

DOI: 10.7652/xjtuxb201612005

电力设备局部放电特高频电磁波 数值计算技术研究

邵先军^{1,2}, 何文林², 刘石², 杨勇², 张冠军¹
(1. 西安交通大学电力设备电气绝缘国家重点实验室, 710049, 西安;
2. 国家电网浙江省电力公司电力科学研究院, 310014, 杭州)

摘要: 利用时域有限差分法(FDTD),采用单轴介质完全匹配层(UPML)作为理想的吸收边界条件,比较了UPML与完全匹配层(PML)边界条件的电磁波吸收效果,推导了相应数值离散方法和迭代过程。以气体绝缘全封闭组合电器(GIS)局部放电为例,基于M语言,建立了特高频电磁波仿真模型及编制了数值计算模型,探讨了数值稳定性条件和数值色散,对比研究了硬源和软源激励以及UPML和PML边界条件下的电磁波仿真差异,并仿真计算了GIS内部和泄露电磁波的传播特性及波导模式特性。计算结果表明:UPML边界条件对于电磁波的吸收效果好于PML;金属和非金属缺陷产生的局部放电电磁波可分别用硬源和软源脉冲电流激励来模拟,硬源下电磁波峰峰值为软源下的5倍;GIS内部最大电场强度方向为垂直于GIS的行波方向,而泄露电磁波最大电场方向则平行于其行波方向,两者频谱与GIS波导模式基本吻合,两者差异主要是因盆式绝缘子与金属螺栓所形成的缝隙天线的自有频响特性所造成的。

关键词: 局部放电;特高频;电磁波数值计算;时域有限差分法;单轴介质完全匹配层

中图分类号: TM855 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2016)12-0024-08

Numerical Research on Electromagnetic Wave in Ultra-High Frequency Band Excited by Partial Discharge in Electrical Equipment

SHAO Xianjun^{1,2}, HE Wenlin², LIU Shi², YANG Yong², ZHANG Guanjun¹

(1. State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;
2. State Grid Zhejiang Electric Power Research Institute, Hangzhou 310014, China)

Abstract: By finite difference time domain (FDTD) method with uniaxial perfectly matched layer (UPML) boundary condition, the comparison of the absorption effects between perfectly matched layer (PML) and UPML is performed, and the numerical discretization and iteration processes are deduced. Taking gas insulating switchgear (GIS) partial discharge (PD) as an example, the simulation model of electromagnetic (EM) wave is constructed, and the numerical stability condition and dispersion are discussed. The differences under hard source and soft source excitations are illustrated, and the GIS PD simulations at UPML and PML boundaries are also compared. It is revealed that the absorption of EM waves with UPML boundary condition is better than that with PML. The hard source and soft source of pulse current excitation can be employed to simulate the PD EM waves generated by metal and non-metal defects, respectively. The peak-peak value of EM wave under hard source is about five times larger than that under soft

收稿日期: 2016-02-14。 作者简介: 邵先军(1983—),男,博士后;张冠军(通信作者),男,教授,博士生导师。 基金项目: 中国博士后科学基金资助项目(2015M580848);国家自然科学基金资助项目(51607140);国家电网浙江省电力公司科技资助项目(5211DS14005Y,5211DS15002P)。

网络出版时间: 2016-09-23 网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20160923.1702.014.html>

source. The largest electric field strength component inside GIS is perpendicular to the direction of travelling waves in GIS, and the largest electric field strength component of the leakage EM waves is along the direction of travelling waves in GIS. The main frequency spectrums of EM waves comply with the different waveguide modes in GIS. The difference between inside and leakage EM waves is caused by the self frequency response characteristic of the slot antenna formed by the insulating spacer and bolts.

Keywords: partial discharge; ultra-high frequency; electromagnetic wave numerical computation; finite difference time domain method; uniaxial perfectly matched layer

目前,通过外置式或内置式特高频(UHF)传感器检测局部放电 UHF 频段下电磁波信号,已逐渐发展成为诊断变电设备绝缘状态的一种较为有效的技术。

一般来说,UHF 局部放电检测特性主要受以下 3 个因素的影响,即局部放电信号自身特性、信号传播特性及传感器的接收特性。因此,针对 UHF 信号传播特性,不少研究者对此开展了相应的仿真与实验研究,取得了一定的成果。

文献[1]基于并矢格林函数求解亥姆霍兹波动方程的方法,最早计算得到了 GIS 腔体内部的 UHF 的波导模式。文献[2]利用 EMTP 软件,采用暂态电磁仿真方法,计算了气体绝缘全封闭组合电器(GIS)腔体内部的 UHF 电磁波共振频率。文献[3-4]利用基于时域有限差分(FDTD)法的 MAGNA/TDM 软件,仿真得到了 GIS L 及 T 型结构对 UHF 电磁波信号传播特性的影响。文献[5-6]利用 XFDTD 软件,计算了 GIS 和变压器内部电磁波的传播特性,分析了不同结构部件对电磁波信号衰减和传播的影响。文献[7-8]同样利用 XFDTD 软件,计算了 GIS、变压器内部的电磁波传播特性。文献[9]利用 HFSS 软件分析了 GIS 内部电磁波的波导模式。

