

基于时域有限差分法的各向异性铁氧体圆柱电磁散射分析

刘建晓 张郡亮 苏明敏[†]

(衡水学院物理与电子信息系, 衡水 053000)

(2014年2月19日收到; 2014年3月15日收到修改稿)

采用时域有限差分法(FDTD)求解了各向异性铁氧体材料覆盖金属圆柱的雷达散射截面(RCS). 提出一种新的磁各向异性材料的离散方法, 推导了磁化铁氧体的FDTD公式, 并将其应用于分析二维铁氧体覆盖金属圆柱的散射. 通过与移位算子法(SO-FDTD)对比证明了此方法的有效性. 应用此方法求解了不同铁氧体参数影响下金属圆柱的RCS. 数值结果表明, 该方法正确可行, 具有较高的计算效率.

关键词: 圆柱, 各向异性, 铁氧体, 时域有限差分法

PACS: 75.30.Gw, 75.50.Gg, 02.70.Bf

DOI: 10.7498/aps.63.137501

1 引言

近年来对磁化铁氧体的研究越来越受到人们的关注. 铁氧体为色散介质材料, 当有外加磁场时还表现为各向异性. 铁氧体作为一种色散介质, 磁导率随入射波变化, 在高频波段时具有较高的磁导率. 并且其电磁特性随外磁场的大小以及方向的变化而变化. 由于磁化铁氧体的磁导率呈现各向异性, 解析解不易求出, 采用数值方法如时域有限差分方法分析电磁问题便显得非常重要. 目前用于色散介质的FDTD方法主要有递推卷积(recursive convolution, RC)法^[1], Z 变换法(Z -transform, ZT)^[2]、移位算子法(shift operator, SO)^[3,4]、电流密度卷积法(current density convolution, JEC)^[5]、辅助方程(auxiliary differential equation, ADE)法^[6,7]、龙格库塔(RKETD)法^[8,9]、指数时域差分(ETD)^[10,11]法等. 这些方法的应用多见于电色散介质如等离子体的研究, 对于磁色散介质的研究较少, 而对于磁各向异性介质的研究就更少. 对于磁各向异性介质的研究需要对上述方法进行推广. 最近常胜江等

采用平面波展开法分析了太赫兹波段铁氧体光子晶体的带隙, 并模拟了二维磁控开关^[12,13]. 魏兵等人采用SO-FDTD方法研究了铁氧体的散射, 发现由于铁氧体的吸波作用, 可在一定范围内降低目标RCS^[14]. 本文采用一种新的离散方法, 详细推导了其离散过程并成功应用于二维磁化铁氧体的散射, 得到了不同磁参数下铁氧体覆盖金属圆柱的RCS.

2 各向异性铁氧体材料算法介绍

设外磁场方向沿 z 轴, 此时各向异性铁氧体的磁导率可以表示为如下张量形式^[15,16]:

$$\begin{aligned} \mu_{\mathbf{r}}(\omega) &= \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \\ &= \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{\mathbf{r}} & j\mu_{\mathbf{rg}} & 0 \\ -j\mu_{\mathbf{rg}} & \mu_{\mathbf{r}} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\mathbf{rz}} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,

$$\mu_{\mathbf{r}} = 1 + \frac{T\omega_{\mathbf{m}}}{T^2 - \omega^2}, \quad \mu_{\mathbf{rg}} = \frac{\omega\omega_{\mathbf{m}}}{T^2 - \omega^2}, \quad \mu_{\mathbf{rz}} = 1;$$

[†] 通讯作者. E-mail: lx9431@sina.com

$$T = \omega_0 + j\omega\alpha. \quad (2)$$

其中, $\omega_0 = \gamma H_0$ 为电子进动角频率, γ 为磁旋比, H_0 为外加磁场强度. $\omega_m = \gamma 4\pi M_s$, M_s 为饱和磁化率, α 为阻尼因子.

