

一种基于数字信号处理技术的改进通用色散介质 移位算子时域有限差分方法^{*}

张玉强^{1,2)†} 葛德彪¹⁾

1) 西安电子科技大学物理系, 西安 710071)

2) 延安大学物理与电子信息学院, 延安 716000)

(2009 年 1 月 13 日收到, 2009 年 3 月 28 日收到修改稿)

借鉴数字信号处理技术中的无限脉冲响应滤波器实现的思想, 提出一种适用于通用色散介质的改进移位算子时域有限差分(shift operator finite-difference time-domain, SO-FDTD)方法. 与原 SO-FDTD 方法相比, 改进的 SO-FDTD 方法内存占用减少 33% 以上, 同时计算时间也有所减少. 最后通过一阶、二阶色散介质雷达散射截面计算验证了方法的通用性和有效性.

关键词: 时域有限差分, 色散介质, 移位算子

PACC: 4110H, 0350, 5240D

1. 引 言

因为自然界中的绝大部分介质都属于色散介质, 如水、土壤、人体组织、等离子体等, 因此, 对作用于色散介质的电磁波特性和分析一直备受人们关注. 时域有限差分(finite-difference time-domain, FDTD)方法作为一种功能强大的电磁场数值计算方法, 先后有递归卷积 FDTD(RC-FDTD)方法、辅助差分方程 FDTD(ADE-FDTD)方法和 Z 变换等多种针对色散介质的方法被提出^[1-13]. 然而, 这些方法对具体色散介质需要专门推导相应的 FDTD 递推公式, 且推导过程比较繁冗, 通用性较差.

2003 年葛德彪等^[14-18]首次提出了处理色散介质电磁问题的移位算子-时域有限差分(SO-FDTD)方法, 并很快得到了广泛应用. 在该算法中, 先将色散介质的相对介电系数写成以 $j\omega$ 为自变量的有理分式函数, 再用 $\partial/\partial t$ 代替 $j\omega$ 过渡到时域, 然后引入离散时域移位算子代替时间微分算子来处理有理分式函数形式的介电系数, 进而导出 FDTD 中电位移矢量 D 和电场强度 E 之间的关系. 该方法的优点是推导简单, 概念简明, 适于处理通用色散介质模型. 不足之处在于, 内存占用量较递归卷积方法、辅

助差分方程方法要大, 在分析较大目标时会发生困难. 本文借鉴数字信号处理(DSP)技术中无限脉冲响应滤波器设计思想, 提出一种适用于介电常数为低阶($N=1$ 和 $N=2$)有理分数形式色散介质的改进 SO-FDTD 算法, 并给出内存占用量和计算效率分析. 在此基础上进一步讨论了对介电常数为高阶($N>2$)有理分数形式时的处理方法. 改进 SO-FDTD 方法既保持原有算法的优点, 又使其内存占用量达到与递归卷积方法相同的程度, 并减少计算时间. 最后, 通过一阶、二阶色散介质雷达散射截面(RCS)计算对改进 SO-FDTD 的内存占用和计算效率等进行了验证.

2. 色散介质 SO-FDTD 递推式

对于各向同性电色散介质, Maxwell 旋度方程在无源情况时为

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (2)$$

介质本构关系为

$$B = \mu H, \quad (3)$$

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60871071)资助课题.

[†] E-mail: ya_zyq@yahoo.com.cn

$$\mathbf{D}(\omega) = \epsilon_0 \epsilon_r(\omega) \mathbf{E}(\omega). \quad (4)$$

式中 $\epsilon_r(\omega)$ 为复数相对介电系数. 可以证明 Debye, Drude 和 Lorentz 等常用色散介质模型的 $\epsilon_r(\omega)$ 总可以表示为以下有理分式函数形式^[5,6,15]:

$$\epsilon_r(\omega) = \sum_{n=0}^N p_n(j\omega)^n / \sum_{n=0}^N q_n(j\omega)^n. \quad (5)$$

采用 Yee 方式离散, 由(1)式可得 $E \rightarrow H$ 的 FDTD 更新方程, 其形式与常规 FDTD 相同. 因为介质的介电系数 $\epsilon(\omega)$ 与频率有关, (4)式所示本构关系在时域成为卷积关系, 使直接由(2)和(4)式推导 $H \rightarrow E$ 的更新方程变得复杂, 但由(2)式不难得出 $H \rightarrow D$ 的更新方程, 其形式为

$$\mathbf{D}^{n+1} = \mathbf{D}^n + \Delta t (\nabla \times \mathbf{H})^{n+1/2}. \quad (6)$$

然而, 要使 FDTD 计算进行下去, 还需要知道从 $D \rightarrow E$ 的递推式, 这可以根据(4)式所示本构关系由移位算子方法进行推导.

