

斜入射分层线性各向异性等离子体电磁散射 时域有限差分方法分析*

杨利霞^{1)2)†} 谢应涛¹⁾ 孔 娃¹⁾ 于萍萍¹⁾ 王 刚¹⁾

1) (江苏大学计算机科学与通信工程学院通信工程系, 镇江 212013)

2) (东南大学毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

(2009 年 10 月 20 日收到; 2009 年 12 月 28 日收到修改稿)

提出了斜入射分层线性各向异性等离子体电磁散射的时域有限差分 (FDTD) 方法, 通过将二维麦克斯韦方程等价地转换为一维麦克斯韦方程, 避免了用二维时域有限差分方法分析该散射问题, 极大地提高了计算效率. 分析推导了 TE_z 和 TM_z 波斜入射线性分层各向异性等离子体电磁散射的 FDTD 方法, 然后通过该方法计算不同入射角下的各向异性等离子板的电磁波反射系数, 并与其解析解进行比较, 结果表明该方法的准确性和有效性. 最后, 将该算法应用于计算涂覆分层各向异性等离子体金属板在不同入射角下的反射系数, 分析了不同入射角对反射系数的影响.

关键词: 时域有限差分方法, 斜入射, 各向异性等离子体, 均匀层状结构

PACC: 4110H, 5170

1. 引 言

对于无限大层状结构斜入射电磁散射问题, 文献 [1] 研究了水平层状各向异性介质中电磁场并矢 Green 函数, 文献 [2] 研究了具有二维 fBm 特征的分层介质粗糙面电磁散射特性, 文献 [3] 分析了粗糙海面上类船目标的电磁散射问题, 而对于无限大分层色散介质的电磁问题文献 [4—7] 主要是通过二维时域有限差分方法^[8,9] 进行分析. 但是对于均匀的无限大层状结构斜入射这一特殊散射问题, 完全可以采用一维时域有限差分方法 (FDTD) 进行分析, 这样将节省大量内存, 提高了计算效率, 大大降低编程复杂度.

笔者就是基于该思想, 分别推导了 TE_z 和 TM_z 波斜入射分层各向异性等离子体电磁散射的 FDTD 迭代式、修正的 Mur 吸收边界以及修正的连接边界, 然后通过该方法计算了不同入射角下的各向异性等离子板的电磁波反射系数, 并与其解析解进行比

较, 结果表明该方法的准确性和有效性. 利用该算法分析了涂覆分层各向异性等离子体金属板在不同入射角下的反射系数. 数值解果表明, 不同的入射角对电磁波入射各向异性等离子体的反射系数影响较大.

2. 斜入射线性各向异性等离子体电磁散射 FDTD 分析

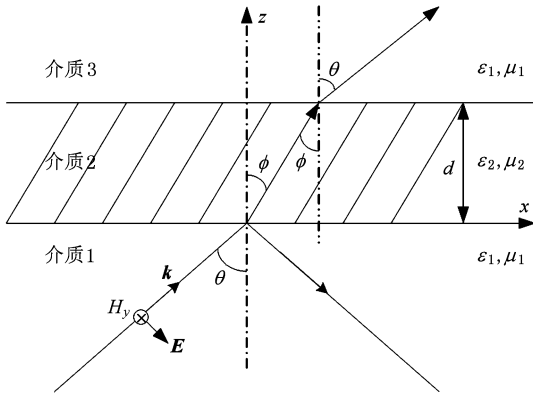
2.1. 斜入射线性各向异性等离子体电磁散射 FDTD 迭代式推导

分析问题的几何示意图如图 1 所示, 介质区间 1 和 3 为真空, 介质区间 2 为等离子体. 在区间 1 中 TM_z 平面波以 θ 角斜入射到等离子板上, k 为电磁波的波数.

从图 1 可以看出, 在斜入射情况下, 上述问题是一个 2 维问题, 在直角坐标下区间 1 中电磁波传输满足时域麦克斯韦方程组为

* 教育部高等学校博士点基金 (批准号: 20093227120018), 江苏省科学技术计划项目 (批准号: BE2008107), 毫米波国家重点实验室开放基金 (批准号: K200910) 和江苏大学高级专业人才科研启动基金 (批准号: 07JGD063) 资助的课题.

