

非磁化等离子体光子晶体缺陷态的研究*

马 力^{1)†} 章海锋^{2)‡} 刘少斌⁴⁾

1) 南昌大学理学院, 南昌 330031)

2) 南昌大学机电学院, 南昌 330031)

3) 中国人民解放军炮兵学院南京分院, 南京 211132)

4) 南京航空航天大学信息科学与技术学院, 南京 210016)

(2007 年 10 月 13 日收到, 2008 年 2 月 25 日收到修改稿)

采用时域有限差分法中的分段线性电流密度卷积算法, 研究具有单一缺陷层的一维非磁化等离子体光子晶体的缺陷模特性. 从频域角度分析得到微分高斯脉冲的透射率, 并讨论该光子晶体的缺陷层介电常数、厚度、位置、光子晶体的周期常数和等离子体参数对其缺陷模的影响. 结果表明, 改变以上参数可获得不同的缺陷模.

关键词: 时域有限差分法, 非磁化等离子体光子晶体, 缺陷模

PACC: 5225, 5240, 5265

1. 引 言

20 世纪 80 年代末, John^[1], Yablonovitch^[2]等最早提出了光子晶体的概念. 光子晶体由多种介质材料构成, 不同介质材料的结构在空间中呈周期性分布. 光子晶体具有一定的光子带隙, 落在带隙中的电磁波禁止传播, 从而产生了光子禁带. 当光子晶体引入缺陷后, 可使光子局域化, 即在光子禁带中出现模密度较大的局域模. 人们利用光子晶体的这个特性可以制造高效率 and 零阈值的激光器^[3]、高品质的激光谐振腔^[4]以及高效发光二极管^[5]等器件. 由 Hojo 等^[6]提出的等离子体光子晶体是光子晶体中的一种, 它由呈人工周期性结构的等离子体和介质或真空构成. 等离子体是一种具备色散特性和耗散特性的介质, 此特性使等离子体光子晶体具有常规介质光子晶体所不具备的光子禁带特性^[7, 8]和光子局域态. 因此, 研究等离子体光子晶体的光子局域态(缺陷模)特性在工程应用方面具有重要的理论意义.

本文主要针对具有单一缺陷层的非磁化等离子体光子晶体进行研究. 以微分高斯脉冲作为激励源, 采用时域有限差分(FDTD)法中的分段线性电流密度卷积(PLCDRC)算法^[9, 10]研究均匀、非时变的非磁化等离子体光子晶体的缺陷模特性, 并对电磁波在

光子晶体的传播进行仿真计算. 通过计算电磁波的透射率, 获得此光子晶体的缺陷模. 然后, 讨论非磁化等离子体光子晶体的缺陷层介电常数、厚度、位置、光子晶体的周期常数和等离子体参数对非磁化等离子体光子晶体缺陷模的影响.

2. 用于仿真计算的 PLCDRC-FDTD 算法

本文采用非磁化等离子体的 PLCDRC-FDTD 算法进行仿真计算. 该算法不仅可以保证较少的计算时间和存储空间, 而且具有较高的计算精度.

PLCDRC-FDTD 算法的电场和卷积的迭代方程如下^[10]:

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

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

式中 E 为电场强度, \mathbf{H} 为磁场强度, ϵ_0 为真空中的介电常数, Δt 为时间步长, 其他参量的意义见文献

* 国家自然科学基金(批准号: 60471002)资助的课题.

† E-mail: lma@ncu.edu.cn

[11].磁场的迭代公式与常规 FDTD 公式相同,电介质部分的处理与常规 FDTD 算法相同.

3. 模型及仿真计算

用于仿真计算的等离子体光子晶体的物理模型如图 1 所示.模型由 6 层介质层、6 层等离子体层和 1 层缺陷层组成,电磁波从左向右均匀垂直射入,且令该传播方向为 +z 方向,入射电磁波的频率范围为 0—15 GHz.用 M 表示缺陷层在非磁化等离子体光子晶体中所处的位置,用 N 表示该光子晶体的周期数.仿真计算的初始参数定为 $N = 6, M = 7, a = b = c = 1 \text{ cm}$,介质层的介电常数 $\epsilon_1 = 7$,缺陷层的介电常数 $\epsilon_2 = 4.5$,等离子体频率 $\omega_p = 10\pi \times 10^9 \text{ rad/s}$,等离子体的碰撞频率 $\nu = 2 \times 10^9 \text{ rad/s}$.

