

文章编号 1004-924X(2008)07-1285-10

# 在多层介质中的频域 OCT 蒙特卡罗仿真

李 刚<sup>1</sup>, 郑 羽<sup>1,2</sup>, 林 凌<sup>1</sup>, 刘晶晶<sup>1</sup>

(1. 天津大学 精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072;

2. 天津工业大学 信息与通信工程学院, 天津 300160)

**摘要:**选择多层介质作为样品,根据波恩一阶近似理论建立了单次散射的无限细直光束频域 OCT 模型,并分析了散射积分方程很难得到精确解的原因。蒙特卡罗仿真结果表明,一类和二类光子出射后在空间的分布存在着一定的差异,通过调整接收器的面积,可以在一定程度上很好地抑制二类光子,尽可能多地接收一类光子;通过分析时域 OCT 与频域 OCT 的区别,进一步确立了频域 OCT 的优势地位;通过改变复杂生物组织的模型结构,对由于能量衰减而造成的图像灰度失真做了近似的补偿。

**关键词:**蒙特卡罗仿真;频域 OCT;一阶 Born 近似;多层介质

**中图分类号:**TP391;R814.42 **文献标识码:**A

## Monte Carlo simulation of Fourier-domain OCT in multi-layered media

LI Gang<sup>1</sup>, ZHENG Yu<sup>1,2</sup>, LIN Ling<sup>1</sup>, LIU Jing-jing<sup>1</sup>

(1. *School of Precision Instrument and Opto-electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*; 2. *School of Information and Communication Engineering, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300160, China*)

**Abstract:** According to the theory of first-order Born approximation, a Fourier Domain Optical Coherence Tomography(FDOCT) model of single scattering infinite narrow beam is established, and the reason why it is hard to obtain the exact solution of integrated scattering equation is analyzed. The Monte Carlo simulation results indicate that two kinds of photon are different in spatial distributions. The multiple backscattering photons can be rejected and more single backscattering photons can be received by adjusting the detection area. Then, the advantage of FDOCT is confirmed by analyzing the differences between Time Domain OCT (TDOCT) and FDOCT. The simulation results provide an important reference for experiments. The gray level distortion of complex bio-tissue image resulting from energy attenuation can be approximately compensated by changing the model's structure.

**Key words:** Monte Carlo simulation; Fourier Domain Optical Coherence Tomography(FDOCT); first-order Born approximation; multi-layered media

收稿日期:2007-09-13;修订日期:2008-01-25.

基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 60674111)

# 1 引 言

光学相干层析成像 (Optical Coherence Tomography, OCT) 作为一种光学断层成像技术,以其无辐射、非侵入、高分辨率及高探测灵敏度等特点,在临床医学领域具有巨大的发展潜力。早期的 OCT 研究都是基于时域 OCT (Time Domain OCT, TDOCT) 的,并在眼科应用中取得巨大成功,但是它也存在两个不足之处。首先它必须实现深度扫描,其次深度扫描必须以逐点的方式进行,这两个不足之处对 OCT 的高速实时成像非常不利。随着 OCT 的发展,1995 年 Fercher 等人提出了频域 OCT 技术<sup>[1-4]</sup>。

当今,许多国家和地区都有课题组在进行 OCT 方面的研究,处于领先地位的课题组有:奥地利维也纳大学医学物理学院的 A F Fercher 课题组<sup>[5-6]</sup>;美国哈佛医学院的 Johannes F. de Boer 课题组<sup>[7]</sup>;美国的麻省理工学院的 J. G. Fujimoto 课题组<sup>[8]</sup>;波兰 Nicholas Copernicus 大学的 M. Wojtkowski 课题组<sup>[9]</sup>;美国俄勒冈州 Health & Science 大学的 Ruikang K. Wang 课题组<sup>[4]</sup>等。在国内,华中科技大学、清华大学、上海光机所、浙江大学、福州师范学院和天津大学都先后开展了 OCT 方面的实验研究<sup>[10-15]</sup>。

在理论研究方面,到目前为止已经发展了多种 OCT 数学理论模型,用于解释和理解 OCT 对高散射介质的成像机制,从而有助于优化 OCT 系统结构和改善数据处理算法<sup>[16-20]</sup>。OCT 理论模型经历了从单次散射到多次散射、从简单结构到复杂结构的发展过程。鉴于蒙特卡罗仿真方法在研究多次散射对 OCT 信号的影响方面所具有的优越性,近年来,许多从事 OCT 研究的机构开始对蒙特卡罗仿真方法产生了浓厚的兴趣,把精力投入了时域 OCT 的蒙特卡罗模拟中。而频域 OCT 系统与之相比,成像速度更快、图像精度更高,更为众多学者瞩目。本文进行了频域 OCT 的蒙特卡罗模拟研究,希望仿真结果可以对成像实验起到一定的指导作用。

本文通过建立单次散射的无限细直光束频域 OCT 模型,研究多次散射对频域 OCT 系统成像深度的影响。由于多次散射携带了不准确的深度位置信息,极大地影响细微组织光学成像的精度。

将此模型用于分析散射系数和各向异性因子如何影响单次散射光子和多次散射光子衰减以及定位,从更深层次了解和分析从高散射介质中返回的背向散射光子对成像精度的影响。

## 2 频域 OCT 的理论基础

### 2.1 单次散射理论<sup>[21]</sup>

假设将单色高斯探测光束照射到弱散射、非均匀物体上,在与瑞利长度数量级相当的深度范围内,将入射光束近似看作平面波  $E^{(i)}$ , 如公式 (1) 所示:

$$E^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}^{(i)}, t) = A^{(i)} \exp(i\mathbf{k}^{(i)} \cdot \mathbf{r} - i\omega t), \quad (1)$$