由于铁氧体仅表现为磁各向异性, 这里仅考虑二维 TM 波情况, 则 Maxwell 方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_x}{\partial t} &= -\frac{\partial E_z}{\partial y}, \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial x}, \\ \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}, \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mu_r \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (3)$$

将 \mathbf{B} , \mathbf{H} 写成分量形式, 则铁氧体的本构方程为

$$\begin{bmatrix} B_x(\omega) \\ B_y(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} H_x(\omega) + \mu_{xy} H_y(\omega) \\ \mu_{yx} H_x(\omega) + \mu_{yy} H_y(\omega) \end{bmatrix}. \quad (4)$$

为了编程的方便在推导 FDTD 公式时采用归一化的方程^[17], 因此(4)式在形式上就不再出现 ε_0 和 μ_0 . 以下推导过程都基于归一化方程. 将(2)式代入归一化的(4)式得

$$\begin{bmatrix} H_x(\omega) \\ H_y(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_x(\omega) \\ B_y(\omega) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} J_x(\omega) \\ J_y(\omega) \end{bmatrix}, \quad (5a)$$

其时域形式为

$$\begin{bmatrix} H_x^n \\ H_y^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_x^n \\ B_y^n \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} J_x^n \\ J_y^n \end{bmatrix}, \quad (5b)$$

其中

$$\begin{aligned} J_x(\omega) &= \frac{T\omega_m H_x + j\omega\omega_m H_y}{T^2 - \omega^2}, \\ J_y(\omega) &= \frac{T\omega_m H_y + j\omega\omega_m H_x}{T^2 - \omega^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

这里 T 与(2)式相同; 整理得

$$\begin{aligned} & \left[\omega_0^2 + 2\alpha\omega_0(j\omega) + (\alpha^2 + 1)(j\omega)^2 \right] \cdot J_x(\omega) \\ &= \omega_0\omega_m H_x(\omega) + \alpha\omega_m(j\omega)H_x(\omega) \\ & \quad + \omega_m(j\omega)H_y(\omega), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \left[\omega_0^2 + 2\alpha\omega_0(j\omega) + (\alpha^2 + 1)(j\omega)^2 \right] \cdot J_y(\omega) \\ &= \omega_0\omega_m H_y(\omega) + \alpha\omega_m(j\omega)H_y(\omega) \\ & \quad - \omega_m(j\omega)H_x(\omega), \end{aligned} \quad (8)$$

$J_x(\omega)$ 与 $J_y(\omega)$ 的推导过程如下所示, 将(7), (8)式变换到时域整理得

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} \right) J_x^n + \left[\omega_0^2 - \frac{2(\alpha^2 + 1)}{\Delta t^2} \right] J_x^{n-1} \\ & \quad + \left(\frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} - \frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} \right) J_x^{n-2} \\ &= \left(\frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t} \right) H_x^n + (\omega_0\omega_m) H_x^{n-1} + \left(-\frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t} \right) H_x^{n-2} \\ & \quad + \left(\frac{\omega_m}{2\Delta t} \right) H_y^n + \left(-\frac{\omega_m}{2\Delta t} \right) H_y^{n-2}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} \right) J_y^n + \left[\omega_0^2 - \frac{2(\alpha^2 + 1)}{\Delta t^2} \right] J_y^{n-1} \\ & \quad + \left(\frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} - \frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} \right) J_y^{n-2} \\ &= \left(\frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t} \right) H_y^n + (\omega_0\omega_m) H_y^{n-1} + \left(-\frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t} \right) H_y^{n-2} \\ & \quad + \left(-\frac{\omega_m}{2\Delta t} \right) H_x^n + \left(\frac{\omega_m}{2\Delta t} \right) H_x^{n-2}. \end{aligned} \quad (10)$$

由(9), (10)式可以看出欲求解 J_x^n 与 J_y^n 需要用到当前时刻的 H_y^n 和 H_x^n , 由于磁场的互耦关系使得无法直接由(9), (10)两式求解. 因此这里将(5)式代入, 并将(10)式解出的 J_y^n 代入(9)式整理得

$$\begin{aligned} J_x^n &= X_0 \cdot \left(X_1 B_x^n + X_2 B_y^n + X_3 H_x^{n-1} + X_4 H_x^{n-2} \right. \\ & \quad \left. + X_5 H_y^{n-1} + X_6 H_y^{n-2} + X_7 J_x^{n-1} \right. \\ & \quad \left. + X_8 J_x^{n-2} + X_9 J_y^{n-1} + X_{10} J_y^{n-2} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

同理, 将(9)式代入(10)式可解出

$$\begin{aligned} J_y^n &= Y_0 \cdot \left(Y_1 B_y^n + Y_2 B_x^n + Y_3 H_y^{n-1} + Y_4 H_y^{n-2} \right. \\ & \quad \left. + Y_5 H_x^{n-1} + Y_6 H_x^{n-2} + Y_7 J_y^{n-1} \right. \\ & \quad \left. + Y_8 J_y^{n-2} + Y_9 J_x^{n-1} + Y_{10} J_x^{n-2} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