本文利用 FDTD 方法,采用单轴各向异性介质完全匹配层(UPML)作为理想的吸收边界条件,比较 UPML 与完全匹配层(PML)边界条件的电磁波吸收效果,推导了相应数值离散方法和迭代过程。基于 M 语言,编制了数值计算程序,以 GIS 局部放电为例,建立了仿真模型,进行了局部放电激励源的模拟,计算了 GIS 内部和泄露电磁波的传播特性,并分析了仿真结果。

1 计算方法与边界条件

1.1 FDTD 方法

FDTD 方法计算思想是由 Kann Yee 于 1966 年提出的,经过近半个世纪的发展,FDTD 方法已广泛应用

于天线、微波电路、电磁兼容、生物电磁等领域^[10]。

所有的电磁计算问题都可归结为求解著名的麦克斯韦方程。FDTD 方法利用中心差分将麦克斯韦方程的时域和频域进行离散^[11]

$$\frac{\mathbf{H}^{n+0.5} - \mathbf{H}^{n-0.5}}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}^n \quad (1)$$

$$\frac{\mathbf{E}^n - \mathbf{E}^{n-1}}{\Delta t} = -\frac{\sigma}{\epsilon} \mathbf{E}^{n-0.5} + \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \mathbf{H}^{n-0.5} \quad (2)$$

对式(1)、式(2)继续化简,可得

$$\mathbf{E}^n = \frac{1 - \sigma\Delta t/2\epsilon}{1 + \sigma\Delta t/2\epsilon} \mathbf{E}^{n-1} + \frac{\Delta t/\epsilon}{1 + \sigma\Delta t/2\epsilon} \nabla \times \mathbf{H}^{n-0.5} \quad (3)$$

$$\mathbf{H}^{n+0.5} = \mathbf{H}^{n-0.5} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}^n \quad (4)$$

将式(3)和(4)分解至 x 、 y 、 z 3 个方向,可分别得到 x 、 y 、 z 3 个方向的电场迭代计算公式。

因此,麦克斯韦方程中的电场和磁场可根据式(3)、式(4)分别迭代计算,每个计算单元的基本网格如图 1 所示,称之为 Yee 网格。

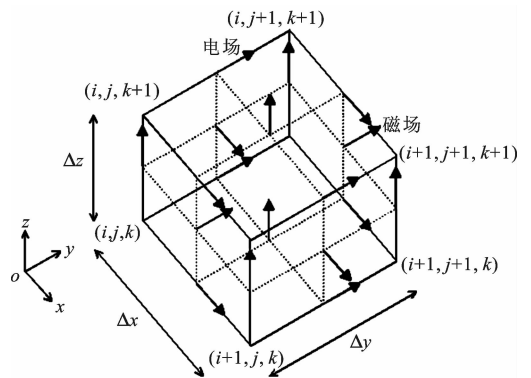


图 1 FDTD 方法计算的基本网格

1.2 UPML 边界条件

对于电磁场计算这类开域问题来说,为了节省计算所需内存,求解域需设置吸收电磁波的边界条件来简化为有限计算域^[12]。一般来说,绝大多数学者在局部放电电磁波计算领域中采用的是场分量分裂理论,其缺点是分裂场迭代计算非常繁琐。UPML

作为一个适用于各向异性介质的边界条件,优点为吸收效果佳、无需场分量的分裂、编程简单、可扩展至非正交和非结构化网格技术^[11,13-14]。

将麦克斯韦方程重写为

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}\omega\epsilon\mathbf{S}\mathbf{E} \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mathbf{j}\omega\epsilon\mathbf{S}\mathbf{H} \quad (6)$$

式中: $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 分别为电场和磁场强度的张量; $\mathbf{S}$ 为张量系数

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} \frac{s_y s_z}{s_x} & 0 & 0 \\ s_x & \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \end{bmatrix} \quad (7)$$

这里, s_x 、 s_y 、 s_z 分别为 x 、 y 、 z 方向的相对复介电常数,计算式如下

$$\left. \begin{aligned} s_x &= k_x + \frac{\sigma_x}{\mathbf{j}\omega\epsilon} \\ s_y &= k_y + \frac{\sigma_y}{\mathbf{j}\omega\epsilon} \\ s_z &= k_z + \frac{\sigma_z}{\mathbf{j}\omega\epsilon} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

根据电位移通量 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{E}$ 之间的关系,可得

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \overline{H_z}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{H_y}}{\partial z} \\ \frac{\partial \overline{H_x}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{H_z}}{\partial x} \\ \frac{\partial \overline{H_y}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{H_x}}{\partial y} \end{bmatrix} = \mathbf{j}\omega \begin{bmatrix} s_y & 0 & 0 \\ 0 & s_z & 0 \\ 0 & 0 & s_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \overline{D_x} \\ \overline{D_y} \\ \overline{D_z} \end{bmatrix} \quad (9)$$