其中,  $\mathbf{k}^{(i)}$  为入射波的波矢量,  $|\mathbf{k}^{(i)}| = k = 2\pi/\lambda$  为波数,  $\mathbf{r}$  为物体空间上的位置矢量。在此仅使用了光的经典描述形式,将电场  $E$  看作是标量,并忽略了任何与场量子化相关的信息。同理,用  $E^{(s)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}^{(s)}, t)$  表示散射波,用  $E(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$  表示合成波:

$$E(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = E^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}^{(i)}, t) + E^{(s)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}^{(s)}, t). \quad (2)$$

根据电磁场理论,  $E(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$  满足 Helmholtz 公式:

$$\nabla^2 E(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) + k^2 n^2(\mathbf{r}, \mathbf{k}) E(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = 0, \quad (3)$$

其中,  $n(\mathbf{r}, \mathbf{k})$  是物体在  $\mathbf{r}$  上的折射率。由于假设物体位于自由空间,因此在物体之外的空间上  $n(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = 1$ 。此外入射波也满足 Helmholtz 公式,即:

$$(\nabla^2 + k^2) E^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}^{(i)}, t) = 0. \quad (4)$$

由公式 (2)、(3)、(4) 可以推导得到散射场  $E^{(s)}$  满足以下公式:

$$(\nabla^2 + k^2) E^{(s)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}^{(s)}, t) = F(\mathbf{r}, \mathbf{k}) E(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t), \quad (5)$$

其中,

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = -k^2 [n^2(\mathbf{r}, \mathbf{k}) - 1]. \quad (6)$$

对于弱散射物体 ( $|E^{(s)}| \ll |E^{(i)}|$ ), E. Wolf 等人利用一阶 Born 近似给出了公式 (5) 的近似解:

$$E^{(s)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}^{(s)}, t) = -\frac{1}{4\pi} \int_{V(r')} F(\mathbf{r}', \mathbf{k}^{(i)}) E^{(i)}(\mathbf{r}', \mathbf{k}^{(i)}, t) \times G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) d^3 r', \quad (7)$$

其中,格林函数由下式给出:

$$G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = \frac{\exp(i\mathbf{k}^{(s)} \cdot |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (8)$$

由公式(7)可以看出,散射光波场是由格林函数表示的二次子波在被照明物体空间  $V(\mathbf{r}')$  上的空间积分,物体的散射势  $F(\mathbf{r}, \mathbf{k})$  决定了这些子波的相对幅度。

如图 1 所示,假设将坐标轴的原点定位于物

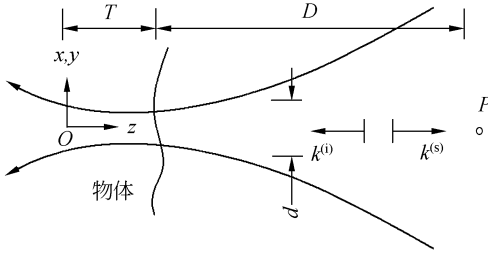


图 1 背向散射光波场

Fig. 1 Backscattered light wave

$$E^{(s)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}^{(s)}, t) = -\frac{1}{4\pi D} \int_{V(\mathbf{r}')} F(\mathbf{r}') A^{(i)} \exp(i\mathbf{k}^{(i)} \cdot \mathbf{r}' - i\omega t) \times \exp[i\mathbf{k}^{(s)} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] d^3 \mathbf{r}' = -\frac{A^{(i)}}{4\pi D} \exp(i\mathbf{k}^{(s)} \cdot \mathbf{r} - i\omega t) \times \int_{V(\mathbf{r}')} F(\mathbf{r}') \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' \quad (10)$$

其中,  $A^{(i)}$  表示入射光波的振幅,假设它在物体内是一个恒量。 $\mathbf{K} = \mathbf{k}^{(s)} - \mathbf{k}^{(i)}$  是散射矢量。因此,在远场近似中,背向散射波的振幅  $A^{(s)}$  与物体散射势  $F$  的三维傅里叶逆变换成正比:

$$A^{(s)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}^{(s)}, t) = -\frac{A^{(i)}}{4\pi D} \int_{V(\mathbf{r}')} F(\mathbf{r}') \cdot \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' \propto \text{FT}\{F(\mathbf{r}')\} \quad (11)$$

### 2.2 多次散射理论与光子的分类

可以看出频域 OCT 是建立在一阶 Born 近似与单次散射模型的基础上的,并且要求单次背向散射光波矢量与入射光矢量方向相反,这是一个很严格的条件,光子在组织中传播这种现象出现的概率是比较小的,大多数光子经历了多次散射后穿透组织、消失或以较大的散射角返回。

现在回到散射势的基本方程,并设入射波是平面波,其公式如下:

$$U(\mathbf{r}) = U^{(i)}(\mathbf{r}) + \int_{\nu} U(\mathbf{r}') F(\mathbf{r}') G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' \quad (12)$$

如果散射很弱 ( $|U^{(s)}| \ll |U^{(i)}|$ ), 则式(12)右边被积函数中  $U$  用  $U^{(i)}$  代替时,可以得到总场更好的近似,这就是前面提到的一阶 Born 近似。

$$U_1(\mathbf{r}) = U^{(i)}(\mathbf{r}) + \int_{\nu} U^{(i)}(\mathbf{r}') F(\mathbf{r}') G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' \quad (13)$$

体的后表面(有效探测深度)上,坐标系的轴  $z$  与入射光轴相重合。散射光波场在  $z$  轴的  $P$  点( $\mathbf{r}$ )被收集探测,探测点与组织表面的距离为  $D$ 。由于散射势  $F$  在物体之外的区域为零,如果  $D$  远大于物体结构的成像深度  $T$ ,那么格林函数  $G$  的分母  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  可以近似用  $D$  来替换。此外,  $G$  的指数部分还可以重新表示为:

$$k^{(s)} |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = k^{(s)} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (9)$$

