

文章编号: 1001-4322(2005)02-0237-04

带阻性负载细导线对电磁脉冲响应的有限差分算法*

程引会, 周 辉, 乔登江, 吴 伟

(西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

摘 要: 在原始的 FDTD 细线算法基础上, 把带负载细导线模型分成导线、电阻和吸收三个部分, 分别用不同的偏微分方程描述, 使其可以处理两端带有纯电阻性负载细线电磁脉冲散射问题, 进而得到电阻负载上消耗的总能量及对应的功率消耗。用该方法计算得到的结果与文献结果进行了比较, 证明了该方法的有效性。最后用此方法对一种典型情况进行了计算, 并对结果进行了分析。该方法是对 FDTD 方法中细线算法的补充和提高, 经过修改也可以用于非阻性负载的情况。

关键词: 电磁脉冲; 时域有限差分法; 细线; 电阻负载

中图分类号: O441.7 文献标识码: A

由于电子系统面对的电磁环境日益复杂, 电磁脉冲作为一类重要的电磁干扰源, 是电磁兼容领域研究的重要课题之一。系统中的导线、电缆等对电磁脉冲的耦合规律研究也有不断深入的要求。对于细导线的 EMP 感应电流计算一般采用电场积分方程和时域有限差分两种方法。文献 [1, 2] 采用了时域有限差分技术, 结合细线处理技术^[3, 4], 部分解决了细长导线物理模型计算中的一些技术难题, 得到了有意义的结果。但该计算的模型只适用于细线两端开路情况, 而电子系统中大量存在的则是两端接有负载的情形, 文献 [5] 给出了利用空间网格填充导电介质的方法模拟分布电阻和集中参数电阻的方法, 但这些方法不能用于细线的 FDTD 方法。本文利用细线处理技术, 发展了一种处理两端接纯电阻性负载细导线的时域有限差分方法, 用此方法对一种典型情况进行了计算, 对计算结果进行了分析。该方法也可以用于其它的细导线算法^[6]。

1 计算模型和算法实现

对有一定长度的细导线进行 FDTD 计算时, 必须采用三维模型。为了简化导线周围环境, 假设导线处于自由空间。自由空间采用 Yee 网格^[7]和 Mur's 二阶吸收边界^[8]。对细线结构进行特殊处理时, 采用等效电感的方法, 线缆可以处于空间网格的任何位置, 在计算模型中, 麦氏方程中的电流源是电磁脉冲的总场在细导线上的感应电流。假定细导线没有弯曲, 沿 z 轴放置, 则 J_x, J_y 为零。

空间细导线采用等效电感模型进行处理时, 假设细导线处在某一差分网格中央, 沿 z 轴放置, 取导线位置为柱坐标系的坐标原点, 有

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\mu_0 \frac{\partial H_\theta}{\partial t} \quad (1)$$

当网格尺寸小于最小工作波长时, (1) 式中的 E_r 和 H_θ 可以分别用导线上电荷和电流表示, 将 (1) 式对 r 积分得

$$L \left(\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \frac{\partial Q}{\partial z} \right) = E_{z,b} - E_{z,\mu} \quad (2)$$

其中 L 具有电感的量纲^[4], I 是线上电流, Q 是单位长度电量, $E_{z,\mu}$ 为细线表面切向电场, $E_{z,b}$ 为细线所在网格内切向电场的平均值。计算理想细导线时 $E_{z,\mu}$ 为零。该方程与一维的电流连续性方程联立即可求解。

当计算接有纯电阻负载时, $E_{z,\mu}$ 不再为零, 上述模型不再适用。我们在细线终端各增加一个有限电导率单元, 来模拟终端接电阻。在该单元中, 满足欧姆定律 $J = \sigma E_{z,\mu}$, 设细线截面积为 πa^2 , 将其代入 (2) 式可得

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{I}{\pi a^2 \sigma L} + \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \frac{\partial Q}{\partial z} = \frac{E_{z,b}}{L} \quad (3)$$

* 收稿日期 2004-04-26; 修订日期 2004-08-17

基金项目: 国防科技基础研究基金资助课题

作者简介: 程引会 (1967—), 男, 高工, 主要从事电磁脉冲效应研究, 西安市 69 信箱 10 分箱。

该偏微分方程描述了电阻单元的特性。通过求解上面的一阶非齐次的偏微分方程,并化为可用于 FDTD 方法计算的差分方程

$$I_i^{n+1/2} = I_i^{n-1/2} e^{-\frac{R}{\Delta z} \Delta t} + \frac{L}{R} (1 - e^{-\frac{R}{\Delta z} \Delta t}) \left(\frac{E_{z,\mu}(t, z)}{L} - \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} (Q_{i+1}^n - Q_i^n) \right) \quad (4)$$

