

⑦ 35-40

用 FD-TD 法计算吸波涂层的电磁波散射

俞集辉 唐翠峰[✓] 黄 键

(重庆大学电气工程学院, 重庆, 400044; 第一作者 53 岁, 男, 教授, 硕士)

TM25
TN011

摘 要 建立了适用于复合材料吸波涂层的时域有限差分法。通过计算吸波涂层的电磁波散射问题算例, 并将计算所得数值解与解析解进行比较, 论证了该算法的正确性。

关键词 电磁波散射 / 时域有限差分法; 吸波涂层

中国图书资料分类法分类号 TM15; TN011

FD-TD 法

0 引 言

复合材料

复合材料具有构造灵活、耐腐蚀、轻质及高绝缘等优良的特性, 以其为原料的吸波涂层在航空航天技术领域特别是隐身与反隐身技术领域中的应用引起了人们的广泛关注。由于复合材料一般具有张量本构参数(张量介电常数、张量电导率与张量磁导率^[1]), 所以分析其各向异性电磁特性时, 许多数值算法实施起来相当困难。时域有限差分法(FD-TD)法可以直接对麦克斯韦方程组中的矢量 E 、 H 和 t 以及旋度算子和矢量边界条件进行数值计算, 对媒质特性和形状没有一定的限制, 它可能是解决上述问题的有效方法。笔者拟将该方法引入复合材料吸波涂层媒质中, 研究在吸波涂层电磁波散射问题中的 FD-TD 法。

1 常规 FD-TD 法

1966 年 Yee 提出了一种求解各向同性媒质中电磁场初值问题的计算方法, 即时域有限差分法, 为了与其后的改进算法相区别, 又称之为常规 FD-TD 法(Conventional Finite-Difference Time-Domain method)。这一方法的特点是直接求解依赖时间变量的麦克斯韦方程, 采用 Yee 氏网格将电场和磁场分量按图 1 所示的方式在空间交叉放置, 并用中心差分把麦克斯韦旋度方程的六个未知量方程转化为差分形式^[2], 差分方程中含由媒质特

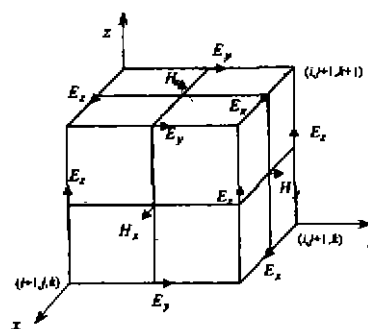


图 1 Yee 氏网格

• 收文日期 1997-04-25

国家自然科学基金资助项目(59777005)

博士学科点基金资助项目(97061102)

性决定的参数,在适当位置设置相应的参数即可在计算网格中模拟各种结构。

为了减少网格截断效应的影响,在截断面处要设置吸收边界条件,它对外行波应具备良好的吸收特性。设置一连接边界,以便在电磁波散射问题中讨论平面波源时把计算空间分为总场和散射两个区域。FD-TD 法作为求解电磁场边值问题的一种近似计算方法,其计算精度除受一般差分法的局限性影响外,还有其它一些因素的影响,如数字稳定性及数字色散等,这些因素限制了网格的空间步长与时间步长的选择,而且给定网格步长的计算网络空间中所能传播的电磁波的频率亦受到限制,因此在计算过程中应对它们进行妥善处理才能得到满意的结果。

2 复合材料吸波涂层中的 FD-TD 法

2.1 基本方程及本构关系

如图 2 所示的二维场域空间,我们所研究的计算场域由三种媒质构成:媒质 I 是空气;媒质 II 是复合材料吸波涂层介质,各向异性,其介是常数及电导率均为张量形式;媒质 III 是理想导体。根据电磁场基本方程有如下旋度方程:

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \times H - \frac{\partial D}{\partial t} = J \quad (2)$$

式中 E ——电场强度(V/m);

D ——电通密度(C/m²);

H ——磁场强度(A/m);

A ——磁通密度(Wb/m²);

J ——电流密度(A/m²)。

媒质 I 的本构关系具有下列形式:

$$D = \bar{\epsilon} \cdot E \quad B = \mu \cdot H \quad J = \bar{\sigma} \cdot E$$

其中

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad \mu = \mu_0 \quad \bar{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}$$

2.2 时域有限差分方程

利用 Yee 氏网格对媒质 I 进行剖分,并约定差分方程推导过程中所采用的表示法如下:

1) 沿三个直角坐标方向的空间步长分别是 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$, 相应空间步数分别是 i, j, k , 时间步长是 Δt , 相应时间步数是 n ;

2) 连续场中的点 (x, y, z) 在离散化后的场中表示为 $(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$, 时间 t 表示为 $n\Delta t$, 并将场量 $A(x, y, z, t)$ 写成 $A|_{i,j,k}^n$ 的形式。

