

有耗介质层上多导体传输线的电磁耦合时域分析方法

叶志红 张杰 周健健 苟丹

Time domain hybrid method for coupling analysis of multi-conductor transmission lines on the lossy dielectric layer excited by ambient wave

Ye Zhi-Hong Zhang Jie Zhou Jian-Jian Gou Dan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 060701 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191214

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191214>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

介质部分填充平行平板传输线微放电过程分析

Multipactor in parallel-plate transmission line partially filled with dielectric material

物理学报. 2018, 67(15): 157901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180351>

时空非均匀等离子体鞘套中太赫兹波的传播特性

Propagation characteristics of terahertz waves in temporally and spatially inhomogeneous plasma sheath

物理学报. 2017, 66(8): 084102 <https://doi.org/10.7498/aps.66.084102>

同轴传输线微放电的统计理论稳态建模及敏感区域计算

Multipactor susceptibility chart of coaxial transmission lines with stationary statistical modeling

物理学报. 2018, 67(22): 227901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181341>

一种新的基于频域有限差分方法的小周期有机太阳能电池的光电特性

Optical and electrical properties of short-pitch solar cells with finite-difference frequency-domain method

物理学报. 2018, 67(17): 178102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180821>

光子晶体传输特性的时域精细积分法分析

Analysis of photonic crystal transmission properties by the precise integration time domain

物理学报. 2017, 66(8): 084101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.084101>

有耗介质层上多导体传输线的 电磁耦合时域分析方法*

叶志红[†] 张杰 周健健 苟丹

(重庆邮电大学通信与信息工程学院, 重庆 400065)

(2019年8月9日收到; 2020年1月5日收到修改稿)

目前, 针对空间电磁场作用有耗介质层上传输线的电磁耦合, 仍缺乏有效的数值分析方法. 因此, 本文提出一种高效的时域混合算法, 很好地解决了有耗介质层上传输线电磁耦合建模难的问题. 首先, 对经典传输线方程进行改进, 推导了适用于有耗介质层上多导体传输线电磁耦合分析的修正传输线方程. 然后, 结合时域有限差分方法和相应插值技术, 求解修正传输线方程, 获得多导线及其端接负载上的电压和电流响应, 并实现空间电磁场辐射与多导线瞬态响应的同步计算. 最后, 通过相应计算实例的数值模拟, 与 CST 软件的仿真结果进行对比, 验证了时域混合算法的正确性和高效性.

关键词: 有耗介质层上传输线, 修正传输线方程, 插值技术, 时域有限差分方法

PACS: 07.05.Tp, 41.20.Jb, 41.90.+e

DOI: 10.7498/aps.69.20191214

1 引言

非金属导电材料具备质量轻和导电性好的特点, 广泛应用于工业和军事等领域作为设备制造材料, 例如飞机蒙皮使用的复合材料就是典型的非金属导电材料. 在飞机等复杂目标中, 大量的传输线铺设在非金属导电材料上, 实现不同设备之间的数据通信. 当这类目标处于复杂电磁环境中时, 空间强电磁干扰源将通过目标内的传输线耦合产生强电流信号, 该信号必然流入传输线端接电路, 对电路上的敏感元件造成干扰或破坏. 因此, 实现对非金属导电材料上传输线的电磁耦合建模, 是分析飞机等大尺寸目标电磁环境效应的前提.

由传输线理论可知, 在空间电磁场的激励下, 传输线与其邻近的非金属导电材料之间将形成电流回路. 为了便于分析, 将非金属导电材料等效为具有一定介电常数和电导率的有限尺寸大小和厚

度的有耗介质层. 全波算法是模拟有耗介质层上传输线电磁耦合的最直接方法, 其中时域有限差分 (FDTD) 方法^[1-4]是应用非常广泛的时域算法. 但是, 采用 FDTD 方法进行模拟, 需要对有耗介质层和传输线精细结构直接建模, 剖分所需网格量较大, 势必造成计算效率低. 因此, 国内外学者基于传输线方程理论, 开展了大量的数值算法研究, 实现传输线电磁耦合的高效计算. 这类算法的核心思想是在避免对传输线直接建模的前提下, 获得与全波算法具有相同精度的计算结果. 其中, 主流算法有 3 类: Beam-Liu-Tesche (BLT) 方程^[5-11]、FDTD-SPICE (simulation program with integrated circuit emphasis) 算法^[12-17]和 FDTD-TL (transmission line) 算法^[18-20]. BLT 方程是将传输线看作管道, 激励源和负载看作节点, 构建节点电压电流经管道传播的关系矩阵, 进而求解矩阵以获得负载上的电压和电流响应. 但是, BLT 方程是一种频域方法, 当入射波为宽频带信号时, 计算效率

* 国家自然科学基金 (批准号: 61701057) 和重庆市基础与前沿研究计划 (批准号: cstc2017jcyjAX0345) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yezh@cqupt.edu.cn