其中(11), (12)式中各项系数如下:

$$X_0 = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_m}{2\Delta t} \right)^2}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} X_1 &= \frac{\frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}}{\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t} + \frac{\left(\frac{\omega_m}{2\Delta t} \right)^2}{\left(\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t} \right)^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$X_2 = \frac{\frac{\omega_m}{2\Delta t}}{\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}}$$

$$-\frac{\frac{\alpha\omega_m^2}{4\Delta t^2}}{\left(\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}\right)^2}, \quad (15)$$

$$X_3 = \frac{\omega_0\omega_m}{\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}}, \quad (16)$$

$$X_4 = -\frac{\frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}}{\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}} - \frac{\left(\frac{\omega_m}{2\Delta t}\right)^2}{\left(\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}\right)^2}, \quad (17)$$

$$X_5 = -\frac{\frac{\omega_0\omega_m^2}{2\Delta t}}{\left(\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}\right)^2}, \quad (18)$$

$$X_6 = -\frac{\frac{\omega_m}{2\Delta t}}{\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}} + \frac{\frac{\alpha\omega_m^2}{4\Delta t^2}}{\left(\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}\right)^2}, \quad (19)$$

$$X_7 = -\frac{\omega_0^2 - \frac{2(\alpha^2 + 1)}{\Delta t^2}}{\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}}, \quad (20)$$

$$X_8 = \frac{\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} - \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2}}{\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}}, \quad (21)$$

$$X_9 = -\frac{\frac{\omega_m}{2\Delta t} \left[\omega_0^2 - \frac{2(\alpha^2 + 1)}{\Delta t^2} \right]}{\left(\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}\right)^2}, \quad (22)$$

$$X_{10} = \frac{\frac{\omega_m}{2\Delta t} \left(\frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} - \frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} \right)}{\left(\frac{\alpha\omega_0}{\Delta t} + \frac{\alpha^2 + 1}{\Delta t^2} + \frac{\alpha\omega_m}{2\Delta t}\right)^2}. \quad (23)$$

并且有:

$$Y_0 = X_0, \quad Y_1 = X_1, \quad Y_2 = -X_2, \quad Y_3 = X_3, \\ Y_4 = X_4, \quad Y_5 = -X_5, \quad Y_6 = -X_6, \quad Y_7 = X_7,$$

$$Y_8 = X_8, \quad Y_9 = -X_9, \quad Y_{10} = -X_{10}. \quad (24)$$

采用(5), (11), (12)式迭代即可求解磁场, 电场迭代与正常情况相同, 这里不再赘述. 用以上方法编写了适用于各向异性铁氧体的FDTD程序, 计算了铁氧体覆盖金属圆柱的RCS.

3 算例

3.1 色散介质的频依特性

对于色散介质影响程序稳定的因素比较多如: ω_0 , ω_m , ω 等, 因此, 对于特定的一组 ω_0 , ω_m 只在一定频带范围内是稳定的. 当 $\omega_0 = 2\pi \times 5$ Grad/s, $\omega_m = 2\pi \times 10$ Grad/s, 时可得 μ_r , μ_{rg} 随角频率的变化情况如图1和图2所示.

