

文章编号:1671-6833(2015)04-0087-05

# 路面结构中探地雷达传播精确高效数值模型

方宏远<sup>1,2</sup>, 李 健<sup>1</sup>, 钟燕辉<sup>1,2</sup>, 王复明<sup>1,2</sup>

(1. 郑州大学 水利与环境学院, 河南 郑州 450001; 2. 水利与交通基础设施安全防护河南省协同创新中心, 河南 郑州 450001)

**摘 要:** 探地雷达(GPR)目前已经广泛应用于路面质量评价中,通过对 GPR 回波信号进行反演分析可以得到路面各层材料的厚度、介电常数等指标. 构建探地雷达电磁波在路面结构层中传播的精确高效数值模型是保证反演精度和反演速度的关键. 基于精细积分方法建立探地雷达电磁波在层状结构中传播的数值模型,该模型可精确模拟层状介质中探地雷达电磁波的传播过程. 数值计算结果表明,模拟信号在波幅、时延等关键指标方面与实测波形吻合良好. 此外,相比于传统时域有限差分方法,同等精度下,本算法可节省约 40% 的计算时间.

**关键词:** 层状结构;质量评价;电磁波;精细积分;数值模型

**中图分类号:** U412. 6 **文献标志码:** A **doi:**10. 3969/j. issn. 1671-6833. 2015. 04. 020

## 0 引言

近年来,探地雷达凭借快速、连续、无破损等优点已经广泛应用于道路工程质量检测中. 精确测得路面结构各层材料的介电参数,是保证检测质量的关键之一. 获取材料介电参数的方法一般有两种:①检测法,即选取代表点钻芯取样,测试其介电参数,以检测结果作为一段距离内道路材料的介电参数,这种以点代面的方法不能反映整体路面材料介电特性;②反演方法,即基于探地雷达实测回波信号,利用优化算法反算路面结构层参数,这种方法检测精度高,广泛应用于探地雷达检测中. 基于实测信号反演路面结构层参数的关键步骤之一就是建立探地雷达电磁波在路面结构层中传播的精确高效数值模型. 传统模拟探地雷达电磁波在地下结构中传播的方法有很多,主要包括传递矩阵方法<sup>[1]</sup>、射线追踪方法<sup>[2]</sup>、时域伪谱方法<sup>[3]</sup>、无网格方法<sup>[4]</sup>、时域有限差分方法(FDTD)<sup>[5]</sup>、ADI-FDTD 方法<sup>[6]</sup>等. 这些方法虽然都可以模拟探地雷达电磁波在层状结构中的传播,但也存在一些问题. 比如传递矩阵方法对于有耗介质容易出现指数溢出问题,时域有限差分方

法受到 CFL 稳定条件的限制,计算效率受到制约,ADI-FDTD 方法虽然打破了 CFL 条件的制约,但过大的时间步长会导致数值色散性显著增加. 基于边值问题的精细积分方法是一种无条件稳定的高精度数值算法,其数值精度可以达到计算机意义上的解析解,且非常适合求解层状结构中波动问题<sup>[7-8]</sup>. 笔者采用精细积分方法建立探地雷达电磁波在路面结构层中传播的数值模型. 并通过与 FDTD 方法以及实测回波信号进行对比,验证笔者所建数值模型的精度和效率.

## 1 控制方程

探地雷达电磁波在层状结构中传播过程如图 1 所示,发射天线向路面结构层发射电磁脉冲,电磁波在路面结构中遇到介质分界面发生反射和透射,反射波到达地表后由接收天线接收. 探地雷达电磁波在层状结构中的传播过程满足 Maxwell 方程组,由电磁场理论可知,二维各向同性介质中,频域 TE 波方程可以表示为

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \left( i\omega\mu + \sigma_m - \frac{1}{i\omega\varepsilon + \sigma} \right) \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}. \quad (1)$$

**收稿日期:**2014-12-17;**修订日期:**2015-01-28

**基金项目:**国家自然科学基金资助项目(41404096,51378473);中国博士后科学基金资助项目(2013M541996),河南省科学技术重点研究项目(14A580003,15A580005);河南省科技创新人才计划(124200510020);河南省高校科技创新团队支持计划(14IRTSTHN027)

**作者简介:**方宏远(1982-),男,河南郑州人,郑州大学讲师,博士,主要从事岩土工程无损检测与快速修复技术研究, E-mail:fanghongyuan1982@163.com.

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = (i\omega\epsilon + \sigma) E_x. \quad (2)$$

式中:  $H$  表示磁场;  $E$  表示电场;  $\epsilon$  表示介电常数;  $\sigma$  表示电导率;  $\sigma_m$  表示导磁率;  $\mu$  表示磁导率;  $\omega$  表示角频率;  $i$  表示虚数单位.