不高. FDTD-SPICE 算法是一种时域方法, 其首先使用传输线理论建立传输线的 SPICE 等效电路模型^[21], 然后通过 FDTD 方法模拟传输线的激励场并引入 SPICE 软件作为激励源, 最后, 采用 SPICE 软件仿真得到传输线端接负载上的电压和电流响应. 但是, 该算法在推导 SPICE 等效电路模型时需要用到大量的理论推导, 且算法中负载瞬态响应与传输线激励场需分开计算, 因此计算效率不高. FDTD-TL 算法是本文的前期研究成果, 首先使用传输线方程构建空间电磁场作用传输线的电磁耦合模型, 然后通过 FDTD 方法模拟传输线周围空间的电磁场分布, 并在 FDTD 的每个时间步上引入到传输线方程作为等效分布源项, 最后采用 FDTD 的中心差分格式离散传输线方程^[22], 迭代求解得到传输线和端接负载上的瞬态响应. 相较于其他算法, 该算法实现了空间电磁场辐射与传输线瞬态响应的同步计算. 然而, 这类算法针对的研究对象均是理想地和实际地面上的传输线, 而对于有耗介质层上传输线的研究还未开展, 其原因是现有的传输线方程不适用于有耗介质层上传输线的电磁耦合分析.

因此, 本文首先基于经典传输线方程, 推导了适用于有耗介质层上传输线电磁耦合分析的修正传输线方程. 然后, 结合 FDTD-TL 算法和插值技术, 提出了一种高效的时域混合算法, 实现有耗介质层上多导体传输线瞬态响应的快速计算. 最后, 通过相应计算实例的数值模拟, 验证了时域混合算法的正确性和高效性.

2 时域混合算法理论

2.1 有耗介质层上传输线电磁耦合分析的修正传输线方程推导

时域混合算法的核心是建立适用于有耗介质层上传输线电磁耦合分析的传输线方程. 经典的传输线方程包含两个方程, 称之为第一和第二电报方程, 其均由 Maxwell 方程组推导得到. 下面以经典传输线方程为原型, 详细介绍修正传输线方程的推导过程.

建立第一电报方程时, 需在传输线与接地面零电势位置之间选取合适的闭合回路. 当接地面为金属地时, 零电势位于金属地表面. 接地面为实际地面时, 零电势为无穷远处. 适用于金属地和实际地

面上传输线电磁耦合分析的传输线方程及其推导过程, 已在文献^[23]中给出. 然而, 有耗介质层是具有一定介电常数和电导率的有限厚度的损耗介质, 已有的传输线方程无法满足电磁波作用有耗介质层上传输线的电磁耦合建模需求.

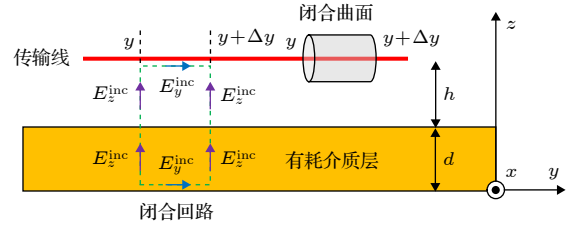


图 1 闭合回路和闭合曲面的选取

Fig. 1. Selections of closed loop and surface.

当空间电磁场进入有耗介质层之后, 随着深度的增加而不断衰减, 因此可以将有耗介质层下表面近似看成零电势位置. 按照图 1 中的闭合回路, 应用电磁感应定律 $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H}$ 并按照积分形式展开得到:

$$\begin{aligned} & \int_0^{d+h} [E_z(y+\Delta y, z) - E_z(y, z)] dz \\ & - \int_y^{y+\Delta y} [E_y(y, d+h) - E_y(y, 0)] dy \\ & = -j\omega\mu_0 \int_0^{d+h} \int_y^{y+\Delta y} -H_x dy dz. \end{aligned} \quad (1)$$

其中, d 和 h 分别表示有耗介质层的厚度与传输线架设的高度; E_y , E_z 和 H_x 均为总场. 考虑到传输线为良导体, 导体表面切向电场为零, 而且电磁场到达有耗介质层下表面时衰减到近似为零, 即 $E_y(y, d+h) = E_y(y, 0) = 0$. 此时, 将 (1) 式对 y 求导, 可得

$$\begin{aligned} & \int_0^{d+h} \left[\frac{E_z(y+\Delta y, z) - E_z(y, z)}{\Delta y} \right] dz \\ & = j\omega\mu_0 \int_0^{d+h} H_x dz. \end{aligned} \quad (2)$$

y 处传输线与有耗介质层下表面之间的电压 $V(y)$ 可表示为

$$V(y) = - \int_0^{d+h} E_z(y, z) dz. \quad (3)$$

结合 (3) 式, 并将 (2) 式中的磁场 H_x 分解为入射磁场 H_x^{inc} 和散射磁场 H_x^{sca} 的叠加, 则 (2) 式可表示为

$$\frac{d}{dy}V(y) = -j\omega\mu_0 \int_0^{d+h} H_x^{\text{inc}} dz - j\omega\mu_0 \int_0^{d+h} H_x^{\text{sca}} dz. \quad (4)$$