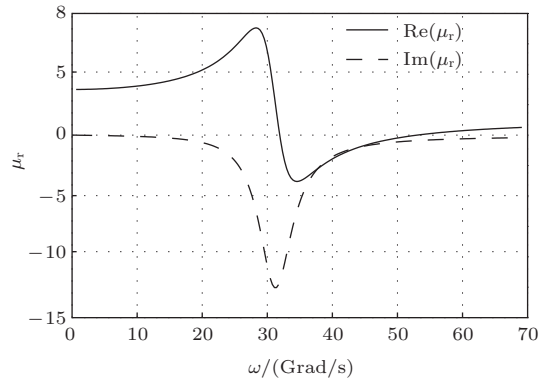


图1 μ_r 随入射角频率的变化

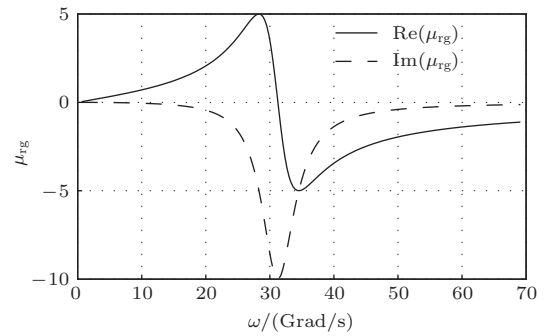


图2 μ_{rg} 随入射角频率的变化

即铁氧体的相对磁导率随入射频率变化而变化, 对于FDTD算法, 一般稳定性条件为 $\Delta t \leq \frac{\Delta x}{2c}$ 时, 其中 $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ 为传播空间的光速, 则铁氧体空间中电磁波传播速度随频率变化. 因此, 针对不同入射频率时间步长 Δt 与空间步长 Δx 应做相应调

整以满足稳定条件.

3.2 铁氧体圆柱RCS的计算

计算模型如图3所示, 计算空间为 300×300 , 四周为8层PML, 入射平面波从左连接边界正入射, 入射波长为 $\lambda = 0.1$ m. 目标位于计算空间中心, $r_1 = 0.1$ m为金属圆柱半径, $d = r_2 - r_1$ 为覆盖铁氧体厚度. FDTD参数为: 空间步长 $\Delta x = \Delta y = \lambda/60$, 时间步长 $\Delta t = \Delta x/2c$, 其中 c 为光速. 程序运行1100步, 求得了不同参数下散射目标的RCS.

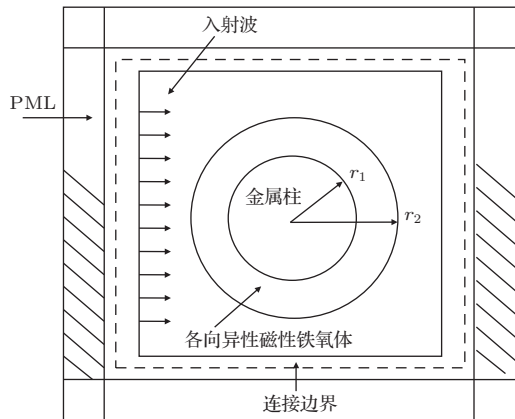


图3 计算模型

为了验证程序的正确有效, 分别采用SO-FDTD与本文方法计算了相同参数铁氧体材料覆盖金属圆柱的RCS, 其中 $\omega_0 = 2\pi \times 10$ Grad/s, $\omega_m = 2\pi \times 5$ Grad/s, $d = 1.5\lambda$. 由图4可以看出两种方法吻合的非常好. 由于铁氧体的各向异性, 目标的双站RCS在对称散射角范围内并呈非对称分布, 而表现为小散射角范围降低较多. 说明材料的各向异性改变了不同方向上的电磁能量分布.

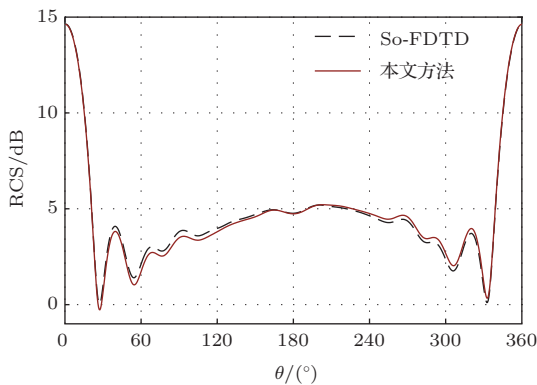


图4 不同方法计算金属圆柱双站RCS

图5为固定 $\omega_m = 2\pi \times 3$ Grad/s, $d = 1.5\lambda$, ω_0 变化时金属圆柱RCS. 当 ω_0 分别取时 $2\pi \times 8$ Grad/s, $2\pi \times 10$ Grad/s, $2\pi \times 15$ Grad/s时, 小散射范围($30^\circ - 180^\circ$)内RCS变化较大, 而大散射角范围变化相对较小. 并且随 ω_0 增大逐渐趋近于金属圆柱的RCS. 说明 ω_0 增大使铁氧体吸波能力降低, 金属性变强.

