

文章编号: 0253-2239(2003)05-565-07

时域有限差分法在光波导分析中的应用及改进*

朱燕杰¹ 董小鹏^{1,3} 杨晓理¹ 陈迎潮² 石志东³

1 厦门大学电子工程系, 厦门 361005
2 美国南卡罗莱纳大学电子工程系, 美国 29208
3 上海大学光纤研究所, 上海 201800

摘要: 对时域有限差分算法在圆柱坐标下弱导光纤中应用时吸收边界条件的设置及其对计算精度的影响进行了讨论, 提出了改善的方法。并且将这种方法应用于一般光纤和光子晶体光纤传输特性的计算, 得到了有用结果。

关键词: 导波光学; 时域有限差分法; 良匹配层; 光波导; 光子晶体光纤

中图分类号: TN252 文献标识码: A

1 引 言

时域有限差分算法(FDTD)是在时域分析电磁波传输问题的一种有效方法。这种算法由于直接在时域计算, 计算机的存储空间和计算时间可大为节省, 并且具有简单直观的特点, 特别是它可以通过在时域的一次计算得到较大频域范围内的信息, 与单纯频域计算方法相比有更高的效率。时域有限差分算法是直接基于麦克斯韦方程的, 因此它具有广泛的适用性。

由于光波导是开放式结构, 用有限网格划分空间并进行计算时, 需要设置好光波导的吸收边界条件。以通信系统常用的弱导光纤为例, 低阶模场在远离芯子区域才衰减到足够小的数值, 在这种情况下, 为减小网格数, 必须引入适当的吸收边界条件把计算空间截断, 从而将无限延伸结构的电磁问题化为有限结构的电磁问题进行求解。理想的吸收边界条件应保证在截断边界处只有向外传播的波而没有向内传播的反射波, 即在吸收边界是完全匹配的。

由于一般光波导芯区与包层折射率相差很小, 而波导尺寸相对工作波长又大很多, 因此在运用时域有限差分算法分析时, 必须在波导横截面设置适

当的吸收边界条件, 才能在保证光波导计算精度的基础上, 节省计算机的存储空间和计算时间, 提高时域有限差分算法方法的计算效率。

本文首先对时域有限差分算法的原理与步骤进行论述, 然后对弱导光纤, 分析不同吸收边界设置对计算结果的影响, 提出适合该类光波导情况的吸收边界设置条件, 并将结果与精确解进行比较。这种时域有限差分算法方法也可以应用于二维不均匀性的波导中。

本文对目前在国际上受到广泛关注的光子晶体光纤, 首次用这种方法得到了基模的场分布图。这一方法对分析不均匀光波导传输特性有很大应用前景。

2 时域有限差分算法的基本原理和计算公式

在圆柱坐标系下, 光波导中导模随传输方向 z 的依赖关系可以写为 $\exp(-j\beta z)$, 其中 β 为对应模式的传输常量。为此, 光波导中电磁场各分量可以表示为

$$\{E, H\} = [jE_R(r, \phi), jE_\phi(r, \phi), E_z(r, \phi), H_R(r, \phi), H_\phi(r, \phi), jH_z(r, \phi)] \exp(-j\beta z), \quad (1)$$

* 国家自然科学基金(69777012, 69177026)及福建省自然科学基金(A0010004)资助课题。

E-mail: xpd@jingxian.xmu.edu.cn

收稿日期: 2001-12-03; 收到修改稿日期: 2002-04-11

其中 (r, ϕ) 是圆柱波导的横截面坐标。

将以上电磁场对变量 z 的偏导数写为 $\partial/\partial z = -j\beta$, 则电磁场在波导中的麦克斯韦方程可用如下矩阵表示

$$\begin{bmatrix} 0 & j\beta & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \\ -j\beta & 0 & -\frac{\partial}{\partial r} \\ -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_R \\ H_\phi \\ jH_z \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_0 \epsilon_R \begin{bmatrix} E_R \\ E_\phi \\ E_z \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中 ϵ_0 为真空中的介电常量, ϵ_R 为介质的相对介电常量。

时域有限差分算法直接把含有时间变量的麦克斯韦旋度方程在叶氏 (Yee) 网格^[1]空间中转化为差分方程。根据直角坐标下叶氏网格的取法, 圆柱坐标下的网格结构如图 1 所示。在这种差分格式中每个网格点上的电场 (或磁场) 分量仅与它相邻的磁场 (或电场) 分量及上一时间步该点的场值有关。在每一时间步计算网格空间中各点的电场和磁场分量, 随着时间步的推进, 即能直接模拟电磁波的传播及

