

磁化铁氧体电磁散射的移位算子 FDTD 分析^{*}

王 飞[†] 葛德彪 魏 兵

(西安电子科技大学物理系, 西安 710071)

(2008 年 11 月 20 日收到 2009 年 1 月 20 日收到修改稿)

将移位算子(shift operator, SO)-时域有限差分(finite difference time domain, FDTD)方法推广到外磁场沿任意方向时磁化铁氧体的情形. 从磁化铁氧体的相对磁导系数张量和各向异性情形下 Maxwell 旋度方程出发, 推导出外磁场沿任意方向情形下磁化铁氧体电磁散射的 SO-FDTD 迭代公式. 应用该方法计算了磁化铁氧体层、磁化铁氧体球及含磁化铁氧体涂层的 Von Karman 形雷达罩电磁散射, 数值计算结果表明了该算法的正确有效性.

关键词: 磁化铁氧体, FDTD, 移位算子法

PACC: 4410H, 5170

1. 引 言

近年来, 磁化铁氧体与电磁波的相互作用受到了人们的广泛关注. 铁氧体材料为磁色散介质, 在有外加磁场时又是磁各向异性介质, 其磁导系数是频率的张量函数, 对含有磁化铁氧体目标的电磁散射进行严格三维分析是非常困难的. 鉴于实际问题的复杂性, 磁化铁氧体与电磁波的相互作用常常采用数值的方法进行分析. 时域有限差分(finite difference time domain, FDTD)方法长于处理复杂介质的电磁问题, 因而常采用 FDTD 方法仿真磁化铁氧体与电磁波的相互作用.

磁化等离子体是电各向异性兼色散介质, 其介电系数是频率的张量函数, 所以处理磁化等离子体电磁问题的 FDTD 方法可经过变换用于处理磁化铁氧体问题. 文献中处理磁化等离子体介质电磁问题的 FDTD 方法有 SO 法^[1-3], RC 法^[4,5], JEC 法, PLJERC 法, ADE 法^[6-8], DI 法^[9].

葛等人 2003 年提出了处理电色散介质电磁散射问题的移位算子(shift operator, SO) FDTD 法^[10]. 该方法无需计算复杂的卷积, 当色散介质介电系数可以表示为有理分式函数形式时, 通过引入离散时域移位算子直接得到时域和离散时域本构关系, 进而导出相关量的递推计算公式. SO 方法概念简明易于

理解, 而且可以对不同的色散介质推导统一的迭代方程和编写通用的计算程序.

对于磁化铁氧体电磁问题, Chen 等人在 1998 年采用 FDTD 方法分别计算分析了处于自由空间和波导内的铁氧体目标的环流特征^[11,12]. 2006 年和 2007 年杨等人分别采用 Padé-FDTD 法^[13]和 RC-FDTD 法^[14]计算了磁化铁氧体球的电磁散射. 本文将 SO-FDTD 方法推广应用于磁各向异性兼色散的磁化铁氧体情形, 利用外磁场系和实验室系之间的转换矩阵, 推导了任意外磁场方向情况下磁化铁氧体电磁散射的 SO-FDTD 迭代公式. 该方法对于研究铁氧体目标处于非均匀(包括方向变化)外磁场情况下的电磁散射问题具有应用价值.

作为验证, 计算了纵向磁化铁氧体层的左右旋本征波反透射系数和不同磁化方向铁氧体球的后向雷达散射截面(RCS), 得到的结果和文献结果一致, 还计算了含磁化铁氧体涂层的 Von Karman 形雷达罩的后向 RCS, 理论推导及算例表明该方法是正确有效的. 文中时谐因子取 $\exp(j\omega t)$.

2. 实验室坐标系中磁化铁氧体的磁导系数张量

各向异性介质的本构参数与所选取的坐标系有关. 磁化铁氧体的磁导系数张量在外磁场坐标系中

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60871071)资助的课题.

[†] E-mail: wfei79@126.com

有简单的表达式,而电磁测量往往在实验室系下进行.下面先给出外磁场系中磁导系数张量的表达式,以及外磁场系和实验室系的转换矩阵,最后得到实验室系中磁导系数张量的有理分式形式.

