 等离子体光子晶体的频域反射和透射系数. 图 8 和图 9 分别给出 7 层 3.75 mm 厚不同参数等离子体, 8 层等厚介质(介电常数为 9.0)构成的等离子体-介质光子晶体频域反射和透射系数. 图 8 中等离子体频率取为 2 GHz, 碰撞频率为 2 Mrad/s, 图 9 中等离子体频率取为 2 GHz, 碰撞频率为 3 Grad/s.

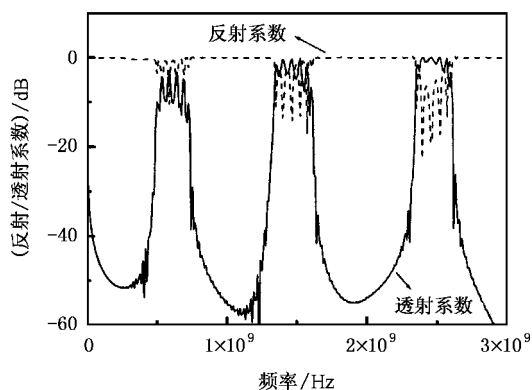


图 8 7 层等离子体, 8 层介电常数为 9.0 的介质构成的等离子体-介质光子晶体频域反射和透射系数. 等离子体频率取为 2 GHz, 碰撞频率为 2 Mrad/s

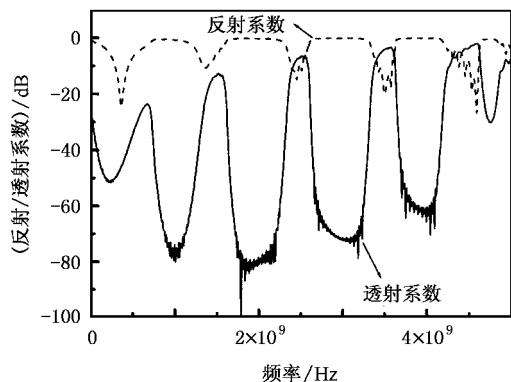


图 9 7 层等离子体, 8 层介电常数为 9.0 的介质构成的等离子体-介质光子晶体频域反射和透射系数. 等离子体频率取为 2 GHz, 碰撞频率为 3 Grad/s

图 7—9 显示, 随着等离子体频率和碰撞频率的增大, 等离子体光子晶体的反射系数曲线趋于平坦, 上下波动越来越小, 其数值趋于零分贝. 但在频率较高时, 反射系数波动较大. 由于等离子体的高通滤波器的性质, 这一点在物理上不难解释. 对等离子体光子晶体的透射系数, 可以发现, 随着等离子体频率和碰撞频率的增大, 曲线波峰的带宽越来越小. 对于小于等离子体频率的低频电磁波, 透射系数变小. 图 9 显示, 小于 2 GHz 的电磁波透射系数最大值仍小于 -20 dB. 其原因是等离子体反射和碰撞吸收.

## 5. 结 论

本文用 PLCDRC-FDTD 算法分析了等离子体光子晶体和缺陷等离子体光子晶体. 首先, 我们从时域的角度分析了高斯脉冲在等离子体光子晶体中的传播过程, 给出了高斯脉冲垂直入射到等离子体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等离子体光子晶体和带缺陷的等离子体光子晶体的电磁反射系数和透射系数.

计算表明, 由于等离子体的独特性质, 等离子体光子晶体也具有其独特的性质. 等离子体光子晶体具有“高通滤波器”的性质, 即对频率小于等离子体频率的低频电磁波几乎完全反射, 而透射的电磁波则为频率高于等离子体频率的电磁波. 在高频, 等离子体光子晶体则出现类似一般光子晶体的带阻和带通特性. 由于等离子体光子晶体的独特性质, 进一步研究其性质是有意义的.

[ 1 ] Johu S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486

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

[ 3 ] Hojo H, Akimoto K and Mase A 2003 *Conference Digest on 28th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves* p347

[ 4 ] Hojo H and Mase A 2004 *J. Plasma Fusion Res.* **80** 89

[ 5 ] Liu S B, Yuan N C and Mo J J 2003 *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* **13** 187

[ 6 ] Liu S B, Mo J J and Yuan N C 2004 *Acte. Phys. Sin.* **53** 778 (in Chinese) [ 刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌 2004 物理学报 **53** 778 ]

# FDTD simulation for plasma photonic crystals<sup>\*</sup>

Liu Shao-Bin<sup>1)†</sup> Zhu Chuan-Xi<sup>1)</sup> Yuan Nai-Chang<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>*School of Sciences, Nanchang University, Nanchang 330047, China*

<sup>2)</sup>*School of Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*

(Received 31 August 2004; revised manuscript received 2 October 2004)

## Abstract

Plasma photonic crystals are artificially periodic structures, which are composed of plasmas and dielectric structures (or vacuum). In this paper, the piecewise linear current density recursive convolution (PLCDRC) finite-difference time-domain (FDTD) method is applied to study the plasma photonic crystals and those containing defects. In time-domain, the electromagnetic (EM) propagation process and reflection/transmission electric field of Gauss pulses passing through the plasma photonic crystals are investigated. In frequency-domain, the reflection and transmission coefficients of the pulses through the two kinds of crystals are computed. The results illustrate that the plasma photonic crystals mostly reflect for the EM wave of frequencies less than the plasma frequency, and mostly transmit for EM wave of frequencies higher than the plasma frequency. In high frequency domain, the plasma photonic crystals have photonic band gaps, which is analogous to the conventional photonic crystals.

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

**PACC** : 5225, 5240, 5265

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2002AA731181), the Foundation of Key Laboratory for the National Defense Science and Technology (Grant No. 51483010301KG0102), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60471002 and 10461007) and the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 0412014).

<sup>†</sup> E-mail : sb\_liu@sohu.com