



(12) 发明专利

(10) 授权公告号 CN 110274920 B

(45) 授权公告日 2021. 11. 23

(21) 申请号 201810208704.6

(22) 申请日 2018.03.14

(65) 同一申请的已公布的文献号  
申请公布号 CN 110274920 A

(43) 申请公布日 2019.09.24

(73) 专利权人 南京理工大学  
地址 210094 江苏省南京市孝陵卫200号

(72) 发明人 樊振宏 顾竹鑫 陈如山 丁大志

(74) 专利代理机构 南京理工大学专利中心  
32203

代理人 薛云燕

(51) Int. Cl.  
G06F 30/33 (2020.01)

(56) 对比文件

US 2010066595 A1, 2010.03.18

CN 106556833 A, 2017.04.05

钱驹. 基于射线追踪算法的电波传播特性预测.《中国优秀硕士学位论文全文数据库 信息科技辑》.2016, (第5期), I135-10.

陈磊. 电大尺寸目标电磁散射特性的时域分析.《中国优秀硕士学位论文全文数据库 信息科技辑》.2010, (第7期), I135-4.

Jasmin E 等. New Results for the Effective Propagation Constants of Nonuniform Plane Waves at the Planar Interface of Two Lossy Media.《IEEE Transactions on Antennas and Propagation》.2003, 第51卷(第6期),

审查员 张维景

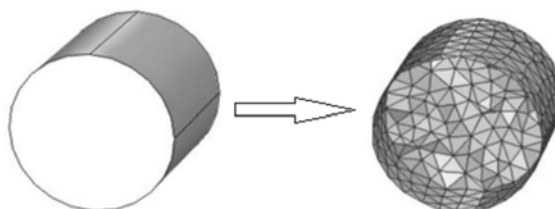
权利要求书4页 说明书9页 附图3页

(54) 发明名称

体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法

(57) 摘要

本发明公开了一种体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法。具体步骤如下:建立金属介质混合目标的几何模型,使用四面体单元对介质体进行体剖分,使用三角形单元对金属表面进行面剖分,用来拟合目标的几何外形;为了达到弹跳射线法的理想精度,对照亮区的表面三角形单元进行细分;用射线管模拟电磁波在介质体内和金属表面的传播,追踪射线的场强和路径;当射线离开目标时,计算每根射线的瞬态散射场并累加得到总的瞬态散射信号。本发明采用体面剖分的弹跳射线法可以用于计算亚毫米波段电大尺寸金属介质混合目标瞬态散射信号,避免了在亚毫米波段未知量大的问题,所需时间少,一次计算就可以获得宽频带的RCS。



1. 一种体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法, 其特征在于, 步骤如下:

步骤1, 建立金属介质混合目标的几何模型, 使用四面体单元对介质体进行体剖分, 使用三角形单元对金属表面进行面剖分, 剖分单元大小要能够拟合物体的几何外形;

步骤2, 对照亮区的表面三角形单元进行细分, 细分后小三角形的边长为波长的 $1/4 \sim 1/6$ ;

步骤3、将细分后的小三角形看作是一系列的射线管, 追踪射线的场强和路径;

步骤4、当射线离开目标时, 根据时域积分方程求出每根射线的时域散射场, 并进行累加得到总的瞬态散射信号, 从而得到目标的宽频带RCS;

步骤3所述将细分后的小三角形看作是一系列的射线管, 追踪射线的场强和路径, 具体包括:

(1) 四面体内的路径追踪: 因为每个四面体内的介质为均匀介质, 射线管在均匀介质中沿着直线传播, 所以射线在四面体中的路径为一条射线;

(2) 当射线照射介质分界面时, 求出射线在介质分界面上的反射系数和透射系数, 并求出反射方向和透射方向, 然后继续对反射射线和透射射线进行路径追踪和场强追踪;

(3) 当射线照射到金属表面时, 利用Sne11定律追踪反射射线的射线路径和时域场强信号的变化。

2. 根据权利要求1所述的体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法, 其特征在于, 步骤(1)所述四面体内的路径追踪, 具体如下:

因为每个四面体内的介质为均匀介质, 射线管在均匀介质中沿着直线传播, 所以射线在四面体中的路径为一条射线;

当射线穿入一个四面体时, 设该四面体四个顶点为 $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4$ , 射线在四面体内的入射点为 $\vec{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ , 射线传播的方向矢量为 $\vec{s}(s_x, s_y, s_z)$ , 则射线所在的直线方程为:

$$\vec{r}(x, y, z) = \vec{r}_0(x_0, y_0, z_0) + \vec{s}(s_x, s_y, s_z)t \quad (1)$$

要求射线穿出四面体时的交点, 首先要求出射线从四面体穿出的所在面, 三个候选面分别为 $\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3$ 、 $\vec{r}_2\vec{r}_3\vec{r}_4$ 、 $\vec{r}_1\vec{r}_3\vec{r}_4$ , 对应的法向量分别为 $\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3$ , 由此得:

$$t_i = \frac{(\vec{r}_3 - \vec{r}_0) \cdot \hat{n}_i}{\vec{s} \cdot \hat{n}_i} \quad i = 1, 2, 3 \quad (2)$$

$t$ 表示从 $\vec{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ 出发, 沿着射线传播的方向矢量 $\vec{s}(s_x, s_y, s_z)$ 到候选面所走过的距离,  $\hat{s}$ 为射线传播方向的单位矢量; 当 $t$ 为负数时, 表示沿着射线传播的反方向所走过的距离;

取 $t_1, t_2, t_3$ 中最小的正值 $t_0$ 所对应的面即为射线从四面体穿出的面, 同时得到穿出点的坐标为:

$$\vec{r}(x, y, z) = \vec{r}_0(x_0, y_0, z_0) + \vec{s}(s_x, s_y, s_z)t_0 \quad (3)$$

3. 根据权利要求1所述的体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法, 其

特征在于,步骤(2)中所述求出反射方向和透射方向,具体如下:

一束相位矢量为 $\vec{\alpha}_1$ ,幅度矢量为 $\vec{\beta}_1$ 的非均匀电磁波从介质1进入到介质2,设分界面的法向量为 $\hat{n}$ , $\vec{\beta}_1$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\theta_1$ , $\vec{\alpha}_1$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\varphi_1$ , $\vec{\alpha}_1$ 与 $\vec{\beta}_1$ 之间的夹角为 $\rho_1$ ,同理, $\vec{\alpha}_2$ 和 $\vec{\beta}_2$ 分别表示在介质2中透射波的幅度矢量和相位矢量, $\vec{\beta}_2$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\theta_2$ , $\vec{\alpha}_2$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\varphi_2$ , $\vec{\alpha}_2$ 与 $\vec{\beta}_2$ 之间的夹角为 $\rho_2$ ;