† E-mail: lixiayang@yeah.net

图 1 TM_z 波斜入射非磁等离子体示意图

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ -\frac{\partial H_y}{\partial z} &= \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1)$$

将(1)式经傅里叶变换到频域,可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu_0 j\omega H_y, \\ -\frac{\partial H_y}{\partial z} &= \varepsilon_0 j\omega E_x, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \varepsilon_0 j\omega E_z. \end{aligned} \quad (2)$$

将(2)式的第2式对 z 求偏导及第3式对 x 求偏导,然后代入(2)式第1式有

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 H_y = 0. \quad (3)$$

显然,(3)式为2维波动方程,该波动方程的解为

$$H_y = H_0 e^{j(k_x x + k_z z) + j\omega t}. \quad (4)$$

因此,方程组(2)的沿 x 方向传播的电磁波对应的1维解可以表述为

$$\begin{aligned} H_{y1D} &= H_0 e^{j k_x x + j\omega t}, \\ E_{z1D} &= \frac{H_0}{\omega \varepsilon_0} k_x e^{j k_x x + j\omega t}. \end{aligned} \quad (5)$$

将(5)式代入(2)式,并消去 E_z ,再进行逆傅里叶变换到时域,则(2)式可化为时域里等价的1维形式

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_{y1D}}{\partial z} &= -\varepsilon_0 \frac{\partial E_{x1D}}{\partial t}, \\ \frac{k_1^2}{k_{1z}^2} \frac{\partial E_{x1D}}{\partial z} &= -\mu_0 \frac{\partial H_{y1D}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 k_1 为在区间1中的电磁波波数, k_{1z} 为 k_1 在 z 轴方向上的投影, $k_{1z} = k_1 \cos\theta$.

同理在区间2(等离子体)中,1维斜入射情况下电磁波同样满足(6)式形式的1维解,并转换到频域

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_{y1D}}{\partial z} &= -\varepsilon_2 j\omega E_{x1D}, \\ \frac{k_2^2}{k_{2z}^2} \frac{\partial E_{x1D}}{\partial z} &= -\mu_2 j\omega H_{y1D}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 k_2 为区间2中的电磁波波数, k_{2z} 为 k_2 在 z 轴方向上的投影, $k_{2z} = k_2 \cos\theta$.

由相位匹配原理及边界条件,有 $k_{1x} = k_{2x}$, $k_{2z}^2 = k_2^2 - k_{2x}^2 = k_2^2 - k_{1x}^2$,代入(7)式的第2式并整理,得

$$\frac{\partial E_{x1D}}{\partial z} = -j\omega \mu_2 \left(1 - \frac{k_{1x}^2}{k_2^2}\right) H_{y1D}, \quad (8)$$

利用 $k_x = k \sin\theta$, $k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}$,并设

$$\xi_{y1D} = \left(\frac{\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \sin^2\theta}{\varepsilon_{r2}}\right) H_{y1D}, \quad (9)$$

(8)式可变为

$$\frac{\partial E_{x1D}}{\partial z} = -j\omega \mu_2 \xi_{y1D}. \quad (10)$$

将(10)式代入(7)式中第二式,并联合(9)式,有

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_{y1D}}{\partial z} &= -\varepsilon j\omega E_{x1D}, \\ \frac{\partial E_{x1D}}{\partial z} &= -\mu j\omega \xi_{y1D}, \\ \xi_{y1D} &= \left(\frac{\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \sin^2\theta}{\varepsilon_{r2}}\right) H_{y1D}. \end{aligned} \quad (11)$$

同理 E_{y1D} , H_{x1D} 具有相同形式.将上述两组方程写成矩阵形式有

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} &= -\varepsilon_0 \varepsilon_r j\omega \mathbf{E}, \\ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} &= -\mu_0 j\omega \boldsymbol{\xi}, \\ \boldsymbol{\xi} &= \left(\frac{\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \sin^2\theta}{\varepsilon_{r2}}\right) \mathbf{H}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中 $\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_{x1D} \\ E_{y1D} \end{bmatrix}$, $\mathbf{H} = \begin{bmatrix} H_{y1D} \\ H_{x1D} \end{bmatrix}$, $\boldsymbol{\xi} = \begin{bmatrix} \xi_{y1D} \\ \xi_{x1D} \end{bmatrix}$.根据文献[10],磁化等离子体其相对介电常数 ε_{r2} 为矩阵形式,可写为

$$\varepsilon_{r2} = \mathbf{I} + \frac{\boldsymbol{\sigma}}{j\omega \varepsilon_0}, \quad (13)$$

