

文章编号: 0253-2239(2007)02-0265-7

# 垂直入射时无限长分层柱电磁散射的改进算法及应用\*

姜会芬 韩香娥 李仁先

(西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

**摘要:** 结合非均匀球粒子对平面波散射的散射场计算的改进算法, 提出了平面波垂直入射无限长分层圆柱散射场快速稳定而有效的改进电磁散射算法。与已有算法相比, 改进算法所能计算的无限长非均匀介质圆柱的尺寸参量突破 10000, 计算层数达到  $10^6$ , 并且计算时间很短, 最多仅为几秒。该算法可以用于不同的波段以及不同领域的任意无耗或吸收无限长圆柱体散射场的计算。最后将该算法应用于梯度折射率聚合物光纤(GI-POF)散射特性的研究, 为非接触、在线测量聚合物光纤折射率分布提供了理论依据。

**关键词:** 光学测量; 电磁散射; 分层柱; 迭代算法; 梯度折射率光纤

中图分类号: O436 文献标识码: A

## Improved Algorithm of Electromagnetic Scattering by a Multilayered Cylinder of Infinite Length for Normal Incidence and Its Application

Jiang Huifen Han Xiang'e Li Renxian

(School of Sciences, Xidian University, Xian 710071)

**Abstract:** On the basis of the improved algorithm for electromagnetic scattering of plane waves by multilayered spheres, a stable, efficient numerical algorithm to compute the scattering coefficients of a multilayered cylinder of infinite length is proposed. Compared with previous algorithms, the computation for scattering field in the proposed one is extended to fairly large parameters, up to 10000 and  $10^6$  in number of layers, and the operating time is not more than several seconds. The algorithm can also be used for absorbing or nonabsorbing cylinders of infinite length in different wavebands and different fields. At last, the algorithm is used in the study on scattering of gradient refractive-index polymer optical fiber, which supplies theoretical base for non-intrusive on-line measurement of refractive index by light scattering.

**Key words:** optical measurement; electromagnetic scattering; multilayered cylinder; iterative algorithm; gradient refractive-index fiber

### 1 引 言

在工业生产、生物医学、电波传播等许多领域的散射体都可以看成均匀或非均匀的无限长圆柱体, 因此关于无限长均匀、非均匀柱体的电磁散射理论备受关注。无限长均匀柱体对垂直入射平面波的散射特性早在 1881 年被瑞利<sup>[1]</sup>研究, 在文献[2, 3]中有详细叙述; 平面波垂直入射无限长非均匀柱体的电磁散射理论在文献[3]中也有介绍, 吴振森等<sup>[4]</sup>也给出了详细推导; Kozaki<sup>[5]</sup>、Mees Loic 等<sup>[6]</sup>深入研

究了无限长均匀圆柱对有限波束的电磁散射理论; Barabás<sup>[7]</sup>、Gurwich 等<sup>[8]</sup>详细阐述了平面波斜入射均匀、非均匀柱体的电磁散射理论。

介质圆柱的电磁散射理论在实际工程应用中重要的作用, 因此平面电磁波垂直入射均匀、分层柱体的电磁散射场的算法研究是众多学者关注的问题。相对理论研究而言, 相应的算法研究相对滞后。Yuan 等<sup>[9]</sup>、Peterson<sup>[10]</sup>分别用不同算法对双层、四层同心介质圆柱的散射场进行计算; Bussey 等<sup>[11]</sup>利

\* 教育部科学技术研究重点项目(106149)资助课题。

作者简介: 姜会芬(1978—), 女, 山东人, 博士研究生, 主要从事小粒子光散射理论及测试技术方面的研究。

E-mail: huifengjiang@126.com

导师简介: 韩香娥(1962—), 女, 河南人, 教授, 博士生导师, 主要从事小粒子光散射理论及测试、信号方面的研究。

E-mail: xehan@mail.xidian.edu.cn

收稿日期: 2006-03-13; 收到修改稿日期: 2006-05-23

用矩阵迭代法计算多层同心介质圆柱的散射, Barabás<sup>[7]</sup>给出了平面波以任意角度入射到径向非均匀圆柱的散射场的算法,但对圆柱尺寸参量和分层数都有一定的限制。有关平面波、有限波束斜入射分层柱的电磁散射问题也备受关注,但现有算法对介质柱体尺寸参量和分层数目有一定限制,仍需进一步改进。

本文针对平面波垂直入射分层圆柱的已有电磁散射算法对尺寸参量和分层数有限等问题,基于分层球对垂直入射平面波电磁散射的改进算法<sup>[12]</sup>,对平面波垂直入射到无限长非均匀柱体散射场的算法作了进一步的改进。改进后的算法可计算的介质圆柱的尺寸参量和分层数都有很大突破,并且可以计算任意无耗和有耗介质圆柱的散射场。

## 2 多层圆柱散射的迭代公式

如图1所示,设多层无限长圆柱各层半径为  $r_j$  ( $j = 1, 2, \dots, t$ ),  $t$  为总层数,对应的尺寸参量  $x_j = kr_j$ , 其中  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为真空中的波长。各区域相对