根据 SO-FDTD 方法^[14,17], 先利用频域到时域的算子转换关系 $j\omega \rightarrow \partial/\partial t$ 将(5)式转换为时域微分算子形式, 可得

$$\epsilon_r(\partial/\partial t) = \sum_{n=0}^N p_n(\partial/\partial t)^n / \sum_{n=0}^N q_n(\partial/\partial t)^n. \quad (7)$$

然后再利用移位算子表示的离散时域时间导数算子

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)^n \rightarrow \left(\frac{2}{\Delta t} \frac{z_t - 1}{z_t + 1}\right)^n, \quad (8)$$

将(7)式并代入(4)式(为了简单, 仅以 x 分量为例), 转换为移位算子表示的时域离散表达式, 可得

$$\begin{aligned} D_x^n \sum_{l=0}^N q_l \left\{ \frac{2}{\Delta t} [(z_t - 1)/(z_t + 1)]^l \right\} \\ = \epsilon_0 E_x^n \sum_{l=0}^N p_l \left\{ \frac{2}{\Delta t} [(z_t - 1)/(z_t + 1)]^l \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

式中 Δt 为时间离散步长, z_t 为离散时域的移位算子, 其作用是使函数 n 时刻的离散值移位到 $n+1$ 时刻的离散值. 最后, 将式(9)整理后可得

$$E_x^{n+1} = \frac{1}{b_0} \left[\sum_{l=0}^N (a_l/\epsilon_0) D_x^{n+1-l} - \sum_{l=1}^N b_l E_x^{n+1-l} \right]. \quad (10)$$

其中 a_l, b_l 可由(5)式的 $q_0, q_1, \dots, q_N, p_0, p_1, \dots, p_N$ 表示. (10)式即为 SO-FDTD 方法从 $D \rightarrow E$ 的递推式, 它与(6)式一起使从 $H \rightarrow E$ 的通用色散介质 FDTD 更新方程得以实现. 然而, 直接根据(6)和(10)式计算 E , 对于(5)式中最高次幂为 N 的介质, 需要存储 $2N+1$ 个场量, 内存占用量很大, 在分析较大目标或高阶色散介质目标时会发生困难. 为了减少 SO-FDTD 方法对内存的占用, 引入 DSP 技术中的无限脉冲响应(IIR)滤波器设计思想^[19-22].

3. 结合 DSP 的 SO-FDTD 算法

3.1. $N=1$ 和 $N=2$ 情形

下面先讨论(5)式中最高幂次 $N=1$ 和 $N=2$ 时的色散介质时域本构关系的情况(以 x 分量为例).

当 $\epsilon_r(\omega)$ 的最高次幂 $N=1$ 时, 由(10)式可得

$$E_x^{n+1} = \frac{1}{b_0} \left(\frac{a_0}{\epsilon_0} D_x^{n+1} + \frac{a_1}{\epsilon_0} D_x^n - b_1 E_x^n \right). \quad (11)$$

