

基于等离子体缺陷层的一维可调谐微波 光子晶体滤波特性*

王身云^{1)†} 刘少斌¹⁾

1) 南京航空航天大学信息科学与技术学院, 南京 210016)

2) 东南大学毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

(2008 年 11 月 24 日收到, 2009 年 3 月 27 日收到修改稿)

等离子体填充到一维介质-真空微波光子晶体的缺陷层构成一种可调谐单通道滤波器. 据等离子体的强色散特性, 其等效折射率与电磁波频率及等离子体频率等参数有关, 因而可以通过改变等离子体参数, 使一维微波光子晶体缺陷层的谐振频率发生偏移, 实现微波光子晶体的可调谐滤波特性. 介质层和等离子体层分别采用了时域有限差分(FDTD)算法及分段线性电流密度卷积时域有限差分(PLJERC-FDTD)算法. 数值模拟表明, 通过改变等离子体频率可以实现滤波通道在光子禁带内较大带宽范围的移动.

关键词: 等离子体, 微波光子晶体, 可调谐滤波

PACC: 5225, 5240, 5265

1. 引 言

光子晶体^[1,2]是由具有不同反射率的材料在空间交迭构成的一种周期性结构. 由于光波在与其波长相匹配的周期结构中运动时, 受到周期性的散射和衍射而产生了光波的频率禁阻. 在该系统中, 某些频段的光波强度因破坏性干涉而呈指数衰减, 无论横向还是纵向的振动, 都无法在介质中传播而形成光子禁带. 光子晶体的另一特性是光子局域, 如果光子晶体原有的周期性或对称性受到破坏, 在其光子禁带中就有可能出现频带较窄的缺陷态, 与缺陷态频率吻合的光波会被限制在出现缺陷的位置. 如果连续输入这种频率的光波, 缺陷位置将汇聚很高的电磁能, 最后光波可以隧穿出缺陷而透过光子晶体. 利用光子晶体的这种特性可以实现单通道滤波器. 由于微波和光波都从属于电磁波谱, 共同遵从麦克斯韦方程, 因而光子晶体的周期尺度被提出时就包含了微波和光波尺度的范围. 当工作频率在微波范围时, 光子晶体有其专门的术语: 电磁晶体 (electromagnetic crystal), 电磁带隙结构 (electromagnetic band-gap, 简称 EBG 结构) 或微波光

子晶体 (microwave photonic crystal).

目前人们所制备的光子晶体绝大多数是不可调的, 光子晶体做出来以后, 禁带的位置、大小就不能再发生变化. 因而近年来对可调光子晶体的研究备受关注, 并被认为是未来光子带隙结构器件走向实用化的主要突破口. 要改变光子晶体的禁带位置, 最早是使用机械的方法来改变光子晶体结构的周期大小^[3,4]. 另一种方法是通过外部施加电、磁、温度等手段改变光子晶体组成材料的电磁特性来实现光子禁带的调整. 由于后者不改变光子晶体原有的空间结构, 因而更具优势. 近年来人们相继提出了液晶光子晶体^[5]、半导体光子晶体^[6]、光子双晶体^[7]、超导光子晶体^[8]、等离子体光子晶体^[9,10]等新型禁带可调光子晶体. 这些光子晶体可作为一种可调谐的带阻滤波器, 而据光子晶体的光子局域的特性, 在一维周期结构中引入缺陷则可实现单(多)通道滤波^[11], 通道频率取决于缺陷的性质. 为了实现这种通道频率的可调谐性, 文献^[12]把向列相液晶材料引入到一维光子晶体缺陷层, 通过外部施加电压改变液晶的等效折射率引起透射波长的改变, 从而实现通道频率的偏移. 本文在介质-真空微波光子晶体中引入等离子体缺陷层构成一种新型微波光子晶体滤波器.

* 毫米波国家重点实验室开放基金(批准号: K200802)资助的课题.

† E-mail: wangsy2006@126.com

等离子体是一种强色散介质,等离子体频率是决定等离子体等效折射率的基本参量之一,其大小与电子密度相关,而电子密度的大小可以通过外部电压改变中性原子的电离度来调整.如果缺陷层的等离子体折射率改变,则缺陷层对入射电磁波的谐振频率将发生偏移,从而可实现这种微波光子晶体滤波器的可调谐性.