于环境的折射率和相对波阻抗分别为  $m_j$  和  $\eta_j$ ,  $\mu$  为环境磁导率,并设  $\mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_t = \mu$ 。

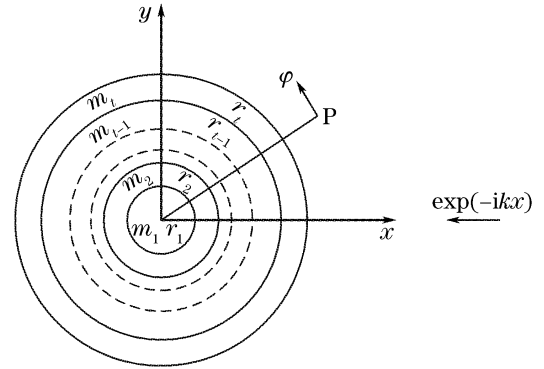


图1 极坐标下分层圆柱模型的几何截面图

Fig. 1 Geometry of cross section of a multilayered cylindrical model in polar coordinates

在平面(TM)波垂直入射情况下,入射场、分层柱的各层内场和散射场都可以按矢量柱谐函数来表示<sup>[3]</sup>。由边界条件可以获得散射系数的解析解<sup>[4]</sup>:

$$b_{nl} = \frac{J_n(x_t)}{H_n^{(1)}(x_t)} \cdot \frac{\eta_t D_n^{(1)}(x_t) - H_n^b(m_t x_t)}{\eta_t D_n^{(3)}(x_t) - H_n^b(m_t x_t)}, \quad (1)$$

其中,

$$H_n^b(m_j x_j) = \frac{[J_n(m_j x_j)/Y_n(m_j x_j)] \cdot D_n^{(1)}(m_j x_j) - B_n^{(j)} D_n^{(2)}(m_j x_j)}{J_n(m_j x_j)/Y_n(m_j x_j) - B_n^{(j)}}, \quad (2)$$

$$B_n^{(j)} = \frac{J_n(m_j x_{j-1})}{Y_n(m_j x_{j-1})} \cdot \frac{\eta_{j-1} D_n^{(1)}(m_j x_{j-1}) - \eta_j H_n^b(m_{j-1} x_{j-1})}{\eta_{j-1} D_n^{(2)}(m_j x_{j-1}) - \eta_j H_n^b(m_{j-1} x_{j-1})}, \quad (3)$$

$D_n^{(1)}(\rho) = J'_n(\rho)/J_n(\rho)$ ,  $D_n^{(2)}(\rho) = Y'_n(\rho)/Y_n(\rho)$ ,  $D_n^{(3)}(\rho) = H_n^{(1)'}(\rho)/H_n^{(1)}(\rho)$  为各类贝塞尔函数的对数导数, 函数  $H_n^b(m_j x_j)$  和下文的  $H_n^a(m_j x_j)$  是为便于数值计算而引入的迭代函数。

$D_n^{(1)}(\rho)$  可由向下递推公式获得:

$$D_{n-1}^{(1)}(\rho) = (n-1)/\rho - [D_n^{(1)}(\rho) + n/\rho]^{-1}, \quad (4)$$

而  $D_n^{(2)}(\rho)$ ,  $D_n^{(3)}(\rho)$  以及  $J_n(\rho)/Y_n(\rho)$  与  $J_n(\rho)/H_n^{(1)}(\rho)$  可分别用向上递推公式获得:

$$D_n^{(2,3)}(\rho) = [(n-1)/\rho - D_{n-1}^{(2,3)}(\rho)]^{-1} - n/\rho, \quad (5)$$

$$\frac{J_n(\rho)}{Y_n(\rho)} = \frac{J_{n-1}(\rho)}{Y_{n-1}(\rho)} \cdot \frac{[D_n^{(2)}(\rho) + n/\rho]}{[D_n^{(1)}(\rho) + n/\rho]}, \quad (6)$$

$$\frac{J_n(\rho)}{H_n^{(1)}(\rho)} = \frac{J_{n-1}(\rho)}{H_{n-1}^{(1)}(\rho)} \cdot \frac{[D_n^{(3)}(\rho) + n/\rho]}{[D_n^{(1)}(\rho) + n/\rho]}, \quad (7)$$

$H_n^b(m_j x_j)$  和  $B_n^{(j)}$  的初值(即层数  $j = 1$  相应的值)为

$$H_n^b(m_1 x_1) = D_n^{(1)}(m_1 x_1), \quad B_n^{(1)} = 0. \quad (8)$$

类似的,当以 TE 波垂直入射时,散射系数的表达式:

$$a_{nl} = \frac{J_n(x_t)}{H_n^{(1)}(x_t)} \cdot \frac{D_n^{(1)}(x_t) - \eta_t H_n^a(m_t x_t)}{D_n^{(3)}(x_t) - \eta_t H_n^a(m_t x_t)}, \quad (9)$$