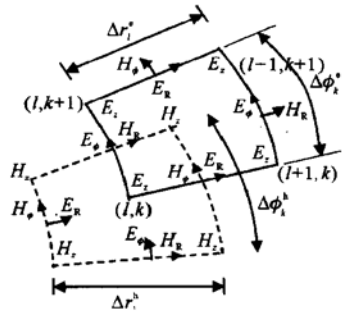


Fig. 1 Topology of the dual 2D-CFDTD cells based on a non-uniform, cylindrical grid

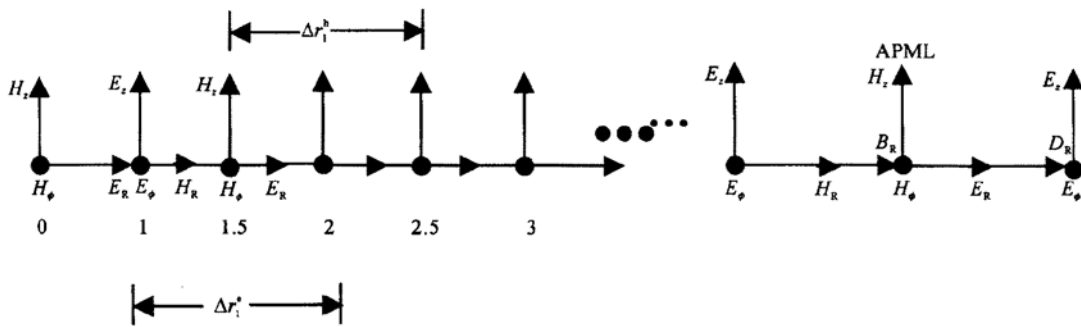


Fig. 2 The first three cells in the non-uniform FDTD region and the last cell in the uniform APM (anisotropic perfectly matched layer) region

其与物体的相互作用过程。

对具有轴对称结构的圆柱形光波导 (如光纤), 电磁场在角度方向的变化为正弦或余弦的形式, 此时方程 (2) 中电磁场分量对空间变量 ϕ 的偏导数可以简化为 $\partial/\partial\phi = \pm m$ 。其中 m 为一整数, 表示电磁场沿 ϕ 方向变化的次数。于是方程 (2) 可简化为

$$\begin{bmatrix} 0 & j\beta & \frac{m}{r} \\ -j\beta & 0 & -\frac{\partial}{\partial r} \\ -\frac{m}{r} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_R \\ H_\phi \\ jH_z \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_0 \epsilon_R \begin{bmatrix} E_R \\ E_\phi \\ E_z \end{bmatrix}, \quad (3)$$

推导上面的旋度方程的差分形式时, 只有电磁场对空间变量 r 的偏导数需按中心差商的原则近似, 方程 (2) 简化为一维时域有限差分法的问题 (1D-FDTD)。显然一维时域有限差分算法只在径向对电磁场分量进行离散化, 网格结构如图 2 所示。

根据图 2 的网格划分, 将方程 (3) 中电磁场分量进行离散化, 可得到一维时域有限差分算法用于计算机模拟的差分方程组

$$E_R^{n+1}(l+1/2) = E_R^n(l+1/2) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_R(l+1/2)} \left[\beta_z H_\phi^{n+1/2}(l+1/2) - \frac{m H_z^{n+1/2}(l+1/2)}{r(l+1/2)} \right], \quad (4a)$$

$$E_\phi^{n+1}(l) = E_\phi^n(l) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_\phi(l)} \left[\beta_z H_R^{n+1/2}(l) + \frac{H_z^{n+1/2}(l+1/2) - H_z^{n+1/2}(l-1/2)}{\Delta r_l} \right], \quad (4b)$$

$$E_z^{n+1}(l) = E_z^n(l) +$$

$$\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_r(l)} \left| \frac{r(l+1/2)H_\phi^{n+1/2}(l+1/2) - r(l-1/2)H_\phi^{n+1/2}(l-1/2)}{r(l)\Delta r_l} + \frac{m}{r(l)}H_R^{n+1/2}(l) \right|, \quad (4c)$$