取 FDTD 计算的空间步长为 1 mm,根据 Courant 条件,取时间步长 $\Delta t = 2 \text{ ps}$.将 13 cm 厚的等离子体光子晶体划分为 130 个计算网格.计算空间的两端各设两个吸收边界,用于吸收截断边界时产生的反

射.吸收边界为完全匹配层(PML),占据 5 个网格.沿 +z 方向传播的入射电磁波为高斯脉冲,该脉冲的表达式由下式给出:

$$E_i(t) = -A(t - 6\tau)\exp\left(-\frac{4\pi(t - 6\tau)^2}{30\tau^2}\right) \quad (t \leq 10\tau),$$

$$E_i(t) = 0 \quad (t > 10\tau),$$

式中 τ 为常量, τ 的取值与入射电磁波的频率有关, τ 值越小则高频分量越多.仿真计算时 $\tau = 20, A = 4.67 \text{ V/m}$.为了获得非磁化等离子体光子晶体的缺陷模,在计算 10000 步后,用在时域得到的电场分量通过傅里叶变换转换到频域,然后在频域中求透射率.图 2 为缺陷层介电常数 $\epsilon_2 = 2.3, 4.5, 7, 8.2$ 的透射率频谱.由图 2 可知,含单一缺陷层的非磁化等离子体光子晶体和介质光子晶体一样都存在缺陷模,但其缺陷模特性又与一般介质光子晶体不同.下面就以非磁化等离子体光子晶体的缺陷层的介电常数、厚度、位置、光子晶体的周期常数和等离子体参数为参量讨论缺陷模特性.

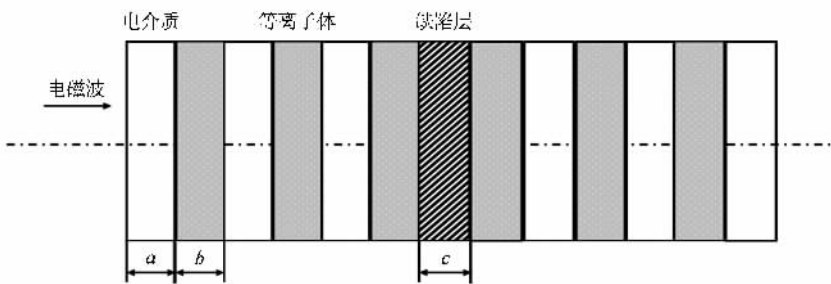


图 1 一维非磁化等离子体光子晶体的物理模型

4. 缺陷模的特性

4.1. 缺陷层的介电常数对缺陷模的影响

由图 2 可以看出:引入缺陷层后禁带宽度没有发生明显变化,周期特性保持不变,但透射率峰值变化明显.同时宽度较小的单模缺陷模会出现在禁带中.当 $\epsilon_2 = \epsilon_1$ 时,禁带不会出现缺陷模;当 $\epsilon_2 < \epsilon_1$ 时,随 ϵ_2 的减小缺陷模向高频方向移动;当 $\epsilon_2 > \epsilon_1$ 时,随 ϵ_2 的增大缺陷模向低频方向移动.但当 ϵ_2 增大到一定值时,缺陷模频率就会与禁带的下带边重合,而上带边产生一个新的缺陷模.进一步改变 ϵ_2 的数值,缺陷模将隐入下带边中,而上带边出现的缺陷模将逐渐向禁带中心靠近.图 3 为 $\epsilon_2 = 1-10$ 时