通过 $\mathbf{j}\omega \rightarrow \frac{\partial}{\partial t}$ 将式(9)的频域转换为时域,可得

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} k_y & 0 & 0 \\ 0 & k_z & 0 \\ 0 & 0 & k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} + \frac{1}{\epsilon} \begin{bmatrix} \sigma_y & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_z & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} \quad (10)$$

同理,对电场公式进行转换,可得

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{bmatrix} = -\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} k_y & 0 & 0 \\ 0 & k_z & 0 \\ 0 & 0 & k_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} +$$

$$\frac{1}{\epsilon} \begin{bmatrix} \sigma_y & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_z & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} \quad (11)$$

利用 Yee 网格差分 and 蛙跳算法可对式(10)、式(11)进行计算,再利用 $\mathbf{D}$ 与 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B}$ 与 $\mathbf{H}$ 间的关系,以 x 方向为例,可得

$$\begin{aligned} D_x \Big|_{i+0.5,j,k}^{n+1} &= \left(\frac{2\epsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\epsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \right) D_x \Big|_{i+0.5,j,k}^n + \\ &\left(\frac{2\epsilon \Delta t}{2\epsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \right) \left(\frac{H_z \Big|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+0.5} - H_z \Big|_{i+0.5,j-0.5,k}^{n+0.5}}{\Delta y} - \right. \\ &\left. \frac{H_y \Big|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+0.5} - H_y \Big|_{i+0.5,j-0.5,k}^{n+0.5}}{\Delta z} \right) \\ E_x \Big|_{i+0.5,j,k}^{n+1} &= \left(\frac{2\epsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\epsilon k_z + \sigma_z \Delta t} \right) E_x \Big|_{i+0.5,j,k}^n + \\ &\left(\frac{1}{(2\epsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\epsilon} \right) \left((2\epsilon k_x + \sigma_x \Delta t) D_x \Big|_{i+0.5,j,k}^{n+1} - \right. \\ &\left. (2\epsilon k_x - \sigma_x \Delta t) D_x \Big|_{i+0.5,j,k}^n \right) \\ B_x \Big|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+1.5} &= \left(\frac{2\epsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\epsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \right) B_x \Big|_{i,j+0.5,k}^n + \\ &\left(\frac{2\epsilon \Delta t}{2\epsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \right) \left(\frac{E_z \Big|_{i,j+1,k+0.5}^{n+1} - E_z \Big|_{i,j,k+0.5}^{n+1}}{\Delta y} - \right. \\ &\left. \frac{E_y \Big|_{i,j+0.5,k+1}^{n+1} - E_y \Big|_{i,j+0.5,k}^{n+1}}{\Delta z} \right) \\ H_x \Big|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+1.5} &= \left(\frac{2\epsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\epsilon k_z + \sigma_z \Delta t} \right) H_x \Big|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} + \\ &\left(\frac{1}{(2\epsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\mu} \right) \left((2\epsilon k_x + \sigma_x \Delta t) B_x \Big|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+1.5} - \right. \\ &\left. (2\epsilon k_x - \sigma_x \Delta t) B_x \Big|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} \right) \end{aligned}$$

图 2 所示为 UPML 边界条件的计算示意图。UPML 边界的每个最外层为理想电导体边界。

边界层各方向的参数设置如下:在 $x_{\min}$ 、 $x_{\max}$ UPML 层, $\sigma_y = \sigma_z = 0$, $k_y = k_z = 1$; 在 $y_{\min}$ 、 $y_{\max}$ UPML 层, $\sigma_x = \sigma_z = 0$, $k_x = k_z = 1$; 在 $z_{\min}$ 、 $z_{\max}$ UPML 层, $\sigma_x = \sigma_y = 0$, $k_x = k_y = 1$ 。

在 UPML 的交叉部分,使用 2 个或 3 个方向的 σ 和 k 参数条件。UPML 层导电率 σ 为

$$\sigma_x(x) = \left(\frac{x}{d} \right)^m \sigma_{x,\max}$$

$$\sigma_{x,\max} = -\frac{(m+1)\ln[R(0)]}{2\eta d}$$

$$k_x(x) = 1 + \left(\frac{x}{d} \right)^m (k_{x,\max} - 1)$$

这里, d 、 m 、 $R(0)$ 和 $k_{x,\max}$ 分别取 10、4、 10^{-16} 和 1。

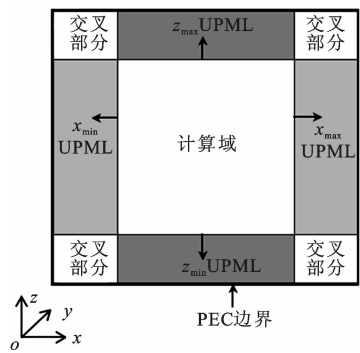


图 2 UPML 边界条件

2 UPML 与 PML 吸收效果的比较

为了比较本文所用 UPML 边界条件与传统 PML 边界条件对于电磁波吸收效果的差异,本文基于 FDTD 模型及边界条件的离散方法,建立了计算域为 $90\times90\times90$ 网格的三维模型,网格尺寸为 0.01 m ,计算时间步长为 $1.926\times10^{-11}\text{ s}$,计算域为真空介质。UPML 和 PML 边界层数均设为 7,其余参数设置均保持一致。

