

刘四新, 曾昭发. 频散介质中地质雷达波传播的数值模拟. 地球物理学报, 2007, 50(1): 320 ~ 326

Liu S X, Zeng Z F. Numerical simulation for Ground Penetrating Radar wave propagation in the dispersive medium. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2007, 50(1): 320 ~ 326

频散介质中地质雷达波传播的数值模拟

刘四新^{1,2}, 曾昭发¹

1 吉林大学地球探测科学与技术学院, 长春 130026

2 沈阳航空工业学院, 沈阳 110034

摘 要 地质雷达所探测的地球介质常常具有频散性. 为了研究地质雷达在频散介质中的探测能力, 提出了频散介质中时间域有限差分法计算麦克斯韦方程的方法, 给出了满足 Debye 关系的频散介质中的电位和磁场的迭代算法, 以及由电位计算电场的算法. 只有在电场计算时才用到介质的物性参数. 提出一种新的吸收边界条件的算法, 通过增加假想的介电常数和磁导率, 实现了吸收层中波的无反射衰减, 克服了以往 Berenger 完全匹配层计算时对场进行分裂带来的麻烦, 从而提高了计算效率. 计算实例表明, 频散介质中电磁波的衰减更快, 测量信号变得很弱.

关键词 地质雷达, 麦克斯韦方程, 时间域有限差分, 频散介质

文章编号 0001-5733(2007)01-0320-07

中图分类号 P631

收稿日期 2005-10-12, 2006-09-28 收修定稿

Numerical simulation for Ground Penetrating Radar wave propagation in the dispersive medium

LIU Si-Xin^{1,2}, ZENG Zhao-Fa¹

1 College of Geo-Exploration Science and Technology, Jilin University, Changchun 130026, China

2 Shenyang Institute of Aeronautical Engineering, Shenyang 110034, China

Abstract The earth material probed by Ground Penetrating Radar (GPR) is often dispersive. To investigate the detecting capability of GPR in the dispersive medium, we propose a Finite Difference Time Domain (FDTD) method to solve Maxwell's equations. We give an iterative method for calculation of the electrical displacement and magnetic fields in the Debye medium, and a method to compute the electric field from electrical displacement. The physical parameters are used only in calculating the electric field. A new absorbing boundary algorithm is introduced by adding a fictitious dielectric constant and magnetic permeability, therefore the wave can be attenuated without reflection in the absorbing layer. This method overcomes the troublesome caused by field split in Berenger's Perfectly Matched Layer (PML), so that the computing efficiency is increased. Examples demonstrate that the electromagnetic wave in the dispersive medium attenuates very fast and the measured signals are very weak.

Keywords Ground Penetrating Radar, Maxwell's equations, Finite difference time domain, Dispersive medium

基金项目 国家自然科学基金项目(40474042)资助.

作者简介 刘四新,男,1966 生,1992 年于长春地质学院获应用地球物理专业硕士学位,2002 年 3 月于日本国东北大学获工学博士学位,现为吉林大学教授、博士生导师,主要从事电磁波测井、钻孔雷达以及地质雷达等的方法理论和应用的研究. E-mail: liusixin@jlu.edu.cn

1 引言

地质雷达(Ground Penetrating Radar)是用高频无线电波来确定介质内部物质分布规律的一种地球物理方法^[1]。地质雷达利用宽带的电磁波以脉冲形式来探测地表之下或确定不可视的物体或结构。经过多年的发展,地质雷达已成为工程和环境地球物理领域中的一种重要的方法,解决诸如公路路面层和基底结构、高层建筑基底形态、近地表土壤层结构、地下水位面和岩石分层、地下水污染评价等问题。由于地下介质比空气具有更强的电磁能量衰减特性,加之地质情况的复杂性,电磁波在地下的传播要比空气中的传播复杂得多。显然,利用时间域有限差分(FDTD)方法研究雷达波在这类问题的介质中传播,对于提高探测效果和解释的准确性具有重要的意义^[2~6]。