平面问题中电场和磁场的频域列式可写为

$$E(x, z) = E(z) \cdot \exp(ikx). \quad (3)$$

$$H(x, z) = H(z) \cdot \exp(ikx). \quad (4)$$

式中:  $k$  表示波数.

将式(3)、(4)代入方程(1)、(2)中可得:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \left( i\omega\mu + \sigma_m + \frac{k^2}{i\omega\epsilon + \sigma} \right) H_y. \quad (5)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = (i\omega\epsilon + \sigma) E_x. \quad (6)$$

方程(5)和(6)可表示为

$$\mathbf{v}' = \mathbf{T}\mathbf{v}. \quad (7)$$

式中:  $\mathbf{v} = [E_x, H_y]^T$ ;  $\mathbf{v}'$  表示向量  $\mathbf{v}$  对  $z$  的偏导数;  $\mathbf{T}$  为  $2 \times 2$  矩阵, 矩阵元素为  $T_{11} = T_{22} = 0$ ,  $T_{12} = \sigma_m + i\omega\mu + k^2/(i\omega\epsilon + \sigma)$ ,  $T_{21} = \sigma + i\omega\epsilon$ .

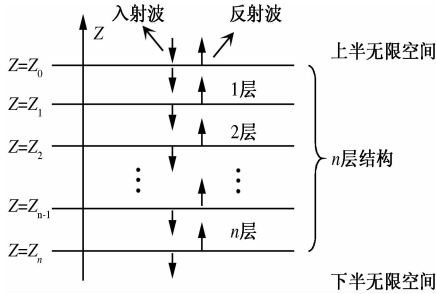


图1 层状结构中探地雷达电磁波传播示意图

Fig.1 Diagram of GPR wave propagation in layered structure

## 2 基于边值问题的精细积分方法

对于线性系统,任意区间  $[z_a, z_b]$  满足:

$$E_b = FE_a - GH_b. \quad (8)$$

$$H_a = QE_a + PH_b. \quad (9)$$

式中:  $E_a$  和  $H_a$  表示  $z = z_a$  处的电场和磁场;  $E_b$  和  $H_b$  表示  $z = z_b$  处的电场和磁场, 为方便描述, 省略电场下标  $x$  和磁场下标  $y$ ;  $F, G, P$  和  $Q$  为待求的复数变量, 其值仅与  $z_a$  和  $z_b$  相关.

假设  $E_a$  和  $H_a$  已知, 将方程(8)和(9)对  $z_b$  求导可得:

$$E'_b = F'E_a - G'H_b - GH'_b; \quad (10)$$

$$0 = Q'E_a + P'H_b + PH'_b. \quad (11)$$

$z_b$  端的控制方程可以表示为

$$E'_b = T_{11}E_b + T_{12}H_b. \quad (12)$$

$$H'_b = T_{21}E_b + T_{22}H_b. \quad (13)$$

联立方程(8)~(13)可得:

$$(F' - T_{11}F - GT_{21}F)E_a + (-G' - T_{12} - GT_{22} + T_{11}G + GT_{21}G)H_b = 0. \quad (14)$$

$$(Q' + PT_{21}F)E_a + (-PT_{21}G + P' + PT_{22})H_b = 0. \quad (15)$$

由于变量  $E_a$  和  $H_b$  是相互独立不相关的任意变量, 方程(14)与(15)如果恒成立, 那么  $E_a$  和  $H_b$  的系数必须为0, 由此可得:

$$\begin{cases} F' = T_{11}F + GT_{21}F; \\ P' = PT_{21}G - PT_{22}; \\ G' = -T_{12} - GT_{22} + T_{11}G + GT_{21}G; \\ Q' = -PT_{21}F. \end{cases} \quad (16)$$