高斯电场源设置在计算域中心(45,45,45)处用以激发电磁波,其波形如图 3a 所示,在(45,55,45)处设置监测点用以测试吸收效果。两种边界条件下计算结果如图 3b 所示,可见两者边界条件的计算结

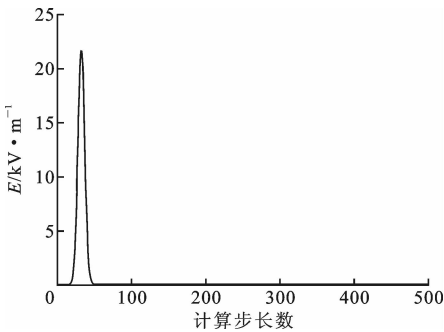
果几乎一致,但在计算步数为 $150\sim350$ 左右,PML 边界下电场强度 E 计算结果有波动,这是因边界处反射所引起的,而 UPML 边界下无边界反射情形出现,因此 UPML 边界对于电磁波吸收效果较 PML 更好。

3 GIS 特高频电磁波计算模型

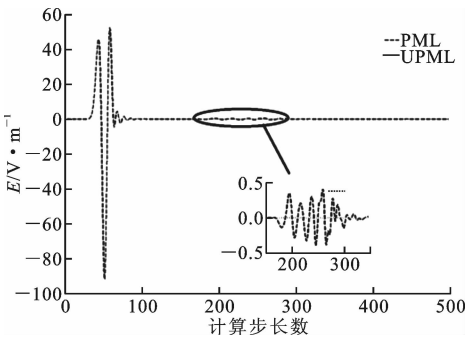
为验证 FDTD 方法与 UPML 边界条件在变电设备局部放电电磁波仿真的有效性,本文以 GIS 特高频电磁波的传播特性为计算案例,建立了三维 GISFDTD 计算模型,编制了相应的 Matlab 数值计算程序。

3.1 仿真模型

所采用的 GIS 仿真模型及尺寸如图 4 所示,由单相高压导体、一个盆式绝缘子及其两侧法兰组成。GIS 模型的长度为 2 m ;盆式绝缘子的材料为环氧树脂,其相对介电常数取 4;盆式绝缘子通过两侧法兰上的 8 个直径为 1 cm 的螺栓固定。局部放电模型设在中心导体之上,监测点 $m_0\sim m_3$ 用以记录随时间变化的电磁波波形,以便分析 GIS 特高频电磁波的传播特性。其中 m_0 和 m_1 位于 xz 平面上, m_0

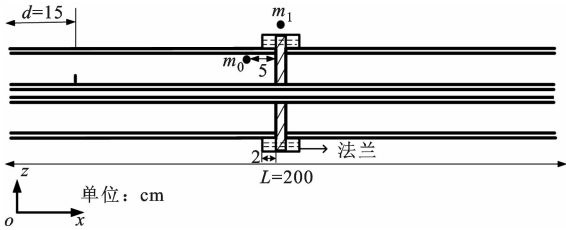


(a) 高斯源波形

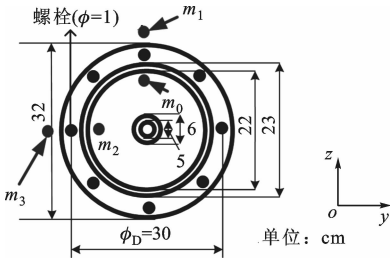


(b) 监测点处电场强度变化

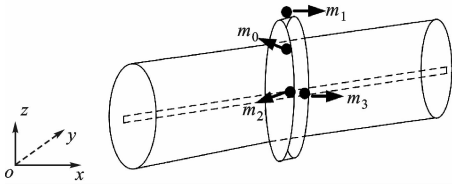
图 3 PML 与 UPML 边界条件的吸收效果对比



(a) xz 平面



(b) yz 平面



(c) $xy-z$ 三维平面

图 4 GIS 仿真模型

位于 GIS 内部离盆式绝缘子约 5 cm 处, m_1 位于盆式绝缘子外部, 如图 4a 所示, m_2 和 m_3 位于 yz 平面上(即将图 4a 中的 m_0 和 m_1 以 x 轴为中心旋转 90° 后)。监测点 $m_0 \sim m_3$ 位置的三维示意图如图 4c 所示。