其中 $\boldsymbol{\sigma}$ 表示电导率矩阵.根据文献[11],线性磁化碰撞等离子体满足如下本构方程:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} + \nu \mathbf{J} = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E} + \omega_b \times \mathbf{J}, \quad (14)$$

v 为等离子体碰撞频率, ω_b 为电子回旋频率, ω_p 为等离子体频率. 在笛卡尔坐标系下, 将 (14) 式改写为矩阵形式

$$\begin{bmatrix} \frac{dJ_x}{dt} \\ \frac{dJ_y}{dt} \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \omega_p^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} + \boldsymbol{\Omega} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix}, \quad (15)$$

其中 $\boldsymbol{\Omega} = \begin{pmatrix} -v & -\omega_b \\ \omega_b & -v \end{pmatrix}$. 为了求出 (13) 式中的 $\boldsymbol{\sigma}$ 的时域表达式. 对 (15) 式作傅里叶变换到频域, 再根据 $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{E}$ 得到 $\boldsymbol{\sigma}$ 的频率表达式为

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma} &= \varepsilon_0 \omega_p^2 (\boldsymbol{j}\omega \boldsymbol{I} - \boldsymbol{\Omega})^{-1} \\ &= \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{(\boldsymbol{j}\omega + v)^2 + \omega_b^2} \begin{pmatrix} \boldsymbol{j}\omega + v & -\omega_b \\ \omega_b & \boldsymbol{j}\omega + v \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (16)$$

当 $v > 0$ 时满足傅里叶变换和拉普拉斯变换互换条件, 易得 $\boldsymbol{\sigma}$ 的时域表达式为

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma}(t) &= \varepsilon_0 \omega_p^2 e^{-vt} \begin{pmatrix} \cos \omega_b t & -\sin \omega_b t \\ \sin \omega_b t & \cos \omega_b t \end{pmatrix} U(t) \\ &= \varepsilon_0 \omega_p^2 e^{\Omega t} U(t), \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $U(t)$ 为单位阶跃函数. 当 $v = 0$ 时不满足傅里叶变换和拉普拉斯变换互换条件, 但此时可直接根据傅里叶变换对, 得到 $\boldsymbol{\sigma}$ 的时域表达式为

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma}(t) &= \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{2} \begin{pmatrix} \cos \omega_b t & -\sin \omega_b t \\ \sin \omega_b t & \cos \omega_b t \end{pmatrix} U(t) \\ &= \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{2} e^{\Omega t} U(t), \end{aligned} \quad (18)$$

此时 $\boldsymbol{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_b \\ \omega_b & 0 \end{pmatrix}$.

现推导 $v > 0$ 时两种极化波的 FDTD 迭代式, 而 $v = 0$ 时 FDTD 迭代式只是其系数略有不同. 将 (17), (13) 两式代入 (12) 式然后转换到时域

$$\begin{aligned} \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial z} &= -\varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} - \boldsymbol{\sigma}(t) * \boldsymbol{E}, \\ \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial z} &= -\mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t}, \\ \frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} &= (\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \sin^2 \theta) \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} \\ &+ \frac{1}{\varepsilon_0} [\boldsymbol{\sigma}(t) * \boldsymbol{H}(t) - \boldsymbol{\sigma}(t) * \boldsymbol{\xi}(t)]. \end{aligned} \quad (19)$$

令

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\varphi}(t) &= e^{\Omega t} U(t) * \boldsymbol{E}(t), \\ \boldsymbol{\chi}(t) &= e^{\Omega t} U(t) * \boldsymbol{\xi}(t), \\ \boldsymbol{\psi}(t) &= e^{\Omega t} U(t) * \boldsymbol{H}(t), \end{aligned} \quad (20)$$

