

基于压缩感知的腔体器件电磁特性的快速分析

齐琦^{1*}, 曹欣远^{1**}, 陈明生^{1***}, 刘艺², 况晓静¹, 吴先良¹

¹合肥师范学院电子信息仿真设计安徽省重点实验室, 安徽 合肥 230061;

²合肥师范学院计算机学院, 安徽 合肥 230061

摘要 为了提高腔体器件电磁特性的计算效率, 基于压缩感知理论, 提出了一种时域不连续伽略金快速求解方法。该方法采用节点基函数和蛙跳策略对麦克斯韦方程进行时空离散处理, 并在电磁场迭代更新的初始阶段, 采用传统方法对区域内的所有单元进行循环计算。当电磁波布满整个区域后, 将所有单元视为整体进行全域求解。首先, 针对全域质量矩阵, 按行进行随机抽取以构建欠定方程; 其次, 将少量的前时间步结果作为先验知识, 以构造待求场值的稀疏变换; 最后, 利用恢复算法求解欠定方程, 从而实现腔体器件电磁特性的快速分析。

关键词 激光器; 腔体器件; 时域不连续伽略金; 压缩感知; 先验知识; 欠定方程

中图分类号 O441.4

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP57.191405

Fast Analysis of Electromagnetic Characteristics for Cavity Devices Based on Compressive Sensing

Qi Qi^{1*}, Cao Xinyuan^{1**}, Chen Mingsheng^{1***}, Liu Yi², Kuang Xiaojing¹, Wu Xianliang¹

¹Anhui Province Key Laboratory of Simulation and Design for Electronic Information System, Hefei Normal University, Hefei, Anhui 230061, China;

²School of Computer Science and Technology, Hefei Normal University, Hefei, Anhui 230061, China

Abstract A novel discontinuous Galerkin time domain (DGTD) method based on compressive sensing (CS) is proposed to accelerate the analysis of electromagnetic characteristics of cavity devices. In the method, a nodal basis function and a leapfrog scheme are used for the spatial and time discretization of Maxwell equations. Meanwhile, all elements in the computation domain are updated individually by applying the conventional method at the initial stage for electromagnetic field updating. When the electromagnetic wave covers the whole domain, all elements are updated as a whole and a global solution is conducted. First, the underdetermined equations are established by randomly extracting rows from the global mass matrix. Second, the results after a few previous time steps are taken as the prior knowledge to construct a sparse transform. Finally, the underdetermined equations are solved by the recovery algorithms to realize the fast analysis of electromagnetic characteristics of cavity devices.

Key words lasers; cavity devices; discontinuous Galerkin time domain; compressive sensing; prior knowledge; underdetermined equations

OCIS codes 140.3948; 350.4010; 140.3945

1 引言

时域不连续伽略金(DGTD)方法是一类特殊的时域有限元(FETD)方法^[1-2], 其采用非结构化网格剖分方法, 可对具有复杂结构的多尺度目标进行精

确建模^[3-4]。同时, 相比于 FETD 方法, DGTD 方法通过引入数值通量概念, 打破了相邻单元间的切向强连续性限制, 得到一种类似时域有限差分(FDTD)方法^[5]的时空显式迭代格式^[6]。在 DGTD 方法中, 质量矩阵不再是 FETD 方法中的全域带状

收稿日期: 2020-05-28; 修回日期: 2020-07-19; 录用日期: 2020-07-27

基金项目: 国家自然科学基金(61701163)、安徽省自然科学基金(1908085QF257)、安徽省高校自然科学基金项目(KJ2018A0488)、电子信息仿真设计安徽省重点实验室开放基金(2019ZDSYSZY01)

* E-mail: microwaveqq@126.com; ** E-mail: xycaoBL@163.com; *** E-mail: chenms@ustc.edu.cn

形式^[7-8],而是转变为分块对角形式,每块对应计算区域内的一个剖分单元。因此,DGTD方法在求解时只需处理各单元的矩阵方程^[9-10],极大地降低了计算量。此外,DGTD方法还具有易于并行和内存消耗随剖分单元数量线性增长的优势。基于上述特点,在纳米器件高速发展的背景下^[11-12],DGTD方法成为目前研究热点之一。随着研究的深入,学者们提出各种技术以进一步改善其性能,如局域时间步^[13]、共形吸收边界^[14]和自适应网格^[15]等。然而,针对DGTD方法中矩阵方程求解过程的优化研究鲜有报道。

