

文章编号: 2095-4980(2024)11-1270-07

基于 FDTD 算法的表面阻抗吸收边界的研究

颜 艳, 陈 华*, 朱永豪, 张纪芳

(昆明理工大学 理学院, 云南 昆明 650500)

摘 要: 吸收边界条件是时域有限差分(FDTD)算法解决电磁计算问题的一种重要条件。对 4 种吸收边界方法: 卷积完美匹配层(CPML)、表面阻抗吸收边界条件(SIBC)和 2 种媒介吸收体的原理进行推导, 通过 Matlab 软件对 FDTD 算法进行编程计算。将 4 种方法用于微带低通滤波器和分支耦合器 2 个微带结构中, 计算其反射系数。通过改变空气层厚度和迭代步长, 4 种方法均能得到正确的结果。对比分析 4 种吸收边界方法在 2 个模型中的计算时间、内存占用、误差百分比, 可知 SIBC 占用内存最少, 计算效率更高, 误差百分比为 1.63%。

关键词: 时域有限差分法; 卷积完美匹配层边界条件; 表面阻抗吸收边界条件; 数值模拟计算

中图分类号: O441.4

文献标志码: A

doi: 10.11805/TKYDA2023069

Study on surface impedance absorption boundary based on FDTD algorithm

YAN Yan, CHEN Hua*, ZHU Yonghao, ZHANG Jifang

(Faculty of Science, Kunming University of Science and Technology, Kunming Yunnan 650500, China)

Abstract: Absorption boundary condition is an important condition for solving electromagnetic computing problem by Finite Difference Time Domain(FDTD) algorithm. First of all, four absorption boundary methods are selected, and the principles of Convolution Perfectly Matched Layer(CPML), Surface Impedance Boundary Conditions(SIBC) and the absorbers are derived respectively; FDTD algorithm is programmed and calculated by Matlab software. Then, the four methods are applied to two microstrip structures, the low-pass filter and the branch coupler, and the reflection coefficient is calculated. By changing the thickness of the air layer and the iteration step size, the four methods can get the correct results. Finally, the results of the two models are compared and analyzed in terms of computing time, memory usage and percentage of error. Compared to other absorption methods, SIBC has the least memory usage, higher computational efficiency, and an error percentage of 1.63%.

Keywords: Finite-Difference Time-Domain method; Convolution Perfectly Matched Layer boundary conditions; Surface Impedance Boundary Conditions; numerical simulation

自电磁场的 Maxwell 方程组提出以来, 基于此方程的理论研究和电磁应用得到了快速发展。尤其在无线电波传播、移动通信、天线仿真、雷达技术、电磁兼容、灾害应急决策等领域应用十分广泛。在数值计算电磁学中, 时域有限差分(FDTD)方法是最为简单方便的算法。FDTD 是一种全波分析算法, 当分析电磁辐射、散射等问题时, 需要在 FDTD 中引入一种边界条件, 对无限大的计算空间进行截断, 从而在有限网格空间中模拟开放空间或无限空间中的电磁波的传播^[1-5]。

完美匹配层(Perfectly Matched Layer, PML)是 Berenger 于 1994 年针对电磁波提出的一种非物理吸收边界条件, 因其在截断面上具有对任意方向及任何频率的波都不产生反射的优势而备受关注, 但 PML 在吸收凋落模式下效率不高, 并且当截断网格边长或迭代时间较长时会遭受迭代后期反射。复频移(Complex Frequency Shifted, CFS)-PML 吸收边界条件是基于坐标伸缩 Maxwell 方程导出平面波在计算区域分界面上无反射的条件, 该方法可以克服 PML 在低频波和倏逝波在入射时反射过高的情况, 但由于算法中引入了新的自由度, 其他辅助量的加入导致内存消耗增加并直接影响了计算效率。直到 2000 年, S D Gedney 引入卷积循环运算的形式, 提出了卷积完

收稿日期: 2023-03-20; 修回日期: 2023-05-09

基金项目: 国家重点研发计划基金资助项目(2018YFB2200500); 云南省科技厅面上基金资助项目(202201AT070202)

