

doi: 10.3969/j.issn.1006-1576.2011.06.014

一种战场电磁环境计算方法

郭忠伟, 张贺, 胡汪洋, 郭银忠
(中国人民解放军炮兵学院 2 系, 合肥 230031)

摘要: 针对战场电磁环境的可视化, 提出了一种计算战场电磁环境的方法。运用时域有限差分法对电磁环境建模, 并构造出边界吸收条件, 对于近场直接利用时域有限差分法 (finite difference time domain, FDTD) 求解近场电磁数据, 对于远场则要通过近远场变换求取电磁数据。该方法为战场电磁环境可视化提供了数据支持。

关键词: 战场电磁环境; FDTD; 边界吸收; 近远场转换

中图分类号: TP301.4 **文献标志码:** A

A Computation Method of Battlefield Electromagnetic Environment

Guo Zhongwei, Zhang He, Hu Wangyang, Guo Yinzhong
(No. 2 Department, Artillery Academy of PLA, Hefei 230031, China)

Abstract: Aiming at battlefield electromagnetic environment visualization, a computation method of battlefield electromagnetic environment is presented. Firstly, establish model of the battlefield electromagnetic environment with FDTD, then construct the absorbing boundary. Finally, acquire the electromagnetic data by FDTD and the transformation from the near field to the far field. This method can support battlefield electromagnetic environment visualization with data.

Keywords: battlefield electromagnetic environment; FDTD; absorbing boundary; near-field to far-field transformation

0 引言

信息化条件下的战场电磁环境信息日益复杂, 已渗透于战场的各个角落和层面, 不仅严重影响和制约着信息化武器装备效能的发挥和部队的作战行动, 也几乎强制性地改变着战争形态和作战样式^[1], 并制约着精确高效指挥的实施。战场电磁环境信息看不见、摸不着, 并且纷繁复杂, 动态多变, 大大影响了指挥员的判断, 若能对战场电磁环境信息进行量化计算处理, 不仅有助于指挥员对战场电磁情况进行准确判断、科学决策^[2]和合理部署, 而且对在计算机屏幕上直观、逼真地显示战场电磁态势也至关重要。战场电磁环境计算最终要求是求解满足 Maxwell 方程的精确解^[3], 但由于战场电磁环境的复杂性, 通过简单的电磁模型难以求取精确的解析解。因此, 笔者提出一种计算战场电磁环境的方法。

1 战场电磁环境的时域有限差分方法

战场电磁环境由场通信、雷达、光电、干扰设备, 以及民用和自然电磁构成, 其中的所有电磁现象都可用经典 Maxwell 方程来解释, 它可解出一组 E 和 B (E 为电场强度, B 为磁通量密度), 从而反

映出战场电磁状况信息。战场电磁环境的计算, 实际就是求解 Maxwell 方程组。但在目前的技术条件下, 想要直接大范围地求解 Maxwell 方程几乎是不可能的。Kane S. Yee 用被称为 Yee 氏网格^[6]的空间离散方式, 把带有时间变量的 Maxwell 方程转化为差分方程, 产生了一种新的电磁场的数值解法, 即时域有限差分法 (finite difference time domain, FDTD)^[4]。FDTD 直接将时域 Maxwell 方程组的 2 个旋度方程中关于空间变量和时间变量的偏导数用差商近似, 从而转换为离散网格节点上的时域有限差分方程。加入时域脉冲激励后, 通过在时间上迭代计算可以直观地模拟出脉冲在求解区域上的传播、反射和散射过程, 进而用傅立叶变换将时域响应变换到频域, 就可获得电磁环境中的各种电磁场参数。

考虑空间一个无源区域, 其介质的参数不随时间变化且各种同性, 则 Maxwell 旋度方程在直角坐标系中可写成:

$$\begin{aligned}\nabla \times E &= -\mu \frac{\partial B}{\partial t} - \sigma_m H \\ \nabla \times H &= \varepsilon \frac{\partial D}{\partial t} + \sigma_e E\end{aligned}\quad (1)$$

收稿日期: 2011-01-25; 修回日期: 2011-03-14

基金项目: 中国博士后基金“战场电磁环境可视化研究”(200902686)

作者简介: 郭忠伟 (1974—), 男, 河南人, 博士, 从事指挥信息系统、智能信息处理研究。

其中 H 为磁场强度； E 为电场强度； B 为磁通量密度； $B = \mu H$ ； D 为电位移密度， $D = \epsilon E$ ； μ 为磁导率； ϵ 为介电常数； σ_m 为等效磁阻率； σ_e 为电导率。