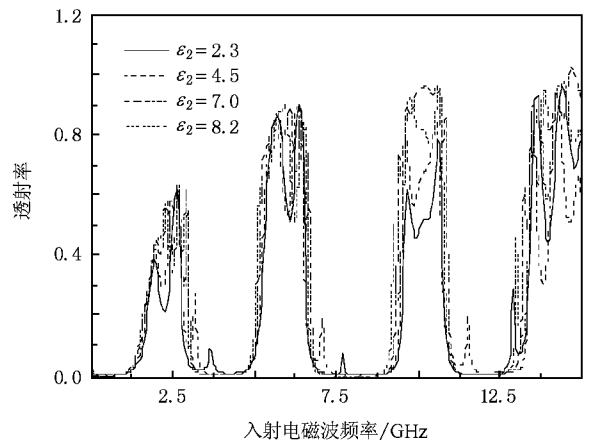


图 2 $\epsilon_2 = 2.3, 4.5, 7, 8.2$ 的透射率频谱

的三维透射率频谱.由图 3 可以看出,缺陷模的移动呈周期性变化,缺陷模频率几乎与 ϵ_2 呈线性变化,即使 ϵ_2 取不同的值,缺陷模几乎有完全相同的频率.因此, ϵ_2 在较小的范围内取值就能使缺陷模的频率涵盖整个禁带.

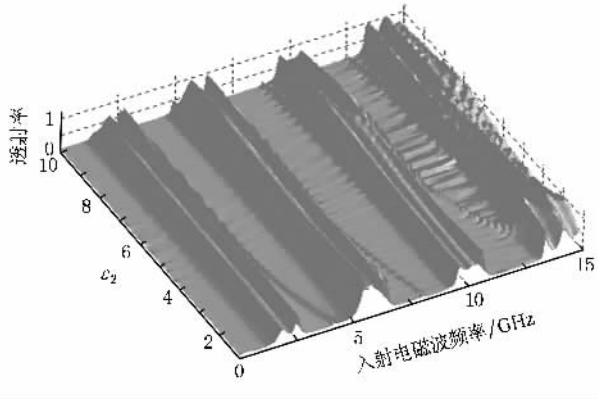


图 3 $\epsilon_2 = 1-10$ 的三维透射率频谱

4.2. 缺陷层的位置和周期常数对缺陷模的影响

图 4 为周期常数 $N = 2, 4, 6, 8, 12$ 的透射率频谱.由图 4 可以看出:当周期常数 $N = 2$ 时非磁化等离子体光子晶体不形成明显的禁带结构和缺陷模.只有当 $N > 4$ 时,非磁化等离子体光子晶体才能形成明显的禁带结构和缺陷模.随着 N 的增加,缺陷模的频率几乎保持不变,但缺陷模的峰值却随 N 的增大而显著减小.这主要是因为缺陷模的产生源于缺陷层反射的电磁波和行进的电磁波发生的干涉相长作用,而等离子体又是一种耗散性介质,随着 N 的增加,等离子体对缺陷模的吸收能力也显著增加,缺陷模的峰值因而会显著减小.

图 5 为缺陷层位置参数 $M = 3, 5, 7, 9, 11$ 的透射率频谱.由图 5 可以看出:虽然缺陷层在光子晶体中的位置不同,但是非磁化等离子体光子晶体所产生的缺陷模频率均相同,且与缺陷层处于光子晶体中央位置时所产生的缺陷模频率完全相同.当缺陷层越靠近中央位置时其缺陷模的峰值越大,反之峰值越小.原因在于缺陷层位于中央时对晶体的完整性破坏最大,导致共振透射率(缺陷模峰值)最大,而缺陷层位于较偏位置时晶体的完整性破坏不大,故共振透射率(缺陷模峰值)较小.所以,缺陷层的位置和周期参数不会影响缺陷模的频率,但却会影响缺陷模的峰值.