### 2.1 相邻区段方程的组装

对于区段  $[z_a, z_b]$  和  $[z_b, z_c]$ , 满足方程(8)和(9):

$$E_b = F_1E_a - G_1H_b; \quad (17)$$

$$H_a = Q_1E_a + P_1H_b; \quad (18)$$

$$E_c = F_2E_b - G_2H_c; \quad (19)$$

$$H_b = Q_2E_b + P_2H_c. \quad (20)$$

对于合并后的区段  $[z_a, z_c]$ , 也应满足方程(8)和(9):

$$E_c = F_cE_a - G_cH_c; \quad (21)$$

$$H_a = Q_cE_a + P_cH_c. \quad (22)$$

联立方程(17)和(20)解得:

$$E_b = (1 + G_1Q_2)^{-1}F_1E_a - (G_1^{-1} + Q_2)^{-1}P_2H_c; \quad (23)$$

$$H_b = (Q_2^{-1} + G_1)^{-1}F_1E_a - (1 + Q_2G_1)^{-1}P_2H_c. \quad (24)$$

将方程(23)和(24)代入方程(18)和(21)整理可得:

$$E_c = F_2(1 + G_1Q_2)^{-1}F_1E_a - [G_2 + F_2(G_1^{-1} + Q_2)^{-1}P_2]H_c; \quad (25)$$

$$H_a = [Q_1 + P_1(Q_2^{-1} + G_1)^{-1}F]E_a + P_1(1 + Q_2G_1)^{-1}P_2H_c. \quad (26)$$

对比方程(19)、(20)和方程(25)、(26)左右端项可得区段变量合并方程组(27):

$$\begin{cases} F_c = F_2(1 + G_1Q_2)^{-1}F_1; \\ G_c = G_2 + F_2(G_1^{-1} + Q_2)^{-1}P_2; \\ Q_c = Q_1 + P_1(Q_2^{-1} + G_1)^{-1}F_1; \\ P_c = P_1(1 + Q_2G_1)^{-1}P_2. \end{cases} \quad (27)$$

### 2.2 区段变量计算

方程(27)给出了由相邻区段  $[z_a, z_b]$  和

$[z_b, z_c]$  区段变量  $F_1, G_1, P_1, Q_1$  和  $F_2, G_2, P_2, Q_2$  求解合并后区段  $[z_a, z_c]$  区段变量  $F_c, G_c, P_c, Q_c$  的方法,但是如何求解初始区段变量  $F_1, G_1, P_1, Q_1$  和  $F_2, G_2, P_2, Q_2$  仍然未知。

假设任意一层介质  $i$ , 其厚度  $d_i = z_i - z_{i-1}$ , 首先将其划分为  $2^M$  ( $M$  为正整数) 等厚子层, 厚度  $d_i^{\text{sub}} = d_i/2^M$ , 然后再将每个子层分为  $2^N$  ( $N$  一般取 20) 等厚的微层, 微层层厚  $t = d_i^{\text{sub}}/2^N$ , 由于此时层厚  $t$  非常小, 微层的区段变量  $F, G, P$  和  $Q$  可由泰勒级数展开求得

$$\begin{cases} Q(t) = q_1 t + q_2 t^2 + q_3 t^3 + q_4 t^4; \\ G(t) = g_1 t + g_2 t^2 + g_3 t^3 + g_4 t^4; \\ F'(t) = j_1 t + j_2 t^2 + j_3 t^3 + j_4 t^4; \\ P'(t) = y_1 t + y_2 t^2 + y_3 t^3 + y_4 t^4; \\ F(t) = 1 + F'(t); \\ P(t) = 1 + P'(t). \end{cases} \quad (28)$$

式中:  $q_i, g_i, j_i, y_i$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ) 为复数变量。