$\theta_2$ 和 $\varphi_2$ 表示为

$$\theta_2 = \arcsin \frac{\beta_1 \sin \theta_1}{\beta_2} \quad (4)$$

$$\varphi_2 = \arcsin \frac{\alpha_1 \sin \varphi_1}{\alpha_2} \quad (5)$$

式中

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{2\alpha_{01}\beta_{01}}{\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2} \cos \rho_1\right)^2} - 1} \quad (6)$$

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{2\alpha_{01}\beta_{01}}{\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2} \cos \rho_1\right)^2} + 1} \quad (7)$$

$$\alpha_2 = \sqrt{\frac{1}{2}(|\gamma_{1t}|^2 + \operatorname{Re}(\gamma_{02}^2) + |\gamma_{1t}^2 - \gamma_{02}^2|)} \quad (8)$$

$$\beta_2 = \sqrt{\frac{1}{2}(|\gamma_{1t}|^2 - \operatorname{Re}(\gamma_{02}^2) + |\gamma_{1t}^2 - \gamma_{02}^2|)} \quad (9)$$

式中,介质i中的本征传播常量,只和介质的本身特性有关,表示为:

$$\begin{aligned} \gamma_{0i} &= \alpha_{0i} + j\beta_{0i} = jk_0 \sqrt{\varepsilon_{ri} \mu_{ri}} \\ &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{ri} |\mu_{ri}|} [\sin \sigma + j \cos \sigma] \end{aligned} \quad (10)$$

$$\sigma = \frac{1}{2} \left[ \arctan\left(\frac{\varepsilon_{ri}'}{\varepsilon_{ri}''}\right) + \arctan\left(\frac{\mu_{ri}'}{\mu_{ri}''}\right) \right] \quad (11)$$

$\varepsilon_{ri}$ , $\mu_{ri}$ 为介质i的相对复介电常数和磁导率,定义 $\gamma_{1t}$ 为:

$$\gamma_{1t} = \alpha_1 \sin \varphi_1 + j\beta_1 \sin \theta_1 \quad (12)$$

从而得到反射方向和透射方向。

4. 根据权利要求1所述的体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法,其特征在于,步骤(2)中所述求出射线在介质分界面上的反射系数和透射系数具体为:

当电磁波传播到两种介质的交界面处时,电场分解为水平和垂直极化分量,此时反射电场 $\vec{E}^r$ 为:

$$\vec{E}^r = (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\perp) R_\perp \hat{e}_\perp + (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\parallel) R_\parallel \hat{e}_\parallel \quad (13)$$

其中,  $\vec{E}^i$  是入射电场,  $\hat{e}_\perp = \hat{k}_i \times \hat{n}$  是垂直极化方向单位矢量,  $\hat{e}_\parallel = \hat{e}_\perp \times \hat{k}_i$  是水平极化方向单位矢量;  $R_\perp$  和  $R_\parallel$  分别是垂直极化和水平极化反射系数;

透射电场  $\vec{E}^t$  为:

$$\vec{E}^t = (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\perp) T_\perp \hat{e}_\perp + (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\parallel) T_\parallel \hat{e}_\parallel \quad (14)$$

其中,  $T_\perp$  和  $T_\parallel$  分别表示垂直极化和水平极化透射系数;

垂直极化的反射系数和透射系数表示为:

$$R_\perp = \frac{\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) - \mu_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}{\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \mu_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)} \quad (15)$$

$$T_\perp = \frac{2\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1)}{\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \mu_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}$$

平行极化波的反射系数和透射系数为:

$$R_\parallel = \frac{\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \varepsilon_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}{\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \varepsilon_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)} \quad (16)$$

$$T_\parallel = \frac{2\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1)}{\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \varepsilon_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}$$

式中,  $\varepsilon_1, \mu_1$  和  $\varepsilon_2, \mu_2$  分别为介质1中和介质2中的相对介电常数和磁导率。

5. 根据权利要求1所述的体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法, 其特征在于, 步骤(3)中所述当射线照射到金属表面时, 利用Snell定律追踪反射射线的射线路径和时域场强信号的变化, 具体如下:

在介质和空气界面上计算等效的表面电磁流, 根据Huygen原理, 等效电流  $\vec{J}$  和等效磁流  $\vec{M}$  表示为:

$$\vec{J} = \hat{n} \times \vec{H} \quad (17)$$

$$\vec{M} = -\hat{n} \times \vec{E} \quad (18)$$

当射线照射到介质表面时, 不仅会存在感应电流, 而且会存在感应磁流, 所以射线管的远场散射场  $\vec{E}^s(\vec{r}, t)$  表示为:

$$\vec{E}^s(\vec{r}, t) = \vec{E}_J^s(\vec{r}, t) + \vec{E}_M^s(\vec{r}, t) \quad (19)$$

式中,  $\vec{E}_J^s(\vec{r}, \omega)$  和  $\vec{E}_M^s(\vec{r}, \omega)$  分别表示感应电流和感应磁流:

$$\vec{E}_J^s(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi c} \hat{s} \times \int_s \hat{s} \times (\hat{n} \times \vec{H}(\vec{r}')) \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha} s(t-t_d) * F^{-1}(e^{-\omega/c}) ds \quad (20)$$

$$\vec{E}_M^s(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi c} \hat{s} \times \int_s \hat{n} \times \vec{E}(\vec{r}') \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha} s(t-t_d) * F^{-1}(e^{-\omega/c}) ds \quad (21)$$

其中,  $\vec{r}$  为观察点位置矢量,  $\vec{r}'$  为目标表面任一面元的位置矢量,  $r$  为面元到观察点的距离,  $\hat{n}$  为目标表面面元的单位法矢量,  $\vec{E}$ 、 $\vec{H}$  分别为物体表面总电场和总磁场,

$t_d = (\hat{i} \cdot \vec{r}_0 + \beta - \hat{s} \cdot \vec{r}') / c$  为时间延迟,  $\vec{r}_0$  为射线第一次与目标相交的位置矢量,  $\hat{i}$  为入射方向单位矢量,  $\hat{s}$  为观察方向单位矢量,  $\alpha = \sum_{i=1}^n \cos \rho_i \alpha_i l_i$  表示在介质中传播时所引起的幅度的衰减,  $b = \sum_{i=1}^n \beta_i l_i$  表示在介质中传播时所引起的相位的变化,  $n$  表示在传播过程中穿行四面体的个数,  $l_i$  表示在第  $i$  个四面体中穿行的距离,  $\alpha_i$  表示在媒质  $i$  的电磁波传播的幅度矢量的模,  $\beta_i$  表示在媒质  $i$  的电磁波传播的相位矢量的模,  $\rho_i$  中表示在媒质  $i$  的电磁波传播的幅度矢量和相位矢量的夹角,  $*$  表示卷积,  $F^{-1}$  表示逆傅里叶变换。