此外,还忽略了物体折射率的色散,也就是说认为物体的散射势与波数之间没有相互依赖关系。这种近似将使下面的处理过程得以简化。但是必须强调的是,在更普遍的情况下,仔细考虑色散的影响还是有必要的。依据上述近似,式(7)可以表示成更为简洁的形式:

现在如果在积分方程(12)右边被积函数中改用  $U_1$  代替  $U$ ,可以得到进一步的近似,循环进行这个步骤,就可以得到一次高于一次的近似序列。

$$U_1(\mathbf{r}), U_2(\mathbf{r}), U_3(\mathbf{r}), \dots, U_n(\mathbf{r}), \dots \quad (14)$$

式中,每一项都是由前一项的迭代产生的:

$$U_{n+1}(\mathbf{r}) = U^{(i)}(\mathbf{r}) + \int_{\nu} U_n(\mathbf{r}') F(\mathbf{r}') G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' \quad (15)$$

因此一般项  $U_n$  的表达式显然可写成

$$U_n = U^{(i)} + U^{(i)} FG + U^{(i)} FGFG + \dots + U^{(i)} \underbrace{FGFG \dots FG}_{\text{共 } n \text{ 个 } FG \text{ 因子}} \quad (16)$$

显然公式(16)中逐项全都可按类似方式一一说明。其中每一项比其前项都会多考虑一次基本的散射贡献。一般项  $U^{(i)} \underbrace{FGFG \dots FG}_{\text{共 } n \text{ 个 } FG \text{ 因子}}$  含  $FG$  的  $n$  次自乘,称为代表次多重散射效应。

因此,为了计算某一方向(例如  $z$  轴方向)上的散射势,需要一个相对简单的计算式,而  $n$  次多重散射带来了复杂的  $3n$  重积分,很难得到散射积分方程的精确解;并且在多重散射中,很多点处的散射过程都会对接收点的总场产生贡献,这样无法通过简单的近似计算得到某一点精确的散射势。但是,记录单次背向散射光子的散射场,问题就大大简化了,仅仅通过单纯的傅里叶反变换即

可得到欲求值。因此可以将接收到的光子分成两类:(1)一类光子,单次背向散射光子,它的散射光波矢量与入射光波矢量方向相反,保证了当宽带光垂直入射到样品时,能准确得到沿样品深度方向分布的散射势。(2)二类光子,发生多次散射的背向散射光子,当它的散射角较小时,能够被探测光纤接收到,但它与样品的多个位置发生作用时,失去了提供准确信息的能力,应该看成是 SDOCT 信号的噪声,随着深度的增加二类光子的数量将远远大于一类光子,降低了 SDOCT 图像的信噪比。

### 3 频域 OCT 的仿真过程

#### 3.1 频域 OCT 的仿真条件

在频域 OCT 模型中,样品被细直光束垂直照射,组织的参数模型为多层介质。如未特别指出,对于单层组织模型而言,仿真中用到的参数是:组织模型半径为无限大,厚度为 0.02 cm,入射光子数是  $10^7$ ,光源在空间的相干长度  $l_c = 15 \mu\text{m}$ ,介质的折射率  $n_{\text{rel}} = 1.5$ ,吸收系数  $\mu_a = 1.5 \text{ cm}^{-1}$ ,散射系数  $\mu_s = 60 \text{ cm}^{-1}$ ,总衰减系数  $\mu_t = \mu_a + \mu_s = 61.5 \text{ cm}^{-1}$ ,各向异性因子  $g = 0.9$ 。对于多层介质而言,每层的组织参数会发生相应的变化<sup>[20]</sup>。在出射光子的接收上,如果没有接收条件的限制,所有出射的一类光子和二类光子都会被接收;如果增加了接收条件,则要用到的其它参数,如探测光纤的半径是  $10 \mu\text{m}$ ,探测光纤的接收角度是  $\Delta\theta \approx 5^\circ$ <sup>[20]</sup>。

#### 3.2 频域 OCT 的仿真结果

##### 3.2.1 一类光子和二类光子的分布特性

图 2 显示了不限制出射半径与散射角度时的背向散射光子沿深度的分布情况。可以看出一类光子信号强度随探测深度的增加逐步缓慢地下降,但二类光子的趋势恰恰相反。尽管二类光子信号强度在很小的深度下就超过了一类光子,但由于两类光子的空间分布不同使得频域 OCT 成像能够实现。

一类光子和二类光子在柱坐标系下的空间分布如图 3 所示,很明显二类光子比一类光子有更广的空间分布。尽管随着深度的增加两类光子的空间分布越来越广,二类光子比一类光子在径向上变广的趋势越来越大。很明显,可以通过限

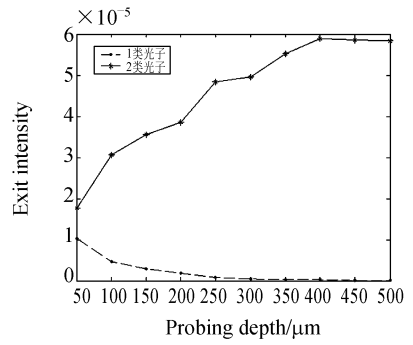
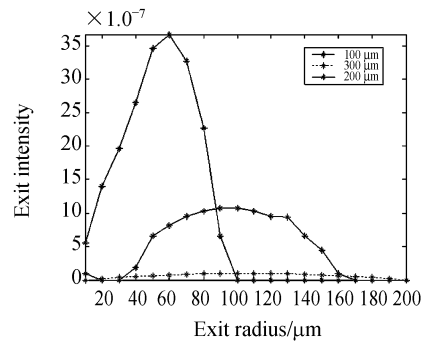
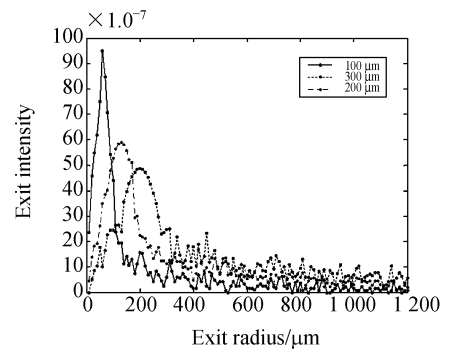