在点 $(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ 处, 时间步数为 $\left(n + \frac{1}{2}\right)$ 时, 将式(1) 离散可得三个方程, 其中:

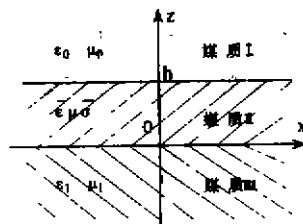


图 2 二维场域空间

$$H_x|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} + H_x|_{i,j,k}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left\{ \frac{1}{\Delta z} \left(E_y|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_y|_{i,j,k-\frac{1}{2}}^n \right) - \frac{1}{\Delta y} \left(E_z|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n - E_z|_{i,j-\frac{1}{2},k}^n \right) \right\} \quad (3)$$

H_y 和 H_z 有类似的差分方程式。

将式(2)写作矩阵形式:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_z}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial E_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (4)$$

在时域中采用 Yee 氏差分及有关量的处理技巧, 由(3)和(4)式可得点 $(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ 处, 时间步长为 $(n+1)$ 时的电场分量, 其中:

$$\begin{aligned} E_x|_{i,j,k}^{n+1} = \frac{1}{\Gamma} & \left\{ \left[\left(\frac{\epsilon_{22}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{22}}{2} \right) \left(\frac{\epsilon_{33}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{33}}{2} \right) - \left(\frac{\epsilon_{23}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{23}}{2} \right) \left(\frac{\epsilon_{32}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{32}}{2} \right) \right] \left[\left(\frac{\epsilon_{11}}{\Delta t} - \frac{\sigma_{11}}{2} \right) E_x|_{i,j,k}^n + \right. \right. \\ & \left. \left(\frac{\epsilon_{12}}{\Delta t} - \frac{\sigma_{12}}{2} \right) E_y|_{i,j,k}^n + \left(\frac{\epsilon_{13}}{\Delta t} - \frac{\sigma_{13}}{2} \right) E_z|_{i,j,k}^n + \frac{\partial H_x}{\partial y} \Big|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} \right] + \\ & \left[\left(\frac{\epsilon_{13}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{13}}{2} \right) \left(\frac{\epsilon_{32}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{32}}{2} \right) - \left(\frac{\epsilon_{12}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{12}}{2} \right) \left(\frac{\epsilon_{33}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{33}}{2} \right) \right] \left[\left(\frac{\epsilon_{21}}{\Delta t} - \frac{\sigma_{21}}{2} \right) E_x|_{i,j,k}^n + \right. \\ & \left. \left(\frac{\epsilon_{22}}{\Delta t} - \frac{\sigma_{22}}{2} \right) E_y|_{i,j,k}^n + \left(\frac{\epsilon_{23}}{\Delta t} - \frac{\sigma_{23}}{2} \right) E_z|_{i,j,k}^n + \frac{\partial H_x}{\partial z} \Big|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \Big|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} \right] + \\ & \left[\left(\frac{\epsilon_{12}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{12}}{2} \right) \left(\frac{\epsilon_{23}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{23}}{2} \right) - \left(\frac{\epsilon_{13}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{13}}{2} \right) \left(\frac{\epsilon_{22}}{\Delta t} + \frac{\sigma_{22}}{2} \right) \right] \left[\left(\frac{\epsilon_{31}}{\Delta t} - \frac{\sigma_{31}}{2} \right) E_x|_{i,j,k}^n + \right. \\ & \left. \left(\frac{\epsilon_{32}}{\Delta t} - \frac{\sigma_{32}}{2} \right) E_y|_{i,j,k}^n + \left(\frac{\epsilon_{33}}{\Delta t} - \frac{\sigma_{33}}{2} \right) E_z|_{i,j,k}^n + \frac{\partial H_y}{\partial x} \Big|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \Big|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} \right] \Big\} \quad (5) \end{aligned}$$

其中, $\Gamma = \left| \frac{1}{\Delta t} \bar{\epsilon} + \frac{1}{2} \bar{\sigma} \right|$, 即系数矩阵的行列式。同理可推知 E_y 和 E_z 的表示式。

从图 1 可知, E_x 在直角坐标 Yee 氏网格中位于坐标 $\left(\left(i + \frac{1}{2} \right) \Delta x, j\Delta y, k\Delta z \right)$ 处, 则求