根据文献 [12] 处理卷积方法的理论, (20) 式的 3 个卷积关系式易于得到, 由于篇幅的限制, 具体的推导过程从略. 因此, 在时域, (19) 式的 FDTD 迭代式为

$$\begin{aligned} &\xi^{n+\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &= \xi^{n-\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [\boldsymbol{E}^n(k+1) - \boldsymbol{E}^n(k)], \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{H}^{n+\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &= \boldsymbol{H}^{n-\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \sin^2 \theta} \\ &\quad \times \left[\xi^{n+\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) - \xi^{n-\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) \right] \\ &\quad + \frac{\Delta t \omega_p^2}{\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \sin^2 \theta} \left[\boldsymbol{\chi}^n \left(k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \boldsymbol{\psi}^n \left(k + \frac{1}{2} \right) \right], \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{\chi}^n \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &= e^{-v \Delta t} \begin{pmatrix} \cos \omega_b \Delta t & -\sin \omega_b \Delta t \\ \sin \omega_b \Delta t & \cos \omega_b \Delta t \end{pmatrix} \boldsymbol{\chi}^{n-1} \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &\quad + \Delta t \cdot e^{-\frac{v \Delta t}{2}} \begin{pmatrix} \cos \left(\frac{\omega_b \Delta t}{2} \right) & -\sin \left(\frac{\omega_b \Delta t}{2} \right) \\ \sin \left(\frac{\omega_b \Delta t}{2} \right) & \cos \left(\frac{\omega_b \Delta t}{2} \right) \end{pmatrix} \\ &\quad \times \xi^{n-\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{\psi}^n \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &= e^{-v \Delta t} \begin{pmatrix} \cos \omega_b \Delta t & -\sin \omega_b \Delta t \\ \sin \omega_b \Delta t & \cos \omega_b \Delta t \end{pmatrix} \boldsymbol{\psi}^{n-1} \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &\quad + \Delta t \cdot e^{-\frac{v \Delta t}{2}} \begin{pmatrix} \cos \left(\frac{\omega_b \Delta t}{2} \right) & -\sin \left(\frac{\omega_b \Delta t}{2} \right) \\ \sin \left(\frac{\omega_b \Delta t}{2} \right) & \cos \left(\frac{\omega_b \Delta t}{2} \right) \end{pmatrix} \\ &\quad \times \boldsymbol{H}^{n-\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right), \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{E}^{n+1}(k) &= \boldsymbol{E}^n(k) - \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\Delta t}{\Delta z} \left[\boldsymbol{H}^{n+\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \boldsymbol{H}^{n+\frac{1}{2}} \left(k - \frac{1}{2} \right) \right] \\ &\quad - \Delta t \omega_p^2 \boldsymbol{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}(k), \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} & \varphi^n \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &= e^{-v\Delta t} \begin{pmatrix} \cos\omega_b\Delta t & -\sin\omega_b\Delta t \\ \sin\omega_b\Delta t & \cos\omega_b\Delta t \end{pmatrix} \varphi^{n-1} \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &+ \Delta t \cdot e^{-\frac{v\Delta t}{2}} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\omega_b\Delta t}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\omega_b\Delta t}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\omega_b\Delta t}{2}\right) & \cos\left(\frac{\omega_b\Delta t}{2}\right) \end{pmatrix} \\ &\times E^{n-\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right). \end{aligned} \quad (26)$$

同理垂直极化 (TE_z) 波 FDTD 迭代式可写成如下形式:

$$\begin{aligned} H^{n+1/2} \left(k + \frac{1}{2} \right) &= H^{n-1/2} \left(k + \frac{1}{2} \right) \\ &- \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [E^n(k+1) - E^n(k)], \\ E^{n+1}(k) &= E^n(k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \sin^2\theta) \Delta z} \\ &\times \left[H^{n+1/2} \left(k + \frac{1}{2} \right) - H^{n+1/2} \left(k - \frac{1}{2} \right) \right] \\ &+ \frac{\omega_p^2 \Delta t}{\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \sin^2\theta} \chi^{n+1/2}(k), \\ \chi^n \left(k + \frac{1}{2} \right) &= e^{-v\Delta t} \begin{pmatrix} \cos\omega_b\Delta t & -\sin\omega_b\Delta t \\ \sin\omega_b\Delta t & \cos\omega_b\Delta t \end{pmatrix} \\ &\times \chi^{n-1} \left(k + \frac{1}{2} \right) + \Delta t e^{-\frac{v\Delta t}{2}} \\ &\times \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\omega_b\Delta t}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\omega_b\Delta t}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\omega_b\Delta t}{2}\right) & \cos\left(\frac{\omega_b\Delta t}{2}\right) \end{pmatrix} \\ &\times E^{n-\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right), \end{aligned} \quad (27)$$

$$\text{其中 } E = \begin{bmatrix} E_{x1D} \\ E_{y1D} \end{bmatrix}, H = \begin{bmatrix} H_{y1D} \\ H_{x1D} \end{bmatrix}, \chi = \begin{bmatrix} \chi_{x1D} \\ \chi_{y1D} \end{bmatrix}.$$