图 2 没有任何约束条件下出射的一类光子和二类光子与探测深度的关系

Fig. 2 Relation between class I or class II photons and probing depths without any constraints



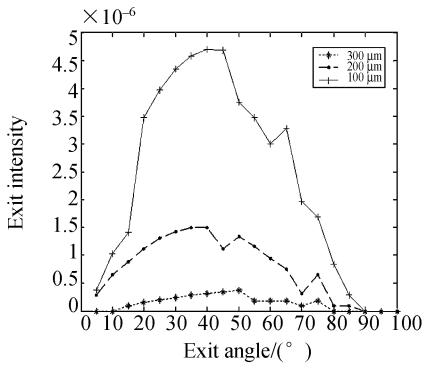
(a)一类光子  
(a)Class I photon



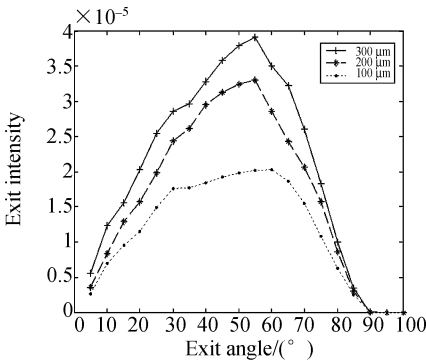
(b)二类光子  
(b)Class II photon

图 3 柱坐标系中一类光子与二类光子在不同探测深度处的空间分布

Fig. 3 Normalized spatial distributions of class I and class II photons at various probing depths in cylindrical coordinate system



(a)一类光子  
(a) Class I photon



(b)二类光子  
Class II photon

图 4 柱坐标系中一类光子与二类光子在不同探测深度处的角度分布

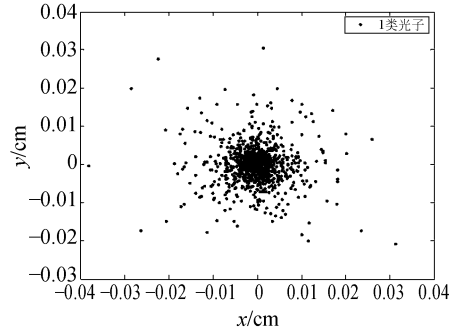
Fig. 4 Normalized angular distributions of class I and class II photons at various probing depths in cylindrical coordinate system

制探测区域来阻止二类光子进入探测器。例如,采用探测器是半径  $r_d = 10 \mu\text{m}$  的单模光纤。也可以说,如果出射光子离入射点的距离  $> 10 \mu\text{m}$ ,就不能探测到二类光子。

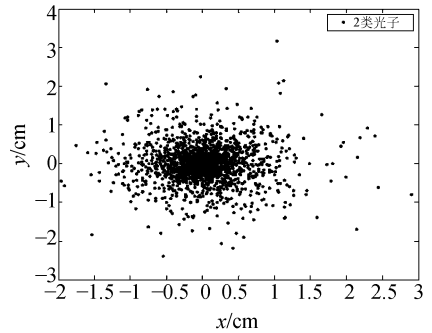
在同样的条件下,一类光子和二类光子在柱坐标系下的角度分布如图 4 所示,一类光子的角度分布在很大程度上是由空间分布决定的,光子沿垂直方向入射到样品中,然后依靠 Henyey-Greenstein 相位函数决定光子沿轴向的运动方向  $\gamma$ ,依靠计算机产生的随机数  $s$  决定光子的行走距离,光的出射半径可表示  $r = s \times \cos \gamma$ ,出射角度可表示为  $\sin \gamma_{\text{out}} = 1.5 \times \sin \gamma$ ,由此可以算出当探测深度确定在  $100 \mu\text{m}$  时,出射半径在  $40 \sim 80 \mu\text{m}$  的范围内,散射角可达  $33.8^\circ \sim 69.6^\circ$ ,如图 3 (a)与图 4(a)所示。由于二类光子经历了多次散

射,它与空间分布的关系并不是很直接,而无论是一类光子还是二类光子,它们的散射角度是相同的,都集中在  $30^\circ \sim 70^\circ$ ,从较深深度散射回的光子由于经历了较多次数的散射,因此在二类光子中占的比重较大。

图 5 清楚地表明背向散射光子的分布,背向散射光子以入射点为中心大致呈圆形分布,离入射点越近光子越密集,离入射点越远分布越稀疏,比较图 5(a)、(b)的横纵坐标还可以发现,一类光子的分布较二类光子更向中心聚集,此结果与图 3 基本一致。



(a)一类光子  
(a) Class I photon



(b)二类光子  
(b) Class II photon

图 5 出射平面上一类光子与二类光子的二维平面分布

Fig. 5 Two-dimensional distributions of class I and class II photons on exit plane

当探测区域限制到  $R_d = 10 \mu\text{m}$ ,探测角度为  $\theta_d = 5^\circ$ ,二类光子的数目在接近  $200 \mu\text{m}$  深度处超过了一类光子,如图 6 所示。随着探测深度的增加,二类光子的散射次数远远大于一类光子,这会导致二类光子中有一部分光子失去了偏振效应成