*通信作者: 陈 华 email:cherrychen40600@163.com

全匹配层(CPML), E Becache 对此条件的稳定性也做出了验证。由于 CPML 具有独特的优势, 一经提出就被广泛运用到各种各样的电磁仿真软件中, 如 Lumerical FDTD Solution、CST Studio Suite 等, 都采用 CPML 进行截断边界从而模拟无限大空间。2019 年, 尤双双等将 CPML-FDTD 应用到矿山地质的灾害应急模拟中, CPML 表现出很好的吸波效果^[6-10]。当涉及计算电大尺寸目标及薄涂层问题时, FDTD 通常需要将网格单元尺寸设置得非常小才能保证有较好的计算精确度, 但这样势必会引起时间与内存的大量消耗。由于 CPML 吸收边界条件都是利用一定厚度的损耗层实现对入射波的吸收, 不仅增加了网格数, 还引入了很多特殊的参数, 迭代较为复杂, 导致计算机内存消耗增多, 计算耗时较长。

表面阻抗吸收边界条件(SIBC)描述了自由空间和吸收边界交界面上场的分布, 实现了自由空间的外延^[11-15]。表面阻抗的概念于 1944 年首次提出, 广泛用于频域中许多简单的电磁问题。1992 年, Maloney 和 Smith 首次将 SIBC 引入到 FDTD 方法中分析时域问题, 同时研究了有耗电介质半空间的电磁问题^[16]。1995 年, K S Oh 和 J E Schutt-Aine 提出了一种对表面阻抗作一阶有理近似实现 SIBC-FDTD 的算法^[17], 仅适用于一维和二维的模型。随后, L Proekt 和 S Yuferev 等对一阶有理近似算法做优化^[18], 利用微扰技术进行改善, 并完善介质边界处的算法。2005 年, R M Makinen 和 H De-Gerseme 等将一阶有理近似算法推广到三维问题^[19], 开始研究 3D 立方体结构。2014 年, 施丽娟和马辉等提出了一种基于并置节点的 SIBC-FDTD 方法^[20], 分析了等离子体涂层覆于导体的电磁问题, 并验证了算法的收敛性。2019 年, Uno 和 Arima 等使用 SIBC-FDTD 分析了位于超表面上的天线的电磁响应^[21]。毛云龙团队针对吸收边界条件内存占用高、计算复杂的问题, 指出表面阻抗吸收边界条件(SIBC)与 CPML 相比, 能有效减少计算机内存, 提高计算效率^[22]。尽管 SIBC 一直在快速发展, 但对于复杂结构的计算, 如何进一步提高计算精确度还需要继续研究。

本文首先对 CPML 与 SIBC 吸收边界进行详细推导, 并对 2 种吸收体进行了相关参数的定义; 然后采用 4 种方法计算低通滤波器和分支耦合器的散射系数, 通过调整参数使模型满足其性能; 最后对 4 种方法的计算时间与精确度仿真结果进行分析对比。

1 CPML 吸收边界条件

CPML 是基于坐标伸缩的 Maxwell 导出的平面波在分界面无反射的条件。坐标伸缩就是在频域将原 Maxwell 方程的算子 ∇ 换为 ∇_s , 有:

$$\nabla_s = x \times \frac{1}{S_x} \times \frac{\partial}{\partial x} + y \times \frac{1}{S_y} \times \frac{\partial}{\partial y} + z \times \frac{1}{S_z} \times \frac{\partial}{\partial z} \quad (1)$$

式中 S_x 、 S_y 、 S_z 为延伸坐标矩阵。

为不失一般性, 在有损媒质中, 处于延伸坐标中的 PML 频域方程为(以 E_z 为例):

$$j\omega\varepsilon_z E_z + \sigma_z^e E_z = \frac{1}{S_{ex}} \times \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{1}{S_{ey}} \times \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2)$$

式中: E 为电场强度; H 为磁场强度; ε 为媒介中的介电常数; σ^e 为电导率。

根据复频移算法^[10]:

$$S_{ex} = 1 + \frac{\sigma_{pex}}{j\omega\varepsilon_0} \Rightarrow S_{ex} = \kappa_{ex} + \frac{\sigma_{pex}}{\alpha_{ex} + j\omega\varepsilon_0} \quad (3)$$

式中: σ_{pex} 为 PML 电导率; κ_{ex} 、 α_{ex} 为新引入的参数。

这样复延伸变量为:

$$S_{ei} = \kappa_{ei} + \frac{\sigma_{pei}}{\alpha_{ei} + j\omega\varepsilon_0} \quad (i=x, y \text{ 或 } z) \quad (4)$$