2.1. 外磁场坐标系中的磁导系数张量

对磁化铁氧体,以外加磁场 H_0 的方向为 z' 轴,建立外磁场坐标系: $x'y'z'$. 在 $x'y'z'$ 系中,磁化铁氧体的相对磁导系数张量 μ'_r 为^[15]

$$\mu'_r(\omega) = \begin{bmatrix} \mu_{x'x'}(\omega) & \mu_{x'y'}(\omega) & 0 \\ \mu_{x'y'}(\omega) & \mu_{y'y'}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{z'z'}(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_r & j\mu_{rg} & 0 \\ -j\mu_{rg} & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{rz} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} \mu_r &= 1 + (W\omega_m)/(W^2 - \omega^2), \\ \mu_{rg} &= (\omega\omega_m)/(W^2 - \omega^2), \quad W = \omega_0 + j\omega\alpha, \quad (2) \\ \mu_{rz} &= 1, \end{aligned}$$

上式中 $\omega_0 = \gamma H_0$, H_0 为外加磁场强度的幅值. $\gamma = 1.76 \times 10^7 \text{ rad/Oe} \cdot \text{s}$ ($1 \text{ Oe} = 79.5775 \text{ A/m}$) 为旋磁比, $\omega_m = \gamma 4\pi M_s$, M_s 为饱和磁化率, α 为阻尼因子.

2.2. 实验室坐标系中的磁导系数张量

在实验室坐标系 (xyz 系) 中的相对磁导系数张量 $\mu_r(\omega)$ 可由外磁场系 ($x'y'z'$ 系) 中的相对磁导系数张量 $\mu'_r(\omega)$ 转换而来^[16], 即

$$\mu_r(\omega) = U^T \cdot \mu'_r(\omega) \cdot U, \quad (3)$$

其中 U 为 xyz 系和 $x'y'z'$ 系的转换矩阵, U^T 为 U 的转置矩阵,

$$U = \begin{bmatrix} \cos\varphi_t & -\sin\varphi_t & 0 \\ \cos\theta_t \sin\varphi_t & \cos\theta_t \cos\varphi_t & -\sin\theta_t \\ \sin\theta_t \sin\varphi_t & \sin\theta_t \cos\varphi_t & \cos\theta_t \end{bmatrix}, \quad (4)$$

θ_t, φ_t 为外磁场在实验室坐标系中的方向角,如图 1 所示.

2.3. 磁导系数张量的有理分式形式

由(1), (2)式可见 $x'y'z'$ 系中的相对磁导系数张量 $\mu'_r(\omega)$ 的各元素可写为以 $j\omega$ 为自变量的有理分式形式,即

$$\begin{aligned} \mu_{x'x'}(\omega) &= \mu_{y'y'}(\omega) \\ &= \mu_r(\omega) \end{aligned}$$

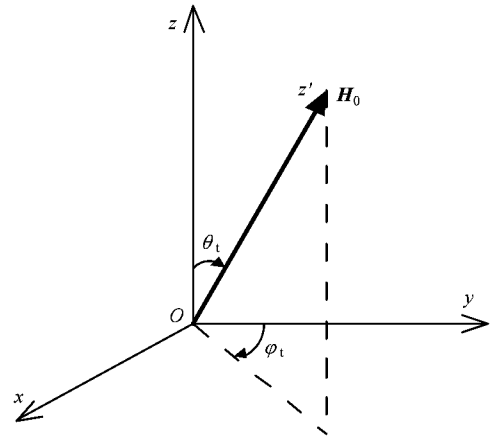


图 1 外磁场在实验室系 (xyz 系) 中的方向角

$$= \left(\sum_{n=0}^N p_n (j\omega)^n \right) / \left(\sum_{n=0}^N q_n (j\omega)^n \right), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \mu_{x'y'}(\omega) &= -\mu_{y'x'}(\omega) = j\mu_{rg} \\ &= \left(\sum_{n=0}^N p_{x'y'n} (j\omega)^n \right) / \left(\sum_{n=0}^N q_n (j\omega)^n \right), \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_{z'z'}(\omega) &= \mu_{rz}(\omega) \\ &= \left(\sum_{n=0}^N p_{z'n} (j\omega)^n \right) / \left(\sum_{n=0}^N q_n (j\omega)^n \right), \quad (7) \end{aligned}$$