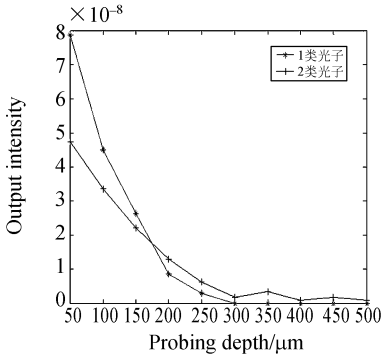


图 6 一类光子、二类光子与探测深度的关系,入射(光子数为  $10^8, R_d=10 \mu\text{m}, \theta_d=5^\circ$ )

Fig. 6 Relation between class I and class II photon and probing depths(incident photons= $10^8, R_d=10 \mu\text{m}, \theta_d=5^\circ$ )

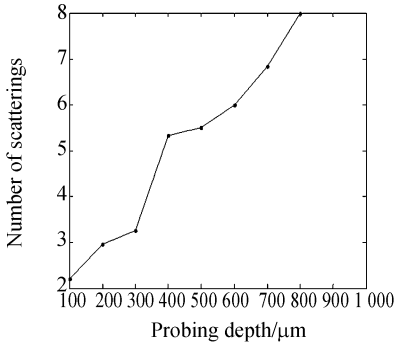


图 7 多次散射光子的散射次数与探测深度的关系(入射光子数为  $10^8$ ,接收条件为  $R_d=10 \mu\text{m}, \theta_d=5^\circ$ )

Fig. 7 Relation between average number of scattering events of Class II signals and probing depths(incident photons= $10^8, R_d=10 \mu\text{m}, \theta_d=5^\circ$ )

为了部分偏振光。从图 7 中可以看出多次散射光子在深度为  $100 \mu\text{m}$  的条件下,散射平均次数是 2,随深度的增加大致成线性增加的趋势。在理论上由于单次散射光子未经历其它散射事件,可以准确地提供位置信息。相反地,在经历了多次散射之后,这些光子因与样品的多个部位相互作用而成为图像中的噪声。

3.2.2 频域 OCT 和时域 OCT 的仿真及其区别

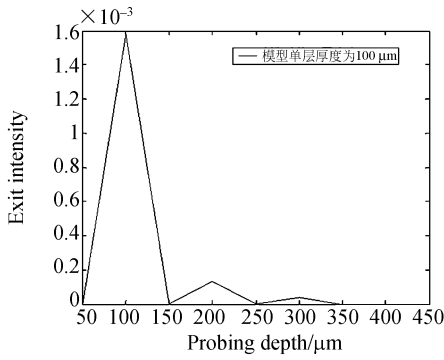
对于频域 OCT,最重要的是单次背向散射光子,因为一阶 Born 近似已经限制了单次散射光子为有用的光子。

图 8(a)模型单层厚度为  $100 \mu\text{m}$ ,可以看出,

在  $100 \mu\text{m}$  处出射的信号强度为  $1.60 \times 10^3$ ,在  $200 \mu\text{m}$  处出射的信号强度为  $1.3 \times 10^{-4}$ ,在  $300 \mu\text{m}$  处出射的信号强度为  $3.8 \times 10^{-5}$ 。图 8(b)模型单层厚度为  $200 \mu\text{m}$ ,可以看出,在  $200 \mu\text{m}$  处出射的信号强度为  $5.1 \times 10^{-4}$ ,在  $400 \mu\text{m}$  处出射的信号强度为  $1.2 \times 10^{-5}$ ,在  $600 \mu\text{m}$  处出射的信号强度为  $1.3 \times 10^{-6}$ 。图 8(c)模型单层厚度为  $300 \mu\text{m}$ ,可以看出,在  $300 \mu\text{m}$  处出射的信号强度为  $1.6 \times 10^{-4}$ ,在  $600 \mu\text{m}$  处出射的信号强度为  $1.4 \times 10^{-6}$ 。图 8(d)模型单层厚度为  $400 \mu\text{m}$ ,可以看出,在  $400 \mu\text{m}$  处出射的信号强度为  $4.4 \times 10^{-5}$ 。

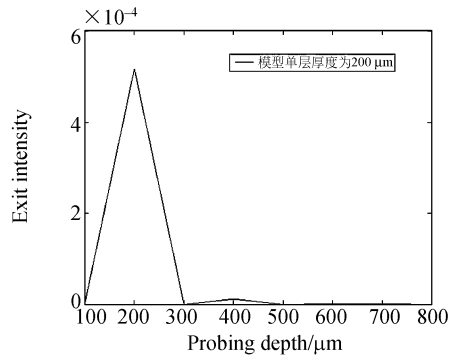
从仿真结果可以看出,对于单层厚度不同的模型,一类光子的信号强度仍然随探测深度的增加而减少,这是因为大部分的光子在折射率发生变化的界面上背向散射的结果。在单层厚度  $<200 \mu\text{m}$  的模型中,其中每一层衰减一个量级的光子,而对于单层厚度  $>200 \mu\text{m}$  的模型中,其中每一层衰减二个量级的光子,由此可知,每层模型的厚度同样可以影响出射光子的数量,折射率不发生变化的一层对光子同样存在吸收和散射。还可以看出,频域 OCT 可以同时探测到不同深度的出射光子数,不通过轴向扫描就可以实现一个轴向位置的深度扫描,从而大大提高了重建图像的速度。