2.2. 修正的 Mur 吸收边界

根据文献[8,9]中 Mur 吸收边界原理,在斜入射情况下,Mur 吸收边界也要做相应的修正,即空间步长 dz 改为在 z 方向上的投影 dzcosθ,此时 1 维 Mur 吸收边界表达式具体修正为如下形式:

左截断边界处

$$E^{n+1}(k) = E^n(k+1) + \frac{cdt - dz\cos\theta}{cdt + dz\cos\theta}$$

$$\times [E^{n+1}(k+1) - E^n(k)]; \quad (28)$$

右截断边界处

$$\begin{aligned} E^{n+1}(k) &= E^n(k-1) + \frac{cdt - dz\cos\theta}{cdt + dz\cos\theta} \\ &\times [E^{n+1}(k-1) - E^n(k)]. \end{aligned} \quad (29)$$

2.3. 修正的连接边界

根据文献[8]中连接边界理论,在斜入射情况下,对于 TE_z 波情况,只需在原有的连接边界形式上乘以角度因子 cosθ,很容易得到其修正形式如下:

$$\begin{aligned} E^{n+1}(k_0) &= E^{n+1}(k_0)_{\text{FDTD}} \\ &+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z \cos^2\theta} H_i^{n+1/2} \left(k_0 - \frac{1}{2} \right), \\ H^{n+1/2} \left(k_0 - \frac{1}{2} \right) &= H^{n-1/2} \left(k_0 - \frac{1}{2} \right)_{\text{FDTD}} \\ &+ \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} E_i^n(k_0). \end{aligned} \quad (30)$$

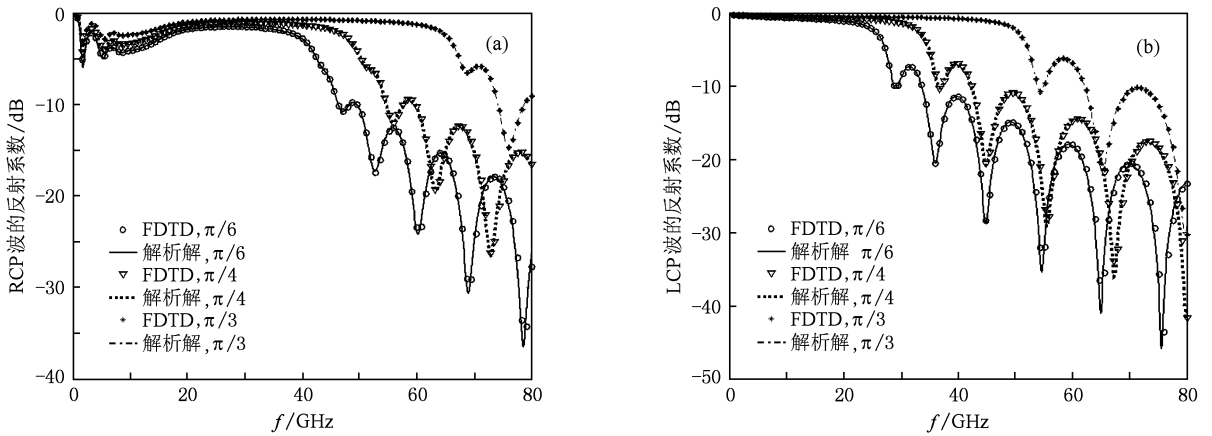
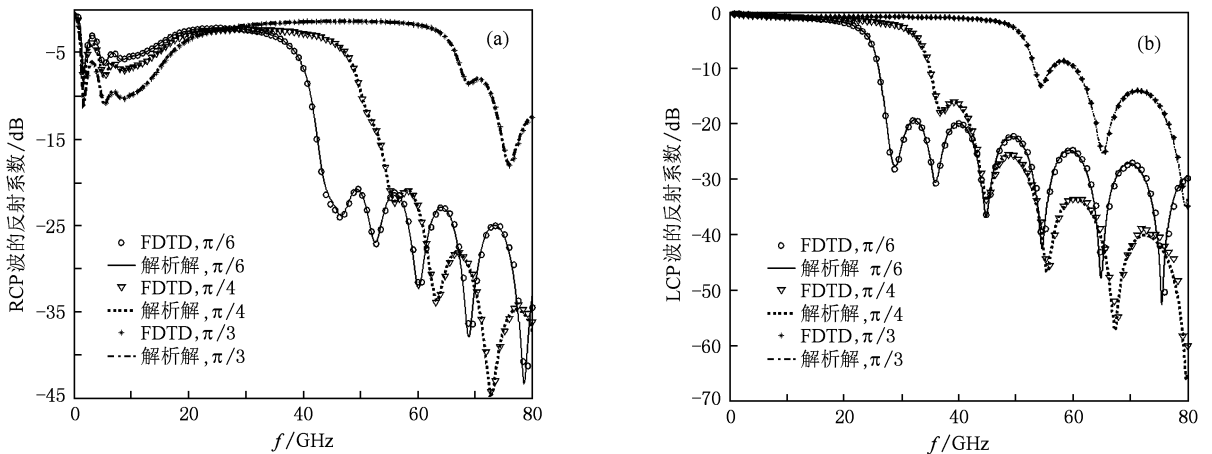
同理 TM_z 波有