其他矩阵元素为 0; 且(5)–(7)式中 $N=2$, 以及

$$\begin{aligned} q_0 &= \omega_0^2, & q_1 &= 2\alpha\omega_0, & q_2 &= \alpha^2 + 1, \\ p_0 &= \omega_0^2 + \omega_0\omega_m, & p_1 &= 2\alpha\omega_0 + \alpha\omega_m, & p_2 &= \alpha^2 + 1, \\ p_{x'y'0} &= 0, & p_{x'y'1} &= \omega_m, & p_{x'y'2} &= 0, \\ p_{z'0} &= q_0, & p_{z'1} &= q_1, & p_{z'2} &= q_2. \end{aligned} \quad (8)$$

由(3)–(8)式可知,实验室系 (xyz 系) 中的 μ_r 的各元素可以写为

$$\begin{aligned} \mu_{\alpha\beta}(\omega) &= \left(\sum_{n=0}^N p_{\alpha\beta n} (j\omega)^n \right) / \left(\sum_{n=0}^N q_n (j\omega)^n \right), \\ \left(\begin{array}{l} \alpha \\ \beta \end{array} \right) &= \left(\begin{array}{l} x, y, z \\ x, y, z \end{array} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $N=2$, 以及

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} p_{xxn} & p_{xyn} & p_{xzn} \\ p_{yxn} & p_{yy n} & p_{yzn} \\ p_{zxn} & p_{zyn} & p_{zzn} \end{bmatrix} \\ &= U^T \cdot \begin{bmatrix} p_n & p_{x'y'n} & 0 \\ -p_{x'y'n} & p_n & 0 \\ 0 & 0 & p_{z'n} \end{bmatrix} \cdot U, \\ &(n = 0, 1, 2), \end{aligned} \quad (10)$$

而 $q_n (n = 0, 1, 2)$ 由(8)式给出.

3. 磁化铁氧体的 SO-FDTD 迭代公式

3.1. Maxwell 旋度方程的差分离散

实验室系 (xyz 系) 中, 磁化铁氧体中的 Maxwell 方程组和本构关系为

$$\partial \mathbf{E} / \partial t = (\nabla \times \mathbf{H}) / \epsilon_0, \quad (11)$$

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (12)$$

$$\mathbf{B}(\omega) = \mu_0 \boldsymbol{\mu}_r(\omega) \cdot \mathbf{H}(\omega). \quad (13)$$

取磁感应强度 $\mathbf{B}$ 的空间及时间抽样与磁场强度 $\mathbf{H}$ 一致, 按标准 Yee 元胞^[17] 对 (11), (12) 式差分离散可得 $\mathbf{H}, \mathbf{E}, \mathbf{B}$ 的时域迭代计算公式 (以 x 分量为例)

$$\begin{aligned} & E_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \\ &= E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} [\nabla \times \mathbf{H}]_x^{n+1/2}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & B_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \\ &= B_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - \Delta t [\nabla \times \mathbf{E}]_x^n, \end{aligned} \quad (15)$$

其他分量类似。

3.2. 磁化铁氧体的时域本构关系

(13) 式为频域本构关系的表达式, 为便于计算还需将其转换为时域形式, 进而得到 $\mathbf{B}$ 到 $\mathbf{H}$ 迭代计算式. 将 (9) 式代入 (13) 式, 并利用频域到时域的转换关系 $j\omega \rightarrow \partial/\partial t$ 可得时域本构关系

$$\mathbf{B}(t) = \mu_0 \boldsymbol{\mu}_r(\partial/\partial t) \cdot \mathbf{H}(t), \quad (16)$$

分量式为

$$\begin{aligned} & \left(\sum_{n=0}^{\infty} q_n \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^n \right) B_\alpha(t) \\ &= \mu_0 \sum_{\beta=x}^z \left[\left(\sum_{n=0}^{\infty} p_{\alpha\beta n} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^n \right) H_\beta(t) \right], \\ & (\alpha = x, y, z), \end{aligned} \quad (17)$$