2. 数值算法

分析一维光子晶体的传统有效的数值方法是传输矩阵方法,但其忽略了介质表面的电磁损耗,而对

$$E_x^{n+1}(k) = \frac{2\epsilon_0}{2\epsilon_0 + \Delta t(\sigma^0 - \zeta^0)} \times \left[\left(1 - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} \zeta^0 \right) E_x^n(k) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0} \left(\frac{H_y^{n+0.5}(k+0.5) - H_y^{n+0.5}(k-0.5)}{\Delta z} \right) - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} \phi_x^n(k) \right], \quad (1)$$

$$\phi_x^n(k) = (\sigma^0 + \sigma^1 - \zeta^0 - \zeta^1) E_x^n(k) + (\zeta^0 + \zeta^1) E_x^{n-1}(k) + e^{-\nu \Delta t} \phi_x^{n-1}(k), \quad (2)$$

式中 ϵ_0 为真空介电常数, Δt 为时间步长, Δz 为空间步长,其他参量的意义可参考文献 [13]. 等离子体层的磁场迭代方程及介质-真空层的电场和磁场迭代方程与常规 FDTD 算法相同.

3. 物理模型与计算结果

微波光子晶体的禁带大小与交迭介质的介电常数配比有关,配比越大,越易获得禁带较宽的微波光子晶体.首先考虑由介电常数为 9.0 的介质和真空(介电常数为 1)沿 z 轴方向交迭生长的一维微波光子晶体,设置了共由 6 层介质、4 层真空和中间的 1 层等离子体缺陷层构成的对称结构.设定微波光子晶体的中心工作波长为 $\lambda_0 = 0.18 \text{ m}$ (中心工作频率为 $f_0 \approx 1.67 \text{ GHz}$),介质层和真空层的光学厚度均为 $0.25 \lambda_0$,当等离子体频率为零(相当于真空)时缺陷层的光学厚度为 $0.5 \lambda_0$.时域有限差分数值计算的网格划分为:介质层占据 10 个网格,真空层占据 30 个网格,缺陷层占据 60 个网格.微波光子晶体结构两边均设有真空层和完全匹配层,分别占据 8 个网格和 5 个网格.整个 FDTD 计算区域占 266 网格.计算空间步长为 $1.5 \times 10^{-3} \text{ m}$,时间步长为 2.5 ps .整个计算时间进行了 55000 步.为了消除零频入射波

带有缺陷层的光子晶体,光波被限制在缺陷位置的介质表面损耗较大而不能忽略.时域有限差分方法(FDTD)是一种精确有效的数值方法,不仅考虑了所有电磁损耗,也更适合于复杂介质结构的电磁仿真.本文在等离子体缺陷层采用了文献 [13] 中提出的分段线性电流密度卷积时域有限差分算法(PLJERC-FDTD),该算法对各向异性色散介质具有较高的计算精度,且使用较少的计算时间和存储空间.

对一维问题,设 TEM 波沿 z 轴方向传播,麦克斯韦方程中电场和磁场只剩下 E_x 和 H_y 分量.采用 PLJERC-FDTD 算法的电场和卷积项的迭代方程如下:

能量,仿真时入射电磁波为微分高斯脉冲,

$$E(t) = A(\tau - t_0) \exp\left(-\frac{(t - t_0)^2}{2\tau^2}\right) \quad (t > 0), \quad (3)$$

$$E(t) = 0 \quad (t \leq 0), \quad (4)$$

式中 τ 为常数,其取值越小,微分高斯脉冲包含高频分量越多.计算过程中设置了 $\tau = 15$, $t_0 = 50\tau$,幅值 $A = 100$.另一方面,为了使等离子体对电磁波的碰撞吸收较小,数值仿真过程中设定了较低的等离子体的碰撞频率

$$\nu = 10 \text{ MHz}. \quad (5)$$

图 1 给出了缺陷层等离子体的等离子体频率分别取 $\omega_p = 0, 0.8, 1.4 \text{ GHz}$ 时的微波光子晶体频域透射谱.在低碰撞频率的条件下,等离子体的等效折射率可近似表示为

$$n_p = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}, \quad (6)$$

式中 ω 是入射电磁波的角频率, ω_p 为等离子体频率.如果采用电弧放电方式产生等离子体,其大小可以由电极上所加电压产生的电子密度大小来控制,即可以通过外部电压手段来改变等离子体缺陷层的有效光学厚度,实现电磁波在光子禁带内的通道频率的可调谐性.从图 1 中可以看出,当等离子体频率 $\omega_p = 0$ ($n_p = 1$, 相当于缺陷层为真空)时,等离子体缺陷层的光学厚度为 $0.5\lambda_0$,因而在微波光子晶体