式中 $R = \Delta z / (\pi a^2 \sigma)$ 是细线终端所接电阻, Δz 和 Δt 分别为空间网格大小和时间步长。

由于文献 [4] 中的算法只适用于细线终端开路的情形,细线终端电流等于零为自然边界条件。当终端通过负载接地时,该边界条件不再适用。接地模型可以用吸收边界来模拟。将电流连续性方程代入(3)式后得到

$$\frac{\partial^2 \mathcal{K}(t, z)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \mathcal{K}(t, z)}{\partial z^2} = \frac{1}{L} \left[\mathcal{K} \left(E_{z,\mu}(t, z) - E_{z,\mu}(t, z) \right) \right] \quad (5)$$

该方程是一个非齐次的一维波动方程,尽管非齐次项与波动方程的被求量有关,但这种关系不能被显式的表达出来,不能用经典的方法导出其吸收边界。采用延长细线长度的方法,如图 1 所示,白色部分为延长部分,灰色部分为终端电阻部分,黑色为理想导体细线部分。



Fig. 1 Schematic of thin wire with load

图 1 带负载导线模型

被延长部分用齐次的一维波动方程描述,因此可以使用现有的一维吸收边界条件。尽管在形式上结构被延长,因为被延长部分在计算中没有场的辐射,因此不参与整个空间场的辐射与传播,也就是说,延长部分形成的脉冲电流也不作为麦克斯韦方程中的电流源项参与运算。结构的延长不会影响计算结果。这样,描述三部分不同特性的细线模型便得到,且可以化为用 FDTD 方法进行数值计算的差分格式。

2 数值计算结果及分析

为了验证这种方法的有效性,文献 [9] 给出了一个脉冲天线的辐射问题,在时域用矩量法求解关于线天线的电场积分方程。天线被分成 11 等份,中间单元做为馈电单元,其中馈电单元电压变为电场后为

$$E(t) = E_0 \exp[-\alpha^2(t - t_{\max})^2]$$

其中 $\alpha = 1.5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, $t_{\max} = 1.43 \times 10^{-9} \text{ s}$, $E_0 = 11 \text{ V/m}$ 。

当入射波在细导线的中心网格单元入射时,计算的导线上的电流实际上就是在中心馈电的线天线上的辐射电流。细导线长度为 1 m,半径为 6.74 mm。图 2 是文献 [10] 用矩量法求解电场积分方程得出的导线中心位置电流。在相同条件下采用带负载导线算法对该问题进行模拟。因为矩量法求解时导线两端开路,因此假设导线两端负载都为 1 M Ω ,来模拟导线两端开路的情形,在相同位置计算结果如图 3 所示。

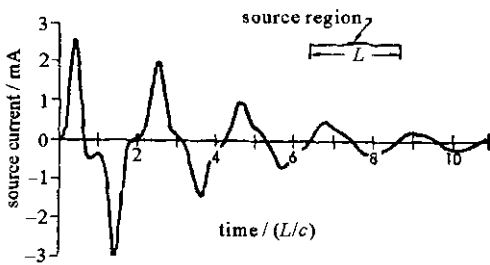


Fig. 2 Result from the methods of moment [10]

图 2 矩量法求解电场积分方程的结果 [10]

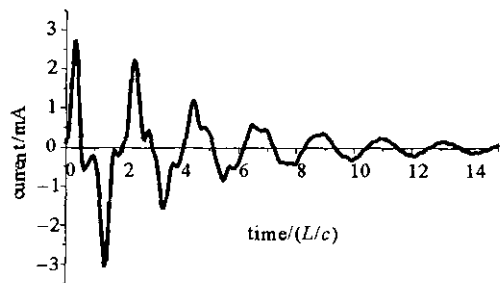


Fig. 3 Result from FDTD for thin wire with load

图 3 带负载细导线模型计算结果

从图 2 和图 3 两种不同计算方法所得结果的比较可以看出,用带负载导线响应方法计算的结果与求解时域电场积分方程所得结果吻合得非常好,说明该方法计算带负载细长导线响应具有可行性。