从图 9 可以看出,在探测深度为  $100 \mu\text{m}$  处,其出射的信号强度为  $1.63 \times 10^3$ ,在深度为  $150 \mu\text{m}$  处,其出射的信号强度为  $5.53 \times 10^{-7}$ ,在  $200 \mu\text{m}$  处,其出射的信号强度为  $1.45 \times 10^{-4}$ 。时域 OCT 和频域 OCT 仿真过程的区别就在于时域 OCT 在图像重建的过程中没有严格的数学模型,直接提取干涉条纹的包络就可以直接重建图像,因此在蒙特卡罗仿真过程中,只要对探测深度有贡献的光子(包括单次散射光子和多次散射光子)都是有用的光子;而频域 OCT 由于其在图像重建的过程中严格遵守一阶 Born 近似这个数学模型,因此对频域 OCT 有贡献的光子仅限于单次散射光子。仿真过程中,在折射率发生变化的位置其出射的光子数会更多,对于折射率不发生变化的区域其出射的光子数会明显减小。在时域 OCT 实验过程中,当参考臂透镜扫描时,其更多的扫描位置是在同层区域中,这样会导致输出的图像的信噪比很低,只有扫描在折射率变化的区



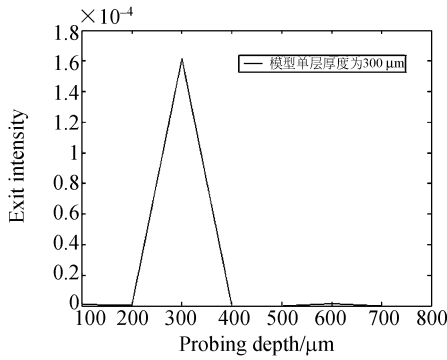
(a)模型单层厚度为 100 μm

(a)Depth of one layer is 100 μm



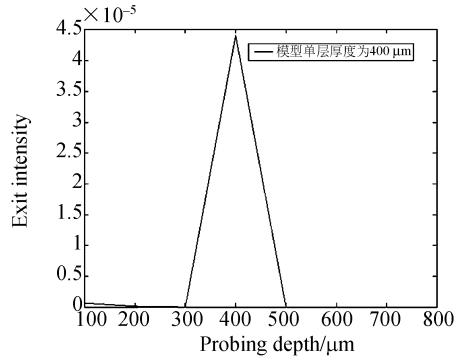
(b)模型单层厚度为 200 μm

(b)Depth of one layer is 200 μm



(c)模型单层厚度为 300 μm

(c)Depth of one layer is 300 μm



(d)模型单层厚度为 400 μm

(d)Depth of one layer is 300 μm

图 8 频域 OCT 模型单层厚度发生变化时,一类光子信号强度与探测深度间的关系。(模型共分为 4 层  $n_1 = 1.5, n_2 = 1.3, n_3 = 1.4, n_4 = 1.5$ ,接收条件为  $r_d = 10 \mu\text{m}, \theta_d = 5^\circ$ ,其余参数不变。)

Fig. 8 Model of FDOCT, relation between class I signal and probing depths when the depth of one layer is variant. There are four layers in the model, where  $n_1 = 1.5, n_2 = 1.3, n_3 = 1.4, n_4 = 1.5$ . Receiver parameters are  $r_d = 10 \mu\text{m}, \theta_d = 5^\circ$ , other simulation parameters are the same.

域才能得到较多的出射光子。因此提高扫描效率得到真正有意义的位置也是时域 OCT 所需要解决问题。因为有贡献的光子不仅仅限于单次散射光子,参考镜位于某一位置时,时域 OCT 收集的光子数会大于频域 OCT 在此特定位置出射的光子(在  $100 \mu\text{m}$  处,  $1.63 \times 10^{-3} > 1.60 \times 10^{-3}$ , 在  $200 \mu\text{m}$  处,  $1.45 \times 10^{-4} > 1.30 \times 10^{-4}$ )。

### 3.2.3 频域 OCT 中图像的灰度补偿法

频域 OCT 的仿真四层模型是:

1.5	1.5	60	0.9	0.01
1.3	1.5	60	0.9	0.01
1.4	1.5	60	0.9	0.01
1.5	1.5	60	0.9	0.01

从这个模型得到仿真结果可以看出,随着探

测深度的增加由于前表面的反射损失导致后面层面的反射光子数不能真实地反映该层面幅值,因此必须要进行图像灰度值的补偿,对于简单的样品可以采用费涅尔定理进行补偿。而对于复杂的生物组织,必须采用蒙特卡罗的方法进行仿真  $r = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$ ,根据已得到每一层反射的实际光强值,得到真实的图像灰度值。

对于上面四层模型而言,后面的每一层反射回来的光子能量大小受到前一层的影响主要表现在两个方面:(1)光子的单个步长达到  $0.01 \text{ cm}$  的概率是很小的,光子很难在尚未发生散射的条件下到达下一个边界,通常在尚未到达下一个边界时,光子前背向散射回去或仍旧保持前向散射特性,但已变成了多次散射光子;(2)能够到达下一

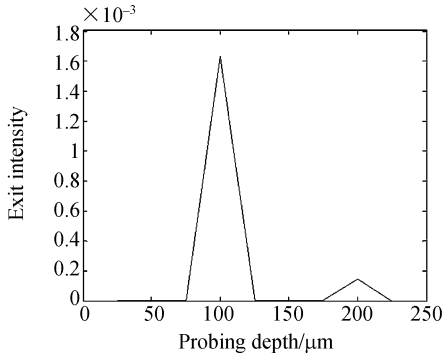


图 9 时域 OCT 模型:一类光子信号强度与探测深度间的关系。(模型共分为 4 层  $n_1 = 1.5, n_2 = 1.3, n_3 = 1.4, n_4 = 1.5, d_1 = d_2 = d_3 = 100 \mu\text{m}, d_4 = 100 \text{cm}$ ,接收条件为  $r_d = 10 \mu\text{m}, \theta_d = 5^\circ$ ,其余参数不变)。

Fig. 9 Model of TDOCT, relation between class I signals and probing depth. (There are four layers in the model, where  $n_1 = 1.5, n_2 = 1.3, n_3 = 1.4, n_4 = 1.5, d_1 = d_2 = d_3 = 100 \mu\text{m}, d_4 = 100 \text{cm}$ . Receiver parameters are  $r_d = 10 \mu\text{m}, \theta_d = 5^\circ$ , other simulation parameters are the same).