$E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1}$ 需要知道 $E_y|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n, E_z|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n, \frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}}, \frac{\partial H_x}{\partial y} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}}, \frac{\partial H_z}{\partial x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}}$ 以及 $\frac{\partial H_x}{\partial z} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}}$ 诸量, 这些值在 Yee 氏 FD-TD 网格中不直接给出, 计算时对其取如下近似:

$$E_y|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n = \frac{1}{4} \left(E_y|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n + E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n + E_y|_{i+1,j-\frac{1}{2},k}^n + E_y|_{i,j-\frac{1}{2},k}^n \right) \quad (6)$$

$$E_z|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n = \frac{1}{4} \left(E_z|_{i+1,j,k+\frac{1}{2}}^n + E_z|_{i+1,j,k-\frac{1}{2}}^n + E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + E_z|_{i,j,k-\frac{1}{2}}^n \right) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial y} \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{4\Delta y} \left(H_x|_{i+1,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + H_x|_{i+1,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \right. \\ &\quad \left. H_x|_{i+1,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i+1,j-\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j-\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (8) \end{aligned}$$

$$\left. \frac{\partial H_x}{\partial x} \right|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{4\Delta x} \left(H_x|_{i+1, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + H_x|_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + H_x|_{i+1, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + H_x|_{i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \right. \\ \left. H_x|_{i+1, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i+1, j-\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i, j-\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial H_y}{\partial x} \right|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{4\Delta x} \left(H_y|_{i+\frac{3}{2}, j, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + H_y|_{i+\frac{3}{2}, j, k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i-\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial H_z}{\partial x} \right|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{4\Delta x} \left(H_z|_{i+\frac{3}{2}, j+\frac{1}{2}, k}^{n+\frac{1}{2}} + H_z|_{i+\frac{3}{2}, j-\frac{1}{2}, k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k}^{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (11)$$

由式(5)~式(11)即得到了求解 $E_x|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+1}$ 的差分方程式;同理可推出计算 $E_y|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+1}$ 、 $E_z|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^{n+1}$ 的差分方程式。由式(3)~式(11)可得到计算各向异性媒质中六个场强分量的时域有限差分方程。

3 算例及结果分析

计算场域如图2所示(参见文献[3])。沿 x 方向极化的人射波从媒质 I 正入射到媒质 II 中,该入射波采用高斯脉冲波 $f(t) = \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}\right]$ (V/m)(其中 t_0 为脉冲峰值时刻, T 为脉冲宽度),并令 $t_0 = 0.03748$ ns, $T = 0.129$ ns。媒质 I 是涂敷在理想导体表面上的复合材料吸波涂层,电导率 $\sigma = 0$,厚度 $h = 2.2$ mm,其电磁特性沿 z 向分层均匀,场强分量均为 z 的单值函数。

由于电场强度 E 和磁场强度 H 仅与 z 轴有关而与 x, y 方向无关,因此它们在 x, y 方向的偏导分别者为0,且沿 z 方向的分量: $E_z = 0, H_z = 0$ 。这样根据前面的约定,可以得到计算磁场分量的差分方程:

$$H_x|_{k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_x|_{k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} (E_y|_{k+1}^n - E_y|_k^n) \quad (12)$$

$$H_y|_{k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_y|_{k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} (E_x|_{k+1}^n - E_x|_k^n) \quad (13)$$

$$H_z|_k^{n+\frac{1}{2}} = 0 \quad (14)$$

以及电场分量的差分方程:

$$E_x|_k^{n+1} = \frac{1}{|\epsilon|} \left[\frac{\epsilon_{22}\epsilon_{33} - \epsilon_{23}\epsilon_{32}}{\Delta t^2} \left(\epsilon_{11}E_y|_k^n + \epsilon_{12}E_y|_k^n + \frac{\Delta t}{\Delta z}H_y|_{k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\Delta z}H_y|_{k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) + \right. \\ \left. \frac{\epsilon_{13}\epsilon_{32} - \epsilon_{12}\epsilon_{33}}{\Delta t^2} \left(\epsilon_{21}E_x|_k^n + \epsilon_{22}E_y|_k^n + \frac{\Delta t}{\Delta z}H_x|_{k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\Delta z}H_x|_{k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) + \right. \\ \left. \frac{\epsilon_{12}\epsilon_{23} - \epsilon_{13}\epsilon_{22}}{\Delta t^2} (\epsilon_{31}E_x|_k^n + \epsilon_{32}E_y|_k^n) \right] \quad (15)$$

$$E_y|_k^{n+1} = \frac{1}{|\epsilon|} \left[\frac{\epsilon_{23}\epsilon_{31} - \epsilon_{21}\epsilon_{33}}{\Delta t^2} \left(\epsilon_{11}E_x|_k^n + \epsilon_{12}E_y|_k^n + \frac{\Delta t}{\Delta z}H_z|_{k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\Delta z}H_z|_{k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) + \right. \\ \left. \frac{\epsilon_{11}\epsilon_{33} - \epsilon_{13}\epsilon_{31}}{\Delta t^2} \left(\epsilon_{21}E_x|_k^n + \epsilon_{22}E_y|_k^n + \frac{\Delta t}{\Delta z}H_x|_{k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\Delta z}H_x|_{k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) + \right. \\ \left. \frac{\epsilon_{13}\epsilon_{21} - \epsilon_{11}\epsilon_{23}}{\Delta t^2} \left(\epsilon_{31}E_x|_k^n + \epsilon_{32}E_y|_k^n \right) \right] \quad (16)$$