## 体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法

### 技术领域

[0001] 本发明属于微波测量技术领域,特别是一种体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法。

### 背景技术

[0002] 在我国国防科学研究领域里,导弹系统的设计与仿真,雷达系统的设计与鉴定以及隐身技术的研究等,均需要建立目标(如飞机、坦克等)与环境的电磁散射模型。在亚毫米波段,以坦克目标而言,工作波长远小于坦克的几何尺寸,在这种波段上的电磁散射为高频散射,往往采用弹跳射线法,而以往的弹跳射线法只能用于计算金属目标,而周围的环境及目标覆盖物往往为介质,并且忽略了目标上的一些介质结构对散射场的影响,从而导致计算结果跟真实结果误差较大。

[0003] 在对这种金属介质混合目标进行电磁特性分析时,数值方法如时域有限差分法(FDTD),体面积分方程法(VSIE)等,由于受计算时间和内存需求的限制,往往并不适合电大尺寸的情况。传统的SBR算法一般应用于计算金属或者薄涂覆目标的电磁特性,电磁波只在目标表面发生弹跳现象,当涂覆比较厚时,就不再适用。

### 发明内容

[0004] 本发明的目的在于提供一种体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法,通过采用体面剖分的弹跳射线法,对电大尺寸的目标与周边环境进行高效分析。

[0005] 实现本发明目的的技术解决方案为:一种体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法,步骤如下:

[0006] 步骤1,建立金属介质混合目标的几何模型,使用四面体单元对介质体进行体剖分,使用三角形单元对金属表面进行面剖分,剖分单元大小要能够拟合物体的几何外形;

[0007] 步骤2,对照亮区的表面三角形单元进行细分,细分后小三角形的边长为波长的 $1/4 \sim 1/6$ ;

[0008] 步骤3、将细分后的小三角形看作是一系列的射线管,追踪射线的场强和路径;

[0009] 步骤4、当射线离开目标时,根据时域积分方程求出每根射线的时域散射场,并进行累加得到总的瞬态散射信号,从而得到目标的宽频带RCS。

[0010] 进一步地,步骤3所述将细分后的小三角形看作是一系列的射线管,追踪射线的场强和路径,具体包括:

[0011] (1)四面体内的路径追踪:因为每个四面体内的介质为均匀介质,射线管在均匀介质中沿着直线传播,所以射线在四面体中的路径为一条射线;

[0012] (2)当射线照射介质分界面时,求出射线在介质分界面上的反射系数和透射系数,并求出反射方向和透射方向,然后继续对反射射线和透射射线进行路径追踪和场强追踪;

[0013] (3)当射线照射到金属表面时,利用Snel1定律追踪反射射线的射线路径和时域场强信号的变化。

[0014] 进一步地,步骤(1)所述四面体内的路径追踪,具体如下:

[0015] 因为每个四面体内的介质为均匀介质,射线管在均匀介质中沿着直线传播,所以射线在四面体中的路径为一条射线;

[0016] 当射线穿入一个四面体时,设该四面体四个顶点为 $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4$ ,射线在四面体内的入射点为 $\vec{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ ,射线传播的方向矢量为 $\vec{s}(s_x, s_y, s_z)$ ,则射线所在的直线方程为:

$$[0017] \quad \vec{r}(x, y, z) = \vec{r}_0(x_0, y_0, z_0) + \vec{s}(s_x, s_y, s_z)t \quad (1)$$

[0018] 要求射线穿出四面体时的交点,首先要求出射线从四面体穿出的所在面,三个候选面分别为 $\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3$ 、 $\vec{r}_2\vec{r}_3\vec{r}_4$ 、 $\vec{r}_1\vec{r}_3\vec{r}_4$ ,对应的法向量分别为 $\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3$ ,由此得:

$$[0019] \quad t_i = \frac{(\vec{r}_3 - \vec{r}_0) \cdot \hat{n}_i}{\hat{s} \cdot \hat{n}_i} \quad i = 1, 2, 3 \quad (2)$$

[0020]  $t$ 表示从 $\vec{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ 出发,沿着射线传播的方向矢量 $\vec{s}(s_x, s_y, s_z)$ 到候选面所走过的距离, $\hat{s}$ 为射线传播方向的单位矢量;当 $t$ 为负数时,表示沿着射线传播的反方向所走过的距离;

[0021] 取 $t_1, t_2, t_3$ 中最小的正值 $t_0$ 所对应的面即为射线从四面体穿出的面,同时得到穿出点的坐标为:

$$[0022] \quad \vec{r}(x, y, z) = \vec{r}_0(x_0, y_0, z_0) + \vec{s}(s_x, s_y, s_z)t_0 \quad (3)$$

[0023] 进一步地,步骤(2)中所述求出反射方向和透射方向,具体如下:

[0024] 一束相位矢量为 $\vec{\alpha}_1$ ,幅度矢量为 $\vec{\beta}_1$ 的非均匀电磁波从介质1进入到介质2,设界面的法向量为 $\hat{n}$ , $\vec{\beta}_1$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\theta_1$ , $\vec{\alpha}_1$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\varphi_1$ , $\vec{\alpha}_1$ 与 $\vec{\beta}_1$ 之间的夹角为 $\rho_1$ ,同理, $\vec{\alpha}_2$ 和 $\vec{\beta}_2$ 分别表示在介质2中透射波的幅度矢量和相位矢量, $\vec{\beta}_2$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\theta_2$ , $\vec{\alpha}_2$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\varphi_2$ , $\vec{\alpha}_2$ 与 $\vec{\beta}_2$ 之间的夹角为 $\rho_2$ ;

[0025]  $\theta_2$ 和 $\varphi_2$ 表示为

$$[0026] \quad \theta_2 = \arcsin \frac{\beta_1 \sin \theta_1}{\beta_2} \quad (4)$$

$$[0027] \quad \varphi_2 = \arcsin \frac{\alpha_1 \sin \varphi_1}{\alpha_2} \quad (5)$$

[0028] 式中

$$[0029] \quad \alpha_1 = \sqrt{\frac{\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2}{2}} \sqrt{1 + \left(\frac{2\alpha_{01}\beta_{01}}{(\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2)\cos\rho_1}\right)^2 - 1} \quad (6)$$

$$[0030] \quad \beta_1 = \sqrt{\frac{\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2}{2}} \sqrt{1 + \left(\frac{2\alpha_{01}\beta_{01}}{(\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2)\cos\rho_1}\right)^2 + 1} \quad (7)$$

[0031] 
$$\alpha_2 = \sqrt{\frac{1}{2}(|\gamma_{1r}|^2 + \operatorname{Re}(\gamma_{02}^2) + |\gamma_{1r}^2 - \gamma_{02}^2|)} \quad (8)$$