根据本文 1.2 节可知, 因 FDTD 方法中, 当前时间所计算的 $\mathbf{E}$ 或 $\mathbf{H}$ 是基于前一个时间步长的 $\mathbf{H}$ 或 $\mathbf{E}$ 计算得到的, 因此 FDTD 计算中每一时间步长都存在误差, 随着时间的增加, 误差会逐渐积累。如果误差的积累不会造成总误差的增加, 那么该 FDTD 计算一般认为是稳定的, 否则是不稳定的, 数值计算的不稳定性会造成计算结果随时间无限增加。因此, 当时间步长小于一定值后, 为避免数值的不稳定, 一般采用 Courant 等人提出的稳定判断条件来判断。具体 Courant 稳定条件计算公式^[11]

$$c\Delta t \leqslant \frac{1}{((1/\Delta x)^2 + (1/\Delta y)^2 + (1/\Delta z)^2)^{1/2}} \tag{12}$$

式中: c 为光速; Δx 、 Δy 和 Δz 为 3 个方向的网格尺寸。

式(12)表明, Yee 网格为立方体时, 计算的时间间隔必须等于或小于波以光速通过 Yee 网格对角线长度 $1/3$ 所需的时间。

本文 GIS 仿真模型的长度为 2 m, 最小的尺寸为直径 1 cm 的螺栓, 考虑到计算所需的内存容量(8 GB 内存计算机), 本文将仿真模型中的网格尺寸设为 5 mm, 当仿真时间步长设为 5×10^{-12} s 时, 满足 Courant 稳定性判据。

同时, 考虑到差分近似带来的数值色散方面的误差。当 Yee 网格尺寸满足

$$\Delta x \leqslant \frac{\lambda}{12} \tag{13}$$

式中: Δx 为网格尺寸; λ 为波长。差分近似所带来的色散影响将非常小, 满足 FDTD 计算的要求^[15]。

因 GIS 特高频局部放电中的最高频率为 3 GHz, 其波长为 0.3 m, 因此 FDTD 中的最大网格尺寸为 25 mm 时, 满足色散引起的误差要求。因此, 本文仿真中设置的网格尺寸 5 mm 可以满足数值色散误差的要求。

本文仿真中总的计算时间设为 30 ns, 这主要是结合 GIS 内部从激励源至 GIS 尾端所需的电磁波传播时间和监测点处的波形来综合判断的。

同样为使计算域封闭在有限区域内, 在计算域的 x 、 y 、 z 3 个方向上各设置了 10 层 UPML 边界。

3.2 局部放电源激励

在 FDTD 仿真中, 通常可设置两类源来激励电磁波, 分别是硬源和软源, 其计算公式分别如下^[16]

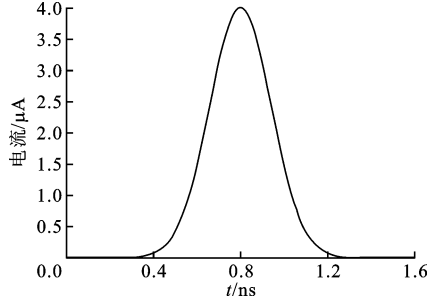
硬源 $\mathbf{E}$ 或 $\mathbf{H}^{n+1}(i, j, k) = \mathbf{E}$ 或 $\mathbf{H}_{ex}$

软源 $\mathbf{E}$ 或 $\mathbf{H}^{n+1}(i, j, k) = \mathbf{E}$ 或 $\mathbf{H}^n(i, j, k) + \mathbf{E}$ 或 $\mathbf{H}_{ex}$

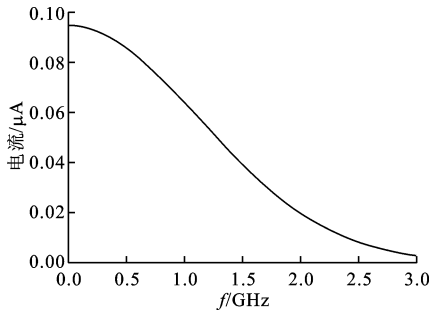
在 FDTD 中, 都是以 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{H}$ 为计算量迭代的, 而变电设备中局部放电源所激励的电场强度是无法实测得到的, 因此可根据局部放电电流密度与电场间的关系, 将局部放电电流转换为电场激励如下

$$\mathbf{E}_{ex} = \frac{dt/\epsilon}{1 + \sigma dt/2\epsilon} \frac{I(t)}{dx dy} \tag{14}$$

根据文献[17]的局部放电电流脉冲实测数据, 仿真中设置 z 方向、上升沿约为 0.4 ns、幅值 4 mA 的高斯电流脉冲, 如图 5 所示。局部放电源设置在离 GIS 左侧 15 cm 处的高压导体上。



(a)局部放电电流脉冲



(b)局部放电电流频谱

图 5 局部放电电流脉冲及其频谱

4 GIS 特高频电磁波仿真结果

4.1 硬源和软源激励下的电磁波仿真差异

为了解硬源和软源所激励电磁波差异, 仿真中分别采用了硬源和软源来激励 GIS 特高频电磁波。在硬源和软源的激励下, 激励源处的电场强度 E_z 的波形如图 6 所示, 可见两者波形一致, 但激励源处在硬源下的电场强度幅值约为软源下的 5 倍。