$$\begin{aligned} E^{n+1}(k_0) &= E^{n+1}(k_0)_{\text{FDTD}} \\ &+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} H_i^{n+1/2} \left(k_0 - \frac{1}{2} \right), \\ H^{n+1/2} \left(k_0 - \frac{1}{2} \right) &= H^{n-1/2} \left(k_0 - \frac{1}{2} \right)_{\text{FDTD}} \\ &+ \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z \cos^2\theta} E_i^n(k_0). \end{aligned} \quad (31)$$

3. 斜入射线性各向异性等离子体 FDTD 算法算例验证

算例 1 计算厚度为 1.5 cm 磁化碰撞等离子体的反射系数.为了检验上述算法的正确性,计算了以 θ 角斜入射到磁化碰撞等离子体的反射系数.入射电磁波为高斯脉冲的导数,峰值频率为 50 GHz,100 GHz 时下降 10 dB.等离子体参数为 v = 20 GHz; ω_b = 100 GHz; ω_p = 2π × 28.7 Grad/s; 计算空间步长为 75 μm,时间步长为 0.125 ps,两端采用修正的 Mur 吸收边界.计算结果如图 2 及图 3 所示.其中,图 2(a)和(b)分别为不同入射角下磁化等离子体板 TE_z 波右旋圆极化波(RCP)的反射系数和左旋圆极化波(LCP)的反射系数.