时间域有限差分作为一种强有力的电磁数值计算方法已被广泛用于模拟波的传播、散射和辐射。在以往的FDTD开发和应用中,介质的参数被认为是和频率无关的^[2~6]。然而当介质具有频率依赖性的时候,比如地质雷达经常遇到的岩石和土壤,介质的频散特性将显著改变它的电磁传播特征。Luebbers等最早提出了考虑频散介质的递归卷积方法(Recursive Convolution Scheme),简称RC法,后来发展为光滑线性递归卷积方法(Piecewise Linear Recursive Convolution Method),简称PLRC法^[7~9]。Teixeira et al.^[10]将无损耗介质中的完全匹配层(PML)扩展到有损且频散介质的情况,且利用了PLRC技术,并开发了并行计算代码。为了提高计算效率,Fan和Liu^[11~13]等还研究和开发了计算频散介质的伪谱时间域有限差分(Pseudospectral Time Domain),简称PSFD法。

本文在参考Sullivan理论^[14]的基础上,开发出一种计算频散介质中电磁波传播的FDTD法,同时提出了一种简便的吸收边界条件,避免了Berenger完全匹配层^[15]中场分裂过程。最后给出一些地质雷达测量的计算实例。

2 介质的物理性质及频散

和电磁波传播有关的物理参数主要包括电导率 σ 、介电常数 ϵ 以及磁导率 μ 。磁导率反映介质磁场强度 H 和磁通量密度 B 之间的关系,对于大多数地

球介质来说可以认为是常数。电导率则反映了电流传过介质的难易程度,如金属的电导率可以很大,从几千到上万或更大;而电解质,即通常的绝缘材料的电导率很小。地球物理研究的大多数造岩矿物都是固体电解质,在干燥情况下可以认为是绝缘体。因此地下介质的导电性在许多情况下是由孔隙中的水所引起的。另一个重要的参数是介电常数,它反映了电位移 D 和电场强度 E 之间的关系。

介质放入电场后,在电场力的作用下,介质表面会出现正负电荷,我们把这种现象叫做介质的极化。由极化引起的电荷会在介质内产生与外电场相反的电场,致使介质内部的合成电场要小于外电场。有些介质,在外电场的作用下,其分子的正负电荷“中心”是重合的,这类分子称为无极分子;还有一些分子,即使在外电场不存在时,其分子的正负电荷“中心”也不重合,这类分子称为有极分子。无极分子在外电场的作用下,其正负电荷中心要发生相对位移,形成电偶极子。对有极分子来说,外电场会重新排列有极分子。极化后的分子内部,正负电荷之间也将形成电场,该电场与外部电场方向相反,其抵消外电场的作用,使电解质中的电场强度减弱。这就是不同介质中的电场强度不同的根本原因。

电解质在外电场中的表现可用极化强度 P 来衡量,在外电场的作用下,在各向同性的线性介质中 P 和 E 之间的关系可表示为

$$P = \epsilon_0 \epsilon_r E - \epsilon_0 E, \quad (1)$$

式中, ϵ_r 和 ϵ_0 分别称为介质的极化率和相对极化率, ϵ_0 为真空中的介电常数。介质的电通量密度是真空电位移和极化强度之和。因此,

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 (1 + \epsilon_r) E = \epsilon_0 \epsilon_r E. \quad (2)$$

由此可见,介质极化的影响可用相对介电常数 ϵ_r 来衡量。

在交变的电磁场中岩石的电学性质是随频率而变化的。频率较低时,水的极性分子能跟得上电场的变化。随着频率的提高开始出现极化过程的惯性,极性分子跟不上电场的变化。这将导致电流分量的出现,它与位移电流相差 90° 并与传导电流相重合。这样,极化滞后的结果便出现附加导电性。

如果认为,极化按照时间常数 τ 的指数规律达到自己的最终数值,那么对复合介电常数可以采用表达式:

$$\epsilon_r = \epsilon_r + \frac{\epsilon_r - \epsilon_r}{1 + j\omega\tau}, \quad (3)$$

式中: τ_r 和 τ_0 分别为频率为无穷的和 0 时的值, 称为弛张时间, j 为虚数单位. 这种关系式称为 Debye 公式.