这里

$$\begin{aligned} a_0 &= q_0 + q_1 \frac{2}{\Delta t}, \\ a_1 &= q_0 - q_1 \frac{2}{\Delta t}, \end{aligned} \quad (12)$$

b_0, b_1 与 a_0, a_1 的形式相同, 只是将式中 q 替换为 p . 将色散介质可以看作 IIR 滤波器, 并采用一阶转置直接-II型 IIR 滤波器结构^[22], 则(11)式可进一步表示为^[19,20]

$$E_x^{n+1} = \frac{1}{b_0} \left(\frac{a_0}{\epsilon_0} D_x^{n+1} + W^n \right), \quad (13)$$

$$W^{n+1} = \frac{a_1}{\epsilon_0} D_x^{n+1} - b_1 E_x^{n+1}. \quad (14)$$

在实际计算时, 可以将(13)和(14)式合并, 并通过设置一个临时变量先缓存 D_x^n , 然后根据(6)式计算 D_x^{n+1} . 得到 D_x^{n+1} 后, 再将临时变量中缓存的 D_x^n, D_x^{n+1} 以及 E_x^n 一起代入(11)式计算 E_x^{n+1} . 这样, 只需存储 D_x^{n+1} 和 E_x^{n+1} 两个场量, 即可得到最高次幂 $N=1$ 时的色散介质电场更新. 与直接利用转置直接-II型 IIR 滤波器结构实现方式^[19,20]相比, 减少了中间场量 W^{n+1} 的存储空间. 与直接由(11)式计算的原 SO-FDTD 方法相比, 减少了 D_x^n 的存储空间, 减少量达 33%, 与递归卷积方法的内存占用量相同.

当 $\epsilon_r(\omega)$ 的最高次幂 $N=2$ 时, 由(10)式可得

$$\begin{aligned} E_x^{n+1} &= \frac{1}{b_0} \left(\frac{a_0}{\epsilon_0} D_x^{n+1} + \frac{a_1}{\epsilon_0} D_x^n + \frac{a_2}{\epsilon_0} D_x^{n-1} \right. \\ &\quad \left. - b_1 E_x^n - b_2 E_x^{n-1} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

这里

$$\begin{aligned} a_0 &= q_0 + q_1 \frac{2}{\Delta t} + q_2 \left(\frac{2}{\Delta t} \right)^2, \\ a_1 &= 2q_0 - 2q_2 \left(\frac{2}{\Delta t} \right)^2, \\ a_2 &= q_0 - q_1 \frac{2}{\Delta t} + q_2 \left(\frac{2}{\Delta t} \right)^2, \end{aligned} \quad (16)$$

b_0, b_1, b_2 与 a_0, a_1, a_2 的形式相同,只是将式中 q 替换为 p .采用二阶转置直接- II 型 IIR 滤波器结构实现,则(15)式可进一步表示为

$$E_x^{n+1} = \frac{1}{b_0} \left(\frac{a_0}{\varepsilon_0} D_x^{n+1} + W_1^n \right), \quad (17)$$

$$W_1^{n+1} = \frac{a_1}{\varepsilon_0} D_x^{n+1} - b_1 E_x^{n+1} + W_2^n, \quad (18)$$

$$W_2^{n+1} = \frac{a_2}{\varepsilon_0} D_x^{n+1} - b_2 E_x^{n+1}. \quad (19)$$

在实际计算时,可以将(17)和(18)式合并为

$$E_x^{n+1} = \frac{1}{b_0} \left(\frac{a_0}{\varepsilon_0} D_x^{n+1} + \frac{a_1}{\varepsilon_0} D_x^n + W_2^n - b_1 E_x^n \right). \quad (20)$$

具体实现时,可以通过引入两个临时变量分别缓存 D_x^n, E_x^n ,然后再用(6)式计算电位移矢量 D_x^{n+1} .得到 D_x^{n+1} 后,再依次将临时变量中缓存的 D_x^n, E_x^n 和 W_2^n 代入(20)式更新 E_x^{n+1} ,将临时变量中缓存的 D_x^n, E_x^n 代入(19)式更新 W_2^{n+1} .这样,只需存储场量 D_x^{n+1}, E_x^{n+1} 和中间场量 W_2^{n+1} ,即可得到 $\varepsilon_r(\omega)$ 最高次幂 $N=2$ 时的电场更新.与直接利用转置直接- II 型 IIR 滤波器结构实现方式^[19,20]相比,减少了中间场量 W_x^{n+1} 的存储空间.而与直接利用(15)式计算的原 SO-FDTD 方法相比,不再需要存储 D_x^n, E_x^{n-1} ,可减少 2 个场量的内存占用,减少量达 40%,同样与递归卷积方法的内存占用量相同.