这里, 传输线的散射磁场 H_x^{sca} 在闭合回路上产生的磁通 φ 与传输线上的电流 I 通过传输线的单位长度电感 L 建立联系, 表示为 $\varphi = \mu_0 \int_0^{d+h} H_x^{\text{sca}} dz = LI(y)$. 而 H_x^{inc} 的积分项通过电磁感应定律表示为

$$j\omega\mu_0 \int_0^{d+h} H_x^{\text{inc}} dz = \frac{d}{dy} \int_0^{d+h} E_z^{\text{inc}}(y) dz - [E_y^{\text{inc}}(y, d+h) - E_y^{\text{inc}}(y, 0)].$$

基于此, (4) 式可以表示为

$$\frac{d}{dy}V(y) + LI(y) = -\frac{d}{dy}E_T(y) + E_L(y), \quad (5)$$

其中,

$$E_T(y) = \int_0^{d+h} E_z^{\text{inc}}(y) dz, \quad (6)$$

$$E_L(y) = E_y^{\text{inc}}(y, d+h) - E_y^{\text{inc}}(y, 0). \quad (7)$$

(5) 式即为修正以后的第一电报方程. 这里 $E_y^{\text{inc}}(y)$ 和 $E_z^{\text{inc}}(y)$ 为入射电场分量.

建立第二电报方程时, 需要在传输线上选取合适的闭合曲面, 如图 1 所示. 根据安培环路定律 $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} + \mathbf{J}$, 方程两边同时进行闭合面积分, 并应用奥氏公式和旋度的散度恒等于零的结论可得

$$\oint_S \nabla \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \oint_S (j\omega\epsilon\mathbf{E} + \mathbf{J}) \cdot d\mathbf{S} = 0, \quad (8)$$

其中, \mathbf{E} 为总电场, \mathbf{H} 为总磁场, \mathbf{J} 为传输线上的电流密度. 将电场 \mathbf{E} 分解为入射电场 \mathbf{E}^{inc} 和散射电场 \mathbf{E}^{sca} 的叠加, 可得

$$I(y+\Delta y) - I(y) = -j\omega \oint_S \epsilon \mathbf{E}^{\text{inc}} \cdot d\mathbf{S} - j\omega \oint_S \epsilon \mathbf{E}^{\text{sca}} \cdot d\mathbf{S}. \quad (9)$$

对 (9) 式右边的两项应用高斯定律可得 $j\omega \oint_S \epsilon \mathbf{E}^{\text{inc}} \cdot d\mathbf{S} = 0$ 和 $j\omega \oint_S \epsilon \mathbf{E}^{\text{sca}} \cdot d\mathbf{S} = j\omega q(y)$, 其中 $q(y)$ 为传输线沿线的电荷密度.

电荷密度 $q(y)$ 与散射电压 $V^{\text{sca}}(y)$ 和传输线单位长度电容 C 之间满足关系: $q(y) = CV^{\text{sca}}(y)$. 而散射电压可由总电压和入射电场表示为

$$V^{\text{sca}}(y) = V(y) - V^{\text{inc}}(y) = V(y) + \int_0^{d+h} E_z^{\text{inc}}(y) dz. \quad (10)$$

将 (10) 式代入 (9) 式, 并将两边对 y 求导, 可得

$$\begin{aligned} \frac{d}{dy}I(y) + CV(y) &= -j\omega C \int_0^{d+h} E_z^{\text{inc}}(y) dz \\ &= -j\omega CE_T(y). \end{aligned} \quad (11)$$

(11) 式即为修正以后的第二电报方程.

将 (5) 和 (11) 式由频域转换为时域, 即可获得适用于有耗介质层上传输线电磁耦合分析的时域传输线方程. 该方程可扩展到多导体传输线的情况, 表示为

$$\frac{\partial}{\partial y}\mathbf{V}(y, t) + \mathbf{L} \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{I}(y, t) = \mathbf{V}_F(y, t), \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\mathbf{I}(y, t) + \mathbf{C} \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{V}(y, t) = \mathbf{I}_F(y, t), \quad (13)$$

式中, $\mathbf{V}(y, t)$ 和 $\mathbf{I}(y, t)$ 分别表示多导线上的电压和电流矢量; \mathbf{L} 和 \mathbf{C} 分别为多导线的单位长度电感和电容分布参数矩阵; $\mathbf{V}_F(y, t)$ 和 $\mathbf{I}_F(y, t)$ 分别为传输线方程的等效分布电压源和电流源项,

$$\mathbf{V}_F(y, t) = -\frac{\partial}{\partial y}\mathbf{E}_T(y, t) + \mathbf{E}_L(y, t), \quad (14)$$

$$\mathbf{I}_F(y, t) = -\mathbf{C} \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{E}_T(y, t), \quad (15)$$

其中, $\mathbf{E}_T(y, t)$ 和 $\mathbf{E}_L(y, t)$ 由入射电场计算得到, 计算公式为

$$\mathbf{E}_T(y, t) = \int_0^{d+h} \mathbf{E}_z^{\text{inc}}(x, y, z, t) dz, \quad (16)$$

$$\mathbf{E}_L(y, t) = E_y^{\text{inc}}(x, y, d+h, t) - E_y^{\text{inc}}(x, y, 0, t). \quad (17)$$