将方程 (28) 代入方程 (16) 对比各阶系数可得:

$$\begin{cases} q_1 = -T_{21}; g_1 = -T_{12}; j_1 = T_{11}, y_1 = -T_{22}; \\ q_2 = -(y_1 T_{21} + T_{21} j_1)/2; \\ g_2 = (T_{11} g_1 - g_1 T_{22})/2; \\ j_2 = (T_{11} j_1 + g_1 T_{21})/2; y_2 = (T_{21} g_1 - y_1 T_{22})/2; \\ q_3 = -(y_2 T_{21} + T_{21} j_2 + y_1 T_{21} j_1)/3; \\ g_3 = (T_{11} g_2 - g_2 T_{22} + g_1 T_{21} g_1)/3; \\ j_3 = (T_{11} j_2 + g_2 T_{21} + g_1 T_{21} j_1)/3; \\ y_3 = (T_{21} g_2 + y_1 T_{21} g_1 - y_2 T_{22})/3; \\ q_4 = -(y_3 T_{21} + T_{21} j_3 + y_2 T_{21} j_1 + y_1 T_{21} j_2)/4; \\ g_4 = (T_{11} g_3 - g_3 T_{22} + g_2 T_{21} g_1 + g_1 T_{21} g_2)/4; \\ j_4 = (T_{11} j_3 + g_3 T_{21} + g_2 T_{21} j_1 + g_1 T_{21} j_2)/4; \\ y_4 = (T_{21} g_3 + y_1 T_{21} g_2 + y_2 T_{21} g_1 - y_3 T_{22})/4. \end{cases} \quad (29)$$

这里应注意, 由于  $t$  非常小, 导致  $P'(t)$  和  $F'(t)$  非常小, 由于计算机存在截断误差, 直接将  $P'(t)$  和  $F'(t)$  与 1 相加会导致精度损失殆尽, 因此需对  $P'(t)$  和  $F'(t)$  进行单独储存计算, 方程 (30) 为:

$$\begin{cases} F'_c = (F'_2 - G_1 Q_2/2)(1 + G_1 Q_2)^{-1} + \\ (1 + G_1 Q_2)^{-1}(F'_1 - G_1 Q_2/2) + F'_2(1 + G_1 Q_2)^{-1} F'_1; \\ P'_c = (P'_1 - G_1 Q_2/2)(1 + G_1 Q_2)^{-1} + \\ (1 + G_1 Q_2)^{-1}(P'_1 - G_1 Q_2/2) + P'_1(1 + G_1 Q_2)^{-1} P'_2; \\ G_c = G_2 + (1 + F'_2)(+Q_2)^{-1}(1 + P'_2); \\ Q_c = Q_1 + (1 + P'_1)(+G_1)^{-1}(1 + F'_1). \end{cases} \quad (30)$$

得到微层区段变量  $F_t, G_t, P_t$  和  $Q_t$  后, 利用方程 (30) 即可求出合并区段矩阵  $F_c, G_c, P_c$  和  $Q_c$ , 由于同一介质层内参数相同, 所以每次合并后, 层数会减少一半, 经过  $N$  次合并后即可得到子层的区段变量  $F_{\text{sub}}, G_{\text{sub}}, P_{\text{sub}}$  和  $Q_{\text{sub}}$ , 然后利用子层区段变量合并求得层  $i$  的区段变量  $F_i, G_i, P_i$  和  $Q_i$ , 这里需要说明的是, 此时层厚已经不是一个很小的数, 可以采用式 (27) 进行合并计算. 以此类推求得各层的区段矩阵, 然后再利用式 (27) 合并得到整个  $n$  层结构的区段变量  $F_{\text{total}}, G_{\text{total}}, P_{\text{total}}$  和  $Q_{\text{total}}$ .

### 3 激励源设置与边界条件

#### 3.1 激励源设置

设入射波源为第 1 层介质和上半无限空间分界面处 ( $z = z_0$ ) 处电场和磁场的间断, 即

$$\begin{cases} E(k, \omega, z_0^+) + E_m(k, \omega) = E(k, \omega, z_0^-); \\ H(k, \omega, z_0^+) + H_m(k, \omega) = H(k, \omega, z_0^-). \end{cases} \quad (31)$$

式中:  $E_m(k, \omega)$  和  $H_m(k, \omega)$  分别为电场和磁场的间断值.  $z_0^+$  表示  $z$  轴正方向一侧  $z = z_0$  界面,  $z_0^-$  表示  $z$  轴负方向一侧  $z = z_0$  界面。