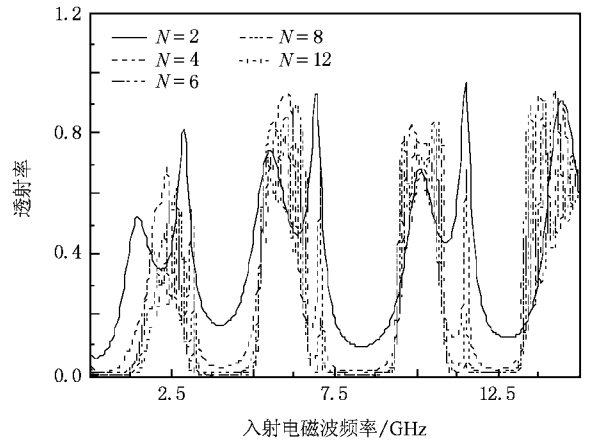


图 4 $N = 2, 4, 6, 8, 12$ 的透射率频谱

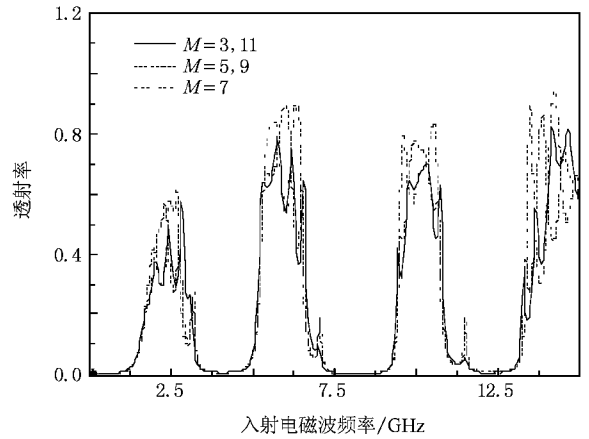


图 5 $M = 3, 5, 7, 9, 11$ 的透射率频谱

4.3. 缺陷层的厚度对缺陷模的影响

图 6 为缺陷层厚度 $c = 8, 10, 11, 13$ mm 的透射率频谱,图 7 为缺陷层厚度 $c = 10, 38$ mm 的透射率频谱.由图 6 可以看出,缺陷模的频率随缺陷层厚度的减小向高频方向移动,随缺陷层厚度的增加向低频方向移动.当缺陷层的厚度增加到一定值时,缺陷频率就会和禁带的下边沿重合,而在禁带的上边沿产生一个新的缺陷频率.由图 7 可以看出,当缺陷层的厚度再继续增大时,缺陷模的数目由 1 个增加到 2 个.这是因为缺陷模的产生主要源于缺陷层反射的电磁波和行进的电磁波发生的干涉相长作用.当缺陷层厚度增加时,发生干涉的波长也随之增加,相应缺陷模的频率因而减小.同理,当缺陷层的厚度减小时,缺陷模的频率也就相应增大.另一方面,只有当反射的电磁波和行进的电磁波在相位相差 2π 的

整数倍时才会产生叠加增强的效果,而缺陷层厚度决定了两者的相位差,当缺陷层的厚度增加到一定值时必然使缺陷模的模数增加.因而可以根据入射电磁波的频率适当改变缺陷层的厚度,可得到最佳的缺陷模.