修正传输线方程的方程结构形式与经典传输线方程^[18]保持一致, 两者最大的区别在于等效分布源项的计算. 修正传输线方程的 $\mathbf{E}_T(y, t)$ 项表示有耗介质层下表面与传输线位置之间的垂直入射电场分量 E_z^{inc} 的沿线积分, $\mathbf{E}_L(y, t)$ 为传输线位置的切向入射电场分量 e_y^{ex} 与有耗介质层下表面的切向电场分量之差. 换言之, 修正传输线方程考虑了有耗介质层内部的电场对传输线电磁耦合的影响.

2.2 有耗介质层上多导线电磁耦合的 FDTD 求解

修正传输线方程建立了空间电磁场与有耗介质层上多导线之间的电磁耦合关系, 通过求解传输线方程, 即可获得多导线上的瞬态响应. 需要说明的是, 传输线方程中的传输线单位长度分布参数和等效分布源项均为未知量, 其计算精度决定了传输

线方程的建模准确度. 因此, 在求解传输线方程之前, 需要准确计算有耗介质层上多导体传输线的单位长度分布参数和等效分布源项.

2.2.1 多导线单位长度分布参数的计算

多导线单位长度电感参数矩阵 \mathbf{L} 可由经验公式 $L_{ii} = \mu_0 \ln(2h_i/r_i)/(2\pi)$ 和 $L_{ij} = \mu_0 \ln(1+4h_i h_j/d_{ij}^2)/(4\pi)$ 计算得到, 其中 i 和 j 分别表示第 i 根和第 j 根传输线, L_{ii} 和 L_{ij} 分别表示第 i 根传输线的自电感以及与第 j 根传输线的互电感; h_i , h_j 和 d_{ij} 分别表示第 i 根和第 j 根传输线的高度以及两根传输线之间的距离, 如图 2 所示. 电容参数矩阵 \mathbf{C} 由公式 $\mathbf{C} = \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{L}^{-1}$ 计算得到.

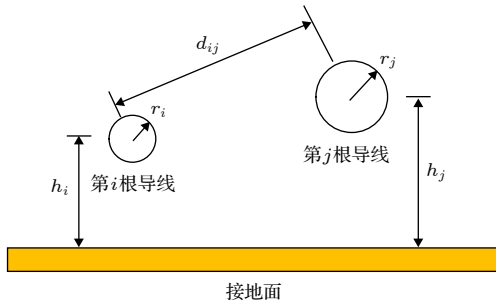


图 2 多导体传输线的横截面几何结构

Fig. 2. Cross section geometry of multi-conductor transmission lines.

2.2.2 多导体传输线等效分布源项的计算

多导体传输线等效分布源项由传输线周围的空间电磁场获得, 而空间电磁场由 FDTD 方法计算得到 [24,25]. 由 (16) 和 (17) 式可以发现, 等效分布源项只与入射电场有关, 而与多导线的散射电场无关, 这是因为: 一方面, 导线的横截面较小, 散射场较弱; 另一方面, 根据镜像原理, 有耗介质层对入射波的反射会抵消导线的部分散射场. 因此, 采用 FDTD 方法模拟多导线周围空间电磁场时, 只

需对有耗介质层进行网格剖分, 而无需对多导线直接建模. 但是, 多导线的高度和间距可为任意值, 即多导线未必落在 FDTD 网格的棱边上. 因此, 多导线等效分布源项所需的电场分量需要采用插值技术由相邻棱边上的 FDTD 电场分量计算得到, 如图 3 所示.

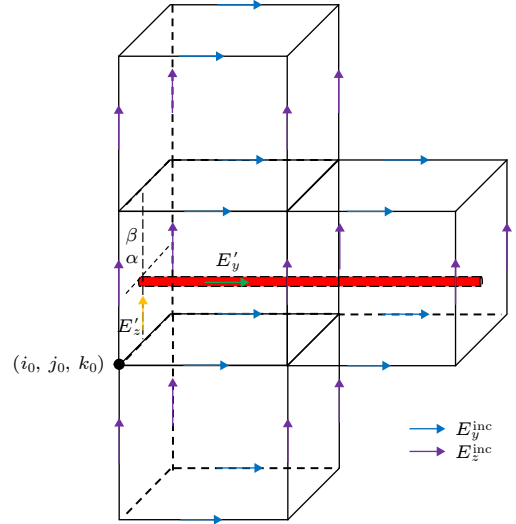


图 3 多导线沿线和垂直电场分量的插值示意图

Fig. 3. Interpolation schemes of the electric fields along and perpendicular to the multi-conductor transmission lines.