其中 $\Delta r_l = r_{l+1} - r_l$, $l = 0, \dots, N_R - 1$, N_R 是 r 方向的总网格数。

3 吸收边界条件及其参量的选取

时域有限差分算法的一个重要特点是,在需要计算电磁场的全部区域建立叶氏网格计算空间。在解决光波导传输问题时,光波导实际尺寸相对于光传输波长很大,必须在适当的地方设置边界条件截断网格。这种边界条件的设置不仅要能保证边界计算的必要精度,而且还要求能大大消除非物理因素引起的入射到截断边界的波的反射,使有限的网格空间能模拟电磁波的传播。这种边界条件称为吸收边界条件(Absorbing boundary condition)。

在时域差分法发展的早期,吸收边界条件的改善是时域有限差分法能否得到广泛应用的关键,为此 Engquist-Majda^[2]、G. Mur^[3]、Fang-Mei^[4] 等人都提出多种吸收边界条件。1994 年伯伦格尔(Berenger)提出一种新颖的由吸收媒质构成的良匹配层(Perfectly matched layer)的概念^[5],这种人工设计的良匹配层由有耗导电、导磁媒质组成,可吸收任意入射角、任意频率、任意偏振态的入射电磁波。直角坐标系下采用良匹配层得到的反射系数比采用 Mur 提出的二阶吸收边界条件低三个数量级以上^[6],在国际上引起很大反响,许多学者对它进行了广泛研究。

良匹配层在微波和天线传输问题中已得到广泛的应用。我们也采用这种良匹配层作为分析弱导光纤传输问题的吸收边界,并对采用这种吸收边界条

件的误差进行了分析,提出良匹配层参量的改进方法,得到适合于分析弱导光纤问题的良匹配层媒质。

在圆柱光波导分析中,只需在径向对电磁场网格进行截断,因此在径向设置良匹配层媒质。良匹配层媒质中电磁场满足的麦克斯韦方程可以表示为

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mu \Lambda \mathbf{H}, \quad (5)$$

其中 Λ 为这种媒质的相对介电常量和磁导率的对角矩阵,可以表示为

$$\epsilon_{\text{RPM}} = \mu_{\text{RPM}} = \Lambda = \begin{bmatrix} 1/a & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 \\ 0 & 0 & a \end{bmatrix}, \quad (6)$$

其中 $a = 1 + \sigma_R / j\omega$ 为有耗媒质的媒质参量, σ_R 为良匹配层介质的电导率,其值沿径向的变化用如下多项式分布:

$$\sigma_R = \sigma_{\text{max}} \frac{|r - r_0|^n}{D_{\text{PML}}^n}, \quad (7)$$

其中 r_0 为良匹配层内边的半径, D_{PML} 为良匹配层媒质层的厚度, n 为反映良匹配层媒质中电导率变化快慢的多项式阶数, σ_{max} 是一个常量,由伯伦格尔经验公式^[5]给出

$$\sigma_{\text{max}} \approx \frac{n+1}{15N_{\text{APML}}\pi\Delta r\sqrt{\epsilon_R}}, \quad (8)$$

其中 N_{APML} 为良匹配层媒质厚度, ϵ_R 为良匹配层媒质的相对介电常量。为计算方便引入中间参量

$$D_R = \frac{\epsilon_0 \epsilon_R}{1 + \sigma_R / (j\omega \epsilon_0)} E_R,$$

得到良匹配层媒质中麦克斯韦方程的差分方程

$$D_R^{n+1}(l+1/2) = D_R^n(l+1/2) - \frac{m\Delta t}{r(l+1/2)}H_z^{n+1/2}(l+1/2) + \beta_z \Delta t H_\phi^{n+1/2}(l+1/2), \quad (9a)$$

$$E_R^{n+1}(l+1/2) = E_R^n(l+1/2) + \frac{2 + \Delta t \sigma_R}{2\epsilon_0} D_R^{n+1}(l+1/2) - \frac{2 - \Delta t \sigma_R}{2\epsilon_0} D_R^n(l+1/2), \quad (9b)$$

$$E_\phi^{n+1}(l) = \frac{2 - \Delta t \sigma_R}{2 + \Delta t \sigma_R} E_\phi^n(l) - \frac{2\beta_z \Delta t}{\epsilon_0(2 + \Delta t \sigma_R)} H_R^{n+1/2}(l) - \frac{2\Delta t}{\epsilon_0 \Delta t(2 + \Delta t \sigma_R)} [H_z^{n+1/2}(l+1/2) - H_z^{n+1/2}(l-1/2)], \quad (9c)$$