3 频散介质中麦克斯韦方程的差分化

为了便于频散介质的考虑, 我们引入随频率变化的 D . 频散介质中的麦克斯韦方程表示为

$$\begin{cases} \frac{\partial D}{\partial t} = \nabla \times H, \\ D(\omega) = \epsilon_0 \cdot \epsilon^*(\omega) \cdot E(\omega), \\ \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times E, \end{cases} \quad (4)$$

这里 ω 为角频率, μ_0 为真空中磁导率. 为了便于以后的差分计算, 我们对 E 和 D 进行标准化. 这样, 计算 D 及 H 时和介质参数无关, 这在构造吸收边界时有好处.

$$\begin{cases} \tilde{E} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot E, \\ \tilde{D} = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \cdot D, \end{cases} \quad (5)$$

这样麦克斯韦方程变成

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{D}}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \tilde{H}, \\ \tilde{D}(\omega) = \epsilon^*(\omega) \cdot \tilde{E}(\omega), \\ \frac{\partial \tilde{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \tilde{E}, \end{cases} \quad (6)$$

其中 \tilde{D} 和 \tilde{H} 利用以下 6 个标量方程表示出来:

$$\frac{\partial \tilde{D}_x}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial y} \right), \quad (7a)$$

$$\frac{\partial \tilde{D}_y}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial z} \right), \quad (7b)$$

$$\frac{\partial \tilde{D}_z}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial x} \right), \quad (7c)$$

$$\frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial z} \right), \quad (7d)$$

$$\frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial x} \right), \quad (7e)$$

$$\frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial y} \right). \quad (7f)$$

对它们采取差分近似, 相应的差分方程可表示为

$$\begin{aligned} \tilde{D}_z^{n+1/2}(i, j, k + 1/2) &= \tilde{D}_z^{n-1/2}(i, j, k + 1/2) \\ &+ \frac{\Delta t}{x \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(H_y^n(i + 1/2, j, k + 1/2) - H_y^n(i - 1/2, j, k + 1/2) \right. \\ &\quad \left. - H_x^n(i, j + 1/2, k + 1/2) + H_x^n(i, j - 1/2, k + 1/2) \right), \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+1}(i + 1/2, j + 1/2, k) &= H_z^{n-1}(i + 1/2, j + 1/2, k) \\ &- \frac{\Delta t}{x \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\tilde{E}_y^{n+1/2}(i + 1, j + 1/2, k) - \tilde{E}_y^{n+1/2}(i, j + 1/2, k) \right. \\ &\quad \left. - \tilde{E}_x^{n+1/2}(i + 1/2, j + 1, k) + \tilde{E}_x^{n+1/2}(i + 1/2, j, k) \right), \end{aligned} \quad (8b)$$

这里仅以 (7c) 式和 (7f) 式的差分格式为例, 其他分量的差分格式可类似给出. Δt 和 Δx 分别为时间和空间的步长. 有关电场和磁场的空间配置可参考文献 [1~7].

\tilde{E} 的计算则比较复杂, 需要根据 (6) 式中间关系式进行推导. 考虑电导率的影响, 介电常数随频率变化的 Debye 公式可表示为

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_r + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_r}{j\omega + 1/\tau} \quad (9)$$

当参数 $\epsilon_r = 2, \epsilon_0 = 4, \tau = 0.01 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}, \tau_0 = 1 \text{ ns}$ 时, 由 (9) 式计算的复介电常数的实部和虚部随频率的变化情况如图 1 所示.