#### 3.2 上部边界条件

如图 1 所示,  $n$  层结构上部为半无限空间, 其状态方程可以表示为:

$$\dot{\mathbf{v}}_u = \mathbf{T}_u \cdot \mathbf{v}_u = \mathbf{M}_u \mathbf{A}_u \mathbf{M}_u^{-1} \mathbf{v}_u. \quad (32)$$

式中: 下标  $u$  代表上半无限空间介质;  $\mathbf{A}_u = \text{diag}(\lambda_{u1}, \lambda_{u2})$  代表矩阵  $\mathbf{T}_u$  的特征值矩阵;  $\mathbf{M}_u = (\alpha_{u1}, \alpha_{u2})$  代表相应特征向量矩阵;  $\alpha_{ui}$  ( $i=1, 2$ ) 为对应于特征值  $\lambda_{ui}$  的特征向量. 这里需注意特征值的排序, 应保持第一行特征值  $\lambda_{u1}$  为正, 对应于沿  $z$  轴向上传播的波, 第二行的特征值  $\lambda_{u2}$  为负, 对应于沿  $z$  轴向下传播的波。

设  $\mathbf{b}_u(z) = \mathbf{M}_u^{-1} \mathbf{v}_u(z)$ , 方程 (32) 可化为:

$$\dot{\mathbf{b}}_u = \mathbf{A}_u \mathbf{b}_u. \quad (33)$$

由一阶常微分方程理论可知, 方程 (33) 的解可以表示为

$$\mathbf{b}_u(z) = \exp[\mathbf{A}_u(z - z_0)] \cdot \mathbf{b}_u(z_0), \quad z > z_0. \quad (34)$$

其中  $\mathbf{b}_u(z_0)$  是  $2 \times 1$  向量, 第一行变量表示向上传播的波, 第二行变量表示向下传播的波. 对于上半无限空间来讲, 不存在向下传播的波, 即  $\mathbf{b}_u(z_0)$  第二行为 0, 因此,

$$\mathbf{v}_0^+ = \mathbf{M}_u \cdot \begin{Bmatrix} b_{u1} \\ 0 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{u11} & a_{u21} \\ a_{u12} & a_{u22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} b_{u1} \\ 0 \end{Bmatrix}. \quad (35)$$

式中:下标 0 代表向量  $\mathbf{v}$  在  $z = z_0$  处的值,  $b_{u1}$  代表  $\mathbf{b}_u(z_0)$  中第一行元素. 联立求解方程(35)可得上半无限空间辐射边界条件:

$$\begin{cases} H_0^+ = R_u \cdot E_0^+; \\ R_u = a_{u12} \cdot a_{u11}^{-1}. \end{cases} \quad (36)$$

3.3 下部边界条件

类似的下半无限空间的解可表示为

$$\mathbf{b}_d(z) = \exp[\mathbf{A}_d(z_d - z)] \cdot \mathbf{b}_d(z_n), \quad z < z_n. \quad (37)$$

式中:下标 d 表示下半无限空间介质,由于下半无限空间中没有有上传播的波,即  $\mathbf{b}_d(z_n)$  的第一行元素为 0,即:

$$\mathbf{v}_n^- = \begin{bmatrix} a_{d11} & a_{d21} \\ a_{d12} & a_{d22} \end{bmatrix} \left\{ \begin{matrix} 0 \\ b_{d2} \end{matrix} \right\}. \quad (38)$$

式中:下标 n 代表向量  $\mathbf{v}$  在  $z = z_n$  处的值,  $b_{d2}$  代表  $\mathbf{b}_d(z_n)$  中第二行元素. 求解方程(38),可得下半空间辐射边界条件:

$$H_n^- = R_d \cdot E_n^-, R_d = a_{d22} \cdot a_{d21}^{-1}. \quad (39)$$

精细积分算法计算流程图如图 2 所示.

