

多极德拜色散媒质的时域电磁逆散射改进技术

刘广东¹, 葛新同²

(1. 阜阳师范学院物理与电子工程学院, 安徽阜阳 236037; 2. 阜阳师范学院数学与统计学院, 安徽阜阳 236037)

摘要: 在已有的经验模型中, 多极德拜(Debye)模型最适合高精度地描述生物组织、土壤、水等媒质的色散特性。为了同时反演这类媒质的电磁参数, 本文提出了一种时域逆散射改进技术: 分别应用迭代法和吉洪诺夫(Tikhonov)正则化技术克服逆问题的非线性和病态性困难; 解析导出了目标泛函关于目标参数的梯度; 迭代重建过程中, 产生的正演、反演子问题分别选用时域有限差分(FDTD)法、共轭梯度(CG)法求解。噪声环境下, 通过两个一维(1-D)的数值算例, 初步证实了该技术的可行性和鲁棒性。

关键词: 电磁逆散射; 多极德拜色散媒质; 吉洪诺夫正则化; 时域有限差分法

中图分类号: TN95; O441; O451

文献标识码: A

文章编号: 0372-2112(2015)12-2518-07

电子学报 URL: <http://www.ejournal.org.cn>

DOI: 10.3969/j.issn.0372-2112.2015.12.026

An Improved Time-Domain Electromagnetic Inverse Scattering Technique for Multi-Pole Debye Dispersive Media

LIU Guang-dong¹, GE Xin-tong²

(1. School of Physics and Electronic Engineering, Fuyang Normal College, Fuyang, Anhui 236037, China;

2. School of Mathematics and Statistics, Fuyang Normal College, Fuyang, Anhui 236037, China)

Abstract: The Debye model with multiple relaxation times is most suitable for highly accurate description of the dispersion characteristics of many media, such as biological tissues, soil, and water, among the developed empirical models. In order to reconstruct the electromagnetic properties of these dispersive media simultaneously, a modified time-domain inverse scattering technique is presented. Firstly, in the proposed technology, the nonlinearity and ill-posedness of the inverse problem is circumvented by an iterative method and the Tikhonov's regularization, respectively. Secondly, a set of closed gradients (Fréchet derivatives) of its cost functional with respect to objective parameters are derived for the aforementioned inverse problem. Then, the finite-difference time-domain (FDTD) method and any conjugate gradient (CG) method is applied, at its each iteration, to solve the resulting forward and backward sub-problem, respectively. Lastly, the feasibility and robustness for the inversion technique are preliminarily confirmed by two one-dimensional (1-D) numerical examples where a model of the additive white Gaussian noise (AWGN) is considered.

Key words: electromagnetic inverse scattering; multi-pole Debye dispersive media; Tikhonov's regularization; finite-difference time-domain (FDTD) method

1 引言

实验测量证实: 生物组织、土壤、岩石、金属等多种媒质属于色散媒质^[1,2]。为描述它们的色散特性, 迄今, 已提出了好几种经验模型, 其中德拜(Debye)模型适用于生物组织(特别是人体组织)、土壤、水等媒质, 这类媒质也常称作德拜色散媒质^[2,3]。近几年来, 已经提出了好几种模拟德拜色散媒质中电波传播的时域有限差分

(Finite-Difference Time-Domain, FDTD)方案^[2,4~6], 其中主要有: 引入辅助微分方程(Auxiliary Differential Equation, ADE)^[2]、采用递归卷积(Recursive Convolution, RC)^[5]、定义移位算子(Shift Operator, SO)^[6]。这为德拜色散媒质的反演研究奠定了基础^[3]。有了这些基础, 近年来, 单极德拜色散媒质的时域电磁逆散射(亦常称作反演、重建等)研究也取得一些进展^[7,8]。

然而, 研究显示: (1) 德拜模型采用多极形式可明显

提高建模精度^[9]; (2) 其它色散模型(如 Cole-Cole 模型^[10]、Davidson-Cole 模型^[11])可转化为多极德拜模型。因此,研究多极德拜色散媒质的电磁逆散射技术更有普遍意义。

为此,本文对文献[8]的工作加以改进,在时域反演多极德拜色散媒质的电磁参数,改进之处主要体现在:(1)单极形式拓展为多极求和形式;(2)无磁媒质拓展为有磁媒质;(3)添加正则化项;(4)添加静态电导率项。该项工作有望为生物医学成像、地球物理勘探等领域提供一些参考价值。

2 问题描述

假设条件及符号说明:(1)所有媒质是线性、各向同性、非磁色散的,该条件广泛使用在地球物理、生物医学工程等领域^[12,13];(2)已知背景媒质的电磁参数、几何信息;(3)已知问题空间 V 的边界,已知目标媒质为多极德拜电色散媒质,但色散参数分布未知;(4)测量天线采用收发分置方式,已知激励源和天线位置,发射阵列共 I 个阵元($i = 1, 2, \dots, I$),接收阵列共 K 个阵元($k = 1, 2, \dots, K$);(5)采用加性高斯白噪声(Additive White Gaussian Noise, AWGN)模型。