图 3(a)和(b)分别为不同入射角下斜入射磁

图2 TE_z 波反射系数振幅图 (a) RCP 波; (b) LCP 波图3 TM_z 波反射系数振幅图 (a) RCP 波; (b) LCP 波

化等离子体板 TM_z 波右旋圆极化波 (RCP) 和左旋圆极化波 (LCP) 的反射系数。

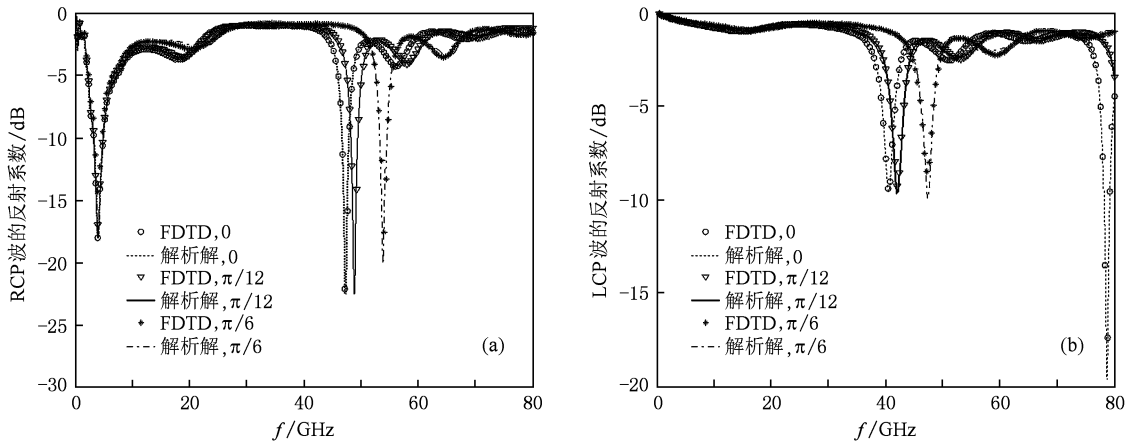
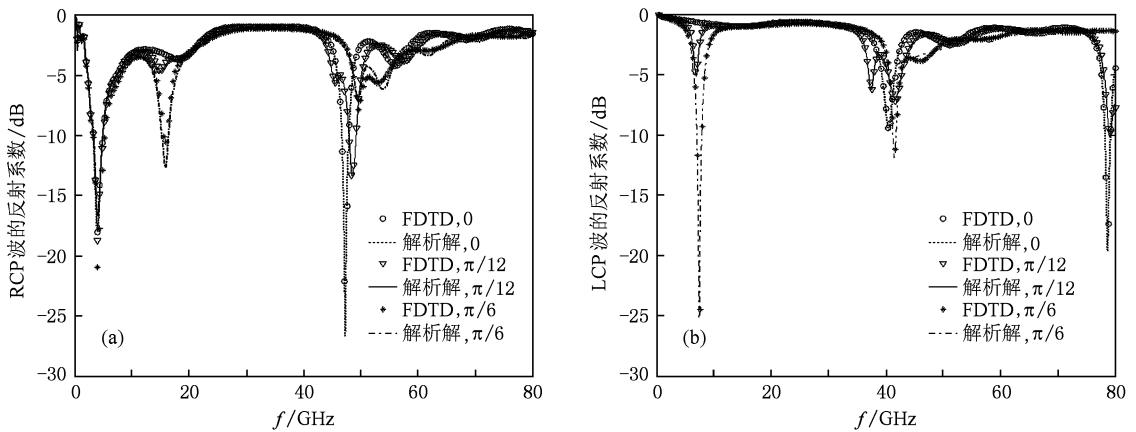
图 2 和图 3 同时提供了不同入射角磁化等离子体板的反射系数的解析解, 计算结果表明本文提出的斜入射 FDTD 算法的正确性. 从图 2 和图 3 的计算结果还可以看出, 不同的入射角对反射系数的影响很大。

4. 数值分析

算例 2 计算涂覆分层均匀各向异性等离子体金属板的反射系数. 电磁波入射角分别为 $\theta = 0; \pi/12; \pi/6$ 时, 金属板表面涂覆三层磁化等离子体层的 TE_z 和 TM_z 波情况下的左旋圆极化 (LCP) 和右旋圆极化 (RCP) 反射系数分别如图 4 和图 5 所示,

其中, 图 4(a) 和 (b) 分别为不同入射角下该涂覆磁化等离子体层金属板 TE_z 波右旋圆极化波 (RCP) 的反射系数和左旋圆极化波 (LCP) 的反射系数. 图 5 (a) 和 (b) 分别为不同入射角下该涂覆磁化等离子体层金属板 TM_z 波右旋圆极化波 (RCP) 的反射系数和左旋圆极化波 (LCP) 的反射系数, 为了验证计算了准确性, 图中给出了相应入射角的解析解. 图中结果表明, 本文计算值与解析解相一致. FDTD 计算中等离子体参数为 $\omega_b = 50 \text{ GHz}, v = 10 \text{ GHz}, \omega_p = 2\pi \times 10, 2\pi \times 40, 2\pi \times 80 \text{ Grad/s}$.