其中

$$H_n^a(m_j x_j) = \frac{[J_n(m_j x_j)/Y_n(m_j x_j)] \cdot D_n^{(1)}(m_j x_j) - A_n^{(j)} D_n^{(2)}(m_j x_j)}{J_n(m_j x_j)/Y_n(m_j x_j) - A_n^{(j)}}, \quad (10)$$

$$A_n^{(j)} = \frac{J_n(m_j x_{j-1})}{Y_n(m_j x_{j-1})} \cdot \frac{\eta_j D_n^{(1)}(m_j x_{j-1}) - \eta_{j-1} H_n^a(m_{j-1} x_{j-1})}{\eta_j D_n^{(2)}(m_j x_{j-1}) - \eta_{j-1} H_n^a(m_{j-1} x_{j-1})}, \quad (11)$$

$H_n^a(m_j x_j)$  和  $A_n^{(j)}$  的初值(即层数  $j = 1$  相应的值)为

$$H_n^a(m_1 x_1) = D_n^{(1)}(m_1 x_1), \quad A_n^{(1)} = 0, \quad (12)$$

(10) 式、(11) 式中相应的递推公式见(4) 式 ~ (7) 式, 上述迭代公式避免了因计算大宗量贝塞尔函数而产生的累积误差。

### 3 改进的电磁散射算法

利用(2) 式、(3) 式和(10) 式、(11) 式进行迭代计算时, 由于引入了各类贝塞尔函数的对数导数, 避免了直接计算贝塞尔函数带来的困难。但是在迭代过程中, 会遇到比值  $[J_n(m_j x_j)/Y_n(m_j x_j)]$  和  $[J_n(m_j x_{j-1})/Y_n(m_j x_{j-1})]$  的计算, 当柱体尺寸参量很小或层数较少时, 比值  $[J_n(m_j x_j)/Y_n(m_j x_j)]$  和  $[J_n(m_j x_{j-1})/Y_n(m_j x_{j-1})]$  以及系数  $B_n^{(j)}$  和  $A_n^{(j)}$  趋近于 0, 结果使得  $H_n^b$  和  $H_n^a$  非常小, 甚至小于计算机所能达到的精度。另一方面, 比值  $[J_n(m_j x_j)/Y_n(m_j x_j)]$  和  $[J_n(m_j x_{j-1})/Y_n(m_j x_{j-1})]$  会随着宗量增大而指数增加, 从而超出计算机的内存。

为了解决上述问题, 引进一个新的函数  $R_n^{(j)}$ , 定义为

$$R_n^{(j)} = \frac{J_n(m_j x_{j-1}) \cdot Y_n(m_j x_j)}{Y_n(m_j x_{j-1}) \cdot J_n(m_j x_j)}, \quad (j = 2, 3, \dots, t) \quad (13)$$

利用(6) 式可得到  $R_n^{(j)}$  的向上递推公式:

$$R_n^{(j)} = R_n^{(j-1)} \cdot \frac{[D_n^{(2)}(m_j x_{j-1}) + n/(m_j x_{j-1})] \cdot [D_n^{(1)}(m_j x_j) + n/(m_j x_j)]}{[D_n^{(1)}(m_j x_{j-1}) + n/(m_j x_{j-1})] \cdot [D_n^{(2)}(m_j x_j) + n/(m_j x_j)]}, \quad (14)$$

其中初值为

$$R_0^{(j)} = \frac{J_0(m_j x_{j-1}) \cdot Y_0(m_j x_j)}{Y_0(m_j x_{j-1}) \cdot J_0(m_j x_j)}, \quad (15)$$

递推公式(2)~(3)式相应变为

$$B_n^{(j)'} = R_n^{(j)} \frac{[\eta_{j-1} D_n^{(1)}(m_j x_{j-1}) - \eta_j H_n^b(m_{j-1} x_{j-1})]}{[\eta_{j-1} D_n^{(2)}(m_j x_{j-1}) - \eta_j H_n^b(m_{j-1} x_{j-1})]}, \quad (16)$$

$$H_n^b(m_j x_j) = \frac{D_n^{(1)}(m_j x_j) - B_n^{(j)'} D_n^{(2)}(m_j x_j)}{1 - B_n^{(j)'}} \quad (17)$$

类似的, (10) 式~(11) 式变为

$$A_n^{(j)'} = R_n^{(j)} \frac{[\eta_{j-1} D_n^{(1)}(m_j x_{j-1}) - \eta_j H_n^a(m_{j-1} x_{j-1})]}{[\eta_{j-1} D_n^{(2)}(m_j x_{j-1}) - \eta_j H_n^a(m_{j-1} x_{j-1})]}, \quad (18)$$

$$H_n^a(m_j x_j) = \frac{D_n^{(1)}(m_j x_j) - A_n^{(j)'} D_n^{(2)}(m_j x_j)}{1 - A_n^{(j)'}} \quad (19)$$