对于多导线沿线的电场分量 E'_y , 插值计算公式为

$$E'_y = \alpha \left[\beta E_y^{\text{inc}} \left(i_0 + 1, j_0 + \frac{1}{2}, k_0 \right) + (1 - \beta) E_y^{\text{inc}} \left(i_0 + 1, j_0 + \frac{1}{2}, k_0 + 1 \right) \right] + (1 - \alpha) \left[\beta E_y^{\text{inc}} \left(i_0, j_0 + \frac{1}{2}, k_0 \right) + (1 - \beta) E_y^{\text{inc}} \left(i_0, j_0 + \frac{1}{2}, k_0 + 1 \right) \right]. \quad (18)$$

对于多导线的垂直电场分量 E'_z , 插值计算公式为

$$E'_z = \begin{cases} \alpha \left[(0.5 - \beta) E_z^{\text{inc}} \left(i_0 + 1, j_0, k_0 + \frac{3}{2} \right) + (\beta - 0.5) E_z^{\text{inc}} \left(i_0 + 1, j_0, k_0 + \frac{1}{2} \right) \right] \\ + (1 - \alpha) \left[(0.5 - \beta) E_z^{\text{inc}} \left(i_0, j_0, k_0 + \frac{3}{2} \right) + (\beta - 0.5) E_z^{\text{inc}} \left(i_0, j_0, k_0 + \frac{1}{2} \right) \right], & \beta < 0.5, \\ \alpha \left[(1.5 - \beta) E_z^{\text{inc}} \left(i_0 + 1, j_0, k_0 + \frac{1}{2} \right) + (\beta - 0.5) E_z^{\text{inc}} \left(i_0 + 1, j_0, k_0 - \frac{1}{2} \right) \right] \\ + (1 - \alpha) \left[(1.5 - \beta) E_z^{\text{inc}} \left(i_0, j_0, k_0 + \frac{1}{2} \right) + (\beta - 0.5) E_z^{\text{inc}} \left(i_0, j_0, k_0 - \frac{1}{2} \right) \right], & \beta \geq 0.5, \end{cases} \quad (19)$$

其中, α 和 β 表示传输线在 FDTD 网格中的比例因子.

将计算得到的传输线激励场在 FDTD 的每个时间步进上引入到传输线方程作为等效分布源项. 建立好传输线方程之后, 采用 FDTD 方法的中心差分格式进行离散, 获得传输线电压和电流的 FDTD 迭代求解公式, 从而求解得到多导线及其端接负载上的电压和电流响应. 具体的迭代求解公式可由文献 [15] 获得.

对于多导线端接负载上的电压 V_0 和 V_N 不满足中心差分格式, 需分别采用前向差分和后向差分进行离散. 假定多导线按照 FDTD 网格划分成 N 段, 如图 4 所示, 负载上的电压迭代公式表示为

$$V_0^{n+1} = \left[\frac{\Delta y}{\Delta t} R_S C + 1 \right]^{-1} \times \left(\left[\frac{\Delta y}{\Delta t} R_S C - 1 \right] V_0^n - 2R_S I_{1/2}^{n+1/2} \right), \quad (20)$$

$$V_N^{n+1} = \left[\frac{\Delta y}{\Delta t} R_L C + 1 \right]^{-1} \times \left(\left[\frac{\Delta y}{\Delta t} R_L C - 1 \right] V_N^n + 2R_L I_{N-1/2}^{n+1/2} \right), \quad (21)$$

其中, Δy 和 Δt 分别表示 FDTD 差分离散传输线方程所需空间步长和时间步长; R_S 和 R_L 分别表示多导线始端和终端负载阻抗矩阵.

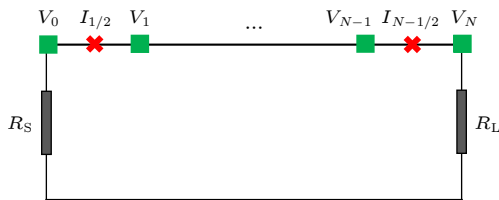


图 4 传输线的 FDTD 网格划分

Fig. 4. FDTD grid division of transmission lines.

3 数值仿真与分析

采用时域混合算法对有耗介质层上单导体传输线和多导体传输线的电磁耦合进行数值模拟, 并与商业电磁仿真软件 CST 的计算结果进行对比, 来验证算法的正确性和高效性.

算例 1 有耗介质层上单导线的电磁耦合模型如图 5 所示, 有耗介质层大小为 $0.2 \text{ m} \times 0.4 \text{ m}$, 厚度为 0.01 m , 相对介电常数为 10, 电导率为 20 S/m . 单导线长度为 20 cm , 高度为 1.9 cm , 端

接负载分别为 50 和 100Ω . 入射波为高斯脉冲垂直照射单导线, 幅度为 1000 V/m , 脉宽为 2 ns . 为了保证计算精度, 时域混合算法选用的网格大小为 5 mm . 在计算空间电磁场分布时, 选用各向异性介质完全匹配层 (UPML) 截断边界, 入射波距离多导线的高度为 4 个空间网格大小. 图 6 给出了时域混合算法与 CST 微波工作室计算得到的负载 R_2 上的电压响应对比曲线. 可以看出, 两种方法的计算结果振荡周期保持一致, 且幅值吻合度非常高. 表 1 列出了两种算法计算所需内存和时间的对比, 可以看出, 时域混合算法相较于 CST, 节省了 47% 左右的计算时间, 是因为时域混合算法无需对单导线直接建模. 这里需要说明的是, CST 软件虽然提供线缆工作室模拟传输线的电磁耦合, 但是只适用于接地面为金属体的情况.