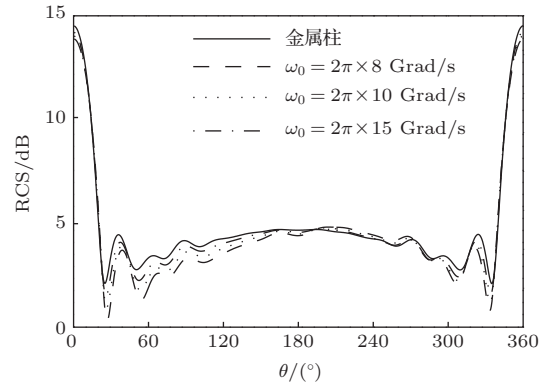


图5 ω_0 变化时对RCS的影响

图6为 ω_m 变化时对RCS的影响. 图中, 固定 $\omega_0 = 2\pi \times 10$ Grad/s, $d = 1.5\lambda$, ω_m 分别取值 $2\pi \times 3$ Grad/s, $2\pi \times 5$ Grad/s, $2\pi \times 8$ Grad/s. 由图可知当 ω_m 逐渐变大时, 金属圆柱 $30^\circ - 180^\circ$ 范围内的RCS逐渐降低, 说明铁氧体金属特性越来越弱, 吸波特性逐渐变强. 而其他角度内RCS变化仍然较小.

由以上分析可知 ω_0 越小, ω_m 越大铁氧体对电磁波的吸收作用越强, ω_0 越大, ω_m 越小铁氧体的金属性越强. 因此采用铁氧体覆盖金属目标, 通过改变铁氧体电磁参数可以达到雷达隐身的目的, 但也只限于一定的角度范围. 这与文献[14]的某些结论一致, 从而进一步证明了该方法的正确性.

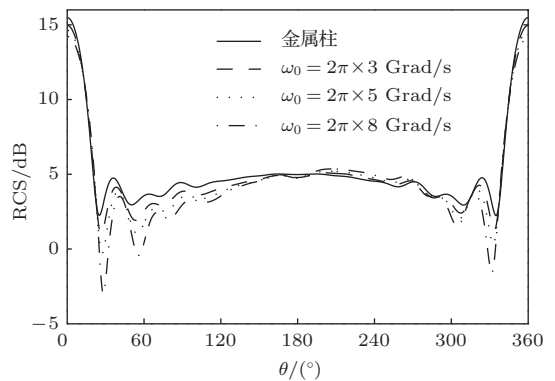


图6 ω_m 变化时对RCS的影响

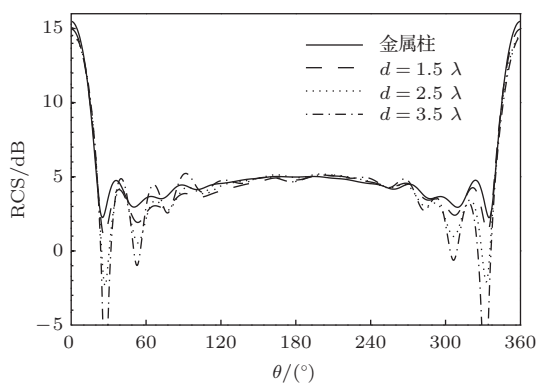


图7 覆盖层厚度变化时对 RCS 的影响

图7分析了不同厚度的铁氧体覆盖下金属圆柱 RCS 的变化. 图中固定 $\omega_0 = 2\pi \times 10$ Grad/s, $\omega_m = 2\pi \times 3$ Grad/s. 铁氧体厚度 d 分别取 1.5λ ,

2.5λ , 3.5λ 时, RCS 变化越来越剧烈. 小散射角度内某些角度降低较大, 而某些角度甚至开始升高. 说明覆盖层的厚度并不是越大越好, 其取值应合理选择才能达到较好的隐身效果.

3.3 计算效率分析

为了比较计算效率, 在程序中分别使用两种方法计算铁氧体圆柱体的 RCS, 记录 CPU 运算时间, 程序交叉运行 10 次, 结果如表 1.

10 次运算平均时间 SO-FDTD 为 139.64 s, 本文采用的方法为 105.57 s, 平均节约时间 34.07 s, 运算效率相对提高 24.40%. 通过以上比较分析可见本文计算数据可靠, 方法切实可行, 并且在计算效率上具有一定优势.