依次激活发射阵列各阵元(每次一个),产生的入射波辐照散射体,接收阵列的 K 个阵元同时获得测量电场 $\mathbf{E}_{i,k}^m$ 。

本文的电磁逆散射问题就是利用测量电场去重建问题空间的电磁参数分布:一方面,需要反演的磁参数仅为相对磁导率 $\mu_r(\mathbf{r})$,位置矢量 $\mathbf{r} \in V$;当 $\mu_r = 1$ 时退化无磁媒质,如文献[7,8];另一方面,需要反演的电参数由一般的多极德拜色散模型确定^[9]

$$\epsilon_r^*(\mathbf{r}, \omega) \triangleq \epsilon_\infty(\mathbf{r}) + \frac{\sigma_s(\mathbf{r})}{j\omega\epsilon_0} + \sum_{w=1}^W \frac{\Delta\epsilon_w(\mathbf{r})}{1 + j\omega\tau_w(\mathbf{r})} \quad (1)$$

其中, $w = 1, 2, \dots, W$ (后文同), W 表示极数,角频率 $\omega = 2\pi f$, f 为频率, j 为虚数单位, ϵ_r^* 、 ϵ_0 、 ϵ_∞ 分别为复相对介电常数、真空介电常数、光频相对介电常数, σ_s 为静态电导率, $\Delta\epsilon_w = \epsilon_{s,w} - \epsilon_\infty$, $\epsilon_{s,w}$ 、 τ_w 分别为第 w 极的静态相对介电常数、弛豫时间。可见,需要反演的电参数包括 $\epsilon_\infty(\mathbf{r})$ 、 $\sigma_s(\mathbf{r})$ 、 $\Delta\epsilon_1(\mathbf{r})$ 、 \dots 、 $\Delta\epsilon_W(\mathbf{r})$ 、 $\tau_1(\mathbf{r})$ 、 \dots 、 $\tau_W(\mathbf{r})$ 。

为表述简洁,省略自变量 (\mathbf{r}) (后文同),定义电磁参数分布向量: $\mathbf{p} = [\mu_r, \epsilon_\infty, \sigma_s, \Delta\epsilon_1, \dots, \Delta\epsilon_W, \tau_1, \dots, \tau_W]^T$,这里上角标 T 表示转置。因此,对问题空间的每一个像素,需要同时反演 $p_1, \dots, p_l, \dots, p_{3+2W}$ 共 $3 + 2W$ 个未知数。

类似文献[8]引入媒质的色散特性,可以获得:当激活第 i 个发射阵元时,问题空间的时域电场 \mathbf{E}_i 、磁场 \mathbf{H}_i 、色散电流 $\mathbf{J}_{i,w}^d$ 满足麦克斯韦(Maxwell)方程

$$\nabla \times \mathbf{H}_i - \epsilon_0 \epsilon_\infty \frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial t} - \sigma_s \mathbf{E}_i - \sum_{w=1}^W \mathbf{J}_{i,w}^d = \mathbf{0} \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_i + \mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}_i}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (3)$$

和一组辅助微分方程(ADEs)

$$\mathbf{J}_{i,w}^d + \tau_w \frac{\partial \mathbf{J}_{i,w}^d}{\partial t} - \epsilon_0 \Delta\epsilon_w \frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (4)$$

其中, ∇ 为哈密尔顿(Hamilton)算子^[12], μ_0 为真空磁导率。可见,待反演的各电磁参数显式呈现在前述方程式(2)~(4)中,有利于后文逆问题的求解。

3 逆问题求解

3.1 约束最小化问题

为克服逆问题的非线性困难,首先将该问题转化为关于重建参数 \mathbf{p} 的最小化问题,其目标泛函 F 为

$$F(\mathbf{p}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^I \sum_{k=1}^K \int_0^T \|\mathbf{E}_{i,k}(\mathbf{p}) - \mathbf{E}_{i,k}^m\|_2^2 dt + \frac{1}{2} \sum_{l=1}^{3+2W} \int_V \gamma_l \|\nabla p_l\|_2^2 dv \quad (5)$$

同时满足约束条件:方程式(2)~(4)。

在方程式(5)的右边:第一项、第二项分别表示电场残差、吉洪诺夫(Tikhonov)正则化^[14](以抑制逆问题的病态特性), T 为测量时间, $\mathbf{E}_{i,k}(\mathbf{p})$ 为重建参数等于 \mathbf{p} 时的计算电场,符号 $\|\cdot\|_2^2$ 右侧下、上角标“2”分别表示欧氏范数、平方运算, γ_l 表示与 \mathbf{p} 的第 l 个分量 p_l 相对应的正则化参数。