上式是时域中含时间导数算子的本构关系。

引进移位算子 z_t ,

$$z_t f^n = f^{n+1}, \quad (18)$$

以及时间导数算子和移位算子的关系^[10]

$$\partial/\partial t \rightarrow h [(z_t - 1)/(z_t + 1)], \quad (19)$$

式中 $h = 2/\Delta t$, 代入 (17) 式中, 整理后得到含移位算子的离散时域本构关系

$$\left[\sum_{l=0}^2 q_l h^l (z_t + 1)^{2-l} (z_t - 1)^l \right] B_\alpha^{n+1/2}$$

$$\begin{aligned} &= \mu_0 \left\{ \left[\sum_{l=0}^2 p_{axl} h^l (z_t + 1)^{2-l} (z_t - 1)^l \right] H_x^{n+1/2} \right. \\ &+ \left[\sum_{l=0}^2 p_{ayl} h^l (z_t + 1)^{2-l} (z_t - 1)^l \right] H_y^{n+1/2} \\ &+ \left. \left[\sum_{l=0}^2 p_{azl} h^l (z_t + 1)^{2-l} (z_t - 1)^l \right] H_z^{n+1/2} \right\}, \\ & (\alpha = x, y, z). \end{aligned} \quad (20)$$

3.3. 由 $\mathbf{B}$ 到 $\mathbf{H}$ 的迭代计算式

将 (18) 式代入 (20) 式可得

$$\begin{aligned} & \left[\sum_{l=0}^2 a_l B_\alpha^{n-l+1/2} \right] / \mu_0 = \left(\sum_{l=0}^2 b_{axl} H_x^{n-l+1/2} \right) \\ &+ \left(\sum_{l=0}^2 b_{ayl} H_y^{n-l+1/2} \right) \\ &+ \left(\sum_{l=0}^2 b_{azl} H_z^{n-l+1/2} \right), \\ & (\alpha = x, y, z). \end{aligned} \quad (21)$$

整理可得磁场分量的 FDTD 迭代式

$$\begin{aligned} & \{ H_x^{n+1/2}, H_y^{n+1/2}, H_z^{n+1/2} \} \\ &= \frac{1}{C} \left\{ \begin{aligned} & \left[(b_{yy0} b_{z0} - b_{yz0} b_{zy0}) s_x \right. \\ &+ (b_{xz0} b_{zy0} - b_{xy0} b_{zx0}) s_y \\ &+ (b_{xy0} b_{yz0} - b_{xz0} b_{yx0}) s_z \end{aligned} \right] \\ &+ \left[\begin{aligned} & (b_{yz0} b_{x0} - b_{yx0} b_{zx0}) s_x \\ &+ (b_{xz0} b_{zy0} - b_{xy0} b_{zx0}) s_y \\ &+ (b_{xz0} b_{yx0} - b_{xy0} b_{yz0}) s_z \end{aligned} \right] \\ &+ \left[\begin{aligned} & (b_{yx0} b_{zy0} - b_{yy0} b_{zx0}) s_x \\ &+ (b_{xy0} b_{zx0} - b_{xz0} b_{zy0}) s_y \\ &+ (b_{xz0} b_{yx0} - b_{xy0} b_{yz0}) s_z \end{aligned} \right] \end{aligned} \right\}, \quad (22)$$

其中

$$\begin{aligned} C &= b_{xx0} (b_{yy0} b_{z0} - b_{yz0} b_{zy0}) \\ &+ b_{xy0} (b_{yz0} b_{x0} - b_{yx0} b_{zx0}) \\ &+ b_{xz0} (b_{yx0} b_{zy0} - b_{yy0} b_{zx0}), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} s_\alpha &= \frac{1}{\mu_0} \sum_{l=0}^2 (a_l B_\alpha^{n-l+1/2}) - \sum_{m=1}^2 (b_{axm} H_x^{n-m+1/2}) \\ &- \sum_{m=1}^2 (b_{aym} H_y^{n-m+1/2}) - \sum_{m=1}^2 (b_{azm} H_z^{n-m+1/2}), \\ & (\alpha = x, y, z), \end{aligned} \quad (24)$$

上式中

$$\begin{aligned} a_0 &= q_0 + q_1 h + q_2 h^2, \\ b_{\alpha\beta 0} &= p_{\alpha\beta 0} + p_{\alpha\beta 1} h + p_{\alpha\beta 2} h^2, \end{aligned}$$

$$a_1 = 2q_0 - 2q_2 h^2,$$
$$b_{\alpha\beta 1} = 2p_{\alpha\beta 0} - 2p_{\alpha\beta 2} h^2,$$
$$a_2 = q_0 - q_1 h + q_2 h^2,$$
$$b_{\alpha\beta 2} = p_{\alpha\beta 0} - p_{\alpha\beta 1} h + p_{\alpha\beta 2} h^2,$$
$$(\alpha, \beta = x, y, z).$$

(25)

由(22)－(25)式可计算 $n + 1/2$ 时间步空间各格点 H 分量的. 计算时要用到 $n + 1/2$ 时间步空间各格点的 B 分量以及前二个时间步空间各格点的 B 分量和 H 分量.