为了进一步提高DGTD方法中矩阵方程的计算效率,以求解腔体器件为例,本文基于压缩感知理论^[16-18]提出了一种快速分析方法。该方法首先采用传统DGTD方法,在每一时间步长内循环计算区域内的所有单元,当电磁波布满整个计算区域后^[19],针对全域质量矩阵,按行进行随机抽取以构建欠定方程^[20],并将少量前时间步的结果作为先验知识^[21],通过施密特正交化^[22]处理,得到待求时间步

场值的稀疏变换,最后应用恢复算法求解欠定方程,降低了传统DGTD方法的计算复杂度。此外,为了保证所提方法的计算效率,本文还设计了一种重启机制。腔体器件的数值分析结果表明,所提方法能在保证精度的同时有效减少了计算时间。

2 基本原理

2.1 时域不连续伽略金方法

在无源、无耗、各向同性媒质中,麦克斯韦旋度方程形式为

$$\mu \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (1)$$

$$\epsilon \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{H}, \quad (2)$$

式中: ∇ 为哈密顿算子; t 为时间; \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分别为电场和磁场; ϵ 和 μ 分别为介电常数和磁导率。为了求解(1)、(2)式,对计算区域进行四面体剖分,在每个单元内进行加权余量法运算并应用高斯散度定理,得到单元内方程的弱解形式为

$$\mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{K_i} \boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{H}_i \, dv = - \int_{K_i} \boldsymbol{\phi} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}_i) \, dv - \sum_{j=1}^4 \int_{S_j^i} \boldsymbol{\phi} \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_i) \, ds, \quad (3)$$

$$\epsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_{K_i} \boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{E}_i \, dv = \int_{K_i} \boldsymbol{\phi} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}_i) \, dv + \sum_{j=1}^4 \int_{S_j^i} \boldsymbol{\phi} \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i) \, ds, \quad (4)$$

式中: v 为单元的体积; s 为单元的面积; K_i 为区域内第 i 个四面体单元; \mathbf{E}_i 和 \mathbf{H}_i 分别为单元 K_i 内的电场和磁场; S_j^i 为第 i 个四面体的第 j 个面; $\boldsymbol{\phi}$ 为矢量测试函数; \mathbf{n} 为面 S_j^i 的外法向量。

在DGTD方法中,电场和磁场在相邻单元间的界面处借助数值通量保持弱连续性,常见的有中心通量、迎风通量和部分抑制通量^[23-24]。中心通量的形式简洁,具有区域内电磁能量守恒的特性^[25],本文采用此形式进行推导。单元 K_i 的中心通量

\mathbf{E}_i^* 和 \mathbf{H}_i^* 的表达式为

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}_i^* = \frac{1}{2} \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_i^+ + \mathbf{E}_i), \quad (5)$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i^* = \frac{1}{2} \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_i^+ + \mathbf{H}_i), \quad (6)$$

式中: \mathbf{E}_i^+ 和 \mathbf{H}_i^+ 分别为 K_i 相邻单元内的电场和磁场。将中心通量代替(3)式和(4)式右端面积分项中的电场和磁场切向分量,得到

$$\mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{K_i} \boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{H}_i \, dv = - \int_{K_i} \boldsymbol{\phi} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}_i) \, dv - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 \int_{S_j^i} \boldsymbol{\phi} \cdot [\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_i^+ + \mathbf{E}_i)] \, ds, \quad (7)$$

$$\epsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_{K_i} \boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{E}_i \, dv = \int_{K_i} \boldsymbol{\phi} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}_i) \, dv + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 \int_{S_j^i} \boldsymbol{\phi} \cdot [\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_i^+ + \mathbf{H}_i)] \, ds. \quad (8)$$