3.2. $N > 2$ 情形

在实际应用中,色散介质的相对介电系数大多为低阶情况,即为(5)式中 $N=1$ 和 $N=2$ 的情况.对于高阶情况,即(5)式中 $N > 2$ 的情况,则可借鉴 DSP 技术中 IIR 滤波器级联方法实现.

仍将色散介质看作时间离散 IIR 滤波器,但因为是从电位移矢量 D 计算电场 E ,因此,滤波器的输入应为 D ,输出应为 E ,而传输函数则应为色散介质介电系数 $\varepsilon(\omega)$ 的倒数 $1/\varepsilon(\omega)$.这样,对于介电系数 $\varepsilon(\omega)$ 为(5)式所示形式的 N 阶色散介质,就相当于 N 阶离散 IIR 滤波器,其传输函数 $H(\omega)$ 可表示为

$$H(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r(\omega)} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left[\sum_{n=0}^N q_n (j\omega)^n \right] / \left[\sum_{n=0}^N p_n (j\omega)^n \right]. \quad (21)$$

在实际处理时,可以先将(21)式所示 $H(\omega)$ 表示为一系列低阶 IIR 滤波器传输函数相乘的形式,即

$$H(\omega) = H_1(\omega) H_2(\omega) \dots H_M(\omega), \quad (22)$$

其中 $H_1(\omega), H_2(\omega), \dots, H_M(\omega)$ 均为不高于二阶的 IIR 滤波器的传输函数.然后根据传输函数 $H_1(\omega), H_2(\omega), \dots, H_M(\omega)$ 分别实现每个低阶 IIR 滤波器,最后再将各低阶 IIR 滤波器按图 1 方式级联即可.因为级联方式使反馈支路局限在每一个低阶滤波器内,这样不仅可以减少内存的占用和计算时间,而且相对直接实现方式在一定程度上还可以减小计算累积误差.

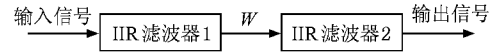


图 1 IIR 滤波器级联结构示意图

以三阶色散介质的处理为例,设(5)式所示的介质介电系数可以表示为

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_1(\omega) \varepsilon_2(\omega), \quad (23)$$

其中

$$\varepsilon_1(\omega) = \frac{p_0 + p_1(j\omega)}{q_0 + q_1(j\omega)}, \quad (24)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{p'_0 + p'_1(j\omega) + p'_2(j\omega)^2}{q'_0 + q'_1(j\omega) + q'_2(j\omega)^2}. \quad (25)$$

将(23)式代入(4)式,可得

$$E_x(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_1(\omega)} \frac{1}{\varepsilon_2(\omega)} D_x(\omega). \quad (26)$$

引入中间变量 $W_x(\omega)$,则(26)式可以进一步表示为

$$W_x(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_1(\omega)} D_x(\omega), \quad (27)$$

$$E_x(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_2(\omega)} W_x(\omega). \quad (28)$$

将 $\varepsilon_1(\omega)$ 和 $\varepsilon_2(\omega)$ 分别代入(27)和(28)式,根据(11)和(15)式所示低阶电场更新公式,可得

$$W_x^{n+1} = \frac{1}{b_0} \left[\frac{a_0}{\varepsilon_0} D_x^{n+1} + \frac{a_1}{\varepsilon_0} D_x^n - b_1 W_x^n \right], \quad (29)$$

$$E_x^{n+1} = \frac{1}{b_0} \left[a_0 W_x^{n+1} + a_1 W_x^n + a_2 W_x^{n-1} - b_1 E_x^n - b_2 E_x^{n-1} \right]. \quad (30)$$

然后,先按照上述一阶色散介质方法由(29)式计算 W_x^{n+1} ,再按照二阶色散介质方法由(30)式计算 E_x^{n+1} 即可.这样只需存储 D_x^n, W_x^n, S_x^n 和 E_x^n 共 4 个场量,即可得到 $\varepsilon_r(\omega)$ 最高次幂 $N=3$ 时的电场更新.与原 SO-FDTD 方法相比,可以减少 3 个场量的存储空间,减少达 42% 以上,与 RC-FDTD 内存占用量相同.对于其他 $N(N > 3)$ 阶情况,可按相同的方法处理,

内存占用量减少可达 $N/(2N+1)$, 均可达到与 RC-FDTD 相同的内存占用量.