[0032] 
$$\beta_2 = \sqrt{\frac{1}{2}(|\gamma_{1r}|^2 - \operatorname{Re}(\gamma_{02}^2) + |\gamma_{1r}^2 - \gamma_{02}^2|)} \quad (9)$$

[0033] 式中, 介质i中的本征传播常量, 只和介质的本身特性有关, 表示为:

[0034] 
$$\begin{aligned} \gamma_{0i} &= \alpha_{0i} + j\beta_{0i} = jk_0 \sqrt{\varepsilon_{ri} \mu_{ri}} \\ &= \frac{\omega}{c} \sqrt{|\varepsilon_{ri}| |\mu_{ri}|} [\sin \sigma + j \cos \sigma] \end{aligned} \quad (10)$$

[0035] 
$$\sigma = \frac{1}{2} \left[ \arctan\left(\frac{\varepsilon_{ri}''}{\varepsilon_{ri}'}\right) + \arctan\left(\frac{\mu_{ri}''}{\mu_{ri}'}\right) \right] \quad (11)$$

[0036]  $\varepsilon_{ri}, \mu_{ri}$  为介质i的相对复介电常数和磁导率, 定义  $\gamma_{1r}$  为:

[0037] 
$$\gamma_{1r} = \alpha_1 \sin \varphi_1 + j\beta_1 \sin \theta_1 \quad (12)$$

[0038] 从而得到反射方向和透射方向。

[0039] 进一步地, 步骤(2)中所述求出射线在介质分界面上的反射系数和透射系数具体为:

[0040] 当电磁波传播到两种介质的交界面处时, 电场分解为水平和垂直极化分量, 此时反射电场  $\vec{E}^r$  为:

[0041] 
$$\vec{E}^r = (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\perp) R_\perp \hat{e}_\perp + (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\parallel) R_\parallel \hat{e}_\parallel \quad (13)$$

[0042] 其中,  $\vec{E}^i$  是入射电场,  $\hat{e}_\perp = \hat{k}_i \times \hat{n}$  是垂直极化方向单位矢量,  $\hat{e}_\parallel = \hat{e}_\perp \times \hat{k}_i$  是水平极化方向单位矢量;  $R_\perp$  和  $R_\parallel$  分别是垂直极化和水平极化反射系数;

[0043] 透射电场  $\vec{E}^t$  为:

[0044] 
$$\vec{E}^t = (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\perp) T_\perp \hat{e}_\perp + (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\parallel) T_\parallel \hat{e}_\parallel \quad (14)$$

[0045] 其中,  $T_\perp$  和  $T_\parallel$  分别表示垂直极化和水平极化透射系数;

[0046] 垂直极化的反射系数和透射系数表示为:

[0047] 
$$\begin{aligned} R_\perp &= \frac{\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) - \mu_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}{\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \mu_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)} \\ T_\perp &= \frac{2\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1)}{\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \mu_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)} \end{aligned} \quad (15)$$

[0048] 平行极化波的反射系数和透射系数为:

[0049] 
$$\begin{aligned} R_\parallel &= \frac{\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \varepsilon_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}{\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \varepsilon_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)} \\ T_\parallel &= \frac{2\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1)}{\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \varepsilon_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)} \end{aligned} \quad (16)$$

[0050] 式中,  $\varepsilon_1, \mu_1$  和  $\varepsilon_2, \mu_2$  分别为介质1中和介质2中的相对介电常数和磁导率。

[0051] 进一步地, 步骤(3)中所述当射线照射到金属表面时, 利用Snell定律追踪反射射



线的射线路径和时域场强信号的变化,具体如下:

[0052] 在介质和空气界面上计算等效的表面电磁流,根据Huygen原理,等效电流J和等效磁流M表示为:

$$[0053] \quad \vec{J} = \hat{n} \times \vec{H} \quad (17)$$

$$[0054] \quad \vec{M} = -\hat{n} \times \vec{E} \quad (18)$$

[0055] 当射线照射到介质表面时,不仅会存在感应电流,而且会存在感应磁流,所以射线管的远场散射场 $\vec{E}^s(\vec{r}, t)$ 表示为:

$$[0056] \quad \vec{E}^s(\vec{r}, t) = \vec{E}_J^s(\vec{r}, t) + \vec{E}_M^s(\vec{r}, t) \quad (19)$$

[0057] 式中,  $\vec{E}_J^s(\vec{r}, \omega)$ 和 $\vec{E}_M^s(\vec{r}, \omega)$ 分别表示感应电流和感应磁流:

$$[0058] \quad \vec{E}_J^s(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon c} \hat{s} \times \int_s \hat{s} \times (\hat{n} \times \vec{H}(\vec{r}')) \cdot \frac{\partial}{\partial t} s(t-t_d) * F^{-1}(e^{-\omega a/c}) ds \quad (20)$$

$$[0059] \quad \vec{E}_M^s(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon c} \hat{s} \times \int_s \hat{n} \times \vec{E}(\vec{r}') \cdot \frac{\partial}{\partial t} s(t-t_d) * F^{-1}(e^{-\omega a/c}) ds \quad (21)$$

[0060] 其中,  $\vec{r}$ 为观察点位置矢量,  $\vec{r}'$ 为目标表面任一面元的位置矢量,  $r$ 为面元到观察点的距离,  $\hat{n}$ 为目标表面面元的单位法矢量,  $\vec{E}$ 、 $\vec{H}$ 分别为物体表面总电场和总磁场,  $t_d = (\hat{i} \cdot \vec{r}_0 + \beta - \hat{s} \cdot \vec{r}')/c$ 为时间延迟,  $\vec{r}_0$ 为射线第一次与目标相交的位置矢量,  $\hat{i}$ 为入射方向

单位矢量,  $\hat{s}$ 为观察方向单位矢量,  $\alpha = \sum_{i=1}^n \cos \rho_i \alpha_i l_i$ 表示在介质中传播时所引起的幅度的衰

减,  $b = \sum_{i=1}^n \beta_i l_i$ 表示在介质中传播时所引起的相位的变化,  $n$ 表示在传播过程中穿行四面体的

个数,  $l_i$ 表示在第*i*个四面体中穿行的距离,  $\alpha_i$ 表示在媒质*i*的电磁波传播的幅度矢量的模,  $\beta_i$ 表示在媒质*i*的电磁波传播的相位矢量的模,  $\rho_i$ 中表示在媒质*i*的电磁波传播的幅度矢量和相位矢量的夹角, \*表示卷积,  $F^{-1}$ 表示逆傅里叶变换。