界面的光子有一部分在前一界面处返回,没有继续在组织里传播,成为反映下一界面信息的光子。依次以每两层来构成新的模型,分别用  $10^7$  的光子仿真,这样可以避免两种情况的发生,完成灰度补偿。根据以上的分析可以重新建立仿真模型,以两层作为一个子模型,这样重新建立的模型就变成 4 个,其模型如下。

(1)子模型 1

1.5 1.5 60 0.9 0.01  
1.3 1.5 60 0.9 100

(2)子模型 2

1.3 1.5 60 0.9 0.01  
1.4 1.5 60 0.9 100

(3)子模型 3

1.4 1.5 60 0.9 0.01  
1.5 1.5 60 0.9 100

(4)子模型 4

1.5 1.5 60 0.9 0.01  
1.2 1.5 60 0.9 100

由于前表面损失会影响后表面能量的损失,从而造成重建图像的灰度失真,用这种方法可以做近似的补偿。重新建立的新模型的优点主要表

现为:光子能够以较大的概率到达第二层界面,在此之前由于上面提到的原因,不发生散射的光子有可能成为反映此界面的信息,这里忽略了本层内已经发生多次散射的光子,因为相对于最初的模型而言,光子在本层内发生散射的概率是几乎相近的,可以把层内散射当成光子能量的衰减,其它层也发生此状况,不列入相互比较的范围内;除去层内散射的光子,其余都在界面处决定是继续传播还是背向散射,这样就没有了上一界面处光子的损失所导致的本界面信号强度的大大减弱。

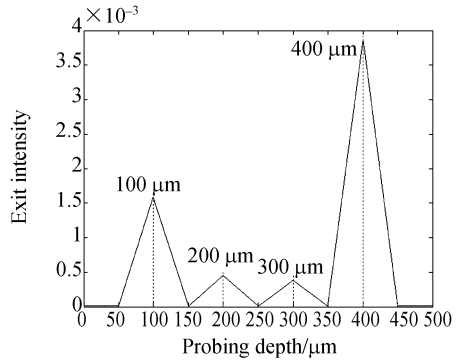


图 10 频域 OCT 强度补偿后,一类光子信号强度与探测深度间的关系

Fig. 10 Relation between class I signal and probing depths after intensity compensation of FDOCT

图 10 为补偿后的结果,从图 10 中可以看出每一层出射的一类光子数的数量级都是  $10^3$ ,相对于图 8(a)而言,各反射层出射的光强得到了补偿,达到了重建图像灰度级补偿的要求。另外从图中可以看出,不同的层面出射光子数是不同的,这是由于蒙特卡罗程序编写中层面发射的光子的概率是依据费涅尔定理得到的。补偿后第一层反射的光强为 0.001 6,第二层反射的光强为 0.000 45,第三层反射的光强为 0.000 39,第四层反射的光强为 0.003 9。通过该蒙特卡罗仿真可以对由于能量衰减而造成的图像灰度失真复杂的生物组织图像做一个近似的补偿。

### 4 结 论

本文采用了蒙特卡罗模拟方法,研究了频域 OCT 的一些特性,取得了较好的仿真效果,从仿真结果可以得到如下的几个结论:

(1) 由仿真结果可知,多次散射是影响细微组织光学成像质量的主要因素。两种类型的光子出射后在空间分布存在着一定的差异,通过调整接收器的面积,可以在一定程度上很好地抑制二类光子,尽可能多地接收到有效光子;从理论与仿真模型上分析了时域 OCT 与频域 OCT 的区别,进一步确立了频域 OCT 的优势地位,仿真结果对频域 OCT 的系统设计有很好的指导作用。

(2) 从当前来说,OCT 成像技术在透明组织方面的应用已经比较成熟,而在混浊介质成像方面不尽如人意。其原因是随着光子传播深度的增加,多次散射比较复杂,对图像质量影响非常严重。如果能准确分析出多次散射在生物组织中传

播状态,OCT 成像质量可以大大提高。

(3) 频域 OCT 模型是建立在单次散射模型的基础上的,对 OCT 有贡献的一类散射光子并没有包含多次散射光子。但是很多研究组织都表明,OCT 信号仅来自单次背向散射光只是一种近似的假设,因为光子在经历有限次散射事件之后还可以对 OCT 信号做出贡献,OCT 信号应该是所有单次背向散射光和多次散射光的总和。尽管多次散射光能够与参考光部分相干,一阶 Born 近似却限制了这部分光子精确提供位置信息的能力。这就需要进一步改进频域 OCT 的理论基础,这是目前一项具有极大挑战性的课题。