需要说明的是, 在将分子和分母中的因式组合为分式时, 应尽量使阶数相同、极点和零点位置相近的因式组合在一起. 这样, 可以减少误差. 同理, 也可借鉴 IIR 滤波器的并联结构对 N 阶色散介质进行处理.

4. 三种常见色散介质模型

为了验证改进 SO-FDTD 方法的通用性和有效性, 下面分别考虑 Debye, Drude 和 Lorentz 三种色散介质模型情况. 计算吸波介质球、等离子体球和 Lorentz 球的后向 RCS, 并对改进前后的内存占用量和计算时间进行统计.

首先讨论 Debye 模型的吸波介质球的散射. 吸波介质球半径为 0.25 m, 非磁性介质 ($\mu_r = 1.0, \sigma_m = 0$). 其复相对介电常数可以表示为

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) / (1 + j\omega t_0) - j\sigma / \omega \epsilon_0, \quad (31)$$

式中 ω 为入射波频率, $\epsilon_s = 1.16$ 为频率为零时的相对介电常数, $\epsilon_\infty = 1.01$ 为频率为无穷时的相对介电常数, 电导率 $\sigma = 2.95 \times 10^{-4} \Omega^{-1}$, $t_0 = 4.497 \times 10^{-10} \text{ s}$. 图 2 是该介质球的后向 RCS, 图中实线为 SO-FDTD 计算结果, 空心圆圈为改进 SO-FDTD 的计算结果, 实心圆点为 Mie 级数解. 由图 2 可以看出, 两者符合很好. 计算中 $\delta = 3.3 \times 10^{-3} \text{ m}$, $\tau = 60 \Delta t$ 的高斯脉冲激励.

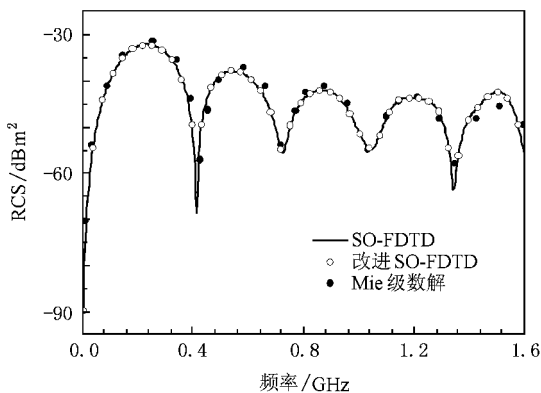


图 2 吸波球的后向 RCS

接着讨论 Drude 模型的等离子体球的后向 RCS. 等离子体球半径为 3.75 mm, 等离子体的相对介电系数为

$$\begin{aligned} \epsilon_r(\omega) &= [1 + \omega_p^2 / (\omega(j\nu_c - \omega))] \\ &= [(j\omega)^2 + \nu_c(j\omega) + \omega_p^2] \\ &\quad / [(j\omega)^2 + \nu_c(j\omega)], \end{aligned} \quad (32)$$

其中 $\omega_p = 1.8 \times 10^{11} \text{ rad/s}$ 为等离子体频率, $\nu_c = 2.0 \times 10^{10} \text{ Hz}$ 为电子平均碰撞频率. 图 3(a) 为等离子体球后向散射的时域波形, 图 3(b) 为后向 RCS. 图 3(b) 中实线为 SO-FDTD 计算结果, 圆圈为改进 SO-FDTD 计算结果, 黑点则为 Mie 级数解. 由图 3 可以看出, 两者符合较好. 计算中 $\delta = 5.0 \times 10^{-2} \text{ mm}$, $\tau = 60\Delta t$ 的高斯脉冲激励.