$$E_z^{n+1}(l) = \frac{2 - \Delta t \sigma_R}{2 + \Delta t \sigma_R} E_z^n(l) + \frac{2\Delta t}{\epsilon_0(2 + \Delta t \sigma_R)} \frac{m}{r(l)} H_R^{n+1/2}(l) + \frac{2\Delta t}{\epsilon_0 r(l) \Delta r(2 + \Delta t \sigma_R)} [r(l+1/2)H_\phi^{n+1/2}(l+1/2) - r(l-1/2)H_\phi^{n+1/2}(l-1/2)]. \quad (9d)$$

在良匹配层媒质中使用(9)式作为迭代公式,在良匹配层的外边界使用硬截止边界条件,即认为边界外切向电场分量和法向磁场分量为0,称为电壁边界条件。在实际计算中如果良匹配层参量设置合适,在良匹配层外边界是可以认为满足电壁边界条件的。

4 数值计算结果及讨论

以上一维时域有限差分算法及良匹配层吸收边界条件在分析金属波导特性中,计算误差小于0.5%^[7]。在分析光纤传输特性时,使用同样的计算方法,发现即使在光纤的单模工作区,计算结果也表明在这个频率区间出现两个或多个模式。如果在单个网格大小不变情况下,增加计算网格数,伪模式逐渐消失,当计算网格区间大到和实际光纤尺寸相当的时候,才看到单模工作的现象,此时工作频率与实际值误差小于0.15%。

在网格数少时单模工作区出现两个或两个以上模式的现象,是由于边界条件设置的不当引起的。这说明广泛应用于微波波段电磁波传输问题的良匹

配层参量设置在分析弱导光纤传输特性时会出现问题,引入非物理模式。这说明采用传统参量设置截断边界不能满足光波导分析要求,网格空间的截断处出现了电磁波反射。单纯增加网格数解决这个问题,显然在计算存储空间和计算时间上有很大牺牲。因此,寻找可适用于光波导分析的良匹配层参量十分必要。

从良匹配层计算空间的迭代(9)式可以看到,在良匹配层靠近原始计算空间的边界上不出现在反射的条件是,此边界上的电导率 σ_R 为0。而增大良匹配层媒质 σ_R 的数值是使良匹配层媒质中的电磁场迅速衰减为0的条件。所以良匹配层媒质中 σ_R 的选择十分关键,分析微波问题采用的经验(8)式不能适用于光波导问题的分析。

经过多次计算发现,当 σ_{max} 的取值为经验(8)式中确定值的3~4倍时,网格数为150时就可以完全去掉由于边界条件引入的非物理模式。图3显示当 σ_{max} 取值增大时非物理模式逐渐消失的现象[图中 $E_f(f)$ 为 E_ϕ 的幅值]。图中经验值是指按公式(9)计算得到的数值。