3.2 无约束最小化问题

其次,采用拉格朗日(Lagrange)乘子罚函数法^[3],将前述约束最小化问题转化为无约束最小化问题,其增广目标泛函 F^a 为

$$F^a(\mathbf{p}) = F(\mathbf{p}) + \sum_{i=1}^I \int_0^T \int_V \left[\mathbf{e}_i \left(\nabla \times \mathbf{H}_i - \epsilon_0 \epsilon_\infty \frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial t} - \sigma_s \mathbf{E}_i - \sum_{w=1}^W \mathbf{J}_{i,w}^d \right) + \mathbf{h}_i \left(\nabla \times \mathbf{E}_i + \mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}_i}{\partial t} \right) + \sum_{w=1}^W \mathbf{j}_{i,w}^d \left(\mathbf{J}_{i,w}^d + \tau_w \frac{\partial \mathbf{J}_{i,w}^d}{\partial t} - \epsilon_0 \Delta\epsilon_w \frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial t} \right) \right] dv dt \quad (6)$$

其中, \mathbf{e}_i 、 \mathbf{h}_i 、 $\mathbf{j}_{i,w}^d$ 为引入的拉格朗日矢量乘子,分别与 \mathbf{E}_i 、 \mathbf{H}_i 、 $\mathbf{J}_{i,w}^d$ 相对应。

3.3 变分计算

然后,根据变分法^[15],求解无约束最小化问题,即等价于求解变分方程

$$\delta F^a \triangleq \delta F_1^a + \delta F_2^a + \delta F_3^a + \delta F_4^a + \delta F_5^a = 0 \quad (7)$$

其中, δF^a 表示 F^a 的一阶变分。结合式(2)~(4)、(6),并利用算子恒等式 $\nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) - \mathbf{a} \cdot (\nabla \times \mathbf{b})$,通过一些类似于文献[7]的运算,容易获得 F^a 关于

\mathbf{p} 各分量的 Fréchet 导数(梯度)分别为

$$g_1 \triangleq g_{\mu_r} \triangleq \frac{\delta F^a}{\delta \mu_r} = \mu_0 \sum_{i=1}^I \int_0^T \left[\mathbf{h}_i \left(\frac{\partial \mathbf{H}_i}{\partial t} \right) \right] dt - \gamma_1 \nabla^2 \mu_r \quad (8)$$

$$g_2 \triangleq g_{\epsilon_\infty} \triangleq \frac{\delta F^a}{\delta \epsilon_\infty} = -\epsilon_0 \sum_{i=1}^I \int_0^T \left[\mathbf{e}_i \left(\frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial t} \right) \right] dt - \gamma_2 \nabla^2 \epsilon_\infty \quad (9)$$

$$g_3 \triangleq g_{\sigma_s} \triangleq \frac{\delta F^a}{\delta \sigma_s} = - \sum_{i=1}^I \int_0^T (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{E}_i) dt - \gamma_3 \nabla^2 \sigma_s \quad (10)$$

$$g_{3+w} \triangleq g_{\Delta \epsilon_w} \triangleq \frac{\delta F^a}{\delta \Delta \epsilon_w} = -\epsilon_0 \sum_{i=1}^I \int_0^T \left[\mathbf{J}_{i,w}^d \left(\frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial t} \right) \right] dt - \gamma_{3+w} \nabla^2 \Delta \epsilon_w \quad (11)$$

$$g_{3+W+w} \triangleq g_{\tau_w} \triangleq \frac{\delta F^a}{\delta \tau_w} = \sum_{i=1}^I \int_0^T \left[\mathbf{J}_{i,w}^d \left(\frac{\partial \mathbf{J}_{i,w}^d}{\partial t} \right) \right] dt - \gamma_{3+W+w} \nabla^2 \tau_w \quad (12)$$

其中, $\mathbf{E}_i, \mathbf{H}_i, \mathbf{J}_{i,w}^d$ 通过求解式(2)~(4)得到, 本文利用 FDTD 方案实现^[2,4]; 而 $\mathbf{e}_i, \mathbf{h}_i, \mathbf{J}_{i,w}^d$ 则可通过求解下列一组方程获得

$$\nabla \times \mathbf{h}_i + \epsilon_0 \epsilon_\infty \frac{\partial \mathbf{e}_i}{\partial t} - \sigma_s \mathbf{e}_i - \sum_{w=1}^W \mathbf{J}_{i,w}^d + \sum_{k=1}^K (\mathbf{E}_{i,k} - \mathbf{E}_{i,k}^m) = \mathbf{0} \quad (13)$$

$$\nabla \times \mathbf{e}_i - \mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{h}_i}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (14)$$

$$\mathbf{J}_{i,w}^d - \tau_w \frac{\partial \mathbf{J}_{i,w}^d}{\partial t} + \epsilon_0 \Delta \epsilon_w \frac{\partial \mathbf{e}_i}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (15)$$

求解式(13)~(15)也可用类似的 FDTD 方案实现, 不过应注意不同: 由时间正演步进 $0 \rightarrow T$ 更改为时间反演步进 $T \rightarrow 0$ ^[3,7,8].