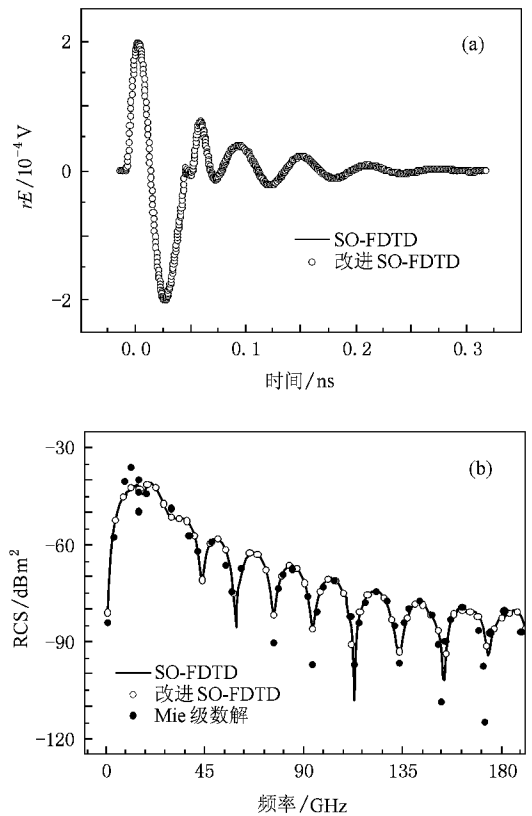


图 3 等离子体球的后向散射 (a) 时域波形, (b) 后向 RCS

下面讨论 Lorentz 模型的 Lorentz 球的后向 RCS. Lorentz 球半径 $r = 15.0 \times 10^{-9} \text{ m}$ 相对介电系数为

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \omega_q^2}{\omega_q^2 + j2\omega\delta_q - \omega^2}. \quad (33)$$

其中, 静态频率相对介电系数 $\epsilon_s = 2.25$, 无限频率相对介电系数 $\epsilon_\infty = 1.0$, 衰减常数 $\delta_q = 0.28 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$, 共振角频率 $\omega_q = 4.0 \times 10^{16} \text{ Hz}$. 图 4 为 Lorentz 球后向 RCS, 图中的实线为 SO-FDTD 计算结果, 空心圆圈为改进 SO-FDTD 计算结果, 实点则为 Mie 级数解. 由图 4 可以看出, 两者符合较好. 计算中 $\delta = 3.0$

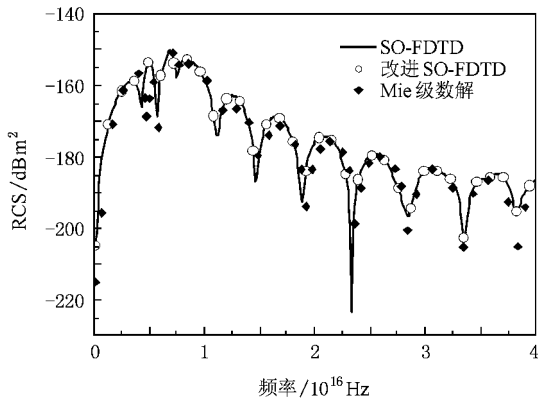


图4 Lorentz球后向RCS

$\times 10^{-10}$ m, $\tau = 60\Delta t$ 的高斯脉冲激励。

表1给出SO-FDTD改进前后所用内存和计算时间的统计。由表1可知改进SO-FDTD内存占用量减少达33%以上。同时,计算时间也有一定减少。

5. 结 论

SO-FDTD算法是一种通用色散介质的FDTD计算方法,适用于Debye,Drude,Lorentz三种常用色散介质模型以及介电系数可表述为有理分式形式的色散介质,具有数学推证过程清晰明了,便于编制通用程序等优点。本文借鉴DSP技术中的IIR设计思想,提出一种用于低阶有理分式形式色散介质的改进SO-FDTD方法,与原SO-FDTD方法相比,使内存占用量减少33%以上,与RC-FDTD所需内存相当。基于IIR滤波器级联思想,给出介电系数具有高阶有理分式形式色散介质SO-FDTD计算的处理方法。同时,由于更新公式有所简化,使得计算时间也有一定减少。对于高阶色散介质,也可采用IIR滤波器并联思想进行处理。