[0061] 本发明与现有技术相比,其显著优点为:(1)引出了时域弹跳射线方法对不均匀有耗介质的处理方法;(2)由于介质体是由四面体单元剖分得到,金属是由三角形单元剖分得到,故可以拟合任意形状的金属介质混合目标,同时,对介质体内各个四面体单元设置不同的介电参数,可以拟合非均匀介质的介质体目标,在建模上得到了极大的简化;(3)射线在介质体内传播过程中,利用射线在四面体内的求交技术,加快了射线传播的追踪过程,极大的提高了计算速度;(4)对目标照亮区的三角形单元进行细分,从而大大减少了计算所需的内存。

## 附图说明

[0062] 图1是本发明体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法的体剖分示意图。

[0063] 图2是本发明体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法的四面体内

路径追踪示意图。

[0064] 图3是本发明体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法中有耗介质中电磁波的传播方向和角度示意图。

[0065] 图4是本发明体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法中电场强度追踪示意图。

[0066] 图5是本发明体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法中照亮区三角形单元细分示意图。

[0067] 图6是本发明体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法中实施例1模型图。

[0068] 图7是本发明体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法中实施例1结果图。

[0069] 图8是本发明体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法中实施例1结果图。

### 具体实施方式

[0070] 下面结合附图及具体实施例对本发明作进一步详细描述。

[0071] 本发明体面剖分弹跳射线法分析金属介质目标瞬态特性的方法,步骤如下:

[0072] 步骤1,建立金属介质混合目标的几何模型,使用四面体单元对介质体进行体剖分,使用三角形单元对金属表面进行面剖分,剖分单元大小要能够拟合物体的几何外形;

[0073] 步骤2,为了达到弹跳射线法的精度,对照亮区的表面三角形单元进行细分,细分后小三角形的边长为波长的 $1/4\sim 1/6$ ;

[0074] 步骤3、将细分后的小三角形看作是一系列的射线管,追踪射线的场强和路径。当射线照射介质分界面时,由于两侧电磁参数的差异,电磁波会在表面发生反射和透射现象,反射和透射射线分别携带一部分能量继续传播,因此有必要求出射线在介质分界面上的反射系数和透射系数以及反射方向和透射方向,然后继续对反射射线和透射射线进行路径追踪和场强追踪。当射线照射到金属表面时,利用Snell定律追踪反射射线的射线路径和时域场强信号的变化;

[0075] 步骤4、当射线离开目标时,根据时域积分方程求出每根射线的时域散射场,并进行累加得到总的瞬态散射信号,从而可以得到目标的宽频带RCS。

[0076] 对本发明上述步骤进一步详细描述如下:

[0077] 一、目标建模

[0078] 对于金属介质混合目标,对介质部分采用四面体单元剖分建模,对四面体单元映射相应的介电参数,对金属部分采用表面三角形单元剖分建模。这样,便能拟合任意金属介质体目标的形状和描述介质体目标介电参数的非均匀特性。图1为体剖分示意图。

[0079] 二、射线的路径追踪

[0080] 由于本方法在建模时用了四面体来剖分介质体,用三角面元剖分金属表面,以三角面元的中心点来模拟射线管,射线在介质体内射线传播的路径相当于在一个个四面体内穿行的过程。

[0081] 步骤3所述将细分后的小三角形看作是一系列的射线管,追踪射线的场强和路径,

具体包括:

[0082] (1) 四面体内的路径追踪: 因为每个四面体内的介质为均匀介质, 射线管在均匀介质中沿着直线传播, 所以射线在四面体中的路径为一条射线;

[0083] 如图2所示, 因为每个四面体内的介质为均匀介质, 由几何光学原理可知, 射线管在均匀介质中沿着直线传播, 所以射线在四面体中的路径为一条射线。

[0084] 当射线穿入一个四面体时, 设该四面体四个顶点为 $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4$ , 射线在四面体内的入射点为 $\vec{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ , 射线传播的方向矢量为 $\vec{s}(s_x, s_y, s_z)$ , 则射线所在的直线方程:

$$[0085] \quad \vec{r}(x, y, z) = \vec{r}_0(x_0, y_0, z_0) + \vec{s}(s_x, s_y, s_z)t \quad (1)$$

[0086] 要求得射线穿出四面体时的交点, 首先要求得射线从四面体穿出的所在面, 三个候选面分别为 $\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3$ 、 $\vec{r}_2\vec{r}_3\vec{r}_4$ 、 $\vec{r}_1\vec{r}_3\vec{r}_4$ , 它们的法向量分别为 $\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3$ , 由此可得

$$[0087] \quad t_i = \frac{(\vec{r}_3 - \vec{r}_0) \cdot \hat{n}_i}{\vec{s} \cdot \hat{n}_i} \quad i=1, 2, 3 \quad (2)$$

[0088]  $t$ 表示从 $\vec{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ 出发, 沿着射线传播的方向矢量 $\vec{s}(s_x, s_y, s_z)$ 到候选面所走过的距离,  $\hat{s}$ 为射线传播方向的单位矢量; 当 $t$ 为负数时, 表示沿着射线传播的反方向所走过的距离。

[0089] 所以取 $t_1, t_2, t_3$ 中最小的正值 $t_0$ 所对应的面即为射线从四面体穿出的面, 同时可得穿出点的坐标为:

$$[0090] \quad \vec{r}(x, y, z) = \vec{r}_0(x_0, y_0, z_0) + \vec{s}(s_x, s_y, s_z)t_0 \quad (3)$$

[0091] 绝大部分情况下, 射线都会从四面体的某个面穿出, 但是也会存在从四面体的棱边上穿出的情况, 这时的处理就会比较复杂, 首先, 需要根据 $t_1, t_2, t_3$ 得到射线穿出的棱边, 即 $t_1, t_2, t_3$ 中最小的两个正值所对应的面的公共棱边, 然后根据几何关系, 找出所有包含该棱边的四面体, 然后把四面体的面当作候选面, 按照上述方法找出穿出的面, 同时也可以得到穿出点的坐标。图2为四面体内路径追踪示意图。

[0092] (2) 当射线照射介质分界面时, 求出射线在介质分界面上的反射系数和透射系数, 并求出反射方向和透射方向, 然后继续对反射射线和透射射线进行路径追踪和场强追踪;

[0093] ①反射方向和透射方向的求解

[0094] 如图3所示, 一束相位矢量为 $\vec{\alpha}_1$ , 幅度矢量为 $\vec{\beta}_1$ 的非均匀电磁波从介质1进入到介质2, 设分界面的法向量为 $\hat{n}$ ,  $\vec{\beta}_1$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\theta_1$ ,  $\vec{\alpha}_1$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\varphi_1$ ,  $\vec{\alpha}_1$ 与 $\vec{\beta}_1$ 之间的夹角为 $\rho_1$ , 同理,  $\vec{\alpha}_2$ 和 $\vec{\beta}_2$ 分别表示在介质2中透射波的幅度矢量和相位矢量,  $\vec{\beta}_2$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\theta_2$ ,  $\vec{\alpha}_2$ 和 $\hat{n}$ 之间的夹角为 $\varphi_2$ ,  $\vec{\alpha}_2$ 与 $\vec{\beta}_2$ 之间的夹角为 $\rho_2$ 。