频率域中电位移和电场强度的关系可表示为

$$\tilde{D}(\omega) = \epsilon_r \tilde{E}(\omega) + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_r}{j\omega + 1/\tau} \tilde{E}(\omega). \quad (10)$$

对于第 2 项根据傅里叶变换理论, 频率域中的 $1/j$ 为时间域中的积分; 对于第 3 项, 在时间域中为 $\left(\left(\frac{\epsilon_0 - \epsilon_r}{\tau} \right) / \right) e^{-t/\tau}$ 和 $\tilde{E}(t)$ 的褶积形式^[14]. (10) 式由频率域变为时间域,

$$\begin{aligned} \tilde{D}(t) &= \epsilon_r \cdot \tilde{E}(t) + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_r}{\tau} \int_0^t \tilde{E}(t') dt' \\ &+ \frac{\epsilon_0 - \epsilon_r}{\tau} \int_0^t e^{-(t-t')/\tau} \tilde{E}(t') dt', \end{aligned} \quad (11)$$

将公式中的积分项在时间域进行离散, (11) 式变为

$$\tilde{D}^n = \epsilon_r \cdot \tilde{E}^n + I^n + S^n, \quad (12)$$

其中

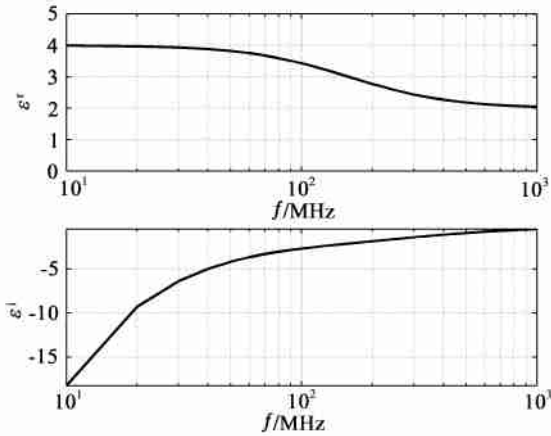


图1 复介电常数实部和虚部随频率变化的关系图
Fig. 1 Frequency-dependent complex permittivity: real and imaginary parts

$$I^n = I^{n-1} + \frac{\cdot t}{0} \cdot \tilde{E}^n, \quad (13)$$

$$S^n = e^{-t} S^{n-1} + \left(\frac{0}{r} - r \right) \cdot -t \cdot \tilde{E}^n, \quad (14)$$

上角标 n 表示第 n 时刻的值。(13)式和(14)式代入(12)式,可得

$$\tilde{E}^n = \frac{\tilde{D}^n - I^{n-1} - e^{-t} S^{n-1}}{r + \frac{\cdot t}{0} + \left(\frac{0}{r} - r \right) -t}. \quad (15)$$

这样 \tilde{E} 就可以通过迭代的方法来计算.不难发现,介质的非均匀性只有在计算 \tilde{E} 时才能表现出来. \tilde{E} 也很容易用三维标量的形式表示出来.

4 吸收边界的处理

对于 FDTD 数值模拟,吸收边界是一个很重要的方面.因为不可能对无限大的空间建模,我们只能把研究域以外的波吸收掉,从而避免了边界反射.经过近几年的发展,已经有很多用于吸收边界的技术.最为成功的还是 Berenger 的完全匹配层(PML).本文参考 Sullivan 的方法^[14],将 PML 推广到有损耗的频散介质的情况.

PML 的基本思想在于:如果波从介质 A 入射到介质 B,反射的大小是由两种介质的内部阻抗决定的,反射系数

$$= \frac{A - B}{A + B}, \quad (16)$$

其中 $\sqrt{\mu}$ 为介质的内部阻抗.通常情况下,假定 μ 为常数,因此,若一个脉冲从介电常数为 1 的介质

到介电常数为 4 的介质,阻抗的变化会引起部分波的反射.然而,如果让 μ 随 而变化,并使 保持为一常数,反射系数为零且没有反射发生,这就是 PML 的第 1 个要求.这还不足以解决我们的问题,因为脉冲还会在新的介质中传播,还会到达计算边界.因此,吸收材料应该是具有损耗的,这样脉冲在到达边界之前逐渐消失,这就是 PML 的第 2 个要求.这个过程是通过使 μ 和 都变成复数来实现的,虚部代表了衰减部分.以 TM 波的情况为例,频率域中各场之间的关系可表示为