另外,由(22)－(25)式计算 $H_\alpha (\alpha = x, y, z)$ 分量时要用到 B 和 H 的非 α 分量,而它们的离散点又不在 $H_\alpha (\alpha = x, y, z)$ 分量的离散点位置,此时要进行空间插值近似.如计算 $H_x(i, j + 1/2, k + 1/2)$ 时要用到的 $B_y(i, j + 1/2, k + 1/2)$ 的值近似为

$$B_y\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = \frac{1}{4}\left(B_y\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) + B_y\left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) + B_y\left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) + B_y\left(i - \frac{1}{2}, j + 1, k + \frac{1}{2}\right)\right),$$

(26)

其他场分量的处理与此类似.

归纳以上所述,可得磁化铁氧体的 SO-FDTD 迭代计算步骤如下:

- 1)由(14)式完成 $H \rightarrow E$ 的迭代;

2)由(15)式完成 $E \rightarrow B$ 的迭代;

3)由(22)式完成 $B \rightarrow H$ 的迭代,然后返回步骤 1).

4. 算 例

例 1 磁化铁氧体层的反射与透射.

设沿 z 方向传播 x 方向极化的平面波从空气中垂直入射到无限大铁氧体层,层厚度为 $d = 3\text{ cm}$. 外加磁场沿 z 方向. 入射波为高斯脉冲, $\tau = 0.02\text{ ns}$ 和 $t_0 = 0.8\tau$. 铁氧体参数为

$$\omega_0 = 2\pi \times 20 \times 10^9\text{ rad/s},$$
$$\omega_m = 2\pi \times 10^{10}\text{ rad/s}, \alpha = 0.1.$$

(27)

利用本文方法计算出该磁化铁氧体层的反射场和透射场时域形式 $E_x(t)$ 和 $E_y(t)$, 将其作傅里叶变换得到反射场和透射场的复数频域形式 $E_x(\omega)$

和 $E_y(\omega)$, 根据

$$E_{\text{RCP}}(\omega) = E_x(\omega) + jE_y(\omega),$$
$$E_{\text{LCP}}(\omega) = E_x(\omega) - jE_y(\omega).$$

(28)

得到右旋(RCP)和左旋(LCP)反射、透射波的复数频域形式^[18]. 依此计算磁化铁氧体中本征波即右旋和左旋波的反射透射系数, 计算结果如图 2 和图 3 中实线所示.

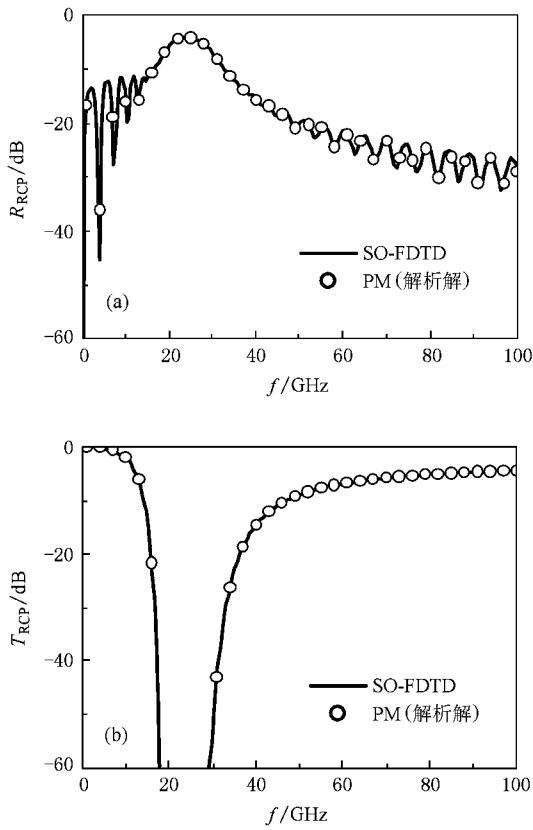


图 2 RCP 波反射、透射系数随入射频率的变化 (a)反射系数; (b)透射系数

文献[15]中给出了该情形下磁化铁氧体中右旋本征波和左旋本征波的标量相对磁导系数为

$$\mu_{\pm}(\omega) = 1 + \frac{[(\omega_0 + j\omega\alpha)\omega_m] \pm (\omega\omega_m)}{[(\omega_0 + j\omega\alpha)^2 - \omega^2]},$$