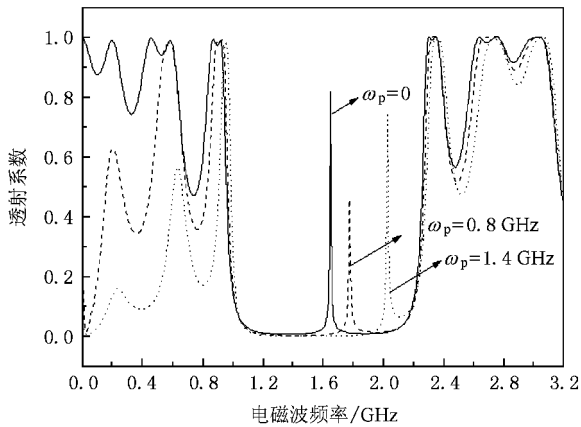


图1 $\omega_p = 0, 0.8$ 和 1.4 GHz 时的频域透射波谱

禁带的中间位置($f_0 \approx 1.67$ GHz)出现了较高较窄的透射峰. 当缺陷层等离子体的等离子体频率增大时, 等离子体的等效折射率变小, 缺陷层的光学厚度减小, 谐振波长随之减小, 透射峰向高频方向偏移. 为了更清楚地看到缺陷层谐振频率处的电磁波如何透射过微波光子晶体, 图2分别给出了 $\omega_p = 0$ 和 0.8 GHz时的两个谐振频率的连续波的空间透射波形, 图2(a)为 $\omega_p = 0$ 时, 与谐振频率接近的 $f_0 = 1.66$ GHz的连续波透射过微波光子晶体的空间波形. 为了对比, 同时给出了 $f_1 = 1.76$ GHz和 $f_2 = 1.56$ GHz(偏离谐振频率约 0.1 GHz)的连续波的空间衰减波形. 图2(b)与图2(a)相似, 当 $\omega_p = 0.8$ GHz时, 缺陷层谐振频率偏移到 $f_0 = 1.78$ GHz, 并给出了入射电磁波为缺陷层谐振频率处的连续波的透射波形和偏移谐振频率 0.1 GHz的 $f_1 = 1.88$ GHz和 $f_2 = 1.68$ GHz连续波的空间衰减波形. 图2的横坐标表示光子晶体元胞空间排列结构, A和B分别代表的是介质层和真空层, 中间为缺陷等离子体层. 纵坐标是微波光子晶体空间透射波与正弦入射源的振幅比值. 从谐振频率的连续波的空间透射波形可以看到, 透射波在缺陷位置的振幅与入射源的振幅比值远大于1, 即光波在缺陷位置被放大. 如果连续输入在谐振频率处的正弦波, 正弦波将在缺陷处汇聚很高的电磁能量后而穿透过微波光子晶体. 图3的计算结果显示了等离子体频率连续变化使得禁带内透射峰偏移的情景, 可以看出在等离子体频率增大的过程中, 微波光子晶体的禁带大小和位置都是固定的, 只改变了缺陷层的谐振频率, 因而只引起透射峰的偏移. 当等离子体频率增大到 1.7 GHz后, 透射峰基本偏移到微波光子晶体禁带的上边界. 从图1和图3还