$$j \tilde{D}_z = c_0 \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right), \quad (17a)$$

$$\tilde{D}_z(\cdot) = r^*(\cdot) \cdot \tilde{E}_z(\cdot), \quad (17b)$$

$$j H_x = -c_0 \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial y}, \quad (17c)$$

$$j H_y = -c_0 \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial x}. \quad (17d)$$

可以看出,由于采用标准化单位,(17)式中消除了 μ 和 , c_0 为真空中的光速.为了实现 PML,我们增加假想的介电常数和磁导率 ϵ_z^* , μ_{Fx}^* 和 μ_{Fy}^* :

$$j \tilde{D}_z \cdot \epsilon_z^*(x) \cdot \epsilon_z^*(y) = c_0 \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right), \quad (18a)$$

$$\tilde{D}_z(\cdot) = r^*(\cdot) \cdot \tilde{E}_z(\cdot), \quad (18b)$$

$$j H_x \cdot \mu_{Fx}^*(x) \cdot \mu_{Fx}^*(y) = -c_0 \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial y}, \quad (18c)$$

$$j H_y \cdot \mu_{Fy}^*(x) \cdot \mu_{Fy}^*(y) = -c_0 \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial x}. \quad (18d)$$

值得注意的是,为了实现 PML 而增加的这些假想参数和真正的介质参数 $r^*(\cdot)$ 无关,因而这种匹配层适于频散介质.

假定复介电常数和磁导率为如下形式:

$$\epsilon_m^* = \epsilon_m + \frac{Dm}{j \cdot 0} \quad m = x, y, \quad (19a)$$

$$\mu_{Fm}^* = \mu_{Fm} + \frac{Hm}{j \cdot \mu_0} \quad m = x, y, \quad (19b)$$

这里 Dm , Hm 为 PML 中分别对应电场和磁场的计算而假想的电导率.如果选择以下关系:

$$\epsilon_m = \mu_{Fm} = 1, \quad (20a)$$

$$\frac{Dm}{0} = \frac{Hm}{\mu_0} = \frac{D}{0}, \quad (20b)$$

则有

$$0 = m = \sqrt{\frac{\mu_{Fx}^*}{\epsilon_x^*}} = \sqrt{\frac{1 + (x)/j \cdot 0}{1 + (x)/j \cdot 0}} = 1. \quad (21)$$

这里 μ_m 为 PML 中的内部阻抗. 这样, PML 的第 1 个要求就得到满足. 如果假想的电导率 $\sigma(x)$ 进入 PML 后逐渐增加, 式 (18a)、(18c) 和式 (18d) 将会使得 \tilde{D}_z 和 H_y 快速衰减, 这样 PML 的第 2 个条件也得到满足.

对于 TE 波可用同样的方法来实现, 通过组合 TM 和 TE 波, 我们可以建立起三维空间的吸收边界条件.

在 FDID 计算时, 计算域包括中间模型区域和四周吸收边界区域. 模型区域的物理参数必须和实际情况一致, 如本文中为频散介质参数; 而吸收边界区域的介质为假想的实际中不存在的介质, 其物理参数是为了实现吸收边界而采取的纯数学性的参数, 其目的主要是吸收和消耗入射波, 不必具有相同的量纲, 也不必是频散的. 尽管如此, (19) 式中的量具有物理意义, 为假想介质的相对介电常数和相对磁导率, 并且式中量纲是匹配的.

5 计算实例

在以上研究的基础上, 我们开发了三维频散介质中电磁波数值模拟的 FDID 源代码. 考虑到本文研究的主要目的是 FDID 算法及雷达波的传播和反射特征, 因而没有考虑具体的天线, 而是采用点电偶极子源, 激励波形为高斯脉冲. 结合实际情况, 我们给出一些计算实例.