(29)

“+,-”分别表示右、左旋波的复相对磁导系数. 根据(29)式结合分层介质反透射系数的传播矩阵(PM)计算方法可以得到本算例的解析解. 解析结果在图 2 和图 3 中由圆圈表示. 由图可见本文方法计算结果和解析结果符合很好.

例 2 磁化铁氧体球的后向散射.

磁化铁氧体球半径为 $d = 1.5\text{ cm}$, x 方向极化的平面高斯脉冲沿 z 方向入射, 其中 $\tau = 34\Delta t$ 和 $t_0 = 0.8\tau$. 铁氧体参数 ω_0, ω_m 和 α 同例 1.

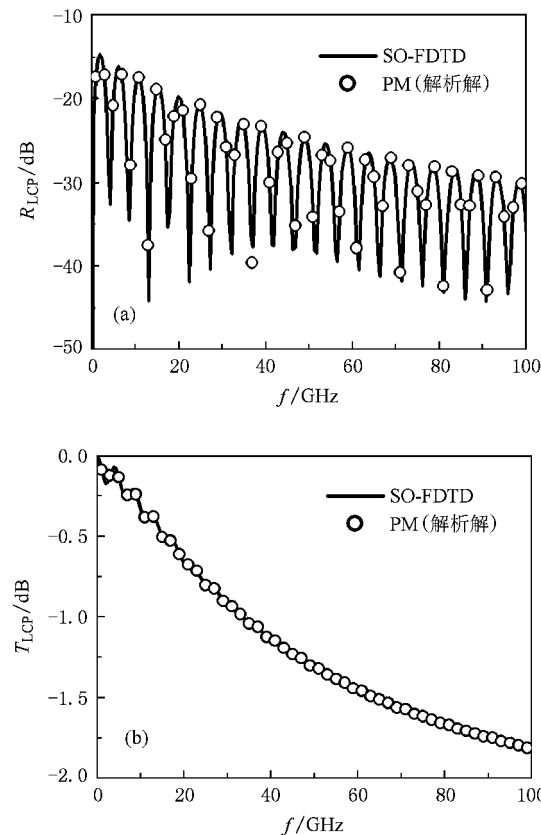


图 3 3LCP 波反射、透射系数随入射频率的变化 (a)反射系数;(b)透射系数

图4(a)和(b)分别为该磁化铁氧体球的同极化和交叉极化后向 RCS. 图中实线表示当外加磁场沿 z 轴正向($\theta_i=0^\circ, \varphi_i=0^\circ$)时,本文方法的计算结果,作为对比,图中同时给出了文献[13]和文献[19]的计算结果,在图中分别用圆圈和三角形表示. 由图可见,三者符合得非常好.

在图 4 中同时给出了当外加磁场沿 x 轴正向($\theta_i=90^\circ, \varphi_i=90^\circ$)时该球的后向 RCS,在图中用虚线表示. 由图 4(a)可见,两种外磁场方向情形下,该铁氧体球的同极化后向 RCS 在频率小于 12 GHz 时几乎无差别,在更高频率时将略有不同. 而又由图 4(b)所示,该铁氧体球的交叉极化后向 RCS 对外磁场方向非常敏感,在该算例的两种外磁场方向情形下,其差别很大.

为进一步验证本文方法的有效性,例 3 计算一个含磁化铁氧体涂层的 Von Karman 形雷达罩的后向散射,包括几种不同外磁场方向情形.

例 3 含磁化铁氧体涂层的 Von Karman 形雷达罩的后向散射.