在导出差分方程时，要从电磁场各分量满足的方程出发，因此，需要写出式 (1) 等价的电磁场的 6 个分量所满足的方程。

令 $E = E_x a_x + E_y a_y + E_z a_z$ ， $H = H_x a_x + H_y a_y + H_z a_z$ ， a_x ， a_y ， a_z 分别为直角坐标系中 x ， y 和 z 的 3 个坐标的单位矢量，则式 (1) 展开后可得：

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma_x E_x \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma_y E_y \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma_z E_z \right) \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma_x H_x \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - \sigma_y H_y \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - \sigma_z H_z \right) \end{aligned} \quad (2)$$

采用 Yee 氏离散网格，对式 (2) 中 6 个耦合偏微分方程引入一种差分格式，用具有二阶精度的中心差商近似地替代 Maxwell 旋度方程中的微商，可获得差分方程组。对于式 (2) 中的第一个方程式， E_x 利用中心差商并经过近似则可以变为：

$$\begin{aligned} E_x^{n+1}(t+1/2, f, k) &= \frac{1 - \frac{\sigma_e(t+1/2, f, k)\Delta t}{2\epsilon(t+1/2, f, k)}}{1 + \frac{\sigma_e(t, f+1/2, k)\Delta t}{2\epsilon(t+1/2, f, k)}} \bullet E_x^n(t+1/2, f, k) + \\ &\frac{\Delta t}{\epsilon(t+1/2, f, k)} \bullet \frac{1}{1 + \frac{\sigma_e(t+1/2, f, k)\Delta t}{2\epsilon(t+1/2, f, k)}} \bullet \\ &\left[\frac{H_z^{n+1/2}(t+1/2, f+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(t+1/2, f-1/2, k)}{\Delta y} - \right. \\ &\left. \frac{H_y^{n+1/2}(t+1/2, f, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(t+1/2, f, k-1/2)}{\Delta z} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

式 (2) 中的 E_y ， E_z ， H_x ， H_y ， H_z 可用相同方式来表示。

从式 (3) 可见，在任意时间步上空间网格任意点上的战场电磁场值取决于 3 个因素：该点在上一

时间步的电磁场值；与该电磁场正交平面上邻近点处在上一时间步的电磁场值；媒质的电磁参数 μ ， ϵ ， σ_m ， σ_e 。因此，在任意给定的时间步上，战场电磁环境电磁矢量的计算可以一次一点地进行。

2 战场电磁环境近远场变换吸收边界条件

运用 FDTD 计算战场电磁环境的一个重要特点是，在需要计算电磁场的全部区域建立 Yee 氏网格计算空间，而对于辐射、散射等开放问题，所需要的网格空间是无限大的，而由于计算机存储资源有限，在实际计算中必然要在某处把网格空间截断。然而这样将在网格空间的截断处出现非物理的电磁波反射，严重影响计算精度。为了用有限的网格空间来模拟电磁波在无限大空间中的传播，需要在网格空间的截断边界施行一种特殊算法，使得投射到截断边界上的波不产生反射，就像被边界完全吸收一样。Berenger 以此思想构造了一种非物理的吸收媒质，与 FDTD 网格外部边界相连，其波阻抗具有与外向散射波的入射角和频率均无关。

以二维 TE 情况为例，有耗媒质中场量 E_x ， E_y ， H_z 满足的 Maxwell 方程为：

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x &= \frac{\partial H_z}{\partial y} \\ \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y &= -\frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z &= \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{aligned} \quad (4)$$

式 (4) 中， σ 和 σ^* 分别表示空间中的电导率和磁阻率。Berenger 为了引入规定损耗和阻抗匹配的新自由度，将 H_z 分裂为 2 个分量 H_{zx} 和 H_{zy} ，即

$$H_z = H_{zx} + H_{zy} \quad (5)$$

同时引入了新的电导率 σ_x ， σ_y 和磁电阻率 σ_x^* ， σ_y^* ，并规定 TE 情形的 4 个场分量由下列方程耦合在一起：

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x &= \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \\ \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y &= -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \\ \mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} &= -\frac{\partial E_y}{\partial x} \\ \mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} &= \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{aligned} \quad (6)$$

式 (6) 称为 PML 公式, 代表了通常模拟的物理媒质的推广。

可以证明, 若 (σ_x, σ_x^*) 和 (σ_y, σ_y^*) 满足

$$\frac{\sigma_x}{\epsilon_0} = \frac{\sigma_x^*}{\mu_0}, \quad \frac{\sigma_y}{\epsilon_0} = \frac{\sigma_y^*}{\mu_0} \quad (7)$$