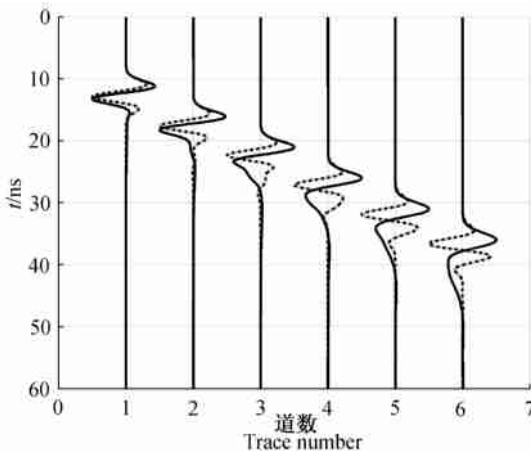


图 2 频散介质 (实线) 和非频散介质 (虚线) 中模拟信号比较
Fig. 2 Comparison of simulated signals in the dispersive medium (solid line) and non-dispersive medium (dashed line)

首先比较均匀频散介质和非频散介质情况下波的传播情况. 介质参数为 $\epsilon_r = 2$, $\epsilon_r^0 = 3.5$, $\sigma = 0.001 \text{ S m}^{-1}$, $\tau = 2 \text{ ns}$, 发射和接收器的距离依次为 1, 2,

..., 6 m. 图 2 所示为均匀介质中所测得的信号. 为了显示方便, 这里各道信号都利用本道信号最大幅度进行了标准化. 事实上, 各道信号的最大振幅是不同的, 频散介质中各道最大振幅为 0.0058、0.0026、0.0015、0.0010、0.0008、0.0006, 非频散介质中各道最大振幅为 0.0032、0.0007、0.0002、0.00009、0.00004、0.00002. 从相位上看, 随着距离的增加, 频散介质的作用变得越明显, 信号子波变得越来越宽, 而非频散介质中的信号宽度则无大的变化. 这说明频散介质中信号的分辨率有所降低. 从振幅上看, 电磁波衰减在频散介质中比在普通介质中要快得多.

第 2 个例子考虑地下水平层情况. 如图 3 所示, 地层共分为两层, 介质 1 的参数为 $\epsilon_r = 2$, $\epsilon_r^0 = 4$, $\sigma = 0.001 \text{ S m}^{-1}$, $\tau = 5 \text{ ns}$, 介质 2 的参数为 $\epsilon_r = 4$, $\epsilon_r^0 = 7$, $\sigma = 0.005 \text{ S m}^{-1}$, $\tau = 6 \text{ ns}$, 地层界面距地面的距离为 2.5 m. 这里采用共发射源的测量方式, 发射器和接收器的排列方式如图 3 所示, 发射器和接收器分别用字母 T 和 R 表示, 发射器和第 1 个接收器之