下面用该方法对一个典型问题进行计算。细线长度为 0.42 m,划分为 21 个单元,电磁脉冲照射在所有划分的 21 个单元上,负载为第 0 和第 22 个单元。其它计算条件与前面相同。该电磁脉冲垂直于细线轴向入射,电场方向与细线轴向平行。细线右端直接“接地”(第 22 单元电阻为零),左端接电阻(第 0 单元为电阻)后再“接地”,空间网格取 0.02 m \times 0.02 m \times 0.02 m。

图 4 的结果表明,随着负载电阻的增加,导线中心电流变化不大,但流经负载的电流大大减小,因此不能用导线上的电流估计负载上的电流。

根据前面计算的流经一端负载电阻上的电流变化,我们可以得到在这种情况下,负载与其上最大脉冲电压、最大脉冲电流、吸收的最大功率及吸收的总能量之间的关系如表 1。

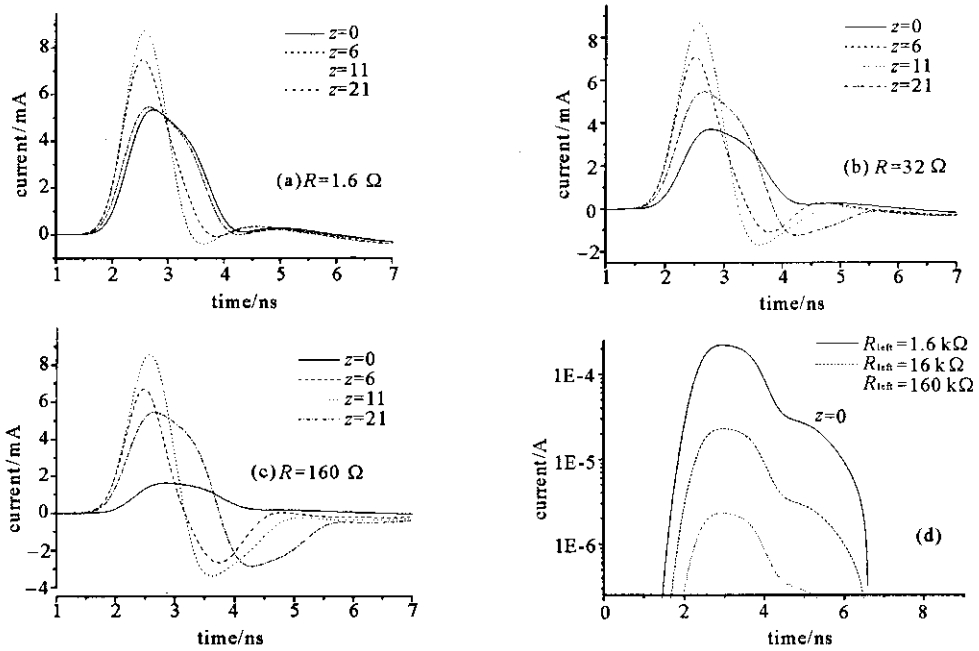


Fig. 4 Current distribution on the wire with 1.6 Ω load (a) 32 Ω load (b) 160 Ω load (c) 1.6 kΩ ,16 kΩ ,160 kΩ load (d)

图 4 端接不同大小电阻负载时导线及负载上电流

表 1 负载与负载上电压、电流、吸收功率和能量的关系

Table 1 Relation between the load and current ,voltage ,dissipated energy and power

load	current peak on the load/A	voltage peak on the load/V	energy dissipated by the load /J	power dissipated by the load/W
0.16 Ω	5.5×10^{-3}	8.8×10^{-4}	5.2×10^{-15}	4.8×10^{-6}
1.6 Ω	5.0×10^{-3}	9.0×10^{-3}	4.8×10^{-14}	4.5×10^{-5}
8 Ω	4.5×10^{-3}	3.6×10^{-2}	2.0×10^{-13}	1.6×10^{-4}
32 Ω	3.7×10^{-3}	1.2×10^{-1}	4.9×10^{-13}	4.4×10^{-4}
160 Ω	1.6×10^{-3}	2.6×10^{-1}	5.0×10^{-13}	4.2×10^{-4}
1.6 kΩ	2.2×10^{-4}	3.5×10^{-1}	9.6×10^{-14}	7.7×10^{-5}
16 kΩ	2.3×10^{-5}	3.7×10^{-1}	1.0×10^{-14}	8.5×10^{-6}
160 kΩ	2.3×10^{-6}	3.7×10^{-1}	1.1×10^{-15}	8.5×10^{-7}