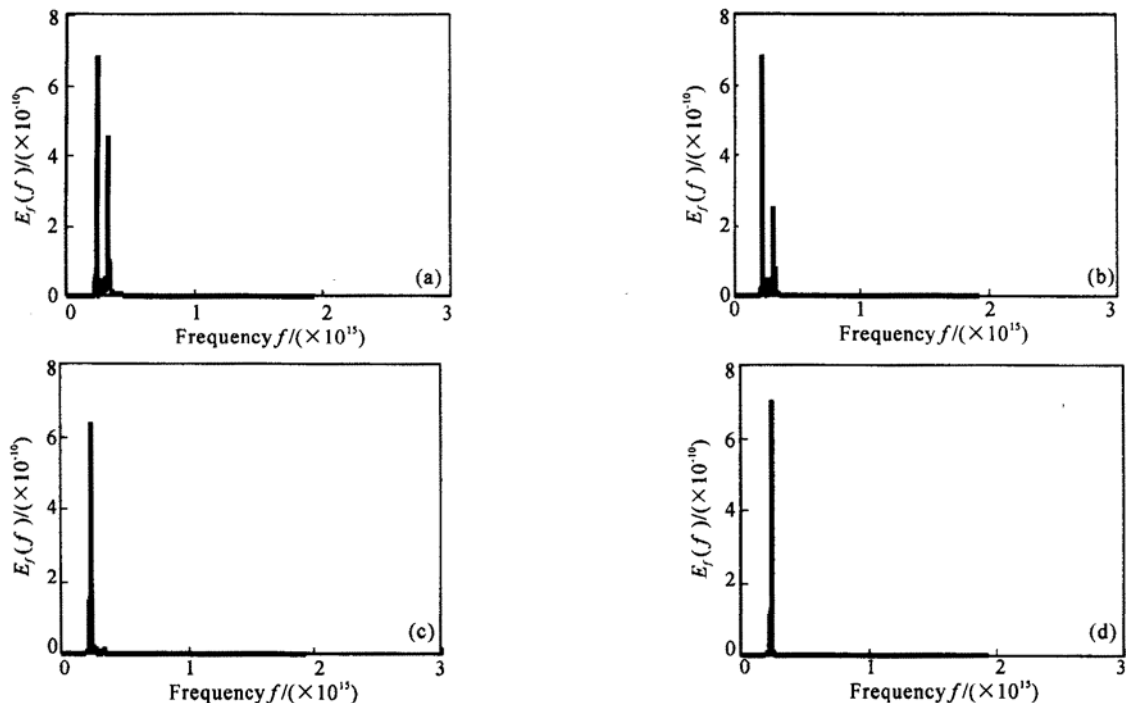


Fig. 3 The disappearing of the pseudo-mode with the selection of different values of σ_{max} . (a) $\sigma_{max} = 0.5\sigma_{exp}$; (b) $\sigma_{max} = \sigma_{exp}$; (c) $\sigma_{max} = 2\sigma_{exp}$; (d) $\sigma_{max} = 3.5\sigma_{exp}$, where σ_{exp} is the experience value

为了验证这种良匹配层边界条件的吸收效果,我们采用衡量良匹配层边界条件好坏的常用方法,即比较同一脉冲在大量网格空间与在少量网格空间

但边界用良匹配层作为吸收边界两种情况下传输的变化。第一种情况网格数为1000,在第十格网格点设置一个脉冲,在这个脉冲的左边设置一个磁壁。

第二种情况网格数为 150, 在第 150 个网格上设置一个 8 层良匹配层媒质, 同样在第十个网格点设置相同的脉冲, 也在同样位置设置磁壁。经过足够第二种情况下脉冲经良匹配层媒质多次反射的时间步, 但第一种情况下脉冲还未到达边界, 然后在第 100 个网格点观察两个脉冲经过的情况, 发现在该点两个脉冲完全相同, 如图 4 所示。这说明第二种情况下良匹配层媒质没有对脉冲产生影响。

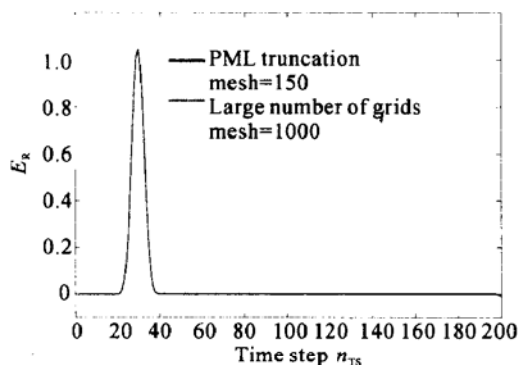


Fig. 4 Comparison of the pulse transmission between the PML truncation and the large mesh calculation

应用上面一维时域有限差分算法以及改进的良匹配层边界条件, 我们分析了阶跃型光纤的传输特性并和精确结果进行了对比。阶跃型光纤各导模传

输常量的精确解可通过解本征值方程得到^[8]。计算所用的光纤参量为: 芯径为 8 μm , 包层直径为 125 μm , 芯子折射率为 1.46, 包层折射率为 1.455。分析此光纤前三个高阶模的传输特性, 结果如图 5 所示。可以看到用这种一维时域有限差分算法得到的结果与用解本征值方程法得到的结果拟合得很好。具体数值结果表 1 所示。从表 1 可以看出用这种一维时域有限差分算法得到的光纤工作波长相对误差不超过 0.15%。