式中 κ_{ei} 、 α_{ei} 为新引入的参数, 取值为 $\kappa_{ei} \geq 1, \alpha_{ei} \geq 0$ 。

根据式(4)的频域方程可将时域方程表示为:

$$\varepsilon_z \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma_z^e E_z = \bar{S}_{ex} \times \frac{\partial H_y}{\partial x} - \bar{S}_{ey} \times \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (5)$$

式中 \bar{S}_{ex} 、 \bar{S}_{ey} 为时域函数。

式(4)中的卷积项可写成开放形式:

$$\zeta_{ex} \times \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} = \int_{\tau=0}^{\tau=t} \zeta_{ex}(\tau) \frac{\partial \mathbf{H}_y(t-\tau)}{\partial x} d\tau \quad (6)$$

式中: ζ_{ex} 为卷积函数; $d\tau$ 为最小卷积单元。

写成离散形式:

$$\int_{\tau=0}^{\tau=t} \zeta_{ex}(\tau) \frac{\partial \mathbf{H}_y(t-\tau)}{\partial x} d\tau \approx \sum_{m=0}^n Z_{0,ex}(m) [\mathbf{H}_x^{n-m+1/2}(i,j,k) - \mathbf{H}_x^{n-m+1/2}(i-1,j,k)] \quad (7)$$

式中 $Z_{0,ex}(m) = \frac{1}{\Delta y} \int_{\tau=m\Delta t}^{\tau=(m+1)\Delta t} \zeta_{ex}(\tau) d\tau$ 。

引入新参数 ψ_{ex} , 定义新的参数为:

$$\psi_{ex}^{n+1/2}(i,j,k) = \sum_{m=0}^{n-1} Z_{0,ex}(m) [\mathbf{H}_x^{n-m+1/2}(i,j,k) - \mathbf{H}_x^{n-m+1/2}(i-1,j,k)] \quad (8)$$

得出电场分量 \mathbf{E}_z 的离散形式:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_z^{n+1}(i,j,k) = & \frac{\Delta t \sigma_z^c(i,j,k) - 2\varepsilon_z(i,j,k)}{2\varepsilon_z(i,j,k) + \Delta t \sigma_z^c(i,j,k)} [\mathbf{E}_z^n(i,j,k) + \psi_{ex}^{n+1/2}(i,j,k) - \psi_{ex}^{n+1/2}(i,j,k) + \\ & \frac{1}{\kappa_{ex}(i,j,k)} \left(\frac{\mathbf{H}_y^{n+1/2}(i,j,k) - \mathbf{H}_y^{n+1/2}(i-1,j,k)}{\Delta x} - \frac{\mathbf{H}_x^{n+1/2}(i,j,k) - \mathbf{H}_x^{n+1/2}(i,j-1,k)}{\Delta y} \right)] \end{aligned} \quad (9)$$

从式(9)可以看出, 除了2个新加的辅助项以外, 其他项与传统的FDTD中的PML边界相同。同理, 可得出其他的电场和磁场分量的递推方程。

2 SIBC 吸收边界条件

当入射波从自由空间进入到吸收边界中时, 只有满足阻抗匹配, 才能够使得自由空间中不存在反射波。阻抗吸收边界条件在频域中的表达式为:

$$\mathbf{E} = Z_0 \mathbf{n} \times \mathbf{H} \quad (10)$$

式中: \mathbf{E} 为交界面上的切向电场分量; \mathbf{H} 为交界面上的切向磁场分量; \mathbf{n} 为交界面的法向量; Z_0 为表面阻抗,

$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$, ε_0 为自由空间中的介电常数, μ_0 为自由空间中的磁导系数。

在 xoy 平面上, 与 z 轴平行的4条棱边上的磁场分量 \mathbf{H}_z 的更新方程为:

$$\mathbf{H}_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) = C_{hzh} \times \mathbf{H}_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k) + C_{hzex} \times [\mathbf{E}_x^n(i,j,k) - \mathbf{E}_x^n(i,j,k)] + C_{hzey} \times [\mathbf{E}_y^n(i,j,k) - \mathbf{E}_y^n(i,j,k)] \quad (11)$$

式中: $C_{hzh} = \frac{1 - \frac{Z_0(c_x + c_y)}{2}}{1 + \frac{Z_0(c_x + c_y)}{2}}$; $C_{hzex} = \frac{\frac{2dt}{\mu_0 dy}}{1 + \frac{Z_0(c_x + c_y)}{2}}$; $C_{hzey} = -\frac{\frac{2dt}{\mu_0 dx}}{1 + \frac{Z_0(c_x + c_y)}{2}}$; $c = \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ 。