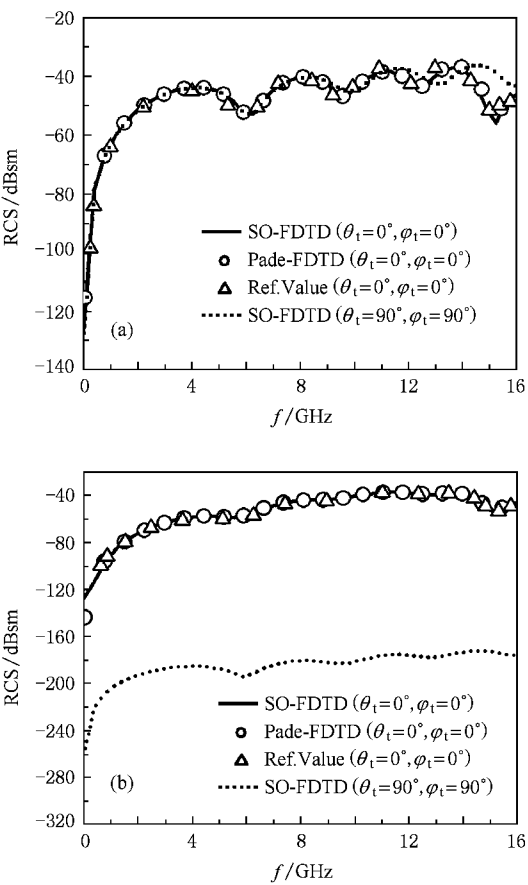


图 4 磁化铁氧体球的后向 RCS (a)同极化;(b)交叉极化

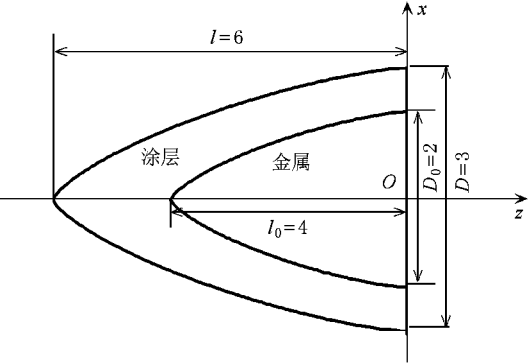


图 5 含磁化铁氧体涂层的 Von Karman 形雷达罩整流罩(xoz 面)

含磁化铁氧体涂层的 Von Karman 形雷达罩在实验室系中的位置如图 5 所示(将图 5 绕 z 轴旋转即三维形状). 涂层及金属罩外表面的 Von Karman 形状参数分别为 $l=6, D=3, \kappa=0$ 和 $l_0=6, D_0=3, \kappa_0=0, l(l_0)$ 为雷达罩长度, $D(D_0)$ 为雷达罩直径, $\kappa(\kappa_0)$ 为 Von Karman 形状常数. 磁化铁氧体涂层参数为

$$\omega_0 = 2\pi \times 30 \times 10^6 \text{ rad/s},$$

$$\omega_m = 2\pi \times 40 \times 10^6 \text{ rad/s}, \alpha = 0.1. \quad (30)$$

设 x 方向极化的平面高斯脉冲沿 z 方向入射, 其中 $\tau = 80\Delta t$ 和 $t_0 = 0.8\tau$. 图 6 为该目标的同极化后向 RCS, 其中实线表示无涂层时目标的后向 RCS, 点线、圈线和叉线分别为当外加磁场 H_0 沿 z 轴正向、沿 z 轴和 x 轴正向的对角线方向和沿 x 轴正向

等三种情形下目标的后向 RCS.

由图 6 可见, 涂层的加入虽然增大了目标的实际体积和截面积, 但是由于磁化铁氧体材料的吸波特性和目标的雷达散射截面 (RCS) 反而减小, 更有利于实现隐身. 另一方面, 磁化铁氧体是磁各向异性色散介质, 其电磁参数依赖于外磁场的方向, 利用本文方法可以方便地处理外磁场方向随意的情形. 由图 6 可见, 该目标的后向 RCS 受外磁场方向影响, 当外磁场偏离电磁波入射方向时, 后向 RCS 略有增加.

5. 结 论

本文将 SO-FDTD 方法推广应用于磁各向异性兼色散的磁化铁氧体情形, 利用外磁场系和实验室系之间的转换矩阵, 推导了任意外磁场方向情况下磁化铁氧体电磁散射的 SO-FDTD 迭代公式. 该方法在计算磁化铁氧体电磁散射时对外磁场没有限制, 具有较强的实用性. 理论推导及算例表明该方法正确可行, 且推导简单、概念简明.