[0095]  $\theta_2$ 和 $\varphi_2$ 表示为

$$[0096] \quad \theta_2 = \arcsin \frac{\beta_1 \sin \theta_1}{\beta_2} \quad (4)$$

$$[0097] \quad \varphi_2 = \arcsin \frac{\alpha_1 \sin \varphi_1}{\alpha_2} \quad (5)$$

[0098] 式中

$$[0099] \quad \alpha_1 = \sqrt{\frac{\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{2\alpha_{01}\beta_{01}}{(\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2)\cos\rho_1}\right)^2} - 1} \quad (6)$$

$$[0100] \quad \beta_1 = \sqrt{\frac{\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{2\alpha_{01}\beta_{01}}{(\beta_{01}^2 - \alpha_{01}^2)\cos\rho_1}\right)^2} + 1} \quad (7)$$

$$[0101] \quad \alpha_2 = \sqrt{\frac{1}{2}(|\gamma_{1t}|^2 + \operatorname{Re}(\gamma_{02}^2) + |\gamma_{1t}^2 - \gamma_{02}^2|)} \quad (8)$$

$$[0102] \quad \beta_2 = \sqrt{\frac{1}{2}(|\gamma_{1t}|^2 - \operatorname{Re}(\gamma_{02}^2) + |\gamma_{1t}^2 - \gamma_{02}^2|)} \quad (9)$$

[0103] 式中, 介质*i*中的本征传播常量, 只和介质的本身特性有关, 表示为:

$$[0104] \quad \begin{aligned} \gamma_{0i} &= \alpha_{0i} + j\beta_{0i} = jk_0\sqrt{\varepsilon_{ri}\mu_{ri}} \\ &= \frac{\omega}{c}\sqrt{|\varepsilon_{ri}||\mu_{ri}|}[\sin\sigma + j\cos\sigma] \end{aligned} \quad (10)$$

$$[0105] \quad \sigma = \frac{1}{2} \left[ \arctan\left(\frac{\varepsilon_{ri}''}{\varepsilon_{ri}'}\right) + \arctan\left(\frac{\mu_{ri}''}{\mu_{ri}'}\right) \right] \quad (11)$$

[0106]  $\varepsilon_{ri}, \mu_{ri}$  为介质*i*的相对复介电常数和磁导率, 定义  $\gamma_{1t}$  为:

$$[0107] \quad \gamma_{1t} = \alpha_1 \sin \varphi_1 + j\beta_1 \sin \theta_1 \quad (12)$$

[0108] 从而得到反射方向和透射方向。图3为有耗介质中电磁波的传播方向和角度示意图。

[0109] ②射线的场强追踪

[0110] 当电磁波传播到两种介质的交界面处时, 电场分解为水平和垂直极化分量, 此时反射电场  $\vec{E}^r$  为:

$$[0111] \quad \vec{E}^r = (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\perp) R_\perp \hat{e}_\perp + (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\parallel) R_\parallel \hat{e}_\parallel \quad (13)$$

[0112] 其中,  $\vec{E}^i$  是入射电场,  $\hat{e}_\perp = \hat{k}_i \times \hat{n}$  是垂直极化方向单位矢量,  $\hat{e}_\parallel = \hat{e}_\perp \times \hat{k}_i$  是水平极化方向单位矢量;  $R_\perp$  和  $R_\parallel$  分别是垂直极化和水平极化反射系数。

[0113] 透射电场  $\vec{E}^t$  为:

$$[0114] \quad \vec{E}^t = (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\perp) T_\perp \hat{e}_\perp + (\vec{E}^i \cdot \hat{e}_\parallel) T_\parallel \hat{e}_\parallel \quad (14)$$

[0115] 其中,  $T_\perp$  和  $T_\parallel$  分别表示垂直极化和水平极化透射系数。

[0116] 垂直极化的反射系数和透射系数可以表示为:

$$\begin{aligned}
 [0117] \quad R_{\perp} &= \frac{\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) - \mu_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}{\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \mu_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)} \\
 T_{\perp} &= \frac{2\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1)}{\mu_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \mu_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}
 \end{aligned} \quad (15)$$

[0118] 平行极化波的反射系数和透射系数为：

$$\begin{aligned}
 [0119] \quad R_{//} &= \frac{\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \varepsilon_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}{\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \varepsilon_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)} \\
 T_{//} &= \frac{2\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1)}{\varepsilon_2(\alpha_1 \cos \varphi_1 + j\beta_1 \cos \theta_1) + \varepsilon_1(\alpha_2 \cos \varphi_2 + j\beta_2 \cos \theta_2)}
 \end{aligned} \quad (16)$$

[0120] 式中， $\varepsilon_1, \mu_1$ 和 $\varepsilon_2, \mu_2$ 分别为介质1中和介质2中的相对介电常数和磁导率。图4为电场强度追踪示意图。

[0121] (3) 当射线照射到金属表面时，利用Snel1定律追踪反射射线的射线路径和时域场强信号的变化。

[0122] 体面剖分的弹跳射线法凭借射线路径追踪和场强追踪，模拟平面波传播的平行射线从目标表面进入散射目标，根据几何光学原理，在不同介质的分边界面上计算反射和透射射线的传播矢量和场强，最后，在介质和空气界面上计算等效的表面电磁流。根据Huygen原理，等效电流J和等效磁流M可以表示为：

$$[0123] \quad \vec{J} = \hat{n} \times \vec{H} \quad (17)$$

$$[0124] \quad \vec{M} = -\hat{n} \times \vec{E} \quad (18)$$

[0125] 当射线照射到介质表面时，其表面上不仅会存在感应电流，而且会存在感应磁流。所以，射线管的远场散射场可以表示为：

$$[0126] \quad \vec{E}^s(\vec{r}, t) = \vec{E}_J^s(\vec{r}, t) + \vec{E}_M^s(\vec{r}, t) \quad (19)$$

[0127] 式中， $\vec{E}_J^s(\vec{r}, \omega)$ 和 $\vec{E}_M^s(\vec{r}, \omega)$ 分别表示感应电流和感应磁流对散射场的贡献，可分别表示为：

$$[0128] \quad \vec{E}_J^s(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi r c} \hat{s} \times \int_s \hat{s} \times \left[ \hat{n} \times \left[ \hat{k}_i \times \vec{e}_0(\vec{r}') + \hat{k}_s \times \left( \vec{R} \cdot \vec{e}_0(\vec{r}') \right) \right] \right] \frac{\partial}{\partial t} s(t - t_d) * F^{-1} \left( e^{-\alpha a/c} \right) ds \quad (20)$$

$$[0129] \quad \vec{E}_M^s(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi r c} \hat{s} \times \int_s \hat{n} \times \left[ \vec{e}_0(\vec{r}') + \left( \vec{R} \cdot \vec{e}_0(\vec{r}') \right) \right] \frac{\partial}{\partial t} s(t - t_d) * F^{-1} \left( e^{-\alpha a/c} \right) ds \quad (21)$$