3.4 梯度算法

至此, 余下的问题只需选择适当的梯度算法迭代求解. 本文选用 PRP(Polak-Ribière-Polyak)非线性共轭梯度(Conjugate Gradient, CG)法^[16,17]. 若获得了第 m 步迭代的反演参数 \mathbf{p}^m , 则下一步迭代的更新公式为^[3,8]

$$\mathbf{p}^{m+1} = \mathbf{p}^m + \alpha^m \mathbf{d}^m \quad (16)$$

其中, α^m, \mathbf{d}^m 分别为搜索步长、方向向量, 迭代步数指标 $m = 1, 2, \dots, M$. M 为迭代总步数.

本文的电磁逆散射技术流程与前期工作类似, 具体流程图可参阅文献^[3,17].

4 结果与讨论

为初步检验改进技术的可行性和鲁棒性, 本节设计两个一维问题算例, 问题的几何模型类似于文献^[8]: 在厚度为 d 的均匀背景媒质中, 发射阵列两个阵元均相距重建区 $d/4$, 接收阵列两个阵元均相距重建区 $d/2$; 背景媒质周围采用卷积完全匹配层(Convolution

Perfectly Matched Layer, CPML)吸收边界^[18]; 厚 $4d$ 的重建区为层状分布的 2 极德拜色散媒质. 算例的目标是探究可能影响反演效果的因素: (1) 参数分布的光滑程度; (2) 背景媒质类型; (3) 散射强度; (4) 散射体位置; (5) 散射体尺寸.

参数取值及补充说明: (1) 激励源采用超宽带(Ultra-Wideband, UWB)脉冲平面波源; (2) FDTD 正解器采用 10 层 CPML 吸收边界; (3) 测量值通过 FDTD 仿真替代, 但离散化换用双倍精细网格, 并加入信噪比(Signal to Noise Ratio, SNR)等于 20dB 的 AWGN; (4) 取正则化参数 $\gamma_l = 0.001$ ^[3]; (5) 取 $M = 60$, 并定义第 m 步迭代的均方根误差(Mean Square Error, MSE) e 为^[12]

$$e(m) \triangleq \sum_{l=1}^{3+2W} \sqrt{\int_V (p_l^m - p_l)^2 dv} / \sqrt{\int_V (p_l)^2 dv} / (3 + 2W) \quad (17)$$

4.1 算例 1: 光滑型

参数 $d = 10\text{mm}$, 背景媒质为空气, 重建区为无磁的 2 极 Debye 色散媒质, 模型参数呈类正弦分布, 其中 $\epsilon_\infty, \sigma_s, \Delta \epsilon_1, \Delta \epsilon_2, \tau_1, \tau_2$ 分别如图 1(a)~(d) 及图 2(a)、2(b) 实线所示, 以表征发生癌变的人体乳房, 其最大值分别为 $7.82, 0.79\text{S} \cdot \text{m}^{-1}, 25.61, 23.91, 8.07\text{ps}, 19.25\text{ps}$, 最小值分别为 $3.14, 0.036\text{S} \cdot \text{m}^{-1}, 0.58, 1.09, 7.22\text{ps}, 15.18\text{ps}$, 均源自文献^[9]; 模型参数的中度值与文献^[9]的第二类正常乳房组织一致(假定先验知晓), 以表征大众化的健康乳房.

采用的 UWB 脉冲与文献^[17]一致; FDTD 离散化的空间、时间步长分别为 $\Delta z = 0.5\text{mm}, \Delta t = 0.5\Delta z/c_0$, c_0 为真空光速, $T = 2000\Delta t$; 迭代初值取自文献^[9]中第二类正常乳房组织, 分别为 $5.57, 0.52\text{S} \cdot \text{m}^{-1}, 19.64, 14.23, 5.81\text{ps}, 16.49\text{ps}$, 分别如图 1(a)~(d) 及图 2(a)、2(b) 虚线所示; 分别经过 1 步和 60 步迭代后, 反演结果分别如图 1(a)~(d) 及图 2(a)、(b) 点划线和双划线所示; 归一化的目标泛函 F 、均方根误差 e 随迭代步数 m 的变化关系分别如图 2(c)、(d) 所示(纵轴采用了对数坐标, 后文同).

敛散性分析: 从图 2(c)、(d) 看出, 处理光滑型电磁逆散射问题, 迭代过程总体上是收敛, 这得益于正则化技术, 在一定程度上抑制了噪声影响和逆问题的病态特性, 不过收敛速度呈现先快后慢的趋势.