这主要是因为软源激励源处已辐射出去的电磁波将耦合回到源网格,源网格处的电场小于硬源激励下的电场。图 7 所示为两种激励源下 m_0 处电场强度的波形,可知因两种激励源下的源网格处的电场波形一致,只有幅值上的差异,因此硬、软源下的 m_0 处电场强度的峰峰值相差也同样为 5 倍。

另外,从硬源和软源的表达式上可知,两者的主

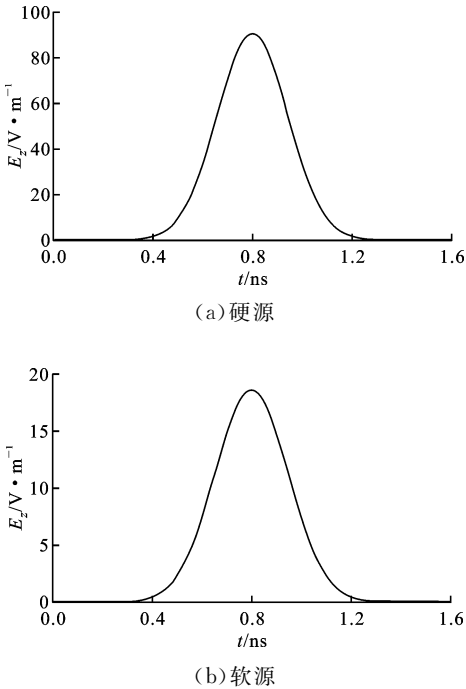


图 6 硬源和软源激励下激励源处的电场强度比较

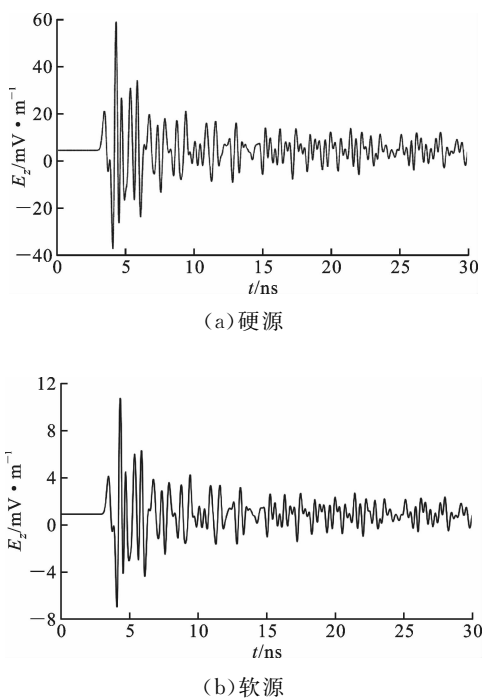


图 7 硬源和软源激励下 m_0 处的电场强度比较

要差异为硬源所激励的电场或磁场强度变化始终保持与所给出的激励源函数一致,相当于硬源所在处是一个理想的金属导电反射屏,当所激励的 GIS 电磁波传播至激励源处,再反射回 GIS 中,因此硬源适用于模拟变电设备内部因金属尖端、颗粒、悬浮等所激励产生的局部放电电磁波。软源则与前一时刻该源位置的变化有关,通过将迭代得到的值与外加时间函数源相加得到源所在位置的场量值,当所激励的 GIS 电磁波传播至激励源处,不再反射回 GIS 中,源网格的实际值已不同于原来设置的时间函数,因此软源适合于模拟非金属颗粒、粉尘或绝缘内部气穴等非金属缺陷激励产生的电磁波。

本文将局部放电源设置在离 GIS 左侧 15 cm 处的高压导体上,用以模拟高压导体金属尖端缺陷,因此仿真中采用硬源来激励 GIS 特高频电磁波。

4.2 UPML 和 PML 边界条件下的电磁波仿真差异

为了比较 UPML 边界条件与传统 PML 边界条件下电磁波的仿真差异,在硬源激励条件下的同一仿真模型中,分别计算了 UPML 和 PML 边界条件对于仿真结果的影响。

以 m_0 处电场强度波形为例,图 8 所示为两种边界条件下的波形对比,可见两种边界条件下的电磁波波形基本一致,约 4 ns 后,UPML 边界条件下的电磁波幅值稍大。这可能是因为 PML 边界下的电磁波吸收效果比 UPML 边界稍差,反射波与入射电磁波叠加后使得监测点 m_0 处的电磁波幅值较小;此外,这也可能是两种边界条件下数值迭代上的计算误差引起的。

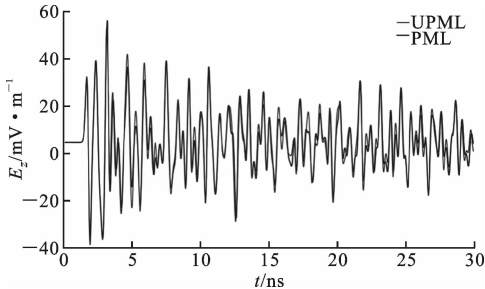
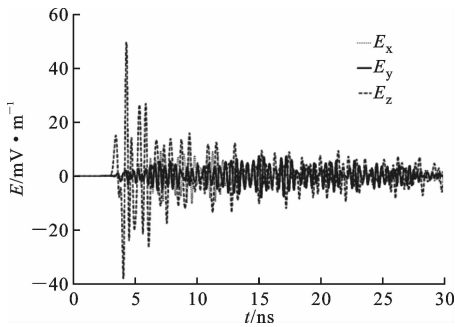