从计算结果看：负载电阻上的脉冲电压降的最大值随电阻的大小而变化，这种变化不是线形变化。也就是说，切向脉冲电场在细线上感应出电流，进而在电阻性负载端口形成的电压降与法向电场在其上形成的电压降完全不同。负载电阻所消耗的能量或功率会出现极大值，极大值既不出现在靠近短路的小电阻状态，也不出现在接近开路的大电阻状态。

负载上的电流波形与负载有关，但关系不明显。负载电阻较小时，负载上的电流与入射电磁脉冲的电场波形类似，稍有展宽；当负载电阻较大时，负载上的电流波形几乎为细线中心电流的积分。

3 结论

采用对带电阻性负载细导线分段，并用不同的偏微分方程分别描述的方法，可以直接计算出与细线相连的电阻负载上的脉冲电流和脉冲电压降，进而得到电阻负载上消耗的总能量及对应的功率消耗。甚至可以根据具体负载的结构，计算出负载的温升，并判断负载的工作状态。通过该方法与矩量法计算结果的比较，证明了该方法可以有效处理带负载导线的电磁脉冲散射和耦合问题。该方法是对 FDTD 方法中细线算法的补充和提高。该方法经过修改也可以用于非电阻性负载的情况。

参考文献：

[1] 程引会,周辉,李宝忠,等. 不同电磁脉冲对细导线的耦合[J]. 强激光与粒子束,2000,12(1) 91—94. (Cheng Y H , Zhou H , Li B Z , et al. Different EMP coupling to the thin wire structure. *High Power Laser and Particle Beams* ,2000,12(1) 91—94)

[2] 程引会,周辉,谢秦川,等. 大地对电磁脉冲感应的电缆电流影响的数值计算[J]. 电子与信息学报,2001,23(12) :1423—1426. (Cheng Y H , Zhou H , Xie Q C , et al. Numerical calculation of plane ground influence on induced current on cable by EMP. *Journal of electronics and inform*

ation technology ,2001 **23**(12) :1423—1426)

- [3] Tesche F M. EMC analysis methods and computational models[M]. New York :Wiley ,1997.
- [4] Holland R. Finite-Difference analysis of EMP coupling to thin struts and wires[J]. *IEEE Trans EMC* ,1981 **23**(2) 88—97.
- [5] Kunz K S ,Luebbers R J. The finite difference time domain method for electromagnetic[M]. Boca Raton :CRC Press ,1993.
- [6] Boonzaaier J J ,Pistonius C W I. Finite-difference time-domain approximations for thin wires with a lossy coating[J]. *IEEE Proc Microw Antennas Propag* ,1994 **141**(2) :107—113.
- [7] Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media[J]. *IEEE Trans AP* ,1966 **14**(3) :302—307.
- [8] Mur G. Absorbing boundary condition for finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equation[J]. *IEEE Trans EMC* ,1981 **23**(4) :1073—1077.
- [9] Miller E K ,Poggio A J ,Burke G J. An integro-differential equation technique for the time-domain analysis of thin wire structure I :the numerical method[J]. *J Comput Phys* ,1973 **12**(1) 24—48.
- [10] Poggio A J. An integro-differential equation technique for the time-domain analysis of thin wire structure II :the numerical results[J]. *J Comput Phys* ,1973 **12**(2) 210—233.

FDTD algorithm for EMP response calculation on thin wire with resistance load

CHENG Yin-hui , ZHOU Hui , QIAO Deng-jiang , WU Wei

(Northwest Institute of Nuclear Technology , P. O. Box 69-10 , Xi'an 710024 , China)

Abstract : In this paper , a novel way that can be combined with FDTD methods to deal with the EMP response on thin wire with resistance load is developed , in which the thin wire is divided into three parts and described by different partial differential equations , respectively. This method can be used to calculate some coupling problems involving thin wires , which usually connected with circuit input or output ports. The dissipated energy and power on the equivalent resistance can be obtained. The results gotten from this new method are compared with the results from references , some typical results are given and analyzed as an example. Modified partly this algorithm can also be used to solve the non-resistance load cases.

Key words : EMP ; FDTD ; Thin wire ; Resistance load