采用标量节点基函数 φ ,在单元内将电场和磁场展开,应用伽略金法并结合蛙跳时间策略^[26]对(7)式

和(8)式进行离散处理,得到单元 K_i 内的矩阵方程为

$$\epsilon \mathbf{M}_i \frac{\mathbf{E}_{ix}^{(\tau_0+1)} - \mathbf{E}_{ix}^{(\tau_0)}}{\Delta t} = \mathbf{S}_{i1} \mathbf{H}_{iy}^{(\tau_0+1/2)} + \mathbf{S}_{i2} \mathbf{H}_{iz}^{(\tau_0+1/2)} + \sum [n_y \mathbf{F}_i \mathbf{H}_{iz}^{+(\tau_0+1/2)} - n_z \mathbf{F}_i \mathbf{H}_{iy}^{+(\tau_0+1/2)}], \quad (9)$$

式中: $\mathbf{H}_{iy}^{(\tau_0+1/2)}$ 和 $\mathbf{H}_{iz}^{(\tau_0+1/2)}$ 分别为 $(\tau_0+1/2)$ 时刻单元 K_i 内的磁场在 y 和 z 方向的展开系数; n_y 和 n_z 分别为面法向量 n 在 y 和 z 方向的系数; Δt 为时间步长; $\mathbf{E}_{ix}^{(\tau_0)}$ 为 τ_0 时刻单元 K_i 内的电场在 x 方向的展开系数; \mathbf{M}_i 为单元质量矩阵; \mathbf{S}_{i1} 和 \mathbf{S}_{i2} 为单元刚度矩阵; \mathbf{F}_i 为单元面通量矩阵。本文仅列出电场 x 方向的表达式, 其他方向可类似得到。参量的具体表达式为

$$M_i(m, n) = \int_{K_i} \varphi^m \varphi^n dv, \quad (10)$$

$$\begin{cases} S_{i1}(m, n) = \frac{1}{2} \int_{K_i} \left(\frac{\partial \varphi^m}{\partial z} \varphi^n - \frac{\partial \varphi^n}{\partial z} \varphi^m \right) dv \\ S_{i2}(m, n) = \frac{1}{2} \int_{K_i} \left(\frac{\partial \varphi^m}{\partial y} \varphi^n - \frac{\partial \varphi^n}{\partial y} \varphi^m \right) dv \end{cases}, \quad (11)$$

$$F_i(m, n) = \frac{1}{2} \int_{S_i^j} \varphi^m \varphi^{n+} ds, \quad (12)$$

式中: $M_i(m, n)$ 为 \mathbf{M}_i 的第 m 行第 n 列的元素; $S_{i1}(m, n)$ 为 \mathbf{S}_{i1} 的第 m 行第 n 列的元素; $S_{i2}(m, n)$ 为 \mathbf{S}_{i2} 的第 m 行第 n 列的元素; $F_i(m, n)$ 为 \mathbf{F}_i 的第 m 行第 n 列的元素; φ^m 为本单元内第 m 行对应节点上的标量测试函数; φ^n 和 φ^{n+} 为本单元和相邻单元内第 n 列对应节点上的标量基函数。

将(9)式简写为

$$\mathbf{M}_i \mathbf{E}_{ix}^{(\tau_0+1)} = \mathbf{V}_i^{(\tau_0+1)}, \quad (13)$$

式中: $\mathbf{V}_i^{(\tau_0+1)}$ 的表达式为

$$\mathbf{V}_i^{(\tau_0+1)} = \mathbf{M}_i \mathbf{E}_{ix}^{(\tau_0)} + \frac{\Delta t}{\epsilon} \left[\mathbf{S}_{i1} \mathbf{H}_{iy}^{(\tau_0+1/2)} + \mathbf{S}_{i2} \mathbf{H}_{iz}^{(\tau_0+1/2)} + \sum (n_y \mathbf{F}_i \mathbf{H}_{iz}^{+(\tau_0+1/2)} - n_z \mathbf{F}_i \mathbf{H}_{iy}^{+(\tau_0+1/2)}) \right]. \quad (14)$$