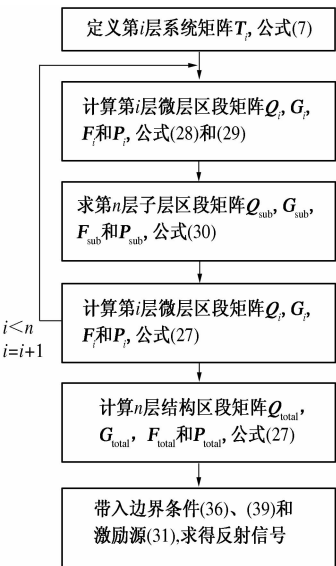


图 2 精细积分算法计算流程图

Fig.2 Flow chat of PIM

4 数值算例

(1)单层结构反射系数. 通过一个单层结构来验证本算法的精度,设入射波方向与介质分界面垂直. 即电场与磁场强度与波数  $k$  不相关,那么方程(7)系统矩阵可简化为  $T_{11} = T_{22} = 0, T_{12} = \sigma_m + i\omega\mu, T_{21} = \sigma + i\omega\varepsilon$ . 式(31)中电场和磁场的间断值可简化为  $E_m(\omega)$  和  $H_m(\omega)$ .

设单层结构介质相对介电常数取 9,电导率取 0.02 s/m,上部半无限空间介质相对介电常数

取 1,电导率为 0,下半无限空间介质相对介电常数取 30,电导率取 0.05 s/m. 所有介质磁导率都等于真空磁导率. 表 1 给出了单层结构上表面处的反射系数,

由表 1 可知,精细积分算法的计算精度与可以达到计算机意义上的解析解.

表 1 单层结构反射系数计算结果

Tab.1 Reflection coefficients of single layered structure

频率/ GHz	介电常数实部		介电常数虚部	
	解析解	精细积分	解析解	精细积分
0.1	-0.742 372	-0.742 372	0.206 031	0.206 031
1.0	-0.637 720	-0.637 720	0.082 940	0.082 940
10.0	-0.653 736	-0.653 736	0.022 649	0.022 649
50.0	-0.610 597	-0.610 597	0.091 071	0.091 071

(2)四层半刚性路面结构. 表 2 给出了四层半刚性路面结构介电参数取值(基于系统识别方法反演获得). 图 3 为时域入射波信号,由金属板反射试验获得. 图 4 和图 5 分别给出了基于精细积分方法和 FDTD 方法得到的模拟波形和实测波形的对比图.

表 2 四层半刚性路面结构参数设置统计表

Tab.2 Parameters of four-layer semi-rigid pavement

介质	相对介电常数	电导率/ (s · m <sup>-1</sup> )	磁导率/ (F · m <sup>-1</sup> )	导磁率/ (Ω · m <sup>-1</sup> )	厚度/ m
空气	1	0	μ <sub>0</sub>	0	∞
面层	6	0.02	μ <sub>0</sub>	0	20
基层	13	0.02	μ <sub>0</sub>	0	20
底基层	13	0.05	μ <sub>0</sub>	0	35
土基	15	0.05	μ <sub>0</sub>	0	∞

注:表中 μ<sub>0</sub> 代表真空磁导率.

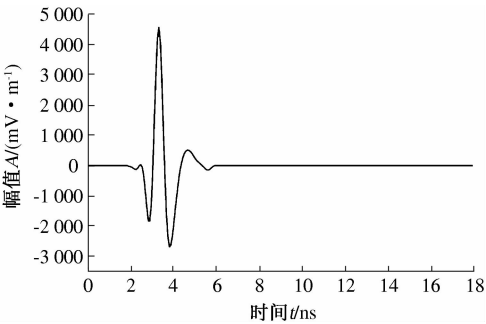


图 3 入射波形

Fig.2 Incident wave

由图 4 和图 5 可知,两种方法计算结果与实测波形基本吻合,但计算时间精细积分方法需要 0.417 3 s,FDTD 方法需要 0.589 5 s,精细积分方法计算效率比传统 FDTD 方法高 40% 左右.