则满足对入射波的无反射匹配, 也就意味着从真空中的任意角度入射到 PML 媒质界面时将会无反射地进入 PML 媒质中。

3 战场电磁环境近远场变换

在电子武器装备所处的电磁环境中, 根据观察点与辐射源之间距离 D 和辐射源的波长 λ 的关系, 电磁场可以划分为近场区和远场区。 $D < 15.915 4\lambda$ 为近场区, $D > 15.915 4\lambda$ 为远场区。由电磁场理论可知, 感应近场区为一次源, 呈准静态场; 远场区是二次源。在电子武器装备电磁环境中, 对军事有实际意义的主要是远场区。由于 FDTD 方法只能计算空间有限区域的电磁场, 还需要获得远场区的散射或辐射场必须应用等效原理进行近远场变换。基于等效原理, 计算远近电磁场的基本思路为: 在 FDTD 计算空间内, 可以定义一个完全包含研究对象的三维闭合面, 由 FDTD 方法计算出该面上的电磁场, 得到相应的电流和磁流, 然后利用近远场转换技术计算 FDTD 范围外的电磁场数据值。用一个假想的闭合表面 S 完全包围住散射体, S 上的切向电场和切向磁场分别为 E_s 和 H_s , J_s 和 M_s 分别为 S 上相应的等效切向电流和等效切向磁流, 则有:

$$J_s = \vec{n} \times H_s$$

$$M_s = -\vec{n} \times E_s$$

其中 \vec{n} 为 S 的单位外法向量。利用这个表面电、磁流, 则可将具有散射体的初始问题转化为内区 (A) 为无源零场的等效问题, 如图 1。

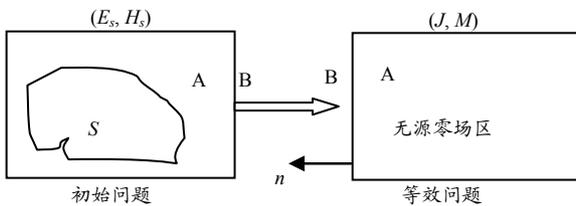


图 1 近场—远场变换等效关系

基于等效原理的近远场转换方式主要包括基于频域和基于时域的转换方法。频域转换方法计算复杂, 具有一定的局限性, 因而这里采用一种时域转

换方法——基尔霍夫面积 (KSIR) 分析方法, 其优点为: 当计算闭合面外一点上 6 个场量中的任何一个时, 仅需要闭合面上相对应的该种场量, 因此 6 个场量可以分开单独计算, 适用于程序的并行计算。

假定等效闭合面 S 面外的空间是均匀各向同性介质, S 在 FDTD 计算范围内, 其上的电磁场数值由 FDTD 计算, S 面外的电磁场数值由近远场转换得到。对于给定观测点 P , 其中任意一个电磁场量 $\phi(\vec{r}, t)$ 为:

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_S \left\{ (\vec{n} \cdot \vec{u}) \left[\frac{\phi(\vec{r}', \tau)}{4\pi R^2} + \frac{1}{4\pi R c} \frac{\partial \phi(\vec{r}', \tau)}{\partial \tau} \right] - \frac{(\vec{n} \cdot \nabla') \phi(\vec{r}', \tau)}{4\pi R} \right\} ds \quad (8)$$

其中, \vec{r} 是观测点 P 位置向量, \vec{R} 是闭合面 S 上一点 Q 到 P 的向量, $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$, $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$, \vec{r}' 是积分点 Q 位置向量, \vec{u} 是在 QP 方向的单位向量, $\tau = t - \frac{R}{c}$ 是计算 P 点的电磁场时所用到的闭合面上场量的对应时间, 它依赖于信号从闭合面上任意一点 Q 传输到 P 点所需要的时间, c 是真空中光速。

4 结论

针对战场电磁环境量化处理, 提出一种计算战场电磁环境的方法。该方法通过构造边界吸收条件, 对于近场直接利用 FDTD 方法求解电磁数据, 对于远场则要通过近远场变换进行求取。该方法为战场电磁环境可视化流程^[5]提供了数据准备, 对于推动战场电磁环境量化计算具有一定的指导意义。

参考文献:

- [1] 王汝群. 战场电磁环境[M]. 北京: 解放军出版社, 2006: 27-60.
- [2] 张涛, 曹婉, 陈振宇. 战场环境与可视化技术[M]. 北京: 军事科学出版社, 2008: 290-303.
- [3] 陈鹏. 虚拟战场环境中雷达作用范围表现技术研究 [D]. 长沙: 国防科技大学, 2007: 10-12.
- [4] 李响. 基于 FDTD 算法的电磁建模系统可视化实现[D]. 合肥: 合肥工业大学, 2006: 3-8.
- [5] Dyer D.S.A dataflow toolkit for visualization[J]. IEEE CG & A, 1990, 10(4).
- [6] K S Yee, Ingham D and Shlager K. Time-domain extrapolation to the far field based on FDTD calculations[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat. Mar, 1991, 39(3): 410-413.