[0130] 其中， $\vec{r}$ 为观察点位置矢量， $\vec{r}'$ 为目标表面任一面元的位置矢量， $r$ 为面元到观察点的距离， $\hat{n}$ 为目标表面面元的单位法矢量， $\vec{E}$ 、 $\vec{H}$ 分别为物体表面总电场和总磁场，

$t_d = (\hat{i} \cdot \vec{r}_0 + \beta - \hat{s} \cdot \vec{r}') / c$ 为时间延迟， $\vec{r}_0$ 为射线第一次与目标相交的位置矢量， $\hat{i}$ 为入射方向

单位矢量， $\hat{s}$ 为观察方向单位矢量， $\alpha = \sum_{i=1}^n \cos \rho_i \alpha_i l_i$ 表示在介质中传播时所引起的幅度的衰

减， $b = \sum_{i=1}^n \beta_i l_i$ 表示在介质中传播时所引起的相位的变化， $n$ 表示在传播过程中穿行四面体的

个数,  $l_i$  表示在第  $i$  个四面体中穿行的距离,  $\alpha_i$  表示在媒质  $i$  的电磁波传播的幅度矢量的模,  $\beta_i$  表示在媒质  $i$  的电磁波传播的相位矢量的模,  $\rho_i$  中表示在媒质  $i$  的电磁波传播的幅度矢量和相位矢量的夹角,  $*$  表示卷积,  $F^{-1}$  表示逆傅里叶变换。

[0131] 三、区三角形单元细分

[0132] 体面剖分的弹跳射线法需要剖分的三角形边长大约为波长的  $1/4 \sim 1/6$  可达到理想精度, 这大大提高了对计算机内存的要求, 为了减小计算所需的内存, 只需要对目标进行粗剖分, 用来拟合目标的几何外形, 然后对照明区的三角形单元进行细分, 细分后的小三角形单元大约为波长的  $1/4 \sim 1/6$ , 然后将小三角形当作初始射线管进行时域场强信号追踪和路径追踪, 从而大大减少了计算所需的内存。

[0133] 对于任意形状的大尺寸三角面元, 可以取各边中点的连线逐级划分为四个相似的小三角面元, 直到小三角形单元大约为波长的  $1/4 \sim 1/6$ , 如图5所示。

[0134] 实施例1

[0135] 图6给出了一个立方体模型, 内部金属立方体的尺寸为  $8\lambda * 6\lambda * 5\lambda$ , 外部立方体的尺寸为  $10\lambda * 8\lambda * 6\lambda$ , 中间部分填充为介质, 介电参数为  $2 - j0.2$ , 射脉冲的中心频率为  $f_0 = 305\text{GHz}$ , 所关心的有效频带为  $300 \sim 310\text{GHz}$ , 采样频率为  $40\text{GHz}$ , 脉冲的入射方向沿  $\theta = 45^\circ$ ,  $\Phi = 45^\circ$ ,  $\theta\theta$  极化, 后向观察。图7为金属介质混合立方体模型的时域响应, 图8金属介质混合立方体模型的宽频带RCS。

[0136] 体面剖分的TDSBR计算时间仅为36s, 所需内存仅为5M。

[0137] 本发明提出的体面剖分SBR方法还考虑了电磁波在介质中的传播和弹跳, 不仅适用于薄涂覆金属目标, 还适用于处理厚涂覆金属目标以及金属和任意介质混合目标的电磁散射问题, 并且一次计算就可以获得宽频带内的RCS。