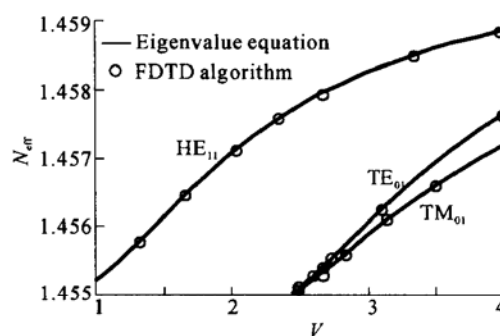


Fig. 5 Comparison of the normalized effective propagation constant N_{eff} of the first three modes in step-index fiber obtained from the eigenvalue equation and the FDTD method, respectively. V is the normalized frequency of the fiber

Table 1. Comparison of the calculated results obtained from 1D-FDTD method and the eigenvalue equation

Basic mode propagation character $\beta/(\times 10^6 \text{ rad/m})$	5.0000	6.0000	7.0000	8.0000	9.0000	10.0000
Working wavelength by eigenfunction $\lambda_0/\mu\text{m}$	1.8303	1.5258	1.3083	1.1451	1.0181	0.9164
Working wavelength by FDTD $\lambda_0/\mu\text{m}$	1.8310	1.5258	1.3078	1.1442	1.0171	0.9153
Relative error $ \lambda_1 - \lambda_0 /\lambda_0/\%$	0.04152	0.00262	0.03975	0.07161	0.09823	0.1211

这种一维时域有限差分算法不仅计算精度较高, 而且由于算法本身是在时域中进行计算, 可以准确地分析在一个频段内, 光纤中传输的全部模式, 明显优于其他数值计算方法。此外, 在一次计算中如果记录光纤各个点的电磁场值, 还可以在不增加计

算次数的条件下, 同时得到光纤的场分布图。

将上述时域有限差分算法推广到二维光波导问题分析中, 从(3)式的矩阵形式的麦克斯韦方程出发, 我们也可得到相应的差分方程:

$$E_{\text{R}}^{n+1}(l+1/2, k) = E_{\text{R}}^n(l+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{R}}(l+1/2, k)} \left[\frac{H_z^{n+1/2}(l+1/2, k+1/2) - H_z^{n+1/2}(l+1/2, k-1/2)}{r(l+1/2) \Delta \phi_k^h} + \mathfrak{H}_{\phi}^{n+1/2}(l+1/2, k) \right], \quad (10a)$$

$$E_{\phi}^{n+1}(l, k+1/2) = E_{\phi}^n(l, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{R}}(l, k+1/2)} \left[-\mathfrak{H}_{\text{R}}^{n+1/2}(l, k+1/2) - \frac{H_z^{n+1/2}(l+1/2, k+1/2) - H_z^{n+1/2}(l-1/2, k+1/2)}{\Delta r_l^h} \right], \quad (10b)$$

$$E_z^{n+1}(l, k) = E_z^n(l, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{R}}(l, k)} \left[\frac{n(l+1/2)H_{\phi}^{n+1/2}(l+1/2, k) - r(l-1/2)H_{\phi}^{n+1/2}(l-1/2, k)}{r(l) \Delta r_l^h} - \frac{H_{\text{R}}^{n+1/2}(l, k+1/2) - H_{\text{R}}^{n+1/2}(l, k-1/2)}{r(l) \Delta \phi_k^h} \right]. \quad (10c)$$

与电场相应的磁场分量可以同样得到,为节省篇幅这里从略。用前面计算过的阶跃型光纤进行比

较,同样得到与解本征值方程结果符合良好的结果,如表 2 所示。

Table 2. Comparison of the calculation results obtained from 2D-FDTD method and the eigenvalue equation

Basic mode propagation character $\beta / (\times 10^6 \text{ rad/m})$	5.0000	6.0000	7.0000	8.0000	9.0000	10.0000
Working wavelength by eigenfunction $\lambda_0 / \mu\text{m}$	1.8303	1.5258	1.3083	1.1451	1.0181	0.9164
Working wavelength by FDTD $\lambda_0 / \mu\text{m}$	1.8294	1.5230	1.3056	1.1423	1.0159	0.9145
Relative error $ \lambda_1 - \lambda_0 / \lambda_0 / \%$	0.0443	0.1854	0.2049	0.2437	0.2132	0.2128