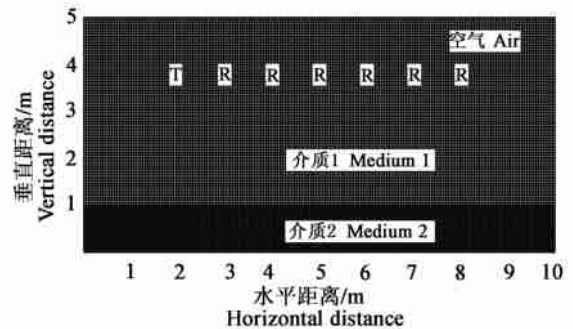


图 3 水平层状介质的计算模型
Fig. 3 Horizontal layered model for calculation

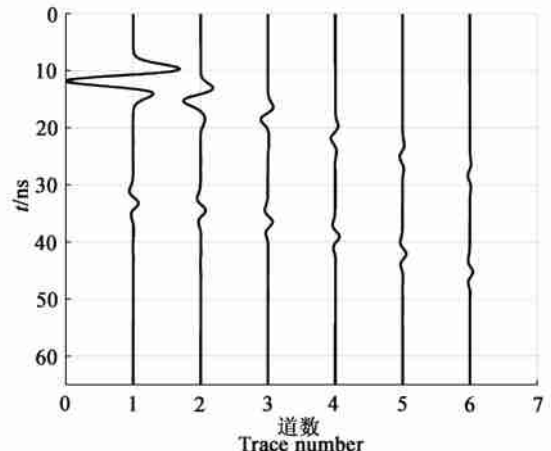


图 4 水平层状介质情况下数值模拟的总场和散射场信号
Fig. 4 Simulated total fields and scattered fields for the horizontal layered medium

间的距离为 1 m,各个接收器之间的距离为 1 m.接收的总场信号和散射信号如图 4 所示.这里各道信号都利用第 1 道信号最大幅度进行了标准化,且对散射信号做了放大处理.可以看出,反射信号组成的同相轴呈双曲线型,且随着源距的增加信号幅度急剧减小.信号在频散介质中比在非频散介质中衰减厉害.

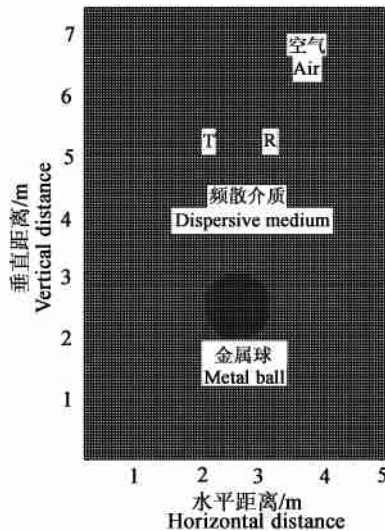


图 5 频散介质中的金属球模型

Fig. 5 Metal ball model in the dispersive medium

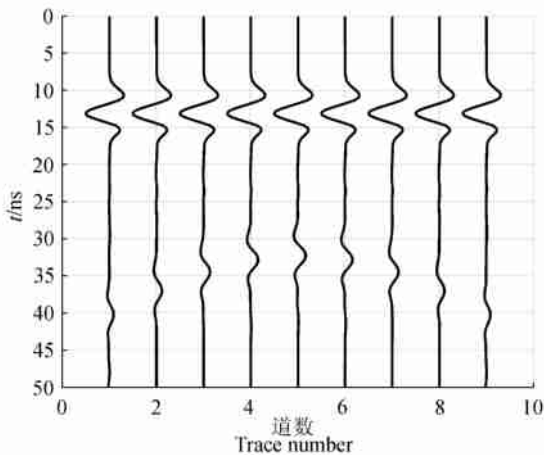


图 6 频散介质中金属球模型对应的数值模拟的总场和散射场信号

Fig. 6 Simulated total and scattered fields for a metal ball model in the dispersive medium

第 3 个例子考虑频散介质中的金属球的情况.如图 5 所示,直径 1 m 的金属球埋设于地下 2.5 m 深处.介质的参数为 $\epsilon_r = 3.2$, $\epsilon_r^0 = 3.95$, $\sigma = 0.000397 \text{ S m}^{-1}$, $\tau = 2.71 \text{ ns}$.这里采用共偏移距方式进行测量,地面测线从球的正上方穿过,发射天线

和接收天线的间距为 1 m,水平方向移动步长为 0.5 m.数值模拟的总场信号和散射信号如图 6 所示,这里各道信号都利用第 1 道信号的最大幅度进行了标准化,且对散射信号做了相应放大处理.可以看出,在总场信号中,直达波占主导地位.散射信号相对于直达波信号来说非常微弱,其对应的同相轴呈双曲线分布.