表1 本文算法与 SO-FDTD 计算时间比较

次数	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	平均
SO-FDTD/s	141.37	142.99	140.61	142.65	142.69	142.43	147.93	135.94	130.13	129.65	139.64
本文方法/s	111.75	109.63	110.07	109.53	110.47	98.73	105.91	101.89	99.61	98.12	105.57

4 结 论

本文采用了一种新的处理磁各向异性铁氧体的 FDTD 方法, 并详细推导了迭代公式. 磁各向异性铁氧体的本构关系较为复杂, 本文从频域磁导率的具体形式下手, 将其分解为两部分, 引入中间变量 $J(\omega)$. 推导出中间变量的频域关系, 将频域关系式变换得到时域, 得到 J^n 迭代关系式, 将其带回本构方程求解出 H_x, H_y . 用本文方法计算了铁氧体覆盖金属圆柱的 RCS, 得到了不同铁氧体参数下金属圆柱的 RCS. 通过与 SO-FDTD 方法印证了此方法的有效性, 并比较了不同计算方法的计算效率. 说明此方法正确可行, 可用于磁各向异性材料的仿真研究.

参考文献

[1] 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]
 [2] Lu S L, Wu X L, Ren X G, Mei Y C, Shen J, Huang Z X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194701 (in Chinese) [鲁思龙, 吴先良, 任信钢, 梅诣偲, 沈晶, 黄志祥 2012 物理学报 **61** 194701]
 [3] Yang H W, Chen R S, Zhang Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3465 (in Chinese) [杨宏伟, 陈如山, 张云 2006 物理学报 **55** 3464]

[4] Wang S Y, Liu S B, Le W, Joshua Li 2010 *Chin. Phys. B* **19** 084101
 [5] Chen Q, Katsurai M, Aoyagi P H 1998 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **46** 1739
 [6] Takayama Y, Klaus W 2002 *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* **12** 102
 [7] Young J L 1995 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **43** 422
 [8] Hong W Y, Yan L 2010 *Int J Infrared Milli Terahz Waves* **31** 1075
 [9] Liu S, Zhong S, Liu S. 2008 *Int J Infrared Milli Waves* **29** 323
 [10] Huang S J 2007 *Microwave and Optical Technology Letters* **49** 1363
 [11] Yang H 2008 *J. of Electromagn. Waves and Appl.* **22** 1165
 [12] Guo Z, Fan F, Bai J J, Niu C, Chang S J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074218 (in Chinese) [郭展, 范飞, 白晋军, 牛超, 常胜江 2011 物理学报 **60** 074218]
 [13] Fan F, Guo Z, Bai J J, Wang X H, Chang S J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084219 (in Chinese) [范飞, 郭展, 白晋军, 王湘晖, 常胜江 2011 物理学报 **60** 084219]
 [14] Wang F, Ge D B, Wei B 2010 *Acta Photonica Sinica.* **39** 499 (in Chinese) [王飞, 葛德彪, 魏兵 2010 光子学报 **39** 499]
 [15] Yang L X, Ge D B, Wang G, Yan S 2007 *Acta Photonica Sinica.* **56** 6937 (in Chinese) [杨利霞, 葛德彪, 王刚, 阎述 2007 物理学报 **56** 6937]
 [16] Wang F, Ge D B, Wei B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6356 (in Chinese) [王飞, 葛德彪, 魏兵 2009 物理学报 **58** 6356]
 [17] Sullivan, Dennis M 2013 *Electromagnetic simulation using the FDTD method* (Wiley-IEEE Press) p2-5

Finite-difference time domain method for the analysis of radar scattering characteristic of metal target coated with anisotropic ferrite

Liu Jian-Xiao Zhang Jun-Liang Su Ming-Min[†]

(School of Electronics and Information Engineering, Hengshui University, Hengshui 053000, China)

(Received 19 February 2014; revised manuscript received 15 March 2014)

Abstract

A metal cylinder coated with anisotropic ferrite material is analyzed using the finite-difference time-domain method (FDTD) in this paper, and the bistatic radar cross-section (RCS) is obtained. The new method of electromagnetic scattering by magnetized ferrite medium is analyzed in detail based on the FDTD. To exemplify the availability of the algorithm, bistatic RCS of a magnetized ferrite cylinder is computed, and the numerical results are the same as the shift operator FDTD (SO-FDTD), which shows that the proposed FDTD method is correct and efficient.

Keywords: cylinder, anisotropic, ferrite, FDTD

PACS: 75.30.Gw, 75.50.Gg, 02.70.Bf

DOI: [10.7498/aps.63.137501](https://doi.org/10.7498/aps.63.137501)

[†] Corresponding author. E-mail: lx9431@sina.com