### 4 算法验证

为了与已有算法的结果进行比较, 选择 Gurwich<sup>[8]</sup> 算法对图 1 的参量进行计算, 入射波为 632.8 nm 的平面波, 包层光纤各层相应的尺寸参量

和折射率分别为  $kr_1 = 55.6, m_1 = 1.62, kr_2 = 62.6, m_2 = 1.505, kr_3 = 69.5, m_3 = 1.56, r_1 = 5.6 \mu\text{m}, r_2 = 6.3 \mu\text{m}, r_3 = 7.0 \mu\text{m}$ 。图 2 画出了垂直入射时  $0^\circ \sim 180^\circ$  角范围内的散射强度分布, 角度步长为

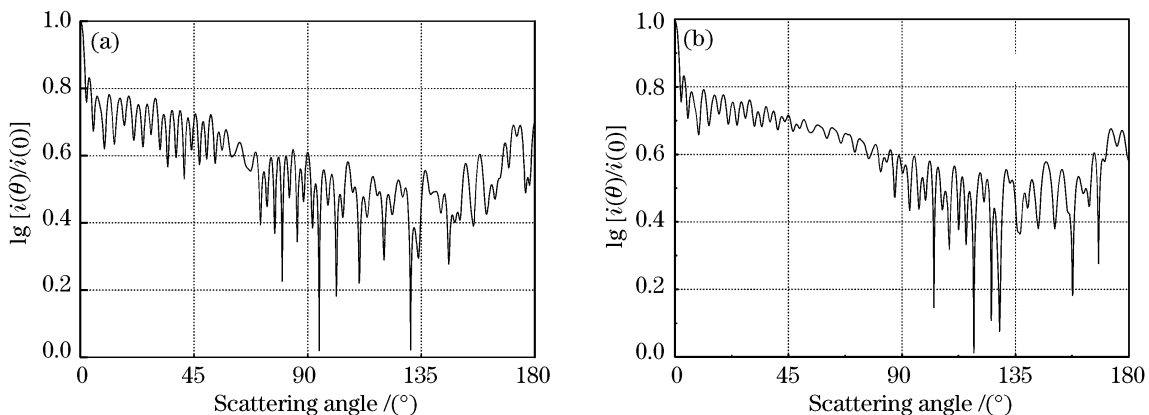


图 2 远场散射场的强度角分布。(a) TM 波, (b) TE 波

Fig. 2 Angular intensity distribution of the far-field scattered wave. (a) TM wave, (b) TE wave

0.1°。图 3(a)、(b)分别为 Gurwich<sup>[8]</sup> 的算法模拟的 TM 和 TE 波垂直入射时散射强度分布,其中  $r_1=5.6 \mu\text{m}, m_1=1.62, r_2=6.3 \mu\text{m}, m_2=1.505, r_3=7.0 \mu\text{m}, m_3=1.56, \lambda=633 \text{ nm}$ 。由图 3 可看

出,图 2 和图 3(横坐标角位置)吻合得很好。我们恰好利用散射强度分布的角位置来进行无限长圆柱的粒度测量研究。

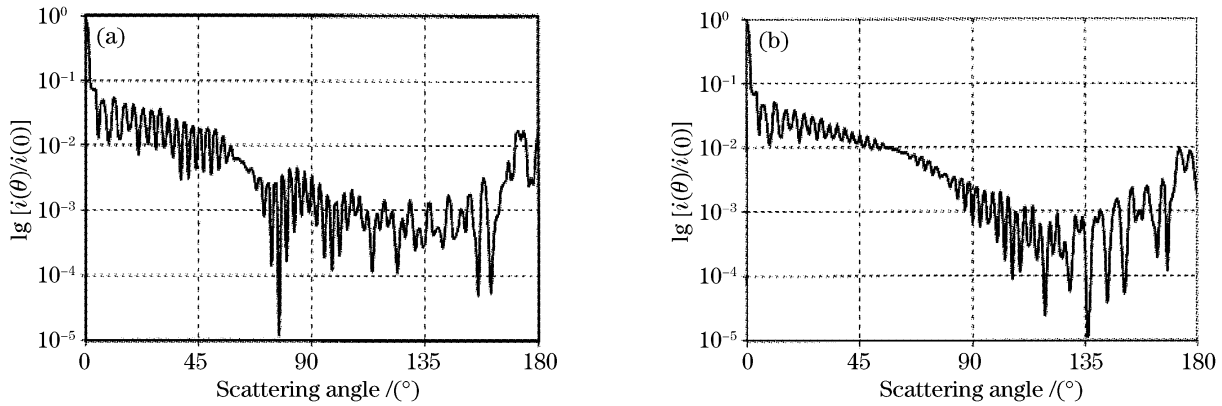


图 3 Gurwich 模拟的远区散射场的强度角分布。(a)TM 波极化,(b)TE 波极化

Fig. 3 Angular intensity distribution of the far-field scattering wave obtained by Gurwich. (a) TM-polarization, (b) TE-polarization