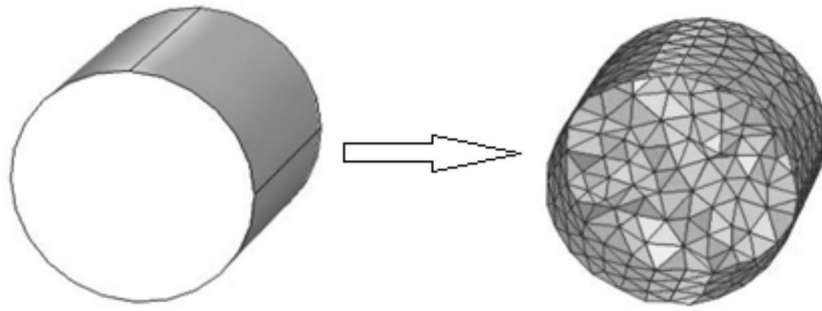


图1

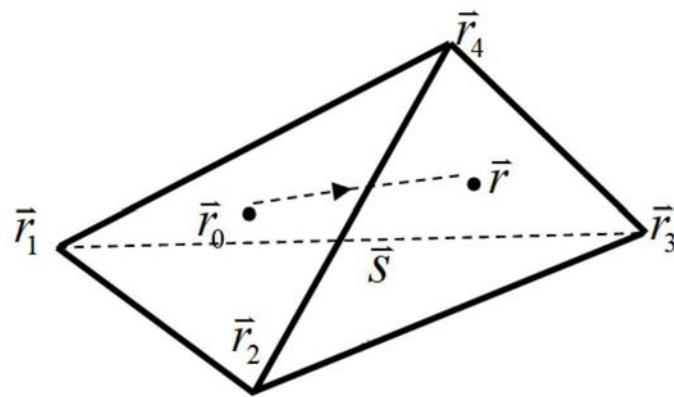


图2

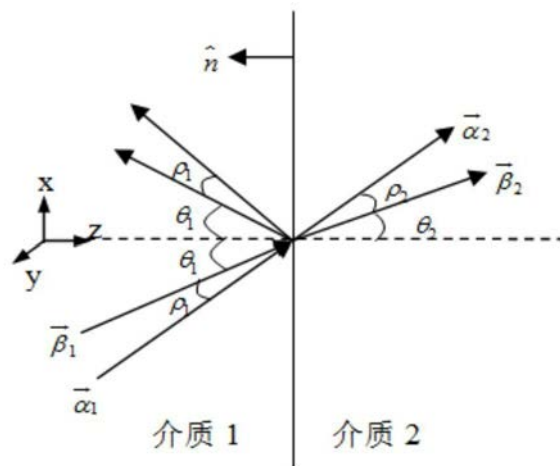


图3

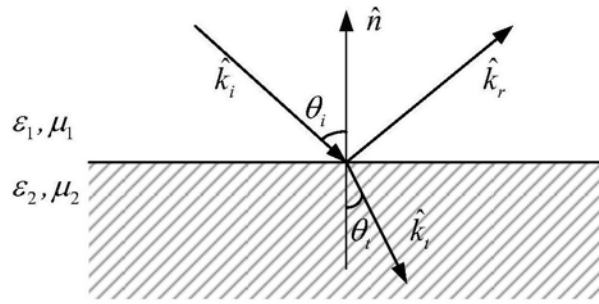


图4

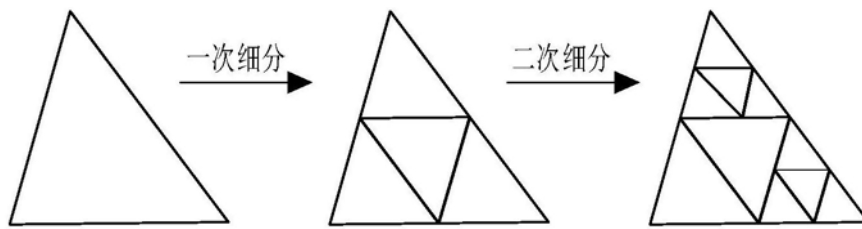


图5

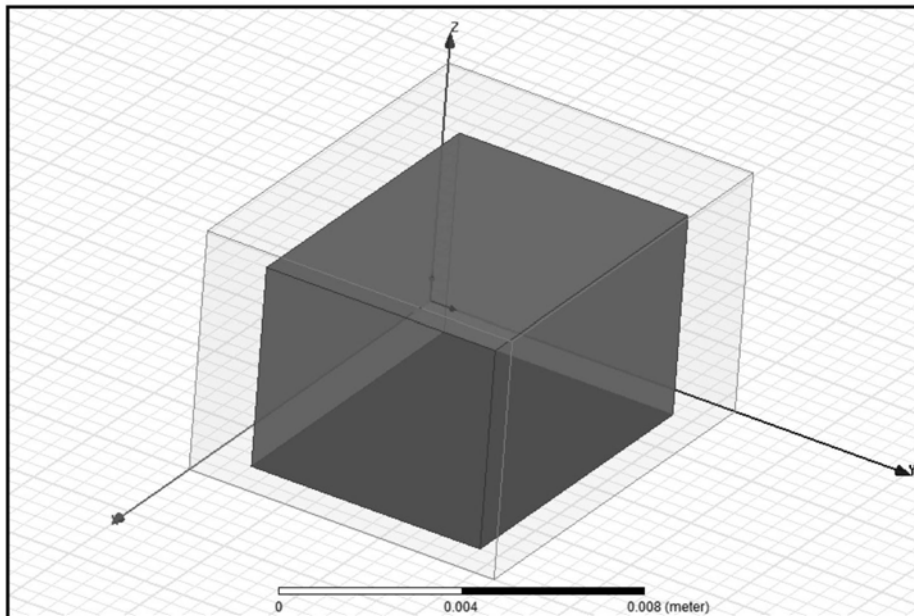


图6



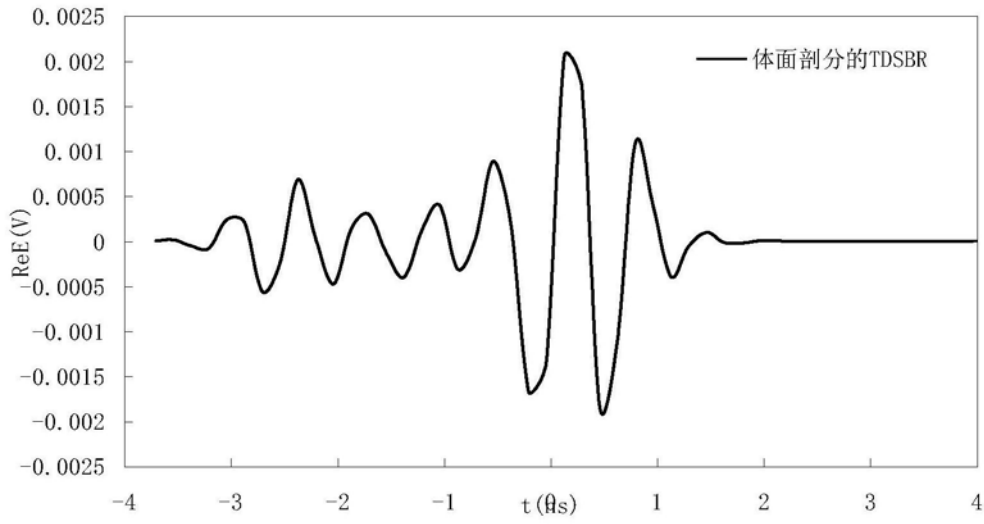


图7

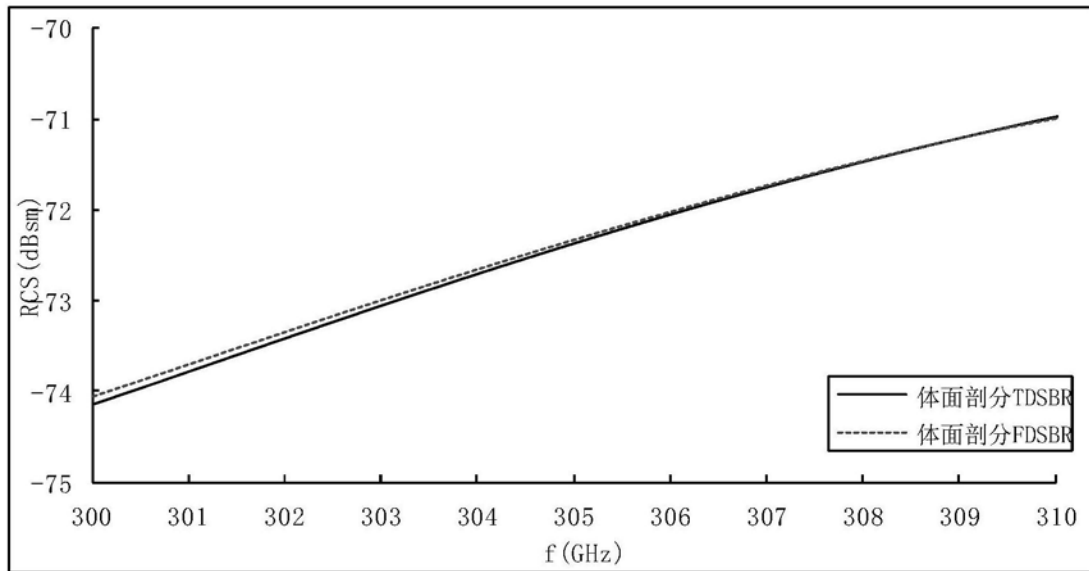


图8