在所有系数项下标中, 第1、2个字母与更新的场量相关, 第3个字母与所乘的场或源相关, 第4个字母与所乘的场量相关。如, C_{hzh} 下标表示此项更新 \mathbf{H}_z , 与磁场相关; C_{hzex} 下标表示此项更新 \mathbf{H}_z , 与电场的对 x 的一阶导数相关; C_{hzey} 下标表示此项更新 \mathbf{H}_z , 与电场的对 y 的一阶导数相关。

在 xoz 平面上, 与 y 轴平行的4条棱边上磁场分量 \mathbf{H}_y 的更新方程:

$$\mathbf{H}_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) = C_{hyh} \times \mathbf{H}_y^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k) + C_{hyez} \times [\mathbf{E}_z^n(i,j,k) - \mathbf{E}_z^n(i,j,k)] + C_{hyex} \times [\mathbf{E}_x^n(i,j,k) - \mathbf{E}_x^n(i,j,k)] \quad (12)$$

式中: $C_{hyh} = \frac{1 - \frac{Z_0(c_x + c_z)}{2}}{1 + \frac{Z_0(c_x + c_z)}{2}}$; $C_{hyez} = \frac{\frac{2dt}{\mu_0 dx}}{1 + \frac{Z_0(c_x + c_z)}{2}}$; $C_{hyex} = -\frac{\frac{2dt}{\mu_0 dz}}{1 + \frac{Z_0(c_x + c_z)}{2}}$ 。

在 yoz 平面上，与 x 轴平行的 4 条棱边上磁场分量 H_x 的更新方程：

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) = C_{hxh} \times H_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k) + C_{hxy} \times [E_y^n(i,j,k) - E_y^n(i,j,k)] + C_{hxez} \times [E_z^n(i,j,k) - E_z^n(i,j,k)] \quad (13)$$

式中： $C_{hxh} = \frac{1 - \frac{Z_0(c_y + c_z)}{2}}{1 + \frac{Z_0(c_y + c_z)}{2}}$ ； $C_{hxy} = \frac{\frac{2dt}{\mu_0 dz}}{1 + \frac{Z_0(c_y + c_z)}{2}}$ ； $C_{hxez} = -\frac{\frac{2dt}{\mu_0 dy}}{1 + \frac{Z_0(c_y + c_z)}{2}}$ 。

可以看出，表面阻抗吸收条件具有和常规的 FDTD 方法的磁场分量一样的更新方程形式，只是对应场分量的更新系数不同。因此，只要在不同的区域应用不同的 FDTD 方程的更新系数，就可以使用表面阻抗边界条件截断计算区域。从表达式看，SIBC 比 CPML 更简单，未引入过多的参数，程序也更为简洁。

3 不同的特殊媒质吸收体边界

完美电导体(Perfect Electrical Conductor, PEC)边界是一种无损耗表面，能完全反射电磁波。当电磁波在封闭腔体内连续反射，如果频率和模式合适，会产生驻波，这时会产生谐振效应。传统 FDTD 方法的边界为 PEC，为压制谐振效应，本文定义了 2 种媒质作为吸收体，除底部边界，其他面皆被包围。2 种吸收体媒质的参数见表 1。

表 1 两种媒质的参数
Table 1 Parameters of the two media

	relative permittivity ϵ_r	relative permeability μ_r	conductivity σ^e	magnetic permeability σ_m
medium 1	1.0	1.0	1.0	1 421 302.0
medium 2	3.2	1.4	0.5	0.3

其中，自定义媒质 1 中的磁导率为自由空间中波阻抗的平方，相当于设定一个磁导体边界；自定义媒质 2 设置的是一种电介质材料^[11]。

4 模型仿真

4.1 微带低通滤波器

此问题空间是一个三维的低通滤波器^[23]，如图 1 所示。此三维的问题空间在各方向上的单位网格尺寸分别为 $\Delta x = 0.406\ 4\ \text{mm}$ ， $\Delta y = 0.423\ 3\ \text{mm}$ ， $\Delta z = 0.265\ \text{mm}$ 。该低通滤波器的介质基板的尺寸为 $50\Delta x \times 46\Delta y \times 3\Delta z$ ，相对介电常数 $\epsilon_r = 2.2$ ，相对磁导率 $\mu_r = 1$ 。介质板上为无厚度的带状金属条，下表面与接地板相接，外部边界设为 PEC。微带低通滤波器的左端接电压源，所加载的电压源为幅值 1 V 的高斯源 U_s 。