6 结 论

通过对电位移 D 和电场强度 E 进行标准化,随频率变化的介电常数只反映在计算电场强度的过程中.由 Debye 公式给出了频率域中电位移 D 和电场强度 E 之间的关系,进而给出计算频散介质的电场强度 E 的递归迭代方法.在吸收边界中增加假想的介电常数和磁导率,当假想的参数满足一些条件时,电磁波不会发生反射,在介质中设定逐渐增加的电导率,能实现波的快速衰减.该边界条件克服了过去实现 PML 时由于场的分裂所带来的复杂的计算和编程的问题.我们给出了一些计算实例,得出了非常好的效果. FDTD 可以模拟频散介质中地质雷达的问题.

参考文献 (References)

- [1] 李大心. 探地雷达方法与应用. 北京:地质出版社,1994
Li D X. Method and Application of GPR (in Chinese). Beijing: Geological Publishing House, 1994
- [2] 刘四新,佐藤源之. 井中雷达的数值模拟. 吉林大学学报(地球科学版), 2003, 33(4): 545 ~ 550
Liu S X, Sato M. Simulation of borehole radar. *Journal of Jilin University: Earth Science Edition* (in Chinese), 2003, 33(4): 545 ~ 550
- [3] 刘四新. 二维圆柱坐标下 FDTD 法对多频电磁波测井的数值模拟. 吉林大学学报(地球科学版), 2004, 34(2): 283 ~ 286
Liu S X. Multi-frequency electromagnetic well logging simulation by 2-D cylindrical FDTD. *Journal of Jilin University: Earth Science Edition* (in Chinese), 2004, 34(2): 283 ~ 286
- [4] Debroux R S. 3D modeling of the electromagnetic response of geophysical targets using the FDTD method. *Geophysical Prospecting*, 1996, 44(6): 457 ~ 468
- [5] Holliger K, Bergmann T. Accurate and efficient FDTD modeling of Ground-penetrating Radar antenna radiation. *Geophysical Research Letters*, 1998, 25(20): 3883 ~ 3996
- [6] Liu S X, Sato M. Transient radiation from an unloaded, finite dipole antenna in a borehole: experimental and numerical results. *Geophysics*, 2005, 70(6): k43 ~ k51
- [7] Luebbers R J, Hunsberger F. FDTD for N th-order dispersive media. *IEEE Transaction on Antenna and Propagation*, 1992, 40(11):

- 1297 ~ 1031
- [8] David F, Kelley R J, Luebbers. Piecewise linear recursive convolution for dispersive media using FDTD. *IEEE Transaction on Antenna and Propagation*, 1992, **40**(11): 792 ~ 797
- [9] Uno T. Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetic Field and Antenna Analysis. Japan: CORONA Publishing Co. LTD., 1998
- [10] Teixeira F L, Chew W C, Straka M, et al. Finite-difference time-domain simulation of Ground Penetrating Radar on dispersive, inhomogeneous, and conductive soils. *IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, 1998, **36**(6): 1928 ~ 1937
- [11] Fan G X, Liu Q H. A 3D PML-FDTD algorithm for simulating Ground-penetrating Radar on dispersive Earth media. Proceeding of 7th International Conference on Ground Penetrating Radar. 1998. 579 ~ 584
- [12] Liu Q H, Fan G X. A frequency-dependent PSTID algorithm for general dispersive media. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 1999, **9**(2): 51 ~ 53
- [13] Liu Q H, Fan G X. Simulation of GPR in dispersive media using a frequency-dependent PSTID algorithm. *IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, 1999, **37**(5): 2317 ~ 2324
- [14] Sullivan D M. Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method. New York: IEEE Press, 2000
- [15] Berenger J P. Perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 1994, **114**(10): 185 ~ 200
- [16] 达耶夫. 高频电磁测井方法. 耿秀文, 赵耀五, 卢达译. 北京: 石油工业出版社, 1981
- Daev D C. High-Frequency Electromagnetic Logging Method (in Chinese). Translated by Gen X W, Zhao Y W, Lu D. Beijing: Petroleum Industry Press, 1981

(本文编辑 何燕)

www.cnki.net