误差分析: (1) 从图 2(d) 发现, 60 步迭代的均方根误差 e 约为 1%, 总体上能被一般的工程应用所接受, 适当地增加迭代步数有望进一步减小误差; (2) 对比异向峰值型图 1(a)~(d)、图 2(b) 和同向峰值型图 2(a) 发现, 前者优于后者, 原因是异向峰值型更容易接收到不同目标的散射场.

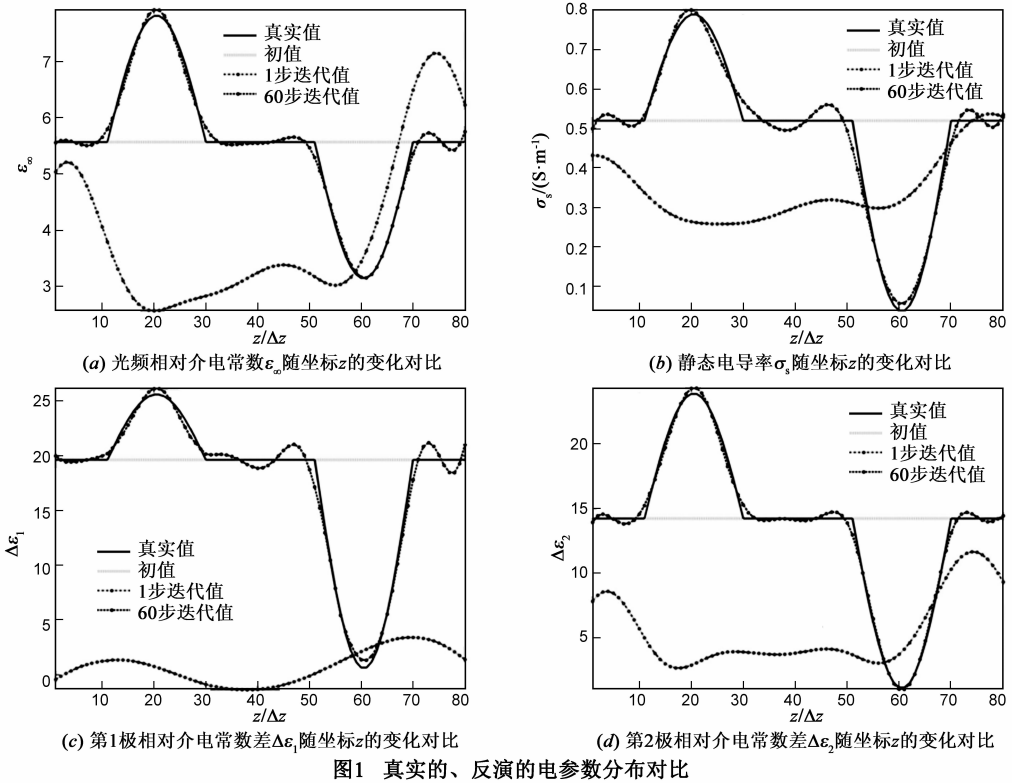


图1 真实的、反演的电参数分布对比

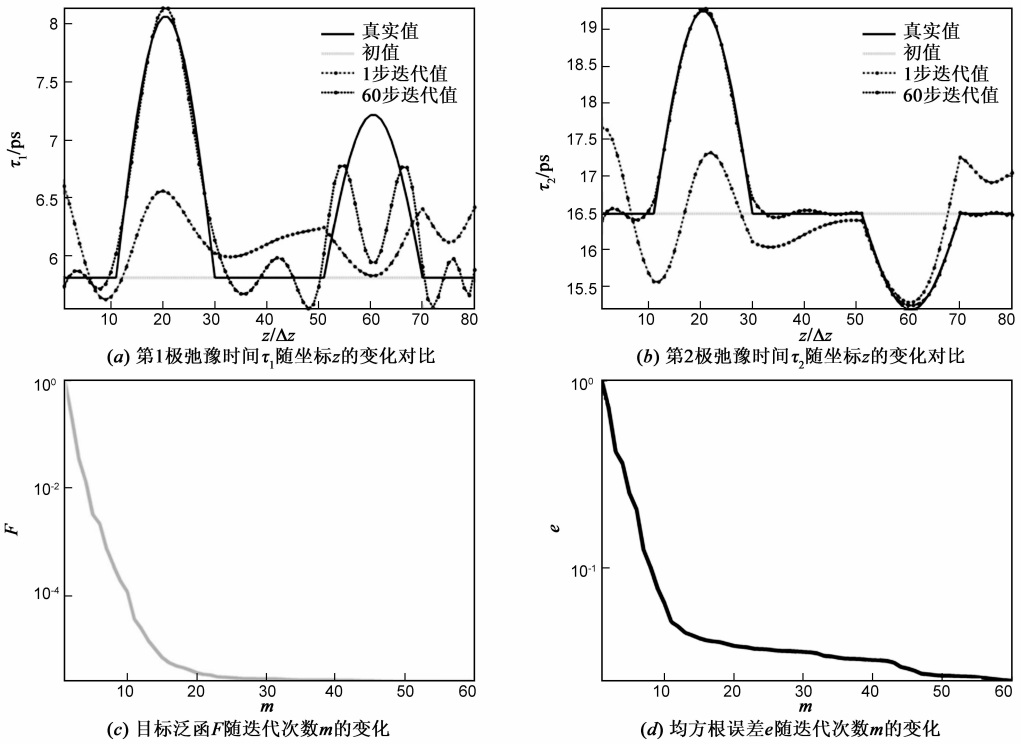


图2 真实的、反演的电参数分布对比和反演过程信息

4.2 算例 2:非光滑型

参数 $d = 150\text{mm}$, 背景媒质为均匀的无磁 2 极 Debye 色散媒质 (模型参数分别为 $\epsilon_{\infty} = 2.0$ 、 $\sigma_s = 0.02$

$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$ 、 $\Delta\epsilon_1 = 2.0$ 、 $\Delta\epsilon_2 = 3.0$ 、 $\tau_1 = 2.0\text{ns}$ 、 $\tau_2 = 3.0\text{ns}$), 重建区间断地分布着 4 层有磁的 2 极 Debye 散射体 (按从左向右顺序, 后文依次称之为散射体 S_1 、 S_2 、 S_3 、 S_4):

弱散射体 S1 的电磁参数均高出背景媒质 0.5 倍,而强散射体 S2、S3、S4 的电磁参数均高出背景媒质 1.0 倍; S1、S3、S4 厚度均为 37.5mm,等于 S2 的一半; S1、S4 位

置对称,相距重建区边界均为 37.5mm, S2、S3 到重建区中心的距离相同,均为 112.5mm.重建区的真实电磁参数分布分别如图 3(a)~(d)及图 4(a)~(c)实线所示.