### 参考文献:

- [1] LEITGEB R, HITZENBERGER C K, FERCHER A F. Performance of Fourier domain vs. time domain optical coherence tomography[J]. *Optics Express*, 2003,11(8):899.
- [2] FERCHER A F,DREXLER W. Optical coherence tomography-principles and applications[J]. *Rep. Prog. Phys.*, 2003, 66:239-303.
- [3] NASSIF N A, GENSE B. In vivo high-resolution video-rate spectral-domain optical coherence tomography of the human retina and optic nerve[J]. *Optics Express*, 2004,12(3):367.
- [4] TOMLINS P H, WANG R K. Theory, developments and applications of optical coherence tomography[J]. *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 2005, 38(15): 2519-2535.
- [5] LEITGEB R A,DREXLER W,FERCHER A F. Ultrahigh resolution fourier domain optical coherence tomography [J]. *Optical Express*, 2004, 12(12): 2156-2165.
- [6] LEITGEB R A,SCHMETTERER L,DREXLER W, et al. . Real-time assessment of retinal blood flow with ultrafast acquisition by color doppler fourier domain optical coherence tomography[J]. *Optical Express*, 2003, 11(23): 3116-3121.
- [7] CENSE B,NASSIF N A,JOHANNES F, et al. . Ultrahigh-resolution high-speed retinal imaging using spectral-domain optical coherence tomography[J]. *Optical Express*, 2004, 12(11): 2435-2447.
- [8] BOPPART S A,TEARNEY G J,FUJIMOTO J G. Noninvasive assessment of the developing xenopus cardiovascular system using optical coherence tomography[J]. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 1997, 94(9): 4256-4261.
- [9] WOJTKOWSKI M,SRINIVASAN V J,TONY H K, et al. . Ultrahigh-resolution,high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation[J]. *Optical Express*, 2004, 12(11): 2404-2422.
- [10] 骆清铭,张益哲,曾绍群,等. 光学弱相干层析成像进展[J]. CT理论与应用研究, 2000, 9(4):1-6.  
LUO Q M, ZHANG Y ZH, ZENG SH Q, et al. . Advances in optical coherence tomography[J]. *Computerized Tomography Theory and Applications*, 2000, 9(4):1-6. (in Chinese)
- [11] 薛玲玲,张春平,王新宇,等. OCT 技术在生物组织中的应用[J]. 激光杂志, 2000, 21(1):6-9.  
XUE L L, ZHANG CH P, WANG X Y, et al. . Application of OCT technique in bio-tissue[J]. *Laser Journal*, 2000, 21(1):6-9. (in Chinese)
- [12] 马振鹤,王瑞康. 快速高分辨率的频谱光学相干层析成像系统研究[J]. 纳米技术与精密工程, 2005, 3(3): 232-235.  
MA ZH H, WANG R K. High-speed high-resolution spectral optical coherence tomography system[J]. *Nanotechnology and Precision Engineering*, 2005, 3(3): 232-235. (in Chinese)

- [13] 胡海峰,姚建铨.利用 Monte Carlo 模拟技术研究 OCT 图像对比度[J].光学精密工程,2004,12(1):94-99.  
HU H F, YAO J Q. Application of Monte Carlo simulation technology in OCT imaging contrast[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2004, 12(1):94-99. (in Chinese)
- [14] 黄丽娜,俞晓峰,丁志华.光学相干层析成像系统中双通快速扫描光学延迟线的数值分析[J].光子学报,2005,34(11):1663-1665.  
HUANG L N, YU X F, DING ZH H. Numerical analysis of double pass rapid scanning optical delay line in optical coherence tomography[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005,34(11):1663-1665. (in Chinese)
- [15] 郑羽,李刚,刘晶晶,等.在 CSOCT 系统中抑制线性相移误差的校正算法[J].光学精密工程,2007,15(5):753-759.  
ZHENG Y, LI G, LIU J J, *et al.*. Correction algorithm of restriction of linear phase-shift error in complex spectral OCT system[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2007, 15(5):753-759. (in Chinese)
- [16] YADLOWSKY M J, SCHMITT J M, BONNER R F. Multiple scattering in optical coherence microscopy[J]. *Applied Optics*, 1995, 34(25):5699-5707.
- [17] SCHMITT J M, KNUTTEL A. Model of optical coherence tomography of heterogeneous tissue[J]. *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, 1997, 14(6):1231-1242.
- [18] THRANE L, YURA H T, ANDERSEN P E. Analysis of optical coherence tomography systems based on the extended Huygens-Fresnel principle[J]. *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, 2000, 17(3):484-490.
- [19] SMITHIES D J, LINDMO T, CHEN Z P, *et al.*. Signal attenuation and localization in optical coherence tomography studied by Monte Carlo simulation[J]. *Physics in Medicine and Biology*, 1998, 43(10):3025-3044.
- [20] YAO G, WANG L H. Monte Carlo simulation of an optical coherence tomography signal in homogeneous turbid media[J]. *Physics in Medicine and Biology*, 1999, 44(9):2307-2320.
- [21] FERCHER A F, HITZENBERGER C K, KAMP G, *et al.*. Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry[J]. *Optics Communications*, 1995, 117(6):43-48.

作者简介:李刚(1959—),男,博士,教授,主要研究方向为生物信息检测。E-mail:ligang59@tju.edu.cn

## ●下期预告

# B 样条滤波器建立表面轮廓中线的方法

许景波<sup>1</sup>,袁怡宝<sup>2</sup>,刘泊<sup>1</sup>

- (1. 哈尔滨理工大学 测控技术与通信工程学院,黑龙江 哈尔滨 150040;
2. 哈尔滨工业大学 自动化测试与控制系,黑龙江 哈尔滨 150001)

根据离散 B 样条函数的 Z 域表达式, B 样条空间中对信号的拟合和分解可以表示成 FIR 滤波器和 IIR 滤波器的滤波过程,再结合变分原则,构建了表面粗糙度测量中用于确定中线的 B 样条滤波器。将零相移滤波技术应用到 B 样条滤波器的实现中,得到了相应的差分方程。对一实际工件表面轮廓进行了实验,验证了该方法的可行性,该滤波器同样具有零相移的特性,与高斯滤波器建立中线方法相比,其计算效率提高了 3 倍。