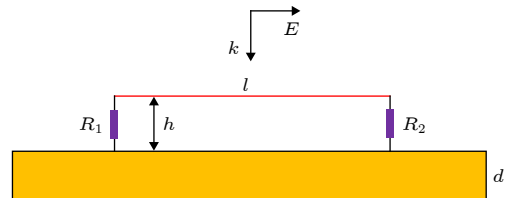


图 5 有耗介质层上单导线的电磁耦合模型

Fig. 5. Coupling model of single transmission line on the lossy dielectric layer.

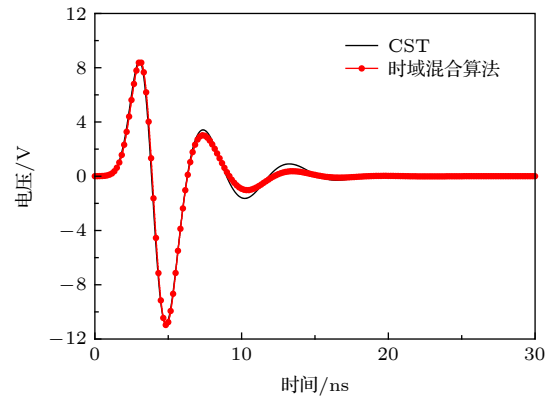


图 6 负载 R_2 上的电压响应

Fig. 6. Voltages on the load R_2 computed by the two methods.

表 1 两种方法计算算例 1 时所需内存和时间对比
Table 1. Memories and computation time needed by the two methods for the first example.

方法	内存/MB	计算时间/min
CST	63	19
时域混合算法	34	10

算例 2 有耗介质层上多导体传输线的电磁耦合模型见图 7, 有耗介质层的大小为 $0.4 \text{ m} \times 0.7 \text{ m}$, 厚度为 0.01 m , 相对介电常数为 10, 电导率为 50 S/m . 5 根导线平行放置在有耗介质层上, 长度为 0.5 m , 高度为 1.1 cm , 间距为 4 mm , 半径为 1 mm . 始端负载 $R_1—R_5$ 均为 50Ω , 终端负载

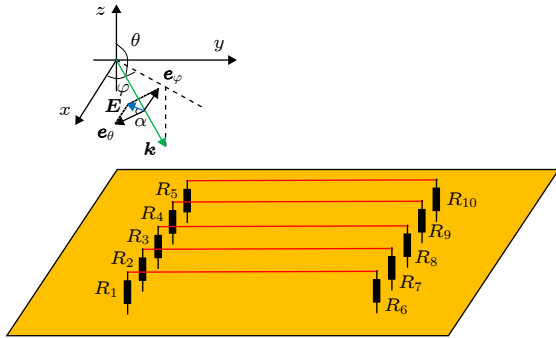


图 7 有耗介质层上多导体传输线的电磁耦合模型
Fig. 7. Coupling model of multi-conductor transmission lines on the lossy dielectric layer.

$R_6—R_{10}$ 均为 100Ω . 入射波类型和算法选用的网格大小与算例 1 的相同.

首先, 入射波角度设置为 $\theta = 180^\circ$, $\phi = 90^\circ$ 和 $\alpha = 180^\circ$, 即垂直照射多导线. 采用时域混合算法与电磁仿真软件 CST 计算得到负载 R_1 和 R_7 上的电压响应对比曲线, 如图 8 所示. 可以看出, 两种算法的计算结果基本保持一致.

然后, 考虑入射波斜照射的情况, 将入射角度设置为 $\theta = 135^\circ$, $\phi = 45^\circ$ 和 $\alpha = 180^\circ$, 同样采用两种方法计算得到负载 R_1 和 R_7 上的电压响应对比曲线, 如图 9 所示. 可以看出, 在入射波斜照射的情况下, 两种算法的计算结果仍能保证很好的吻合度. 另外, 表 2 列出了两种算法计算所需内存和时间的对比. 相较于算例 1, 时域混合算法比 CST 节省了更多的计算时间, 是因为导线数量增加, 导致 CST 剖分所需网格量增多.