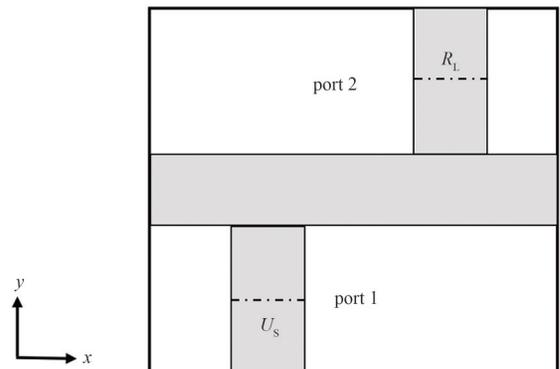


Fig.1 Schematic diagram of the microstrip low-pass filter model
图 1 微带低通滤波器的模型示意图

利用 FDTD 算法对低通滤波器进行全波模拟，分别用吸收体、CPML 和 SIBC 吸收边界条件对计算区域进行截断，设置单元尺寸与迭代步长满足稳定性条件。通过 Matlab 软件进行编程，模拟仿真求解。利用 FDTD 算法对低通滤波器的 S 参数进行仿真计算，结果如图 2(a)~2(b)所示。其中 CPML、SIBC 和吸收体设置的迭代时间步长为 $t = 2\ 000$ ，SIBC 的空气层设为 30，CPML 的空气层同样为 30，CPML 的介质层厚度设为 8，自定义媒质吸收体的厚度设为 5。

图 2(a)所示的反射系数结果可以表明，使用 4 种吸收边界方法，频率响应点的位置一致，与文献的结果也能完全吻合。从图 2(b)中可以看到，此低通滤波器有很好的滤波性能。在低频部分，SIBC 的曲线出现部分抖动，这可能是算法迭代不充分所造成。当迭代时间步长增加时，抖动状况会减弱，但增加了计算时间。在满足滤波性能的情况下，这种抖动也是在可允许的范围内。最终的计算时间和占用内存对比结果见表 2。

从表 2 中可以看出，同样的空气层，SIBC 的计算时间与占用内存明显比 CPML 少；吸收体能够在频率点很好地匹配，说明吸收体的应用压制了腔体的谐振。直接在空气层加特殊媒质覆盖，在低频有很好的吸收效果，但在高频阶段曲线不能完全吻合，可能是算法本身精确度在高频阶段会有所下降。

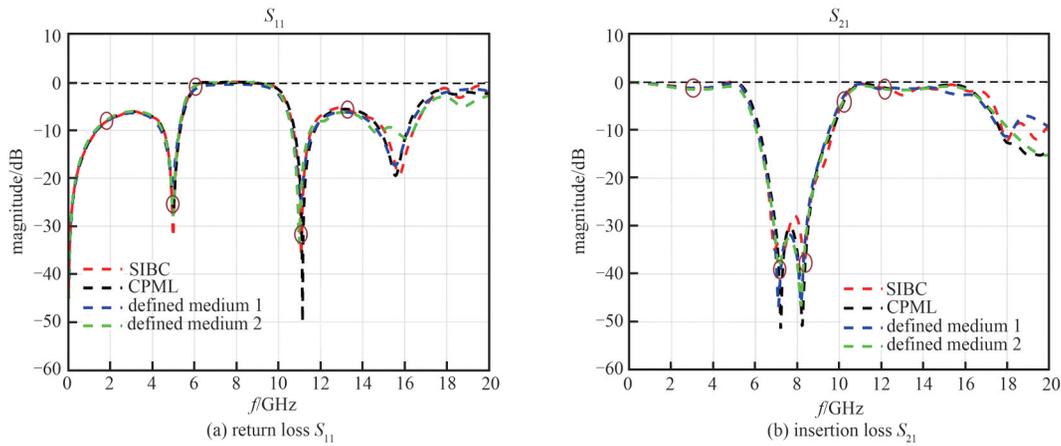


Fig.2 Scattering parameter curves of the low-pass filter
图2 低通滤波器的散射参量曲线图

表2 四种方法结果分析

Table2 Results analysis of the four methods

method	running time/min	memory/MB
SIBC	9.175 2	2 790
CPML	10.694 5	4 214
medium 1	5.169 3	3 157
medium 2	5.231 3	3 365