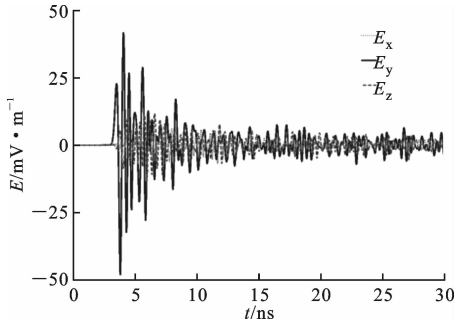
图 8 UPML 和 PML 边界条件下 m_0 处的电场强度的比较

4.3 GIS 内部电磁波传播特性

测点 m_0 和 m_2 在 x 、 y 、 z 3 个方向的电场强度 E_x 、 E_y 和 E_z 如图 9 所示。从图中可见: m_0 处的 z 方向的电场强度 E_z 的幅值最大,其峰峰值为 0.087 V/m;而 m_2 处 y 方向电场强度 E_y 的幅值最大,这说明安装内置式 UHF 传感器时,应使传感器的 E

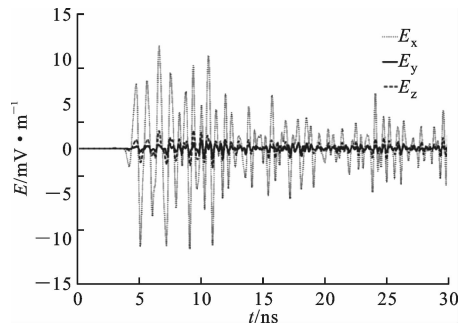


(a) m_0

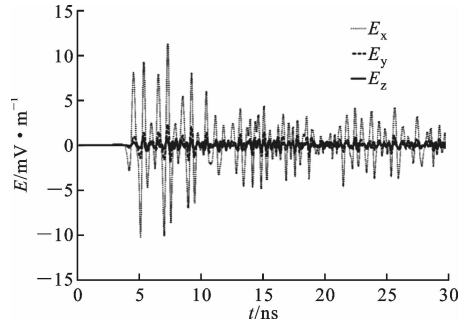


(b) m_2

图 9 m_0 和 m_2 处的电场强度变化情况



(a) m_1



(b) m_3

图 10 m_1 和 m_3 处的电场强度变化情况

面垂直于 GIS 的行波方向。另外, m_0 与局部放电源的距离为 80 cm, 因此 m_0 处电场强度曲线的波头时间应为 $0.8/c=2.667$ ns, c 为电磁波传播速度 ($c=3\times 10^8$ m/s), 这与仿真得到的 2.6 ns 基本接近, 这也从侧面说明了本仿真计算的正确性。

4.4 GIS 盆式绝缘子泄露电磁波特性

盆式绝缘子处泄露电磁波常用于带电检测 GIS 局部放电信号, 因此有必要得到此处的电磁波特性。

监测点 m_1 和 m_3 处的电场强度变化曲线如图 10 所示, 从中可见, m_1 和 m_3 处泄露电磁波 E_x 幅值最大, 两个监测点处的 E_x 峰峰值分别为 0.022 和 0.021 6 V/m, 说明安装外置式 UHF 传感器时, 应使传感器的 E 面平行于 GIS 的行波方向。这主要是因为盆式绝缘子与金属螺栓之间的裸露绝缘介质部分形成了缝隙天线, 当电磁波行经该非连续介质时, 表面电流经金属螺栓绕行, 从而缝隙天线的电场方向与表面电流方向一致, 如图 11 所示。因此, 监测点 m_1 和 m_3 处最强的电场方向与 GIS 的轴向方向一致, 即为 E_x 。

4.5 频谱特性

为对比 GIS 内部与泄露电磁波的频谱特性, m_0 和 m_1 处各自最大电场强度方向的 $E_z(m_0)$ 和 $E_x(m_1)$ 经傅里叶变换得到的频谱如图 12 所示。从图中可见, $E_z(m_0)$ 的频谱主要分布在 700 MHz 至 2.8 GHz,