图 4 为用 TM 波垂直入射双层无限长圆柱时一阶彩虹角度范围内的散射强度分布,模拟参量:入射波长为  $\lambda=632.8 \text{ nm}$  的平面波,内层和外层的尺寸参量和折射率分别为  $kr_1=25815.9, m_1=1.5, kr_2=26074.0, m_2=1.33$ 。需要说明的是,图 4 为该角度范围内总散射场分布,除了一阶彩虹的散射强度分布之外,还叠加有其他高频成分。

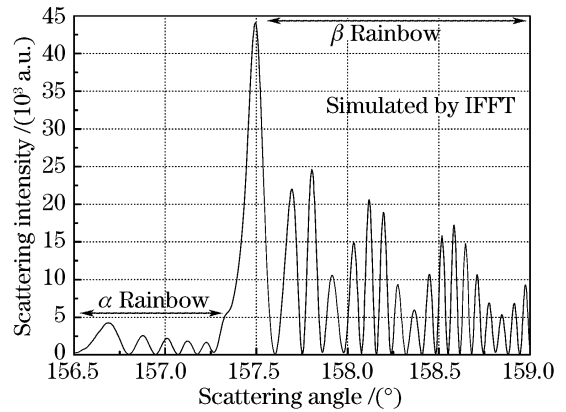


图 5 利用逆快速傅里叶变换获得的一阶彩虹的强度角分布  
Fig. 5 Angular scattering intensity distribution of the first rainbow by IFFT

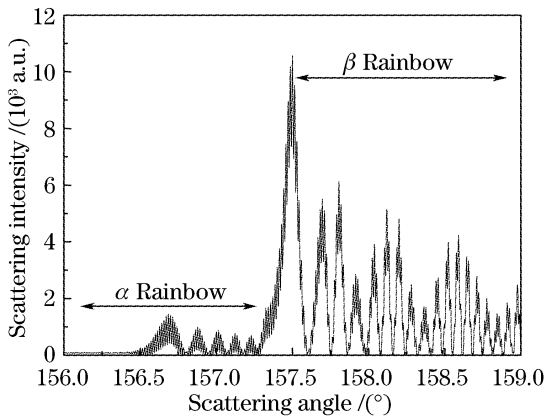


图 4 双层圆柱散射场的强度角分布

Fig. 4 Angular scattering intensity distribution scattered by two-layer cylinder

为了与文献[13]中的实验测量结果进行比较,对图 4 结果滤掉高频成分后利用逆快速傅里叶变换 (IFFT)<sup>[14]</sup> 获得了图 5 所示的一阶彩虹强度分布,结果表明理论和实验结果吻合很好,因此本文算法可以为如此大参量的柱体的光散射测量提供可靠的理论依据。需要说明的是,从图 4 和图 5 可以看出,在一阶彩虹范围内出现了双一阶彩虹现象,其中  $\alpha$  彩虹是光线经圆柱内层内表面反射一次干涉形成

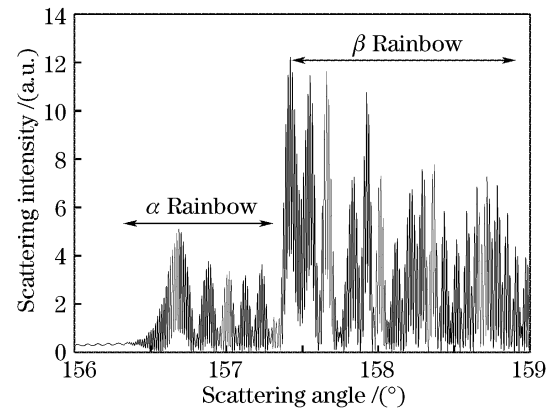


图 6 双层带吸收介质圆柱的散射强度角分布  
Fig. 6 Angular scattering intensity distribution by lossy two-layered cylinder

的,  $\beta$  彩虹是光线经外层内表面反射一次形成的。双一阶彩虹的形成与圆柱的涂层厚度有关,因此可以利用双一阶彩虹进行涂层厚度的测量<sup>[13]</sup>。

为验证算法的适用性,图 6 给出了利用改进算法模拟的双层有耗无限长圆柱一阶彩虹角度范围内的散射强度分布,相应的模拟参量为:入射波长为  $\lambda=632.6 \text{ nm}$  的平面波,内层和外层的尺寸参量和折射率分别为  $kr_1=25815.9, m_1=1.5, kr_2=26074.0, m_2=1.33+0.005i$ 。图 6 表明本文的改进算法可以计算尺寸参量足够大的吸收圆柱的散射场。比较图 4 和图 6 可知,有吸收性粒子的散射强度比无耗粒子弱得多,相当大的一部分能量被粒子吸收,折射率虚部越大,粒子吸收的能量越多。