4.2 微带分支耦合器

此问题空间是一个三维的分支耦合器，平面图见图3。此三维问题空间在各方向上的单位网格尺寸分别为 $\Delta x = 0.406 \text{ mm}$ ， $\Delta y = 0.406 \text{ mm}$ ， $\Delta z = 0.265 \text{ mm}$ 。该分支耦合器的介质基板长度 $x = 40\Delta x$ ，宽度 $y = 50\Delta y$ ，厚度 $z = 3\Delta z$ ，相对介电常数 $\epsilon_r = 2.2$ ，相对磁导率 $\mu_r = 1$ 。介质板上为无厚度的带状金属条，宽带状金属条的宽度为10个网格，窄带状金属条的宽度为6个网格。下表面与接地板相接，外部边界设为PEC，所加载的电压源为幅值1 V的高斯源 U_s 。

利用FDTD算法对分支耦合器的S参数进行仿真计算，结果如图4(a)~4(b)所示。当端口1输入时，端口3和端口4为输出端口，功率相同且为输入功率的一半，相位相差 90° ；端口2为隔离端口。

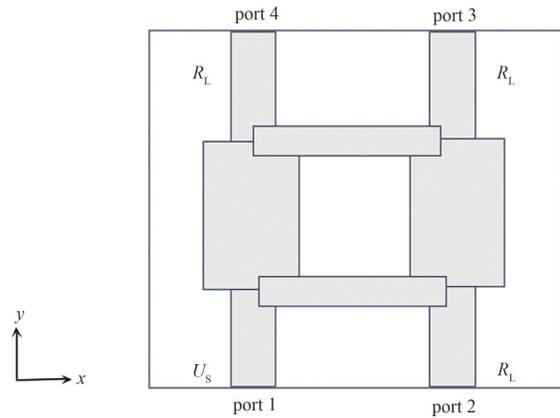


Fig.3 Schematic diagram of microstrip branch coupler model
图3 微带分支耦合器的模型示意图

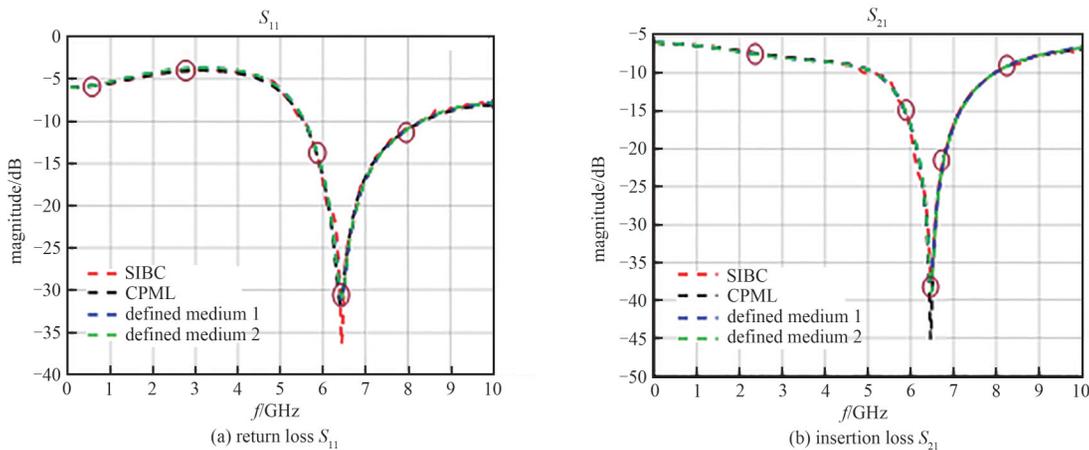


Fig.4 Scattering parameter curves of branch coupler
图4 分支耦合器的散射参量曲线图

从图 4 可以看出, 采用 4 种吸收边界条件, 均能与文献结果相吻合。谐振频率在 6.5 GHz 左右, 此时 S_{11} 和 S_{21} 达到最小值, 说明端口 1 匹配, 端口 1 和端口 2 隔离, 满足分支耦合器的性能。