$$E_x|_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = 0 \quad (17)$$

将媒质 I 沿 z 轴分为均匀且厚度相等的两层, 各介质层的电磁参量如表 1 所示。

表 1 两层介质的电磁参量

媒质	厚度 h/mm	介电常数 $\bar{\epsilon}$	磁导率 $\bar{\mu}$
1 层	1.1	$\begin{bmatrix} 5\epsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & 2\epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{bmatrix}$	μ_0
2 层	1.1	$\begin{bmatrix} 7/2\epsilon_0 & -3/2\epsilon_0 & 0 \\ -3/2\epsilon_0 & 7/2\epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{bmatrix}$	μ_0

每层选取空间步数 $k=50$, 时间步数 $n=10\,000$, 空间步长 $\Delta z=2.2 \times 10^{-4} \text{ m}$, 并根据文献[2]对数值稳定性条件的推导结论, 令时间步长 $\Delta t = \Delta z/2c$ (c 是自由空间中电磁波传播速度), 通过式(12)~(17), 并采用 Mur 一阶吸收边界条件, 对算例进行数值计算, 可得到场量的直接瞬态解。在 $z=h$ 处, 即吸波涂层表面随时间变化的电场强度 E 如图 3 所示(实线



图 3 吸波涂层表面的电场强度

表示 E_x , 虚线表示 E_y , 均比原值放大了 10 倍)。由图可知, x 方向极化的人射波引起的散射场在 y 方向有耦合分量存在, 可定义涂层表面的反射系数矩阵 R , 设反射系数 R_{11} 是 x 方向场分量与人射波之比, 反射系数 R_{12} 是 y 方向场分量与人射波之比(见文献[4])。经过快速傅立叶变换, 进行归一化处理, 可得频域中的反射系数 R_{11} 和 R_{12} , 它们随正入射波在媒质 I 中传播波数的变化情况如图 4 所示, $k_0h/2\pi$ 为正入射波在涂层中传播的波数, k_0 为电磁波在空气中传播的波数, h 为涂层厚度。

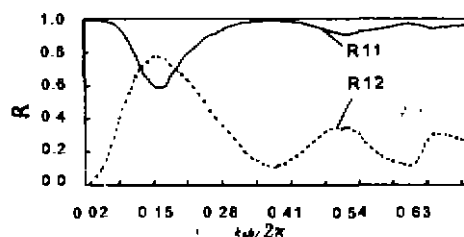


图 4 反射系数的变化情况

图 4 表明 TE(TM) 波入射到无损耗各向异性媒质时,所产生的反射波除了具有 TE(TM) 波的性质还具有 TM(TE) 波的特性;从图 4 还可看出 $|R_{11}|^2 + |R_{12}|^2 = 1$,这与理论分析一致。

4 结 论

笔者推导出了各向异性材料中时域有限差分方程的一般形式,并对吸波涂层电磁波散射问题进行了计算,结果表明时域有限差分法既不局限于媒质的空间形状,又不受媒质电磁参数的制约,算法编程简单易行,因而可以方便地进行复合材料吸波涂层电磁特性的分析计算,在吸波涂层材料配置的优化设计方面有着明显的应用价值。

参 考 文 献

- 1 冯林,陆丛笑. 新型宽频带吸波涂层研究. 电子科学学刊,1992,(6):618~623
- 2 王长清,祝西里. 电磁场计算中的时域有限差分方法. 北京:北京大学出版社,1993. 18~33
- 3 Penney C W, Luebbers R J, Schuster J W. Scattering from coated targets using a frequency-dependent, surface impedance boundary condition in FDTD. IEEE Trans Antennas Propagat, 1996, AP-44, 434~443
- 4 Titchener J B, Willis J R. The reflection of electromagnetic waves from stratified anisotropic media, IEEE Trans Antennas Propagat, 1991, AP-39, 35~39

Computation of Scattering of Electromagnetic Waves from Absorbing Coating Using the Finite-Difference Time-Domain Method

Yu Jihui Tang Cui-feng Huang Jian

(College of Electrical Engineering, Chongqing University)

ABSTRACT In this paper, we derive the necessary extension to the FD-TD (finite-difference time-domain) method for absorbing coating of composite material. The scattering of electromagnetic waves (EW) from absorbing coating is considered, and the comparison of obtained results with exact analytic ones shows that the method used in this paper is correct and available.

KEYWORDS electromagnetic wave scattering / FD-TD (finite-difference time-domain) method, absorbing coating

(责任编辑 李胜春)