## 5 算法效率

在粒度测量中,经常遇到尺寸参量大并且具有连续折射率分布的介质柱体,其散射场的计算对算

法提出了很高的要求:能够同时计算足够大的尺寸参量和尽量多的层数。因此,我们对该算法从适用范围和计算速度两方面进行说明。

### 5.1 计算范围

利用计算机计算了该算法的计算范围。图 7(a)、图 7(b)分别用线性尺度和对数尺度给出了尺寸参量和所能计算到的分层数的示意图,相应的折射率分布见(20)式,对应的中心折射率为 1.49,表面折射率为 1.47,折射率分布因子为 2.0。尺寸参量越小,能计算的分层数就越多,随着尺寸参量的增大,所能计算到的分层数就越小,计算区域的大小完全取决于计算机的内存。从图 7 可以看出,该算法所能计算的尺寸参量超过  $10^4$ ,分层数达到  $10^6$ 。

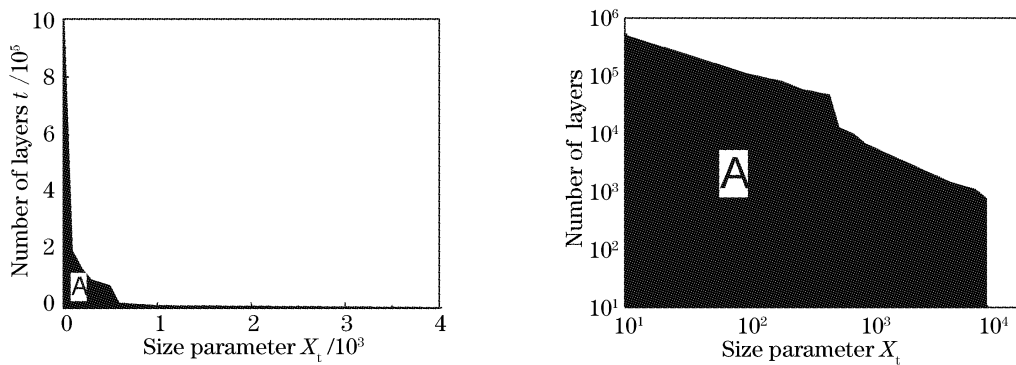


图 7 计算范围。(a)线性尺度,(b)对数尺度

Fig. 7 Computational domain on (a) linear scale, (b) logarithmic scale

### 5.2 计算速度

表 1 列出了计算不同尺寸参量和不同层数的非均匀介质圆柱散射系数所利用的时间,单位为 ms,折射率分布见(20)式。表 1 不仅给出了不同参量对应的散射系数的计算时间,而且给出计算  $0^\circ \sim 180^\circ$

范围内散射强度分布所用的时间,角度步长为  $0.1^\circ$ 。从表中数据可以看出,影响计算时间主要是散射系数的计算。如果分层数和尺寸参量都很大,那么利用向下迭代法计算二维数组  $D_n^{(1)}(z)$  需要很大的内存,甚至会超出计算机的计算能力。

表 1 不同尺寸参量和分层数对应散射系数的计算时间

Table 1 Computation time for different size parameter and number of layers

Particle radius / $\mu\text{m}$	Number of layers	Time for scattering coefficients/ms	Time for angular distribution /ms	Total time /ms
1000	4	18	521	539
1000	8	31	514	545
1000	16	61	508	569
1000	32	111	519	630
1000	64	208	512	720
1000	128	392	513	905
1000	300	929	452	1381
1000	500	1573	455	2028
1000	1000	5941	448	6389
500	1000	1577	229	1806
250	1000	710	137	847
60	1000	206	33	239
30	1000	109	17	126
15	1000	61	9	70

## 6 应用

用于数据通信的梯度折射率聚合物光纤 (GI-POF) 可以看作是无限长非均匀介质圆柱, 其折射率分布为

$$m(r) = m_0 [1 - 2(r/R)^g \Delta]^{1/2}, \quad (20)$$

其中  $R$  为纤芯半径,  $\Delta = (m_0^2 - m_1^2) / 2m_0^2$ ,  $m_0$  和  $m_1$  分别为梯度聚合物光纤的中心折射率和表面折射率, 通常  $m_0 = 1.49$ ,  $m_1 = 1.47$ .  $g$  为指数因子, 理想取值为 2.0, 大致范围在 1.8 ~ 2.2.

图 8 给出了 TM 波垂直入射 GI-POF 时  $0^\circ \sim 180^\circ$  角度范围内的散射强度分布。相应的模拟参量: 半径  $R = 500 \mu\text{m}$ , 表面折射率  $m_1 = 1.47$ , 中心折射率  $m_0 = 1.49$ , 指数分布因子  $g = 2.0$ , 分层数  $t = 300$  (分层数达到 300 时, 其分层折射率可以看成上述梯度折射率分布的实际情况), 入射波长为  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 。从图中可以看出, 不同角位置的散射强度有明显差异,  $156^\circ \sim 161^\circ$  角度范围内的强度相对较大, 该范围的散射强度分布被称为一阶彩虹, 见图 9, 角度  $85^\circ \sim 95^\circ$  附近的散射强度分布称为二阶