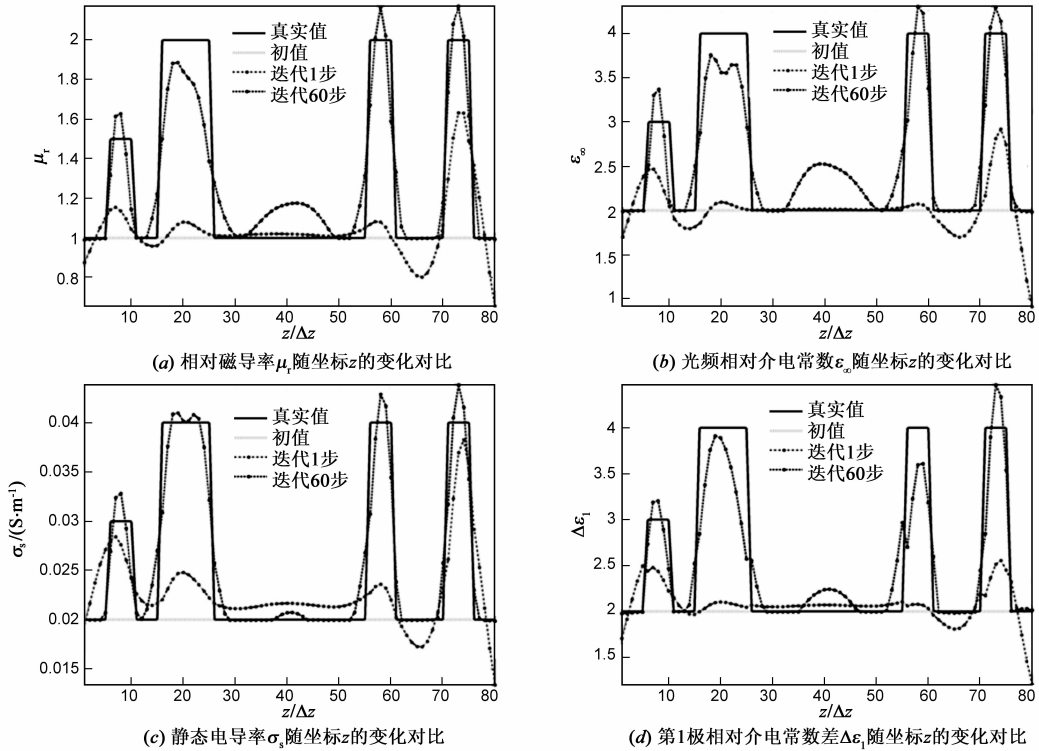


图3 真实的、反演的电磁参数分布对比

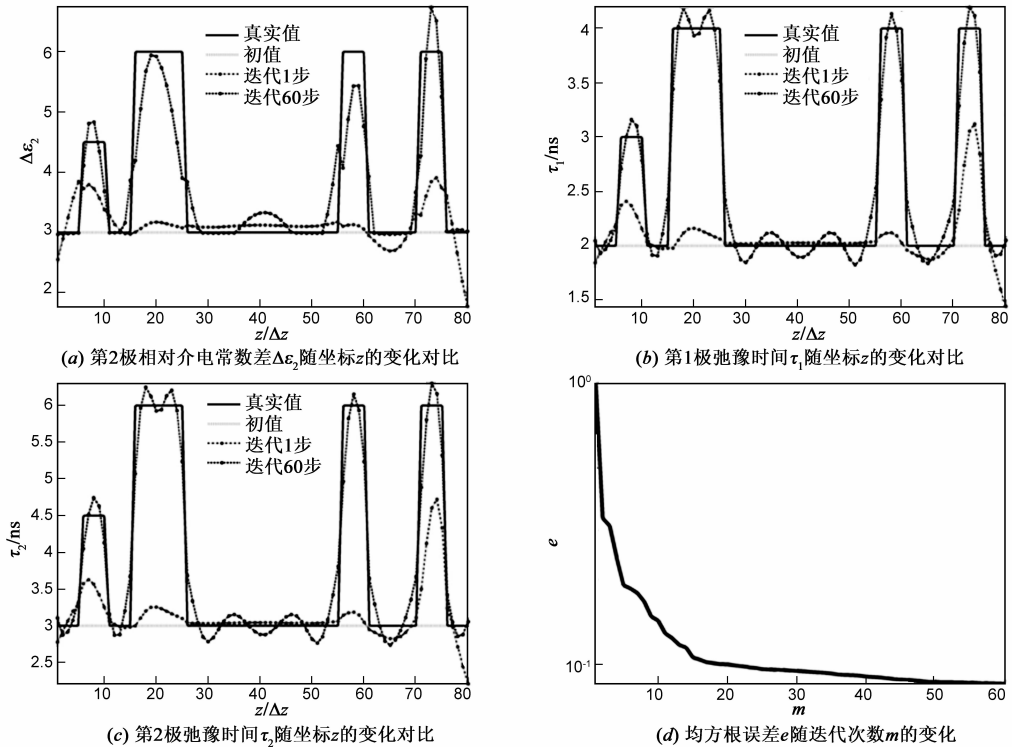


图4 真实的、反演的电参数分布对比和反演过程信息

采用的 UWB 脉冲波形与文献[8]一致;FDTD 离散化的空间、时间步长分别为 $\Delta z = 7.5\text{mm}$ 、 $\Delta t = 125\text{ns}$,也与文献[8]相同, $T = 1200\Delta t$;选取的迭代初值和背景媒质相等,分别如图 3(a)~(d)及图 4(a)~(c)虚线所示;分别经过 1 步和 60 步迭代后,反演结果分别如图 3(a)~(d)及图 4(a)~(c)点划线和双划线所示;均方根误差 e 随迭代步数 m 的变化关系如图 4(d)所示。

敛散性分析:由图 4(d)得到,处理非光滑型电磁逆散射问题,迭代过程总体上仍然收敛,不过误差曲线的波动程度略显加剧。

误差分析:(1)从图 4(d)发现,60 步迭代的均方根误差 e 约为 9%,总体上误差明显大于光滑情形和文献[8]的误差,对策是适当增加迭代步数、优化正则化参数或尝试其它正则化技术^[12]; (2)从整体上对比、分析图 3(a)~(d)、图 4(a)~(c)发现,对 σ_s 、 τ_1 、 τ_2 的反演精度略高于 μ_r 、 ϵ_∞ 、 $\Delta\epsilon_1$ 、 $\Delta\epsilon_2$; (3)从细节上对比四个不同散射体的反演精度, S4 稍好于 S1, S4 稍好于 S3, S2 稍好于 S3。