将各单元内的矩阵方程进行组合, 可得到对角块形式的全域矩阵方程:

$$\mathbf{M} \mathbf{E}_x^{(\tau_0+1)} = \mathbf{V}^{(\tau_0+1)}, \quad (15)$$

式中: \mathbf{M} , $\mathbf{E}_x^{(\tau_0+1)}$, $\mathbf{V}^{(\tau_0+1)}$ 的表达式分别为

$$\begin{cases} \mathbf{M} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_1 & \cdots & \mathbf{0} \\ \vdots & & \vdots \\ \mathbf{0} & \cdots & \mathbf{M}_N \end{bmatrix} \\ \mathbf{E}_x^{(\tau_0+1)} = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{1x}^{(\tau_0+1)} \\ \vdots \\ \mathbf{E}_{Nx}^{(\tau_0+1)} \end{bmatrix} \\ \mathbf{V}^{(\tau_0+1)} = \begin{bmatrix} \mathbf{V}_1^{(\tau_0+1)} \\ \vdots \\ \mathbf{V}_N^{(\tau_0+1)} \end{bmatrix} \end{cases}, \quad (16)$$

式中: N 为计算区域内剖分单元的数量。

2.2 压缩感知理论

压缩感知是一种新型的信号处理技术。在该理论中, 若原始信号可被稀疏表示, 则能以远小于奈奎斯特频率进行采样^[27], 并可由采样值精确重构原始信号, 其基本框架描述如下^[28]。

首先, 原始信号 \mathbf{X} 在某一变换域中可被稀疏表示为

$$\mathbf{X} = \Psi \boldsymbol{\alpha}, \quad (17)$$

式中: Ψ 为稀疏变换矩阵; $\boldsymbol{\alpha}$ 为 \mathbf{X} 的稀疏表示。

其次, 构建一个与 Ψ 不相关^[29] 的矩阵 Φ 对信号进行观测:

$$\Phi \Psi \boldsymbol{\alpha} = \mathbf{s}, \quad (18)$$

式中: \mathbf{s} 为观测值。

接着, 应用恢复算法(如正交匹配追踪算法^[30]) 求解最优化问题:

$$\hat{\boldsymbol{\alpha}} = \arg \min \|\boldsymbol{\alpha}\|_1, \text{ s. t. } \Phi \Psi \boldsymbol{\alpha} = \mathbf{s}. \quad (19)$$

式中: $\hat{\boldsymbol{\alpha}}$ 为 $\boldsymbol{\alpha}$ 的逼近。

最后, 精确重构原始信号:

$$\hat{\mathbf{X}} = \Psi \hat{\boldsymbol{\alpha}}. \quad (20)$$

2.3 基于压缩感知的快速求解方法

为了加速求解 DGTD 方法中的矩阵方程, 本文提出了一种基于压缩感知的欠定方程求解模型。以(15)式为例, 其计算过程如下。

1) 在初始阶段, 利用传统 DGTD 方法计算(15)式, 直至电磁波布满整个计算区域, 然后构建欠定方程为

$$\mathbf{M}_p \mathbf{E}_x^{(\tau_0+1)} = \mathbf{V}_p^{(\tau_0+1)}, \quad (21)$$

式中: \mathbf{M}_p 和 $\mathbf{V}_p^{(\tau_0+1)}$ 分别由 \mathbf{M} 和 $\mathbf{V}^{(\tau_0+1)}$ 中随机抽取的 p 行构成。根据压缩感知理论, \mathbf{M}_p 和 $\mathbf{V}_p^{(\tau_0+1)}$ 可分别视为观测矩阵和观测值。需要指出的是, 由于

进行了抽取操作, $\mathbf{V}^{(t_0+1)}$ 中仅需计算所需的 p 行元素, 极大降低了更新(21)式时右端的计算量。

2) 为了求解(21)式, 将少量的前时间步结果如 $\mathbf{E}_x^{(t_0)}, \mathbf{E}_x^{(t_0-1)}, \dots, \mathbf{E}_x^{(t_0-k)}$ (前时间步步数 $k \ll t_0$) 作为先验知识, 并对其进行施密特正交化处理以构建稀疏变换 Ψ_{prior} 。(21)式变换为

$$\mathbf{M}_p \Psi_{\text{prior}} \boldsymbol{\gamma}^{(t_0+1)} = \mathbf{V}_p^{(t_0+1)}, \quad (22)$$