表1 计算时间和内存统计

| 目标 | 网格数 | 时间步 | SO-FDTD | | 改进 SO-FDTD | |
|----------|-----------------|------|---------|----------|------------|----------|
| | | | 存储场量数 | 计算时间/s | 存储场量数 | 计算时间/s |
| 吸波介质球 | 80 × 80 × 80 | 2000 | 3 | 243.687 | 2 | 220.328 |
| 等离子体球 | 184 × 184 × 184 | 4000 | 5 | 6507.735 | 3 | 5810.407 |
| Lorentz球 | 130 × 130 × 130 | 3000 | 5 | 871.0 | 3 | 798.0 |

- [1] Luebbers R J, Huusberger F P, Kunz K S, Standler R B, Schneider M 1990 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **32** 222
- [2] Luebbers R J, Huusberger F, Kunz K S 1991 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **39** 29
- [3] Luebbers R J, Hunsberger F 1992 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **40** 1297
- [4] Kelley D F, Luebbers R J 1996 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **44** 792
- [5] Luebbers R J, Steich D, Kunz K 1993 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **41** 1249
- [6] Fan G X, Liu Q H 2000 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **48** 637
- [7] Takayama Y, Klaus W 2002 *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.* **12** 102
- [8] Okoniewski M, Mrozowski M, Stuchly M A 1997 *IEEE Microw. Guided Wave Lett.* **3** 121
- [9] Sullivan D M 1992 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **40** 1223
- [10] Sullivan D M 1996 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **44** 28
- [11] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 778 (in Chinese)[刘少斌、莫锦军、袁乃昌 2004 物理学报 **53** 778]
- [12] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 783 (in Chinese)[刘少斌、莫锦军、袁乃昌 2004 物理学报 **53** 783]
- [13] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2233 (in Chinese)[刘少斌、莫锦军、袁乃昌 2004 物理学报 **53** 2233]
- [14] Ge D B, Wu Y L, Zhu X Q 2003 *Chin. J. Radio Sci.* **18** 359 (in Chinese)[葛德彪、吴跃丽、朱湘琴 2003 电波科学学报 **18** 359]
- [15] Wei B, Ge D B, Wang F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6290 (in Chinese)[魏兵、葛德彪、王飞 2008 物理学报 **57** 6290]
- [16] Yang L X, Ge D B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1751 (in Chinese)[杨利霞、葛德彪 2006 物理学报 **55** 1751]
- [17] Yang H W, Chen R S, Zhang Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3464 (in Chinese)[杨宏伟、陈如山、张云 2006 物理学报 **55** 3464]
- [18] Yang H W, Yuan H, Chen R S, Yang Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1443 (in Chinese)[杨宏伟、袁洪、陈如山、杨阳 2007 物理学报 **56** 1443]
- [19] Pereda J, Vegas Á, Prieto A. 2002 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **50** 1689
- [20] Weedon W H, Rappaport C M 1997 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **45** 401

- [21] Taflov A 2005 *Computational Electromagnetics : The Finite - Difference Time-Domain Method* (3rd Ed.) (London : Artech House)
- [22] Ifeachor E C , Jervis B W 2002 *Digital Signal Processing——A Practical Approach* (2nd Ed.) (Edinburgh : Pearson Education Limited)

An improved shift operator finite-difference time-domain method based on digital signal processing technique for general dispersive medium^{*}

Zhang Yu-Qiang^{1,2)†} Ge De-Biao¹⁾

¹ *Department of Physics , Xidian University , Xi'an 710071 , China*

² *School of Physics and Electronic Information , Yan'an University , Yan'an 716000 , China*

(Received 13 January 2009 ; revised manuscript received 28 March 2009)

Abstract

An improved shift operator finite-difference time-domain (SO-FDTD) method for general dispersive medium based on the implementation of infinite impulse response filter in digital signal processing technique is presented. Compared with the commonly used SO-FDTD , the storage variables in the improved SO-FDTD are reduced by 33% and computational efficiency is also increased. Finally , the generality and the feasibility of the presented scheme are validated by calculations of scattering by first order and second order dispersive objects .

Keywords : finite-difference time-domain , dispersive media , shift operator

PACC : 4110H , 0350 , 5240D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60871071).

[†] E-mail : ya_zyq@yahoo.com.cn