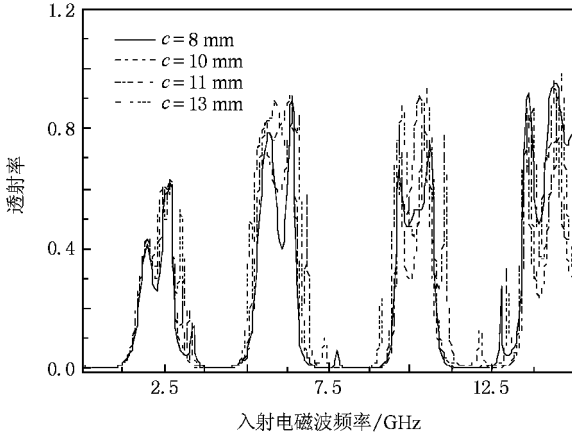


图 6 $c = 8, 10, 11, 13$ mm 的透射率频谱

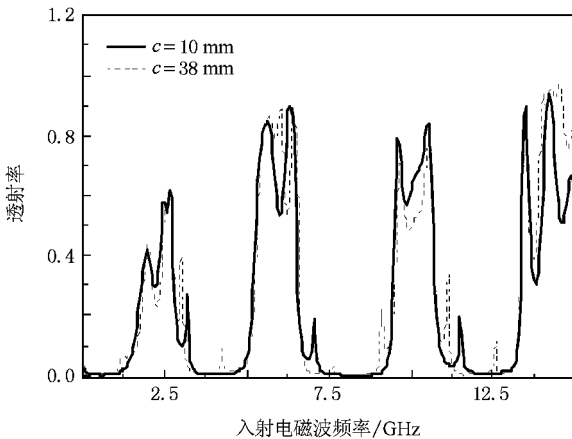


图 7 $c = 10, 38$ mm 的透射率频谱

4.4. 等离子体参数对缺陷模的影响

图 8 为等离子体频率 $\omega_p = 1-25$ GHz 的透射率频谱.由图 8 可以看出,等离子体频率越小缺陷模越明显,缺陷模会随等离子体频率的增大而向高频方向移动.缺陷模的峰值会随等离子体频率的增大而减小,当 $\omega_p = 25$ GHz 时,缺陷模已经完全消失;当等离子体频率增大到一定值时,缺陷模的峰值会陡然减小至零.这主要是因为当入射电磁波的频率接近最大等离子体频率时,由于电磁波的频率接近截止区^[11],等离子体对电磁波的衰减将变得非常大,即共振衰减.当入射电磁波的频率远离最大等离子体

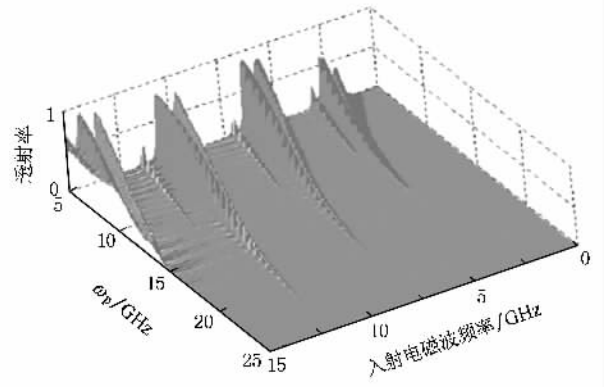


图 8 $\omega_p = 1-25$ GHz 的透射率频谱

频率时,等离子体对电磁波的衰减主要是碰撞吸收.共振衰减的影响比碰撞衰减大得多,当入射波的频率远小于等离子体频率时,入射波完全被反射.所以改变等离子体频率可以很好地控制缺陷模的频率和峰值.

图 9 为等离子体碰撞频率 $\nu = 0.1-80$ GHz 的透射率频谱.由图 9 可以看出,等离子体的碰撞频率对缺陷模的影响不大,缺陷模频率略向高频方向移动.缺陷模的峰值随等离子体碰撞频率的增加而减小,但当等离子体碰撞频率增加到一定值时,缺陷模的峰值几乎不会随碰撞频率的进一步增加而有明显地减小.这主要是因为等离子体中的电子被电磁波的电场加速并吸收电磁波的能量,同时还通过碰撞把能量传递给中性粒子和离子.由衰减常数与碰撞频率的关系^[11]可知,当电磁波的频率较低时,等离子体的碰撞频率越小衰减常数越大;当电磁波的频率较高时,等离子体的碰撞频率越大,衰减常数越小.