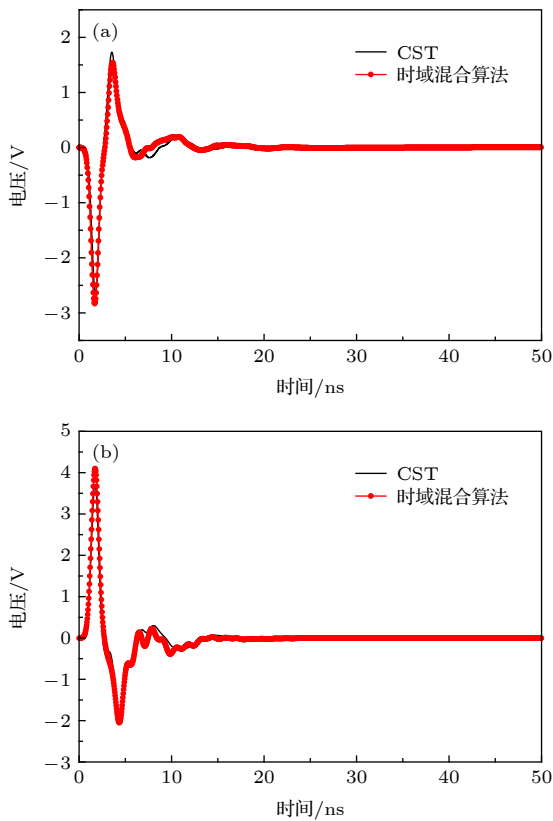


图 8 入射波垂直照射下的多导线端接负载的电压响应
(a) 负载 R_1 上的电压; (b) 负载 R_7 上的电压
Fig. 8. Voltages on the terminal loads of multi-conductor transmission lines under the condition of ambient wave perpendicular to the multi-conductor transmission lines: (a) Voltages on R_1 ; (b) voltages on R_7 .

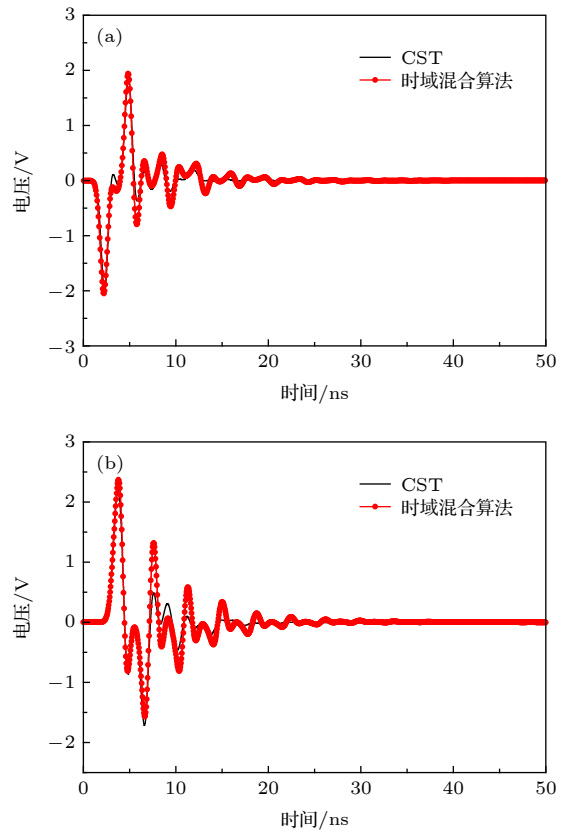


图 9 入射波斜照射下的多导线端接负载的电压响应
(a) 负载 R_1 上的电压; (b) 负载 R_7 上的电压
Fig. 9. Voltages on the terminal loads of multi-conductor transmission lines under the condition of ambient wave oblique to the multi-conductor transmission lines: (a) Voltages on R_1 ; (b) voltages on R_7 .

表 2 两种方法计算算例 2 时所需内存和时间对比
Table 2. Memories and computation time needed by the two methods for the second example.

方法	内存/MB	计算时间/min
CST	217	64
时域混合算法	78	15

4 结 论

经典传输线方程不适用于电磁波作用有耗介质层上传输线的电磁耦合问题. 因此, 基于经典传输线方程, 推导了适用于有耗介质层上多导体传输线电磁耦合分析的修正传输线方程. 然后, 结合前期研究的 FDTD-TL 算法和相应的插值技术, 提出了一种高效的时域混合算法, 实现修正传输线方程的快速求解, 获得多导体传输线及其端接负载上的瞬态响应. 该时域混合算法避免了对多导线精细结构的直接建模, 并实现了空间电磁场辐射与多导线瞬态响应的同步计算. 通过相应计算实例的数值模拟, 验证了时域混合算法能够与 CST 微波工作室的全波仿真保持相同的计算精度. 当使用相同网格大小时, CST 软件所需内存和计算时间较时域混合算法有优势, 但由于在时域混合算法中精细的传输线结构无需剖分网格, 因此, 在获得相同精度的条件下, 时域混合算法相较于 CST 软件具有显著的优势.