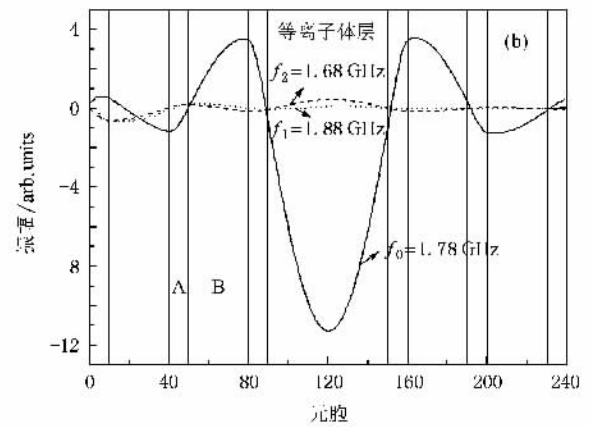
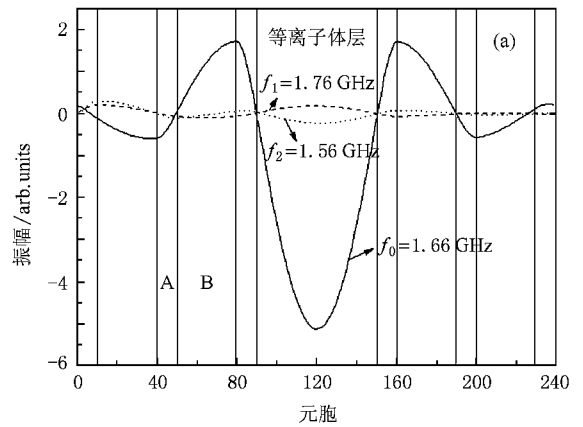


图2 连续波的空间透射波形与衰减波形 (a) $\omega_p = 0$ (b) $\omega_p = 0.8$ GHz

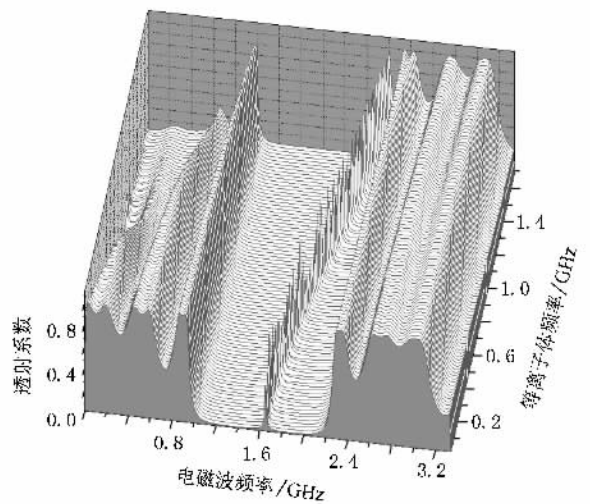


图3 等离子体频率连续变化时的频域透射波谱

可以看出, 微波光子晶体禁带内透射峰的偏移增量与等离子体频率的增量并非正比关系, 原因是等离子体缺陷层的光学厚度与等离子体频率是非线性关

系,且与入射电磁波频率有关.

本文还给出了另一种微波光子晶体结构的算例.将上例结构中的缺陷层的空间厚度增加到 $0.75\lambda_0$,此时 FDTD 仿真的缺陷层网格数为 90,总计计算时间为 65000 步,其他参数与上面的算例相同.此时相当于等离子体频率为零(相当于真空)时增加了等离子体层的光学厚度,透射峰的位置会从中心向低频方向偏移.然后增加等离子体频率,可以使得透射峰从低频再向高频方向偏移,从而可实现在更大带宽范围的通道频率的可调谐性.图 4 给出了这种滤波器结构的当等离子体频率分别为 0,0.6,0.8,1.0,1.2,1.4 和 1.6 GHz 时的频域透射波谱.由于算法中考虑了较低的等离子体的碰撞因素,等离子体层加厚,缺陷层对透射波能量的吸收增加,因而透射峰高度下降.图 5 给出了等离子体频率连续变化时对透射峰偏移的影响.同理当等离子体频率超过

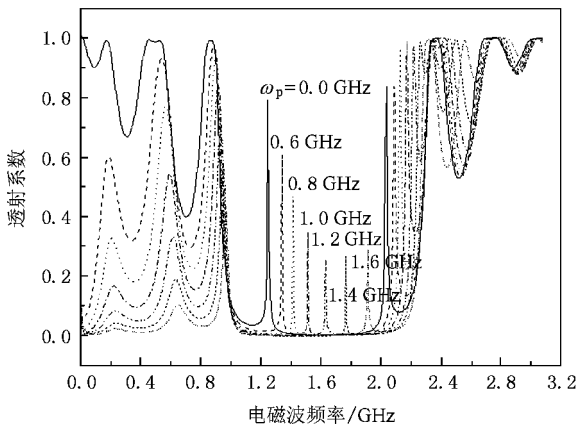


图 4 $\omega_p = 0, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4$ 和 1.6 GHz 时的频域透射谱