式中: $\boldsymbol{\gamma}^{(t_0+1)}$ 为 $\mathbf{E}_x^{(t_0+1)}$ 在 Ψ_{prior} 中的稀疏投影系数。然后应用恢复算法(如正交匹配追踪算法)求解(22)

式所对应的最优化问题, 若令求解结果为 $\hat{\boldsymbol{\gamma}}^{(t_0+1)}$, 则电场值可近似重构为

$$\hat{\mathbf{E}}_x^{(t_0+1)} = \Psi_{\text{prior}} \hat{\boldsymbol{\gamma}}^{(t_0+1)}. \quad (23)$$

在此后的时间演化中, (22)式不断更新, 以 (t_0+l) 时刻为例(l 为推进的时间步数), (22)式变化为

$$\mathbf{M}_p \Psi_{\text{prior}} \boldsymbol{\gamma}^{(t_0+l)} = \mathbf{V}_p^{(t_0+l)}, \quad (24)$$

再次应用恢复算法求解(24)式以获取 $\hat{\boldsymbol{\gamma}}^{(t_0+l)}$, 并重构电场得到 $\hat{\mathbf{E}}_x^{(t_0+l)}$ 。

3) 随着时间步的不断演化, (24)式中的 l 不断增加, $\hat{\mathbf{E}}_x^{(t_0+l)}$ 在 Ψ_{prior} 中的投影系数 $\hat{\boldsymbol{\gamma}}^{(t_0+l)}$ 将逐渐稠密, 该现象导致(24)式的计算复杂度持续增加。为了保证算法计算复杂度低的优势, 本文设计了一个重启机制: 当 $\hat{\boldsymbol{\gamma}}^{(t_0+l)}$ 中非零元素的数量超过预设阈值时, 对最新获得的前时间步结果[如 $\mathbf{E}_x^{(t_0+l)}, \mathbf{E}_x^{(t_0+l-1)}, \dots, \mathbf{E}_x^{(t_0+l-k)}$] 进行施密特正交化处理, 以重新构造 Ψ_{prior} 。

上述步骤 1)~3) 基于压缩感知理论, 将前时间步结果作为先验知识, 通过恢复算法求解欠定方程, 实现了 DGTD 方法的高效全域求解。

3 实验及数值结果分析

为了验证所提方法的有效性, 分别以传统的 DGTD 方法和基于压缩感知的快速求解方法对不同类型的腔体器件的电磁特性进行分析。

首先, 分析一个十字型腔体, 金属表面, 厚度为 0.1 m, 其他尺寸如图 1 所示, 内部填充空气。对该十字型腔体进行四面体网格划分, 共包含 2818 个四面体单元。

将调制高斯脉冲点源放置于腔体中心处, 电磁波预计在第 220 个时间步时布满整个腔体, 基于压缩感知的快速求解模型设置在第 230 个时间步

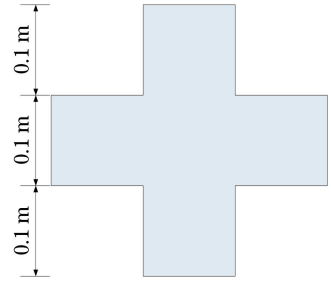


图 1 十字型腔体

Fig. 1 Cross-shaped cavity

启动。

图 2 所示为第 5054 个时间步时 x 方向的全域电场 $\mathbf{E}_x^{(5054)}$ 在稀疏变换 Ψ_{prior} 中的投影系数 $\boldsymbol{\gamma}^{(5054)}$ 。此时, $[\mathbf{E}_x^{(5004)}, \mathbf{E}_x^{(5003)}, \mathbf{E}_x^{(5002)}, \mathbf{E}_x^{(5001)}, \mathbf{E}_x^{(5000)}]$ 经施密特正交化处理后的结果为 Ψ_{prior} 。由于后续元素皆接近零, 为了方便观察, 图 2 中仅列出 $\boldsymbol{\gamma}^{(5054)}$ 的前 100 个元素。