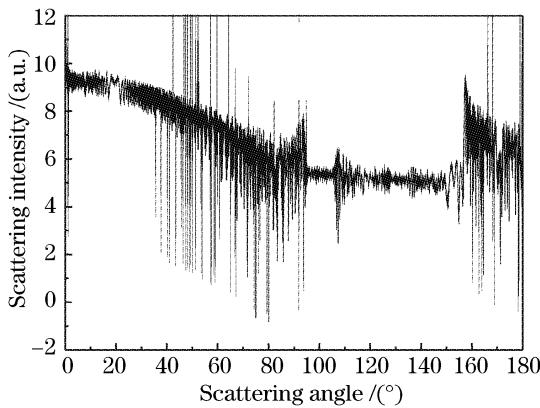


图 8 梯度折射率聚合物光纤在  $0^\circ \sim 180^\circ$  范围内的散射强度分布

Fig. 8 Distribution of scattering intensity between angles  $0^\circ \sim 180^\circ$  in gradient-index polymer optical fiber

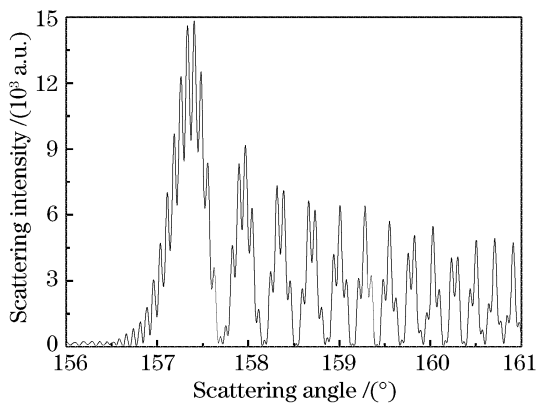


图 9 一阶彩虹的强度角分布

Fig. 9 Angular intensity distribution of the first rainbow

彩虹, 见图 10。

从图 9 和图 10 可以看出, 彩虹的散射强度分布除了低频艾里分布之外还有叠加在艾里分布之上的高频波纹结构。根据光散射的彩虹理论, 非均匀介质圆柱彩虹的艾里峰角位置主要依赖于其折射率, 各个艾里峰的角间隔主要与介质圆柱直径有关, 因此粒子的彩虹散射强度分布可以提供柱状散射体的直径和折射率分布等参量信息。

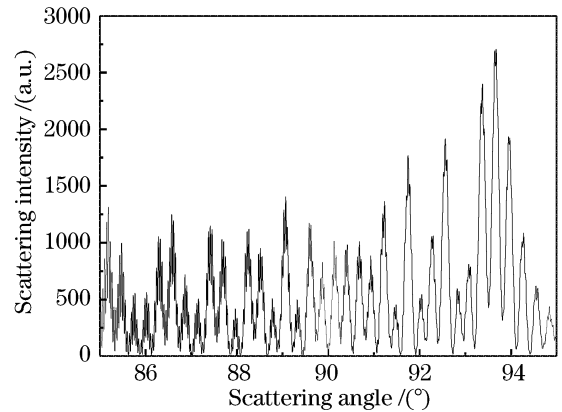


图 10 二阶彩虹的强度角分布

Fig. 10 Angular intensity distribution of the second-order rainbow

图 11 给出梯度折射率聚合物光纤一阶彩虹的艾里分布。模拟参量: 半径  $R = 500 \mu\text{m}$ , 表面折射率和中心折射率分别为  $m_1 = 1.47$  和  $m_0 = 1.49$ , 层数  $t = 300$ , 对应的指数分布因子分别为  $g = 1.8, 2.0$  和  $2.2$ 。从图 11 可以看出, 随着指数因子的增大, 各个艾里的角位置向大角度处移动。图 12 模拟了表面折射率分别为 1.47, 1.475 和 1.48 时的一阶彩虹的艾里分布, 相应的其他参量为  $R = 500 \mu\text{m}$ ,  $m_0 = 1.49$ ,  $g = 2.0$ , 层数  $t = 300$ 。从图可以看出, 随着表面折射率的增大, 各个艾里峰的角位置向小角度处移动。