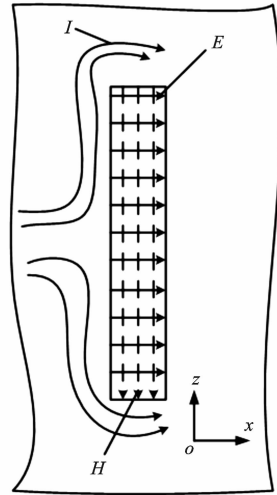


图 11 金属螺栓与盆式绝缘子形成的缝隙天线原理图

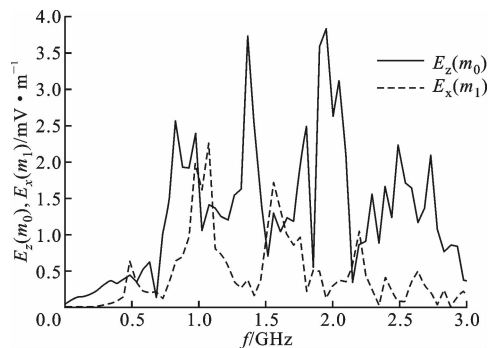


图 12 $E_z(m_0)$ 和 $E_x(m_1)$ 的频谱特性

主要频率峰点为 900 MHz、1.4 GHz 和 2 GHz;而 $E_x(m_1)$ 的频谱则主要分布在 700 MHz 至 2.0 GHz,其主要频率峰点为 1 GHz 和 1.6 GHz。

根据 GIS 模型的结构参数,其主要横电场(TE)和横磁场(TM)波导模式的截止频率(f_c)计算结果如表 1 所示。从图中可知,GIS 内部监测点 $E_z(m_0)$ 的频谱中出现了 TM_{02} 和 TM_{12} 之外的其余波导模式,而泄露电磁波 $E_x(m_1)$ 的频谱中则出现了 TE_{11} 、 TE_{21} 、 TE_{31} 和 TE_{12} ,两者差异主要是因盆式绝缘子与金属螺栓所形成的缝隙天线的自有频响特性所造成的。

表 1 横电场波导模式下的截止频率

波导模式	f_c/GHz
TE_{11}	0.701
TE_{12}	1.298
TE_{31}	1.788
TE_{20}	1.983
TE_{21}	2.208

表 2 横磁场波导模式下的截止频率

波导模式	f_c/GHz
TM_{11}	0.701
TM_{21}	1.298
TM_{02}	1.788
TM_{12}	1.983

5 结 论

本文结合 FDTD 方法和 UPML 边界条件,对比研究了 UPML 与 PML 边界条件的电磁波吸收效果,表明 UMPL 的吸收效果稍好于 PML,基于 M 语言计算了 GIS UHF 电磁波的传播特性,仿真了硬源和软源激励下的电磁波差异,以及 UPML 和 PML 边界条件下的电磁波差异。分析和仿真结果表明,金属和非金属缺陷产生的局部放电电磁波可分别通过硬源和软源来模拟,两种边界条件下的电磁波波形基本一致,UPML 边界条件下的电磁波幅值稍大。GIS 内部最大电场强度方向为垂直于 GIS 的行波方向,而泄露电磁波最大电场方向则平行于其行波方向,两者频谱与 GIS 波导模式基本吻合,两者差异主要是因盆式绝缘子与金属螺栓所形成的缝隙天线的自有频响特性所造成的。

参考文献:

[1] JUDD M D, FARISH O, HAMPTON B F. The exci-

tation of UHF signal by partial discharge in GIS [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 1996, 3(2): 213-228.

[2] OKABE S, KANEKO S, YOSHIMURA M, et al. Electromagnetic wave propagation in a coaxial pipe GIS model [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2007, 14(5): 1161-1169.

[3] HIKITA M, OHTSUKA S, TESHIMA T, et al. Examination of electromagnetic mode propagation characteristics in straight and L-section GIS model using FD-TD analysis [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2007, 14(6): 1477-1483.

[4] YOSHIMURA M, MUTO H, NISHIDA C, et al. Propagation properties of electromagnetic wave through T-branch in GIS [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2007, 14(2): 328-333.

[5] 袁鹏. 油纸绝缘电力变压器局部放电的超高频特性及其应用研究 [D]. 西安: 西安交通大学, 2009: 10-15.

[6] 李军浩, 司文荣, 杨景岗, 等. 直线及 L 型 GIS 模型电磁波传播特性研究 [J]. 西安交通大学学报, 2008, 42(10): 1280-1284.

LI Junhao, SI Wenrong, YANG Jinggang, et al. Electromagnetic wave propagation characteristics in straight and L-type gas insulated switchgear [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2008, 42(10): 1280-1284.

[7] 李信. GIS 局部放电特高频检测技术的研究 [D]. 北京: 华北电力大学, 2005: 30-32.

[8] 卢启付, 郑书生, 李兴旺, 等. GIS 金属法兰孔特高频信号传播特性研究与外置式发射天线开发 [J]. 电网技术, 2013, 37(8): 2303-2309.

LU Qifu, ZHENG Shusheng, LI Xingwang, et al. Study on propagation characteristics of UHF signal via hole of GIS mental flange and development of external radiating antenna [J]. Power System Technology, 2013, 37(8): 2303-2309.

[9] 刘君华, 姚明, 黄成军, 等. GIS 中局部放电电磁波的模式特性 [J]. 高电压技术, 2009, 35(7): 1654-1660.

LIU Junhua, YAO Ming, HUANG Chengjun, et al. Characteristics of PD EM-wave modes in GIS [J]. High Voltage Engineering, 2009, 35(7): 1654-1660.

[10] YEE K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1966, 14(3): 302-307.