CPML、SIBC 和吸收体设置的迭代时间步长为 $t=5\ 000$, 其中 SIBC 的空气层设为 30, CPML 的空气层设为 22, CPML 的介质层厚度设为 8, 自定义媒质吸收体的厚度设为 5。将最终的计算时间、占用内存和误差百分比进行对比, 见表 3。误差百分比的计算公式为: $[(A-E)/E] \times 100\%$ 。其中 A 为边界条件的数据集, E 为参考论文中的数据集。从表 3 中可以明显看出, 吸收体不受空气层厚度的影响, 运行速度非常快, 但绝对误差达到 8.3% 以上。这个例子说明, SIBC 的空气层比 CPML 多 8 层, 但 SIBC 仍具有很好的吸波性, 并且总的计算时间少了大约 5 min, 表明 SIBC 的计算效率更高。

表 3 4 种方法结果分析

Table 3 Results analysis of the four methods

	running time/min	memory/MB	error/%
SIBC	25.001 6	3 363	1.632
CPML	30.351 8	3 511	1.579
medium 1	4.326 8	3 477	8.377
medium 2	4.208 9	3 493	8.452

5 结论

本文分析了 CPML 的原理, 推导了 SIBC 的更新方程, 定义了吸收体的重要参数。相比于 CPML, SIBC 的编程更为简单、方便。通过对微带低通滤波器和分支耦合器的数值模拟, 4 种方法均能使模型满足性能要求。对比分析可知, SIBC 计算时间少, 占用内存少, 误差小, 但在高频段, 受自身算法精确度的影响, SIBC 的精确度低于 CPML。因此, 对于计算电大尺寸或粗网格的模型, SIBC 的优势更能凸显。

参考文献:

- [1] 魏兵, 陈娟, 何欣波, 等. 电磁场时域数值算法的新进展[J]. 电波科学学报, 2020, 35(1): 55–68. (WEI Bing, CHEN Juan, HE Xinbo, et al. New development of time-domain numerical algorithms for electromagnetic field[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2020, 35(1): 55–68.) doi:10.13443/j.cjors.2019090206.
- [2] 陈华, 林欢, 汪维军, 等. 微波干燥过程中氯化钠电磁特性数值模拟研究[J]. 微波学报, 2019, 35(3): 90–96. (CHEN Hua, LIN Huan, WANG Weijun, et al. Research on electromagnetic sensitivity properties of sodium chloride during microwave drying[J]. Journal of Microwaves, 2019, 35(3): 90–96.) doi:10.14183/j.cnki.1005-6122.201903020.
- [3] 李晨晨. FDTD 方法在新型人工平面电磁结构设计中的应用研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2018. (LI Chenchen. Application of FDTD method in the design of new artificial planar electromagnetic structure[D]. Hangzhou, China: Zhejiang University, 2018.)
- [4] 叶志红, 汝梦祖, 吴小林, 等. PCB 上微带线的电磁耦合时域建模分析方法[J]. 微波学报, 2022, 38(4): 7–11, 36. (YE Zhihong, RU Mengzu, WU Xiaolin, et al. Time domain modeling method for EM coupling analysis of microstrip line on PCB[J]. Journal of Microwaves, 2022, 38(4): 7–11, 36.) doi:10.14183/j.cnki.1005-6122.202204002.
- [5] 张胤, 郑琰锦, 高子惠, 等. 不等长多导体传输线模型串扰问题分析[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2023, 21(2): 203–207. (ZHANG Yin, ZHENG Yanjin, GAO Zihui, et al. Analysis of crosstalk problem in multiconductor transmission lines model with unequal length[J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2023, 21(2): 203–207.) doi:10.11805/TKYDA2020522.
- [6] 尤双双, 谢杰文, 彭谷香. 基于 CPML 的 FDTD 法矿地质灾害应急数值模拟[J]. 世界有色金属, 2019(12): 115–118. (YOU Shuangshuang, XIE Jiewen, PENG Guxiang. Emergency numerical simulation of mine geological hazards by FDTD method based on CPML[J]. World Nonferrous Metals, 2019(12): 115–118.) doi:10.3969/j.issn.1002-5065.2019.12.065.
- [7] BERENGER J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves[J]. Journal of Computational Physics, 1994, 114(2): 185–200. doi:10.1006/jep.1994.1159.
- [8] CHEW W C, LIU Q H. Perfectly matched layers for elastodynamics: a new absorbing boundary condition[J]. Journal of Computational Acoustics, 1996, 4(4): 341–359. doi:10.1142/S0218396X96000118.
- [9] RODEN J S, GEDNEY S D. Convolution PML(CPML): an efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media[J]. Microwave and Optical Technology Letters, 2000, 27(5): 334–339. doi:10.1002/1098-2760(20001205)27:5<334::AID-MOP14>3.0.CO;2-A.
- [10] KUZUOGLU M, MITTRA R. Frequency dependence of the constitutive parameters of causal perfectly matched anisotropic absorbers[J]. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 1996, 6(12): 447–449. doi:10.1109/75.544545.