从图 4 和图 5 可以看出无论 TE_z 波还是 TM_z 波, 不同的入射角对涂覆磁化等离子体金属板的反射系数影响很大. 对 TE_z 波而言, 斜入射 RCP 和 LCP 反射系数和垂直入射反射系数相比斜入射情况中的禁带的带宽随着入射角变大而增大。

图4 TE₂ 波的反射系数 (a) RCP 波;(b) LCP 波图5 TM₂ 波的反射系数 (a) RCP 波;(b) LCP 波

5. 结 论

提出了将二维麦克斯韦方程等价转换为一维麦克斯韦方程,将已有的处理色散介质的电流密度卷积(JEC)时域有限差分方法推广到矩阵形式,同时结合矩阵的指数差分解决了矢量各分量之间相

互耦合的困难,进而推导出极其简洁的TM和TE波斜入射色散磁化等离子介质FDTD迭代式.计算了不同入射角的等离子板的电磁波反射系数,与解析解相符,表明本文方法的准确性和有效性.应用该算法分别分析了涂覆分层各向异性等离子体金属板在不同入射角下的反射系数,分析了不同入射角对反射系数的影响.

- [1] Chen G B, Wang H N, Yao J J, Han Z Y, Yang S W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1608 (in Chinese) [陈桂波、汪宏年、姚敬金、韩子夜、杨守文 2008 物理学报 **58** 1608]
- [2] Ren X C, Guo L X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1627 (in Chinese) [任新成、郭立新 2009 物理学报 **58** 1627]
- [3] Li J, Guo L X, Zeng H, Han X B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2757

- [4] Scott C W, Panagiotis K 2005 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **53** 1721
- [5] Moss C D, Teixeira F L, Kong J A 2002 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **50** 1174
- [6] Jiang Y N, Ge D B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6283 (in Chinese) [姜彦南、葛德彪 2008 物理学报 **57** 6283]

- [7] Capoglu I R, Smith G S 2008 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **56** 158
- [8] Taflove A, Hagness S C 2005 *Computational electrodynamics; the finite-difference time-domain method* (Boston: Artech House)
- [9] Ge D B, Yan Y B 2005 *Finite-difference time-domain for electromagnetic wave* (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 (西安: 西安电子科技大学出版社)]
- [10] Yuan J H, Mo H D 1990 *Wave in the plasma* (Chendu: University of Electronic Science and Technology Press) (in Chinese) [袁敬阁、莫怀德 1990 等离子体中的波 (成都: 电子科技大学出版社)]
- [11] Dikshitulu K K 1999 *Electromagnetics of Complex Media* (CRC Press)
- [12] Chen Q, Katsurai M, Aoyagi P H 1998 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **46** 1739

A novel finite-difference time-domain scheme for electromagnetic scattering by stratified anisotropic plasma under oblique incidence condition *

Yang Li-Xia^{1)2)†} Xie Ying-Tao¹⁾ Kong Wa¹⁾ Yu Ping-Ping¹⁾ Wang Gang¹⁾

1) (Department of Communication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

2) (State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing 210096, China)

(Received 20 October 2009; revised manuscript received 28 December 2009)

Abstract

A novel finite-difference time-domain (FDTD) implementation, by which electromagnetic (EM) wave scattering characteristic can be analyzed for oblique incidence on stratified anisotropic plasma, is proposed. This method transforms two-dimensional electromagnetic wave scattering question to one-dimensional question, and avoids two-dimensional scattering problem by 2D FDTD method, by which the computational efficiency can be greatly improved. FDTD iterative formula of EM scattering by layered anisotropic plasma are deduced in the TE_z and TM_z wave oblique incidence situations, and the connection boundary (CB) and the absorbing boundary condition (ABC) in the oblique incidence situation are carried out the revision. The EM wave reflection coefficients of the anisotropic plasma slab are calculated in the oblique incidence situation by the method. The computed results and the analytic solutions are in good agreement. The results show the accuracy and validity of the method. Finally, the algorithm is applied to calculate the reflection coefficients of the metal plate coated with the stratified anisotropic plasma under different incidence angles. The numerical results show the incidence angle have a great impact on the reflection coefficients.

Keywords: finite-difference time-domain, oblique incidence, anisotropic plasma, uniform stratified medium

PACC: 4110H, 5170

* Project supported by the Ph. D. Programs Foundation of Ministry of Education of China (Grand No. 20093227120018), the Science and Techniques Planning Project of Jiangsu Province (Grand No. BE2008107), the Opening Fund of the State Key Laboratory of Millimeter Waves (Grand No. K200910), and Advanced Professional Scientific Research Foundation of Jiangsu University (Grand No. 07JDG063).

† E-mail: lixiayang@yeah.net