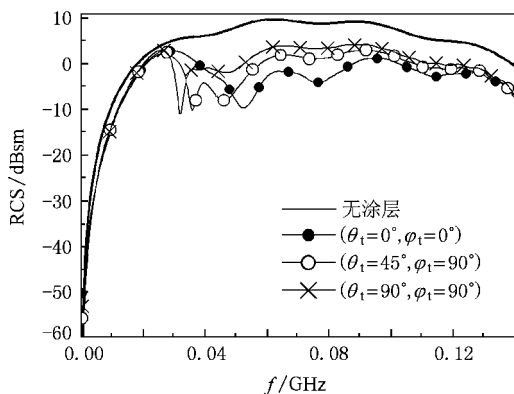


图 6 含磁化铁氧体涂层的 Von Karman 形雷达整流罩的后向 RCS

- [1] Qian Z H, Chen R S 2007 *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **28** 157
- [2] Yang H W, Chen R S, Zhang Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3464 (in Chinese) [杨宏伟、陈如山、张云 2006 *物理学报* **55** 3464]
- [3] Yang H W, Chen R S, Zhou Y C 2007 *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **28** 751
- [4] Hunsberger F, Lubbers R J, Kunz K S 1992 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **40** 1489
- [5] Yang L X, Ge D B, Wei B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4509 (in Chinese) [杨利霞、葛德彪、魏 兵 2007 *物理学报* **56** 4509]
- [6] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 783 (in Chinese) [刘少斌、莫锦军、袁乃昌 2004 *物理学报* **53** 783]
- [7] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2004 *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* **14** 222
- [8] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2233 (in Chinese) [刘少斌、莫锦军、袁乃昌 2004 *物理学报* **53** 2233]
- [9] Young L J 1994 *Radio Sci.* **29** 1513
- [10] Ge D B, Wu Y L, Zhu X Q 2003 *Chinese J. of Radio Sci.* **18** 359 (in Chinese) [葛德彪、吴跃丽、朱湘琴 2003 *电波科学学报* **18** 359]
- [11] Chen R S, Edward K N Yung, Xie Z M, Wang Y 1998 *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **19** 329
- [12] Edward K N Yung, Chen R S, Wu K 1998 *IEEE Proceeding-H* **145** 433
- [13] Yang L X, Ge D B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1751 (in Chinese) [杨利霞、葛德彪 2006 *物理学报* **55** 1751]
- [14] Yang L X, Ge D B, Wang G, Yan S 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6937 (in Chinese) [杨利霞、葛德彪、王刚、阎述 2007 *物理学报* **56** 6937]
- [15] Bi D X 1985 *Electromagnetic Field Theory* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) (in Chinese) [毕德显 1985 *电磁场理论* (北京: 电子工业出版社)]
- [16] Kong J A 2002 *Electromagnetic Wave Theory* EMW publishing (Beijing: Higher Education Press)
- [17] Ge D B, Yan Y B 2005 *Finitie-Difference Time-Domain method for Electromagnetic waves* 2thed. (Xi'an: Xidian University Press) (in Chinese) [葛德彪、闫玉波 2005 *电磁波时域有限差分方法* (第二版) (西安电子科技大学出版社)]
- [18] Ginzburg V L 1970 *The propagation of electromagnetic waves in plasma* 2thed (New York: Pergamon)
- [19] Schuster J, Lubbers R 1996 *IEEE Antennas and Propagation Society, AP-S International Symposium (Digest)* **3** 1648

SO-FDTD analysis of EM scattering of magnetized ferrite^{*}

Wang Fei[†] Ge De-Biao Wei Bing

(*Department of Physics, Xi'dian University, Xi'an 710071, China*)

(Received 20 November 2008 ; revised manuscript received 20 January 2009)

Abstract

The shift operator (SO) method is extended to the case of magnetized ferrite subject to an external dc magnetic field of arbitrary direction. The FDTD with shift operator (SO-FDTD) formulations are derived based on the relative permeability tensor in magnetized ferrite and Maxwell curl equations of anisotropic media. The electromagnetic (EM) scattering by magnetized ferrite layer, sphere and Von Karman radome with magnetized ferrite coating is computed by the proposed method respectively. The computed results indicate the correctness and feasibility of our method.

Keywords : magnetized ferrite, FDTD, shift operator method

PACC : 4410H, 5170

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60871071).

[†] E-mail : wfei79@126.com