- [11] 艾谢贝里,德米尔. MATLAB 模拟的电磁学时域有限差分法[M]. 北京:国防工业出版社, 2012. (ELSHERBEN A,DEMIR V. The finite difference time domain method for electromagnetics with MATLAB simulations[M]. Beijing:National Defense Industry Press, 2012.)
- [12] 徐涛. 基于高阶阻抗边界条件的涂敷目标电磁散射分析[D]. 南京:南京理工大学, 2016. (XU Tao. Finite-difference time-domain method of electromagnetics simulated by Matlab[D]. Nanjing, China: Nanjing University of Science and Technology, 2016.) doi:10.7666/d.Y3197411.
- [13] MAO Y, ELSHERBENI A Z, LI S, et al. Surface impedance absorbing boundary for terminating FDTD simulations[J]. Applied Computational Electromagnetics Society Journal, 2014,29(12):1035-1046.
- [14] LEONTOVICH M A. Approximate boundary conditions for the electromagnetic field on the surface of a good conductor[J]. Investigations on Radiowave Propagation, 1957(2):5-12.
- [15] 范亚男. 表面阻抗边界条件在时域有限差分算法中的实现[D]. 南京:东南大学, 2018. (FAN Yanan. Implementation of surface impedance boundary conditions in finite-difference time-domain algorithm[D]. Nanjing, China: Southeast University, 2018.)
- [16] MALONEY J G, SMITH G S. The use of surface impedance concepts in the finite-difference time-domain method[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1992,40(1):38-48. doi:10.1109/8.123351.
- [17] OH K S, SCHUTT-AINE J E. An efficient implementation of surface impedance boundary conditions for the finite-difference time-domain method[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1995,43(7):660-666. doi:10.1109/8.391136.
- [18] YUFEREV S, PROEKT L, IDA N. Surface impedance boundary conditions near corners and edges: rigorous consideration[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2001,37(5):3465-3468. doi:10.1109/20.952638.
- [19] MAKINEN R M, DE-GERSEM H, WEILAND T, et al. A conformal surface-impedance boundary condition for the modeling of curved lossy surfaces in 3D FIT/FDTD techniques[C]// 2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. Washington, DC, USA: IEEE, 2005:102-105. doi:10.1109/APS.2005.1551746.
- [20] 施丽娟. 基于并置节点表面阻抗边界条件的改进 FDTD 方法研究[D]. 镇江:江苏大学, 2014. (SHI Lijuan. Research on improved FDTD method based on surface impedance boundary conditions of juxtaposed nodes[D]. Zhenjiang, Jiangsu, China: Jiangsu University, 2014.) doi:10.7666/d.Y2748337.
- [21] UNO T, ARIMA T, KURAHARA A. FDTD modeling of nonperiodic antenna located above metasurface using surface impedance boundary condition[J]. EPJ Applied Metamaterials, 2019,6(17):7. doi:10.1051/epjam/2019014.
- [22] 毛云龙. 基于表面阻抗的时域有限差分方法边界条件研究[D]. 哈尔滨:哈尔滨工程大学, 2018. (MAO Yunlong. Study on boundary conditions of finite-difference time-domain method based on surface impedance[D]. Harbin, China: Harbin Engineering University, 2018.)
- [23] SHEEN D M, ALI S M, ABOUZAHERA M D, et al. Application of the three-dimensional finite-difference time-domain method to the analysis of planar microstrip circuits[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1990,38(7):849-857. doi:10.1109/22.55775.

作者简介:

颜 艳(1997-), 女, 在读硕士研究生, 主要研究方向为天线理论和设计、电磁场数值计算. email: 1414585054@qq.com.

陈 华(1981-), 女, 博士, 副教授, 主要研究方向为电磁场散射与辐射、天线理论与设计、新型微波冶金反应器的设计与研究、电磁场数值计算与仿真.

朱永豪(1998-), 男, 在读硕士研究生, 主要研究方向为天线理论和设计.

张纪芳(1994-), 女, 在读硕士研究生, 主要研究方向为波导缝隙阵列天线、天线在微波加热领域的应用.