我们再进一步分析目前倍受关注的新型光纤-光子晶体光纤的传输特性。这种光纤的横截面折射率分布如图 6 所示,图中空气洞在 SiO_2 基质材料上呈等边六角形排列,空气洞的直径为 $1 \mu\text{m}$,折射率为 1,空气洞的间隔为 $4 \mu\text{m}$, SiO_2 基质材料折射率为 1.45,整个光子晶体光纤的直径为 $125 \mu\text{m}$ 。这种光纤具有许多新颖的传输特性。大量文献报道其横截面内光斑图呈六瓣形^[9]。应用时域有限差分法,我们分析了这种结构,得到了与文献结果一致的基模光场分布,如图 7 所示。有关采用时域有限差分算法计算光子晶体光纤传输特性的进一步结果,我们将在后续工作中陆续报道。

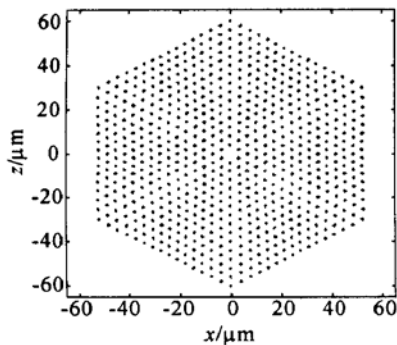


Fig. 6 Cross section of the PCF (photonic crystal fiber), where the air holes are arranged hexagonally in the cladding region

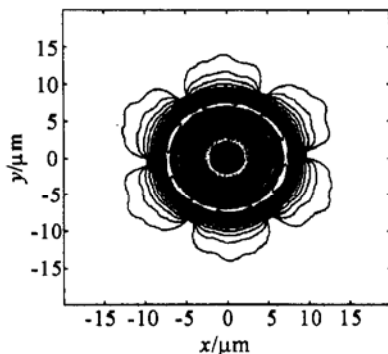


Fig. 7 Electric field distribution of the fundamental mode in a PCF ($\lambda = 0.904 \mu\text{m}$)

结论 本文采用时域有限差分算法和选取良匹配层媒质作为吸收边界,分析了弱导光纤的传输特性,对传统良匹配层媒质参量不适用光波导分析的情况进行了讨论与改进,避免了非物理模式的出现,在较少网格空间下取得了良好的计算结果,大大节约了存储空间和计算时间,提高了计算效率。我们也将二维的时域有限差分算法应用于光子晶体光纤的计算,得到了与理论预期与实验一致的结果。时域有限差分法在光波导问题分析中有很大的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 1966, **14**(3): 302~ 307
- 2 Engquist B, Majda A. Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Mathematics of Computation*, 1977, **31**(139): 629~ 651
- 3 Mur G. The modeling of singularities in the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1981, **29**(10): 1073~ 1077
- 4 Fang J Y, Mei K K. A super-absorbing boundary algorithm for numerical solving electromagnetic problems by time-domain finite difference method. *IEEE AP-S International Symposium*. New York: Syracuse, June 6~ 10, 1988. 427~ 475
- 5 Berenger J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput. Phys.*, 1994, **144**(2): 185 ~ 200
- 6 Taflov A. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. London: London Artech House Boston, 1995. 181~ 194
- 7 Chen Y C, Mitra R. A highly efficient finite-difference time-domain algorithm for analyzing asymmetric waveguides. *Microwave and Optical Technology Letters*, 1997, **15**(4): 201~ 203
- 8 Snyder A W, Love J D. *Optical Waveguide Theory* (光波导理论). Yao Huihai *et al.*. Transl., Beijing: People's Post and Comm. Press, 1991, Chapter 12 (in Chinese)
- 9 Knight J C, Birks T A, Russell P S J *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~ 1549

Application and Improvement of Finite-Difference Time-Domain Algorithm in the Analysis of Optical Waveguides

Zhu Yanjie¹ Dong Xiaopeng^{1,3} Yang Xiaoli¹ Chen Yingchao^{1,2} Shi Zhidong³

1 Department of Electronic Engineering, University of Xiamen, Xiamen 361005

2 Department of Electronic Engineering, University of South Carolina, 29208, U. S. A

3 Institute of Fiber Optics, Shanghai University, Shanghai 201800

(Received 3 December 2001; revised 11 April 2002)

Abstract: The application of CFDTD (cylindrical finite-difference time-domain) algorithm in the analysis of weak-guiding optical fiber and other types of fibers is discussed. Especially, the setting of the absorbing boundary condition and the calculation error are presented, improvement way is proposed. Further more, this method is applied to the calculation of propagation characters of optical fiber and the photonic crystal fiber, some useful results are given.

Key words: guiding wave optics; FDTD; algorithm; perfectly matched layer (PML); optical waveguide; photonic crystal fiber