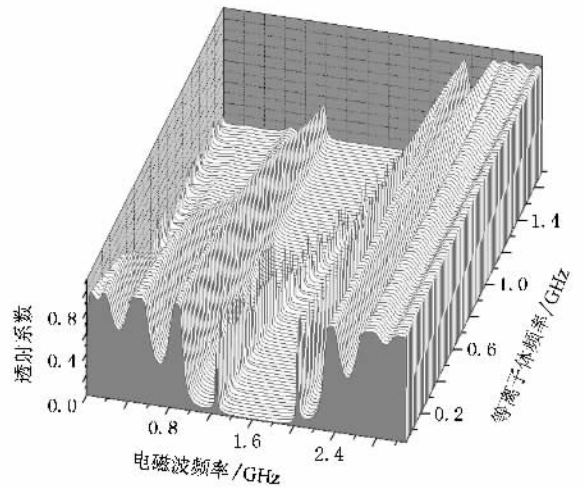


图 5 等离子体频率连续变化时的频域透射波谱

1.7 GHz 后,透射峰会偏移 to 微波光子晶体禁带的上边界.可以看出,这种微波光子晶体滤波器结构可以在更大带宽范围实现滤波频率的调谐性,但是透射波的透过效率下降.

4. 结 论

本文采用 FDTD 算法数值分析了一种新型的基于等离子体缺陷层的一维微波光子晶体结构的可调谐滤波特性.在不破坏微波光子晶体空间结构的前提下,只需通过外部电压手段改变等离子体缺陷层的等效折射率便可在较大带宽范围实现通道频率的可调谐性.这种微波光子晶体单通道滤波器的选择频率具有较高的品质因数,可为制作微波频段的高品质可调谐滤波器件提供一种有效方案.

[1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2069
 [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
 [3] Kim S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 3015
 [4] Park W, Lee J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 4845
 [5] Busch K, John S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 967
 [6] Halevi P, Ramos-Mendieta F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1875
 [7] Kopperschmidt P, Kimerling L C 2000 *Phys. Rev. B* **63** 045101
 [8] Chen Y B, Zhang C, Zhu Y Y 2002 *Mater. Lett.* **55** 12

[9] Hojo H, Mase A 2004 *Plasma Fusion Res.* **80** 89
 [10] Liu S B, Zhu C X, Yuan N C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2804 (in Chinese) [刘少斌、朱长喜、袁乃昌 2005 物理学报 **54** 2804]
 [11] Yano S, Segawa Y 2001 *Phys. Rev. B* **63** 153316
 [12] Li X H, Yang D X, Zhao J L 2007 *Acta Photon. Sin.* **36** 2276 (in Chinese) [李新火、杨德兴、赵建林 2007 光子学报 **36** 2276]
 [13] Liu S B, Yuan N C, Mo J J 2003 *IEEE Microwave and Wireless Components Letter* **13** 187

Tunable filter using plasma defect in one-dimensional microwave photonic crystal^{*}

Wang Shen-Yun^{1,2)†} Liu Shao-Bin¹⁾

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

²⁾ State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing 210096, China)

(Received 24 November 2008 ; revised manuscript received 27 March 2009)

Abstract

A tunable filter is formed when a plasma defect is introduced in the one-dimensional dielectric-air microwave photonic crystal. Plasma is a dispersive medium and its equivalent refractive index is related to the frequency of the incident electromagnetic wave and the plasma frequency, so it is feasible to shift the synton frequency of plasma defect by changing the plasma parameters, which behaves as a tunable filter. In the numerical simulation, the finite-difference time-domain method and the piecewise linear current density recursive convolution finite-difference time-domain method are applied to the dielectric and plasma, respectively. The results show that the filter channel of this microwave photonic crystal can be tuned in a wide band in the photonic band-gap by changing the plasma frequency.

Keywords : plasma, microwave photonic crystal, tunable filter

PACC : 5225, 5240, 5265

^{*} Project supported by the Open Research Program in State Key Laboratory of Millimeter Waves, China (Grant No. K200802).

[†] E-mail : wangsy2006@126.com