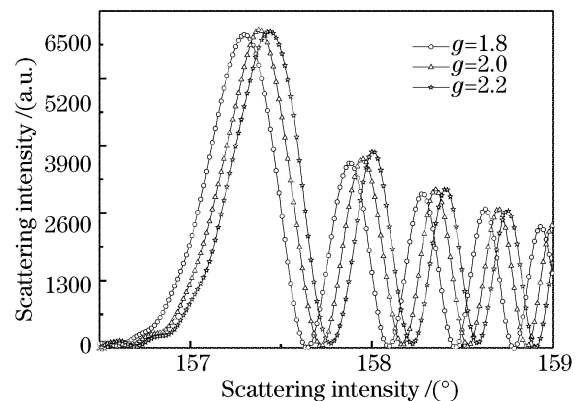


图 11 不同指数因子  $g$  对应的艾里强度分布曲线

Fig. 11 Intensity distributions of Airy structure with different exponent  $g$

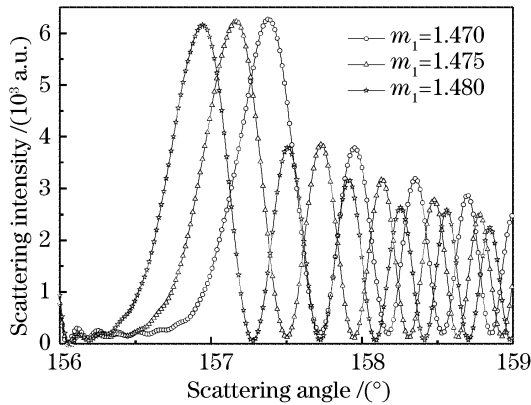


图 12 不同表面折射率  $m_1$  对应的艾里强度分布曲线

Fig. 12 Intensity distributions of Airy structure with different surface refractive index  $m_1$

从上述分析可得出,梯度折射率光纤的彩虹的散射强度分布与折射率分布密切相关,为利用光散射法进行梯度折射率光纤折射率分布非接触、在线测量提供理论依据。

## 7 结 论

在非均匀球粒子改进的电磁散射算法的基础上,提出了平面波垂直入射无限长非均匀柱体改进的电磁散射算法。该算法所能计算的柱体尺寸参量为 10000 和分层数达到  $10^6$ ,并且计算时间最多仅为几秒,可以适用于不同的波段,比如光波、微米及毫米波及不同的测试领域。利用光散射法进行梯度折射率聚合物光纤折射率分布的测量是目前最有效的方法之一,该算法可以研究其散射特性,同时为非接触、在线测量方法的研究提供了理论依据。

## 参 考 文 献

1 Lord Rayleigh. On the electromagnetic theory of light [J]. *Philos. Mag.*, 1881, **12**: 81~101

- 2 M. Kerker. *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation* [M]. New York: Academic Press, 1969
- 3 C. F. Bohren, D. R. Huffman. *Absorbing and Scattering of Light by Small Particles* [M]. New York: Wiley, 1983
- 4 Wu Zhensen, Guo Lixin, Cui Suomin. Internal and external electromagnetic fields for multilayered cylinder at normal incidence[J]. *Acta Electronica Sinica*, 1995, **23**(6): 114~116 (in Chinese)
- 吴振森,郭立新,崔索民. 垂直入射时无限长多层介质圆柱的内、外场计算[J]. *电子学报*, 1995, **23**(6): 114~116
- 5 S. Kozaki. Scattering of a Gaussian beam by a homogeneous dielectric cylinder[J]. *J. Appl. Phys.*, 1982, **53**(11): 7195~7200
- 6 Mees Loic, Ren Kuan Fang, Grehan Gerard *et al.*. Scattering of a Gaussian beam by an infinite cylinder with arbitrary location and arbitrary orientation; numerical results[J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(9): 1867~1876
- 7 M. Barabás. Scattering of a plane wave by a radially stratified tilted cylinder[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, **4**(12): 2240~2248
- 8 I. Gurwich, N. Shiloah, M. Kleiman. The recursive algorithm for electromagnetic scattering by tilted infinite circular multilayered cylinder[J]. *J. Quant. Spectroscopy & Radiative Transfer*, 1999, **63**(2~6): 217~229
- 9 Xingchao Yuan, Daniel R. Lynch, John W. Strohbehn. Coupling of finite element and moment methods for electromagnetic scattering from inhomogeneous objects [J]. *IEEE Trans. on Antennas & Propag.*, 1990, **39**(3): 386~393
- 10 A. F. Peterson, Paul W. Klock. An improved MFIE formulation for TE-wave scattering from lossy, inhomogeneous dielectric cylinders[J]. *IEEE Trans. on Antennas & Propag.*, 1988, **36**(1): 45~49
- 11 H. E. Bussey, J. H. Richmond. Scattering by a lossy dielectric circular cylindrical multilayer, numerical values [J]. *IEEE Trans. on Antennas & Propag.*, 1975, **23**(5): 723~725
- 12 Zhensen Wu, Lixin Guo, Kuanfang Ren *et al.*. Improved algorithm for electromagnetic scattering of plane waves and shaped beams by multilayered spheres[J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(21): 5188~5197
- 13 Charles L. Adler, James A. Lock, Justin K. Nash *et al.*. Experimental observation of rainbow scattering by a coated cylinder; twin primary rainbows and thin-film interference[J]. *Appl. Opt.*, 2001, **40**(9): 1548~1558
- 14 Jiang Huifen, Han Xiang'e, Ren Kuanfang *et al.*. Reconstruction of intensity of the second and fifth rainbows and its applications to homogeneous droplet[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(11): 1561~1565 (in Chinese)
- 姜会芬,韩香娥,任宽芳等. 均匀球形液滴二阶和五阶彩虹的重建及应用[J]. *光学学报*, 2004, **24**(11): 1561~1565