综合以上两个数值算例,不难看出:在噪声环境下、均匀色散(或非色散)背景媒质中,时域反演多极德拜目标,获得的电磁参数信息量丰富,重建的位置、尺寸、形状等目标信息基本准确,但对非光滑型散射而言,反演精度尚待提高。

5 结论

本文提出了一种时域反演多极德拜(Debye)媒质电磁参数的改进技术:引入吉洪诺夫(Tikhonov)正则化技术应对逆问题的病态特性;利用变分法解析导出目标泛函的梯度(Fréchet 导数);通过时域有限差分(FDTD)法求解迭代过程的正演、反演子问题。两个一维算例的数值结果初步证实了该技术的可行性和鲁棒性,并通过敛散性、误差分析,就重建精度而言,得出四点结论:(1)光滑型优于非光滑型;(2)强散射优于弱散射;(3)浅层目标优于深层目标;(4)大目标优于小目标。

参考文献

[1] 陈西良,陈欣,朱智勇.不同极性聚合物材料的 THz-TDS 光谱测量研究[J].红外与毫米波学报,2013,32(2):150-159.
Chen Xi-liang, Chen Xin, Zhu Zhi-yong. THz-TDS spectra study of polymer materials with different polarity[J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2013, 32(2): 150-159. (in Chinese)