参考文献

- [1] Holland R, Simpson L 1981 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **23** 88
- [2] Berenger J P 2000 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **42** 257
- [3] Wei B, Li X Y, Wang F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6174 (in Chinese) [魏兵, 李小勇, 王飞 2009 *物理学报* **58** 6174]
- [4] He X B, Wei B, Fan K H, Li Y W, Wei X L 2019 *Chin. Phys. B* **28** 074102
- [5] Agrawal A K, Harold J P, Shyam H G 1980 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **22** 119
- [6] Wang Q G, Zhou X, Li X 2012 *High Voltage Eng.* **38** 2205 (in Chinese) [王庆国, 周星, 李许东 2012 *高压技术* **38** 2205]
- [7] Xu Q X, Xie Y Z 2015 *7th Asia-Pacific Conference on Environmental Electromagnetics*, Hangzhou, China, November 4–7, 2015 p411
- [8] Du J K, Hwang S M, Ahn J W, Yook J G 2013 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **61** 3514
- [9] Luo J W, Du P A, Ren D, Nie B L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 010701 (in Chinese) [罗静雯, 杜平安, 任丹, 聂宝林 2015 *物理学报* **64** 010701]
- [10] Kan Y, Yan L P, Zhao X, Zhou H J, Liu Q, Huang K M 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 030702 (in Chinese) [阚勇, 闫丽萍, 赵翔, 周海京, 刘强, 黄卡玛 2016 *物理学报* **65** 030702]
- [11] Ni G Y, Yan L, Yuan N C 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3629
- [12] Paul C R 1994 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **36** 342
- [13] Erdin I, Dounavis A, Achar R 2001 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **43** 485
- [14] Xie H Y, Wang J G, Fan R Y, Liu Y N 2009 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **51** 811
- [15] Xie H Y, Wang J G, Fan R Y, Liu Y N 2010 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **52** 215
- [16] Xie H Y, Wang J G, Li Y, Xia H F 2014 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **56** 1623
- [17] Xie H Y, Li Y, Qiao H L, Wang J G 2016 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **58** 581
- [18] Ye Z H, Xiong X Z, Liao C, Li Y 2015 *Prog. Electromagn. Res. M* **42** 85
- [19] Ye Z H, Liao C, Xiong X Z, Zhang M 2016 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **58** 964
- [20] Ye Z H, Liao C, Xiong X Z, Zhang M 2017 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **59** 1211
- [21] Zhao X H, Cai L, Zhang P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 130506 (in Chinese) [赵晓辉, 蔡理, 张鹏 2013 *物理学报* **62** 130506]
- [22] Wu Z J, Wang L F, Liao C L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6146 (in Chinese) [吴振军, 王丽芳, 廖承林 2009 *物理学报* **58** 6146]
- [23] Tesche F M, Ianoz M V, Karlsson T 1997 *EMC Analysis Methods and Computational Models* (New York: Wiley) p451
- [24] Chen J, Wang J G 2007 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **49** 354
- [25] Chen J, Wang J G 2013 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **55** 1239

Time domain hybrid method for coupling analysis of multi-conductor transmission lines on the lossy dielectric layer excited by ambient wave*

Ye Zhi-Hong[†] Zhang Jie Zhou Jian-Jian Gou Dan

(School of Communication and Information Engineering, Chongqing University of Posts and Communications,
Chongqing 400065, China)

(Received 9 August 2019; revised manuscript received 5 January 2020)

Abstract

At present, numerical methods applied to the coupling analysis of transmission lines on the lossy dielectric layer excited by ambient wave are still rare in the literature. As a temptation to fill this gap, a novel time domain hybrid method is proposed, in which the modified transmission line (TL) equations, finite-difference time-domain (FDTD) method, and some interpolation schemes are organically combined together. It can overcome the difficulty in building the coupling model of ambient wave to transmission lines on the lossy dielectric layer greatly. In this method, the modified transmission line (TL) equations suitable for the coupling analysis of multi-conductor transmission lines (MTLs) on the lossy dielectric layer are derived from the traditional TL equations firstly. Compared with the traditional TL equations, the electromagnetic fields in the lossy dielectric layer are introduced into the equivalent distribution sources of modified TL equations. Generally, the precision of TL equations is dependent on the accuracy of equivalent distribution sources, which are obtained from the incident electric fields parallel and perpendicular to the MTLs. Therefore, the FDTD method is utilized to model the structure of lossy dielectric layer to calculate the electromagnetic field distribution surrounding the MTLs and in the dielectric layer. Since the heights and distances of MTLs can be arbitrary values, the electric fields parallel and perpendicular to the MTLs cannot be obtained from the electric fields on the edges of FDTD grids directly, which should be computed via some interpolation schemes. Then the modified TL equations are established, which should be solved by the central difference scheme of FDTD method to obtain the voltages and currents on the MTLs and terminal loads. The significant feature of this proposed method is that it can realize the synchronous calculations of electromagnetic field radiation and transient responses on the MTLs. Finally, numerical simulations of single and multiconductor transmission lines on the lossy dielectric layer excited by ambient wave at different incident angles are employed to exhibit the accuracy and efficiency of the proposed method by comparing with the simulation software CST. Because the structures of MTLs do not need to be meshed, the proposed method outperforms the simulation software CST in both memory usage and computation time.

Keywords: transmission lines on the lossy dielectric layer, modified transmission line equations, interpolation schemes, finite-difference time-domain method

PACS: 07.05.Tp, 41.20.Jb, 41.90.+e

DOI: 10.7498/aps.69.20191214

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61701057) and the Chongqing Research Program of Basic Research and Frontier Technology, China (Grant No. cstc2017jcyjAX0345).

[†] Corresponding author. E-mail: yezhi@cqupt.edu.cn