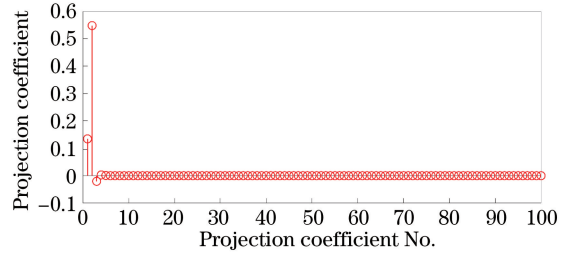


图 2 $\mathbf{E}_x^{(5054)}$ 在 Ψ_{prior} 中的投影系数

Fig. 2 Projection coefficients of $\mathbf{E}_x^{(5054)}$ in Ψ_{prior}

定义相对误差为

$$\Delta = \frac{\|\hat{\mathbf{E}}_x - \mathbf{E}_x\|_2}{\|\mathbf{E}_x\|_2} \times 100\%, \quad (25)$$

式中: $\hat{\mathbf{E}}_x$ 为本文所提方法计算得到的电场系数; \mathbf{E}_x 为传统 DGTD 方法计算所得到的电场系数; $\|\cdot\|_2$ 表示 2 范数。图 3 给出了在计算 $\mathbf{E}_x^{(5054)}$ 时, 本文所提方法的相对误差与随机抽取的全域质量矩阵的行数间的关系, 可以看出, 当所抽取的行数大于 6 时, 所提方法将获取较高的计算精度。

应用所提方法和传统方法对十字型腔体进行 20000 个时间步仿真, 对计算所得的电场进行傅里叶变换(FFT), 获得的频谱如图 4 所示, 其中加入了 COMSOL 软件的仿真结果作为对比。图 4 表明, 所提方法具有与传统 DGTD 方法相似的计算精度。

其次, 计算一个尺寸为 19.050 mm × 9.525 mm × 14.288 mm 的长方体腔体, 器件中心处包含一块 8 mm × 6 mm × 8 mm 的介质填充区域, 其相对介电常数为 $\epsilon_r = 2$, 其他区域填充空气。

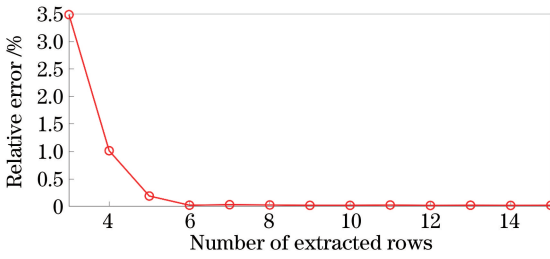


图3 相对误差与抽取行数间的关系

Fig. 3 Relationship between relative error and number of extracted rows

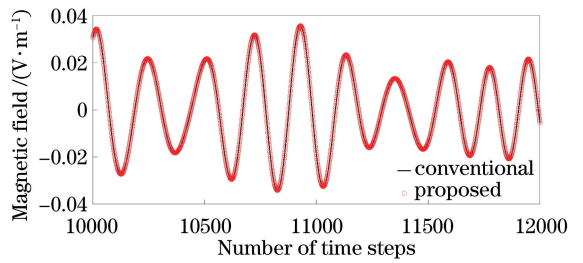


图6 磁场的时域波形

Fig. 6 Waveform of magnetic field in time domain

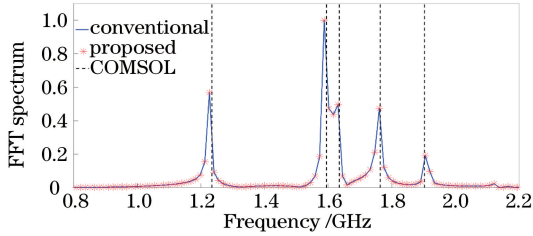


图4 十字型腔体的频谱

Fig. 4 Spectrum of cross-shaped cavity

计算区域共被划分成 1816 个四面体单元。所提方法在第 301 个时间步启动。

固定随机观测次数(即抽取的行数)为 10,应用所提方法重复求解 1000 次 $E_x^{(310)}$,图 5 为重复计算中的相对误差。由图 5 可知,所提方法可高概率精确重构电场系数。