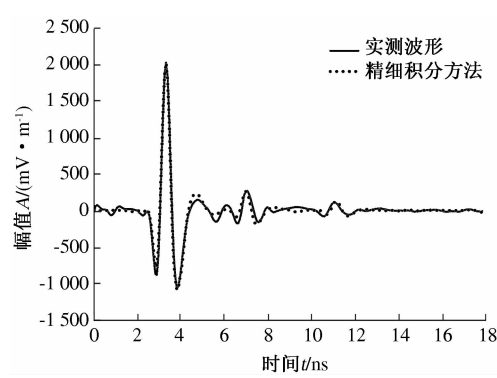


图 4 精细积分方法模拟结果与实测波形对比图

Fig.4 Comparison of the PIM and measured waveform

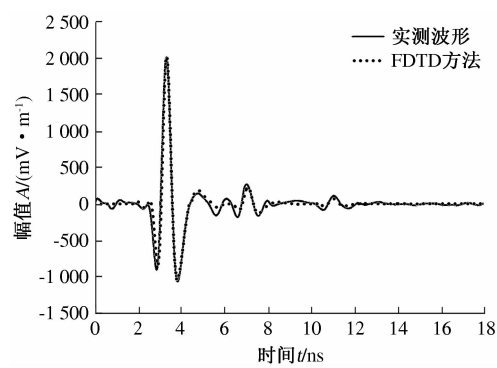


图 5 时域有限差分方法模拟结果与实测波形对比图

Fig.5 Comparison of FDTD and measured waveform

5 结论

笔者基于两端边值问题精细积分方法建立层状结构中探地雷达电磁波传播数值模型,该模型可以精确模拟探地雷达电磁波在层状结构中的传播过程.通过与路面实测探地雷达回波信号对比可知,模拟波形在波幅、时延等方面与实测波形吻合良好.此外,相比于传统时域有限差分方法,同

等精度下,本算法可节省约 40% 的计算时间.

参考文献:

[1] 郑宏兴,葛德彪. 广义传播矩阵法分析分层各向异性材料对电磁波的反射与透射[J]. 物理学报, 2000, 49(9): 1702 – 1706.

[2] HUANG Yue-qin, ZHANG Jian-zhong, LIU Qing-huo. Three-dimensional GPR ray tracing based on wavefront expansion with irregular cells [J]. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 2011, 49(2): 679 – 687.

[3] FAN Guo-xing, LIU Qing-huo, HESTHAVEN J S. Multidomain pseudospectral time-domain simulations of scattering by objects buried in lossy media [J]. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 2002, 40(6): 1366 – 1373.

[4] 冯德山,王洪华,戴前伟. 基于无单元 Galerkin 法探地雷达正演模拟[J]. 地球物理学报, 2013, 56(1): 298 – 308.

[5] IRVING J, KNIGHT R. Numerical modeling of ground penetrating radar in 2-D using MATLAB [J]. Computers & Geosciences, 2005, 32(9): 1247 – 1258.

[6] FENG De-shan, DAI Qian-wei. GPR numerical simulation of full wave field based on UPML boundary condition of ADI – FDTD [J]. NDT & E International, 2011, 44(6): 495 – 504.

[7] ZHONG Wan-xie. Combined method for the solution of asymmetric Riccati differential equations [J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2001, 191(1/2): 93 – 102.

[8] ZHONG Wan-xie, LIN Jia-hao, GAO Qiang. The precise computation for wave propagation in a stratified materials [J]. Journal for Numerical Methods in Engineering, 2004, 60: 11 – 25.

The Precise and Efficient Numerical Model for Ground Penetrating Radar (GPR) Wave Propagation in Pavement Structure

FANG Hong-yuan<sup>1,2</sup>, LI Jian<sup>1</sup>, ZHONG Yan-hui<sup>1,2</sup> WANG Fu-ming<sup>1,2</sup>

(1. School of Water Conservancy and Environment, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, China; 2. Henan Province Collaborative Innovation Center of Water Conservancy and Transportation Infrastructure Safety, Zhengzhou 450001, China)

**Abstract:** Ground Penetrating Radar (GPR) has been widely applied in pavement quality detection. Thickness and dielectric constant of pavement structure can be obtained by inverse analysis of GPR echo signal. The precise and efficient numerical model of electromagnetic wave propagation in layered pavement structure is a key for inversion. The precise integration method (PIM) is developed to simulate GPR wave propagating in layered structure in this paper. The numerical results show that simulated waveform fits well with measured signal, such as amplitude, time delay. In addition, the proposed method can save 40% CPU time compared with the traditional FDTD method.

**Key words:** layered structure; quality evaluation; electromagnetic wave; precise integration method; numerical