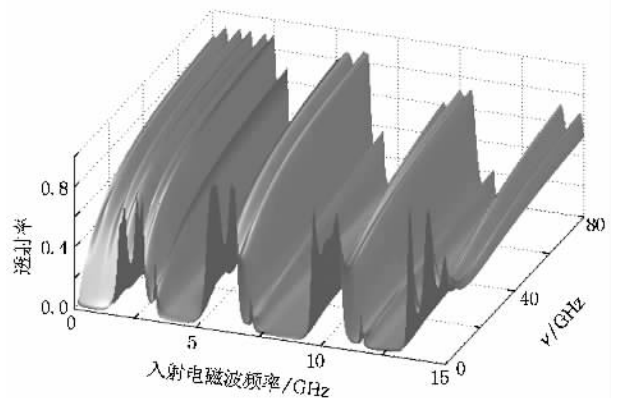


图 9 $\nu = 0.1-80$ GHz 的透射率频谱

5. 结 论

本文用 FDTD 中的 PLCDRC 算法,在不考虑外磁场作用的情况下,对具有单一缺陷层的等离子体光子晶体进行了电磁仿真计算,分析了等离子体光子晶体缺陷层的介电常数、厚度、位置、光子晶体的周期常数和等离子体参数对其缺陷模的影响.计算结果表明,改变非磁化等离子体光子晶体的周期常数、缺陷层的位置参数及等离子体的碰撞频率仅仅对缺陷模的峰值产生影响,而不能有效地调节缺陷模频率大小.缺陷层的介电常数、厚度及等离子体频

率不但能影响缺陷模峰值的大小,而且能对缺陷模的频率进行有效地调节.改变缺陷层的介电常数和等离子体频率不能增加缺陷模的数目,但通过改变缺陷层的厚度却能使缺陷模的数目增加.调节缺陷层的介电常数和厚度可使缺陷模频率涵盖整个禁带,但调节等离子体频率只能使缺陷模在一定频率范围内移动.

研究表明,合理地选择缺陷层介电常数、厚度、位置、光子晶体的周期常数和等离子体参数,可以获得特定的缺陷模.这可为设计等离子体光子晶体器件提供理论参考.

-
- [1] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
 - [2] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
 - [3] Yakoyama H, Nishi K, Anan T 1992 *Opt. Quantum Electron.* **24** 245
 - [4] Villeneuve P R, Fan S, Joannopoulos J D 1996 *Phys. Rev. B* **54** 7837
 - [5] Fan S, Villeneuve P R, Joannopoulos J D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3294
 - [6] Hojo H, Mase A 2004 *J. Plasma Fusion Res.* **80** 89
 - [7] Liu S B, Hong W, Yuan N C 2006 *Int. J. Infrar. Millim. Waves* **27** 403
 - [8] Liu S B, Mo J J, 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]
 - [9] Liu S B, Yuan N C, Mo J J 2003 *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.* **13** 187
 - [10] Liu S B, Yuan N C, Liu S Q, Mo J J 2003 *IEEE Proc. Microw. Anten. Propag.* **152** 189
 - [11] Zhuang Z W, Yuan N C, Liu S B, Mo J J 2005 *Plasma Stealth Technology* (Beijing : Science Press) p13 (in Chinese) [庄钊文、袁乃昌、刘少斌、莫锦军 2005 等离子体隐身技术 (北京 科学出版社) 第 13 页]

Study on the defect mode properties of unmagnetized plasma photonic crystals^{*}

Ma Li^{1)†} Zhang Hai-Feng^{2)B)} Liu Shao-Bin⁴⁾

¹⁾ College of Science, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

²⁾ College of Machine and Electronic Science, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

³⁾ Nanjing Branch, Artillery Academy of the Chinese People's Liberation Army, Nanjing 211132, China)

⁴⁾ College of Information Science and Technology, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

(Received 13 October 2007 ; revised manuscript received 25 February 2008)

Abstract

The piecewise linear current density recursive convolution in finite-difference time-domain method is used to study the characteristics of one-dimensional unmagnetized plasma photonic crystals with a defect layer. In the frequency domain, the transmission ratios of electromagnetic Gaussian pulses are computed and we analyzed the effect on defect mode properties of unmagnetized photonic crystals produced by its periodic constant, parameters of plasma and parameters of the defect layer, such as its dielectric coefficient, length and position. The results show that different defect modes can be realized by changing the parameters.

Keywords : finite-different time-domain method, unmagnetized plasma photonic crystals, defect mode

PACC : 5225, 5240, 5265

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

[†] E-mail : lma@ncu.edu.cn