[2] 葛德彪,闫玉波.电磁波时域有限差分法(第三版)[M].西安:西安电子科技大学出版社,2011.259-262.
Ge De-biao, Yan Yu-bo. Finite-Difference Time-Domain

Method for Electromagnetic Waves (3rd ed)[M]. Xi'an: Xidian University Press, 2011. 259-262. (in Chinese)

[3] 刘广东,张业荣.二维有耗色散介质的时域逆散射方法[J].物理学报,2010,59(10):6969-6979.
Liu Guang-dong, Zhang Ye-rong. Time-domain inverse scattering problem for two-dimensional frequency-dispersive lossy media[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(10): 6969-6979. (in Chinese)

[4] 王飞,魏兵,李林茜.色散介质电磁特性时域有限差分分析的 Newmark 方法[J].物理学报,2014,63(10):104101.
Wang Fei, Wei Bing, Li Lin-qian. Newmark method for finite-difference time-domain modeling of wave propagation in frequency-dispersive medium[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(10): 104101. (in Chinese)

[5] 王飞,魏兵.电各向异性色散介质电磁散射时域有限差分分析的半解析递推卷积方法[J].物理学报,2013,62(4):044101.
Wang Fei, Wei Bing. Semi-analytical recursive convolution algorithm in the finite-difference time domain analysis of anisotropic dispersive medium[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(4): 044101. (in Chinese)

[6] 魏兵,董宇航,王飞,等.基于移位算子时域有限差分的色散薄层节点修正算法[J].物理学报,2010,59(4):2443-2450.
Wei Bing, Dong Yu-hang, Wang Fei, et al. A modificatory algorithm for electrically thin dispersive layers base on shift operator finite-difference time-domain method[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(4): 2443-2450. (in Chinese)

[7] Winters D W, Bond E J, Van veen B D, et al. Estimation of the frequency-dependent average dielectric properties of breast tissue using a time-domain inverse scattering technique[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2006, 54(11): 3517-3528.

[8] Papadopoulos T G, Rekanos I T. Time-domain microwave imaging of inhomogeneous Debye dispersive scatterers[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012, 60(2): 1197-1202.

[9] Lazebnik M, Okoniewski M, Booske J H, et al. Highly accurate Debye models for normal and malignant breast tissue dielectric properties at microwave frequencies[J]. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2007, 17(12): 822-824.

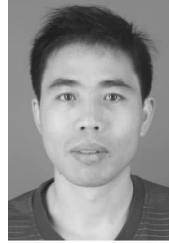
[10] Rekanos I T, Papadopoulos T G. An auxiliary differential equation method for FDTD modeling of wave propagation in Cole-Cole dispersive media[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2010, 58(11): 3666-3674.

[11] Rekanos I T. FDTD schemes for wave propagation in Davidson-Cole dispersive media using auxiliary differential equations[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012, 60(3): 1467-1478.

- [12] 刘广东, 张开银. 二维电磁逆散射问题的时域高斯-牛顿反演算法[J]. 物理学报, 2014, 63(3): 034102.
Liu Guang-dong, Zhang Kai-yin. A time-domain Gauss-Newton inversion algorithm for solving two-dimensional electromagnetic inverse scattering problems[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(3): 034102. (in Chinese)
- [13] Zhang J, Yang K, Tong M S. Inversion of scattering data for reconstructing dielectric objects with limited observation angles [J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2014, 13: 83 – 86.
- [14] Tikhonov A N, Arsenin V Y. Solutions of ill-posed problems [J]. SIAM Review, 1979, 21(2): 266 – 267.
- [15] Sagan H. Introduction to the Calculus of Variations[M]. New York: McGraw-Hill Press, 1969. 10 – 110.
- [16] Dai Y H. A family of hybrid conjugate gradient methods for unconstrained optimization[J]. Mathematics of Computation, 2003, 17(2): 1317 – 1328.
- [17] 刘广东, 张业荣. 一种处理分层有耗色散介质的时域逆散射方法[J]. 电子学报, 2011, 39(12): 2856 – 2862.
Liu Guang-dong, Zhang Ye-rong. An approach to the time-domain inverse scattering problem for the stratified frequency-dispersive lossy media[J]. Acta Electronica Sinica, 2011, 39(12): 2856 – 2862. (in Chinese)

- [18] Roden J A, Gedney S D. Convolutional PML (CPML): An efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media[J]. Microwave and Optical Technology Letters, 2000, 27(5): 334 – 339.

作者简介



刘广东(通信作者) 男, 1972 年生于江苏灌云. 现为阜阳师范学院物电学院副教授、工学博士. 研究方向为微波医学成像.
E-mail: liu_guang_dong@126.com



葛新同 男, 1966 年生于安徽蒙城. 现为阜阳师范学院数学与统计学院讲师、工学博士. 研究方向为不确定最优控制及金融数学.
E-mail: gxtong01234@163.com