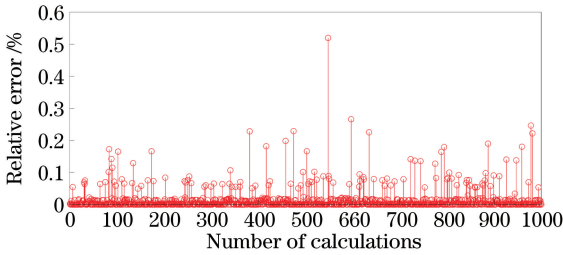


图5 重复计算中的相对误差

Fig. 5 Relative error in repeated calculation

应用所提方法和传统方法对该模型进行 20000 个时间步的仿真,并在腔体中心位置记录时域波形。图 6 给出了第 10000 个到第 12000 个时间步区间 z 方向磁场的波形对比,该图进一步说明了所提方法具有与传统方法相当的精度。

在中央处理器主频为 3.7 GHz、内存 8Gb 的计算机上,分别采用所提方法和传统方法对上述十字型和长方体腔体进行 20000 个时间步仿真,计算时间如表 1 所示,可以看出,基于压缩感知的快速求解模型可有效提高 DGTD 方法在腔体器件电磁特性分析中的效率。

表 1 各方法的计算时间

Table 1 Computation time of each method		
Cavity	Method	Computation time /s
Cross-shaped	Proposed	786.1
	Conventional	1601.3
Cuboid	Proposed	457.5
	Conventional	978.1

4 结 论

基于压缩感知理论构建了一种 DGTD 快速求解方法。该方法通过随机抽取的方式来建立欠定方程,并将前时间步的结果作为先验知识,通过正交化处理获取待求结果的稀疏变换,结合恢复算法完成对电磁场的重构。数值计算较好地验证了该方法的精确性和高效性。由于质量矩阵具有对角块特征,该方法同样适用于并行计算。

参 考 文 献

- [1] Hesthaven J S, Warburton T. Nodal high-order methods on unstructured grids [J]. Journal of Computational Physics, 2002, 181(1): 186-221.
- [2] Ren Q, Sun Q T, Tobón L, et al. EB scheme-based hybrid SE-FE DGTD method for multiscale EM simulations[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2016, 64(9): 4088-4091.
- [3] Fezoui L, Lanteri S, Lohrengel S, et al. Convergence and stability of a discontinuous Galerkin time-domain method for the 3D heterogeneous Maxwell equations on unstructured meshes[J]. Mathematical Modelling and Numerical Analysis, 2005, 39(6): 1149-1176.
- [4] Zhao L, Chen G, Yu W H, et al. A fast waveguide port parameter extraction technique for the DGTD method [J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2017, 16: 2659-2662.
- [5] Yang S, Zeng C P, Xiao C, et al. Multi-frequency filtering characteristics of graphene-nanoribbon arrays based on finite difference time domain method [J].

- Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(6): 061301.
- 阳胜, 曾春平, 肖驰, 等. 基于时域有限差分法的石墨烯纳米带阵列多频滤波特性研究[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(6): 061301.
- [6] Garcia S G, Fernandez Pantoja M, de Jong van Coevorden C M, et al. A new hybrid DGTD/FDTD method in 2-D[J]. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2008, 18(12): 764-766.
- [7] Lou Z, Jin J M. Modeling and simulation of broadband antennas using the time-domain finite element method[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2005, 53(12): 4099-4110.
- [8] He B, Teixeira F L. Sparse and explicit FETD via approximate inverse Hodge (mass) matrix[J]. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2006, 16(6): 348-350.
- [9] Hao X, Ding D Z, Bi J J, et al. A 3-D continuous - discontinuous Galerkin finite-element time-domain method for Maxwell's equations[J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2017, 16: 908-911.
- [10] Yang Q, Wei B, Li L Q, et al. Simulation of electromagnetic waves in a magnetized cold plasma by the SO-DGTD method[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2018, 66(8): 4151-4157.
- [11] Zheng C Q, Lu J S, Lü J, et al. Research progress on photoacoustic conversion of metal nanomaterials[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(13):130002.
- 郑纯琪, 卢锦胜, 吕俊, 等. 金属纳米材料光声转换研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(13): 130002.
- [12] Zhang H R, Sun J C, Deng Z L, et al. Nanolasers: progress, new physics and technical challenges[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(7):0701013.
- 张浩然, 孙嘉城, 邓志磊, 等. 纳米激光器进展、新物理问题以及技术挑战[J]. 中国激光, 2020, 47(7):0701013.
- [13] Cui X W, Yang F, Gao M. Improved local time-stepping algorithm for leap-frog discontinuous Galerkin time-domain method[J]. IET Microwaves Antennas & Propagation, 2018, 12(6): 963-971.
- [14] Yang Q, Wei B, Li L Q, et al. Implementation of corner-free truncation strategy in DGTD method[J]. Waves in Random and Complex Media, 2017, 27(2): 367-380.
- [15] Yan S, Lin C P, Arslanbekov R R, et al. A discontinuous Galerkin time-domain method with dynamically adaptive Cartesian mesh for computational electromagnetics [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2017, 65(6): 3122-3133.
- [16] Baraniuk R. Compressive sensing[J]. IEEE Signal Processing Magazine, 2007, 24(4): 118-121.
- [17] Ke J, Zhang L X, Zhou Q. Applications of compressive sensing in optical imaging [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(1):0111006.
- 柯钧, 张临夏, 周群. 压缩感知在光学成像领域的应用[J]. 光学学报, 2020, 40(1):0111006.
- [18] Zhang H, Cao L C, Jin G F, et al. Progress on lensless digital holography imaging based on compressive holographic algorithm [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(8): 080001.
- 张华, 曹良才, 金国藩, 等. 基于压缩感知算法的无透镜数字全息成像研究[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(8): 080001.
- [19] Qi Q, Chen M S, Huang Z X, et al. A fast explicit FETD method based on compressed sensing [J]. Progress in Electromagnetics Research M, 2017, 55: 161-167.
- [20] Cao X Y, Chen M S, Wu X L. Sparse transform matrices and their application in the calculation of electromagnetic scattering problems [J]. Chinese Physics Letters, 2013, 30(2): 028401.
- [21] Qi Q, Cao X Y, Chen M S, et al. An improved fast finite element time-domain method based on compressive sensing for cavity problems [J]. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2020, 30(4): 331-334.
- [22] Rice J R. Experiments on Gram-Schmidt orthogonalization[J]. Mathematics of Computation, 1966, 20(94): 325-328.
- [23] Ge D B, Wei B. Discontinuous Galerkin time domain in electromagnetic wave[M]. Beijing: Science Press, 2019: 21-23.
- 葛德彪, 魏兵. 电磁波时域不连续伽略金方法[M]. 北京: 科学出版社, 2019: 21-23.
- [24] Montseny E, Pernet S, Ferrières X, et al. Dissipative terms and local time-stepping improvements in a spatial high order discontinuous Galerkin scheme for the time-domain Maxwell's equations [J]. Journal of Computational Physics, 2008, 227(14): 6795-6820.
- [25] Cohen G, Ferrieres X, Pernet S. A spatial high-order hexahedral discontinuous Galerkin method to solve

- Maxwell's equations in time domain [J]. *Journal of Computational Physics*, 2006, 217(2): 340-363.
- [26] Feliziani M, Maradei F. An explicit-implicit solution scheme to analyze fast transients by finite elements [J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1997, 33(2): 1452-1455.
- [27] Tropp J A, Laska J N, Duarte M F, et al. Beyond Nyquist: efficient sampling of sparse bandlimited signals [J]. *IEEE Transactions on Information Theory*, 2010, 56(1): 520-544.
- [28] Chen M S, Liu F L, Du H M, et al. Compressive sensing for fast analysis of wide-angle monostatic scattering problems [J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2011, 10: 1243-1246.
- [29] Candès E J, Romberg J, Tao T. Robust uncertainty principles: exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information [J]. *IEEE Transactions on Information Theory*, 2006, 52(2): 489-509.
- [30] Tropp J A, Gilbert A C. Signal recovery from random measurements via orthogonal matching pursuit [J]. *IEEE Transactions on Information Theory*, 2007, 53(12): 4655-4666.