

非高斯分布光谱光源 OCT 系统的轴向分辨率计算

岳献^{1,2,3}, 杨亚良^{1,2*}, 刘颖^{1,2,3}, 代豪^{1,2,3}, 肖飞^{1,2}, 耿超^{1,2}

¹中国科学院自适应光学重点实验室, 四川 成都 610209;

²中国科学院光电技术研究所, 四川 成都 610209;

³中国科学院大学, 北京 100049

摘要 提出一种基于维纳-辛钦定理计算光学相干层析成像(OCT)系统轴向分辨率 δ_z 的通用方法:对光源的功率谱密度分布进行傅里叶逆变换,得到其自相干函数,由其半峰全宽值来获得 δ_z 。利用该方法计算了高斯和非高斯分布光谱光源 OCT 系统的 δ_z ,通过与厂商给出的产品标称值相比较,验证了本方法对于高斯和非高斯分布光谱光源的正确性。以超宽带白光光源为例,使用滤光片滤除边缘部分光谱后形成非高斯分布光谱,搭建实验系统,实测 δ_z ,所得结果与本方法的计算结果较为接近,实验验证了本方法的正确性。本方法对于非高斯分布光谱光源 OCT 系统 δ_z 的计算结果,能为系统设计时的参数考虑与器件选择等提供依据。

关键词 成像系统; 光学相干层析成像; 非高斯分布光谱; 轴向分辨率; 光谱滤波; 超宽带光源

中图分类号 O436.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0411004

Axial Resolution Calculation of OCT System Illuminated by a Non-Gaussian Spectrum Source

Yue Xian^{1,2,3}, Yang Yaliang^{1,2*}, Liu Ying^{1,2,3}, Dai Hao^{1,2,3}, Xiao Fei^{1,2}, Geng Chao^{1,2}

¹Key Laboratory of Adaptive Optics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu, Sichuan 610209, China;

²Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu, Sichuan 610209, China;

³University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract In this paper, a general method for calculating the axial resolution (δ_z) of optical coherence tomography (OCT) system based on the Wiener-Khinchin theorem was proposed. The power spectral density (PSD) distribution of a light source was subject to inverse Fourier transform to obtain the self-coherence function of the source, and the full width at half maximum of the function was employed to calculate the δ_z . The δ_z values of the OCT systems illuminated by the Gaussian and non-Gaussian spectrum sources were calculated by this method, respectively, and its validity for the above sources was verified by comparing the calculated values with the nominal values of products given by the manufacturers. Furthermore, an ultra-broadband white light source was taken as an example to form a non-Gaussian spectrum by edge filtering with two filters. An experimental setup was built to measure the δ_z , and the result was very close to the calculated one with the proposed method. In conclusion, the method proposed in this paper can be applied to the δ_z calculation of OCT systems illuminated by non-Gaussian spectrum sources, providing a basis for the parameter consideration and component selection during system design.

Key words imaging system; optical coherence tomography; non-Gaussian spectrum; axial resolution; spectral filtering; ultra-broadband source

OCIS codes 110.4500; 350.5730; 030.1640

收稿日期: 2020-08-05; 修回日期: 2020-09-10; 录用日期: 2020-10-09

基金项目: 国家自然科学基金(61575205, 61805248)、国家重大科学仪器设备开发专项(2012YQ120080)、中国科学院光电技术研究所前沿部署项目

* E-mail: ylyang@ioe.ac.cn

1 引言

光学相干层析成像^[1] (OCT) 技术是一种能达微米甚至亚微米级轴向分辨率的非侵入式三维成像技术,在临床医学、病理研究与工业检测等领域应用广泛^[2-6]。OCT 系统的横向分辨率 δ_x 和轴向分辨率 δ_z 相互独立,其中, δ_x 由在样品上的照明光束的聚焦条件决定,而 δ_z 由光源的中心波长 λ_0 和光谱的半峰全宽(FWHM) $\Delta\lambda$ 决定^[7],因此 OCT 可以同时实现高 δ_x 和高 δ_z 成像。能对样品的内部结构和功能信息进行纵向分层观察是 OCT 的最大特点,因此用于表征纵向层析能力的 δ_z 是 OCT 系统的主要性能指标。当照明光源的光谱为高斯型或接近高斯型分布时,常用的 OCT 系统的 δ_z 计算公式为 $\delta_z = [2 \ln 2 / (\pi n)] (\lambda_0^2 / \Delta\lambda)$,其中 n 为介质折射率。由此可知,使用中心波长更短或带宽更宽的光源进行照明,可以提高 OCT 系统的 δ_z 。所以白光光源、超宽带激光光源和多光谱光源拼接而成的超宽带光源^[8],常被用作超高轴向分辨率 OCT 系统^[9] 的照明光源。

在提供高 δ_z 的同时,光源带宽过宽也会给 OCT 系统带来负面影响:宽光谱引起的大色差,会降低 OCT 系统的 δ_x 和 δ_z ^[10];在系统设计中,器件选择必须考虑工作带宽和器件色散,过宽的工作带宽会使系统设计和器件选择变得极为困难,且会增加器件的购置成本;超宽带光源的相干长度极短,这对 OCT 系统装调精度的要求极高,在成像操作时对环境稳定性的要求也极为严苛。因此,在满足应用场合对 δ_z 要求的前提下,通常采用滤光片或利用光学器件本身的边缘滤波特性,来滤除不必要的两侧光谱^[6,11],使光源的光谱范围变窄,以避免或减少前述负面影响。

超宽带光源的光谱形状通常不是高斯型分布;利用滤光片滤除光谱边缘后形成的光谱分布,与高斯分布相差较大。若此时仍利用常用公式来计算 δ_z ,所得结果将会存在很大误差,不再具有理论指导意义。高 δ_z 或超高 δ_z 成像目前已成为常态,因此超宽带非高斯分布光谱光源被大量使用^[12-15],但针对这类光源照明的 OCT 系统 δ_z 的计算研究却还未见报道。Akca 等^[16] 只研究了光源光谱形状对 δ_z 的影响,并未给出 δ_z 的计算方法。虽然可在 OCT 系统装调完成后,通过实验来测定 δ_z ,但无法预知参数,这为 OCT 的系统设计和器件选择带来困惑。

本文基于维纳-辛钦 (Wiener-Khinchin) 定理,

提出了一种具有普遍适用性的 OCT 系统 δ_z 的计算方法:对光源的功率谱密度(PSD)分布进行傅里叶逆变换,得到其自相干函数,由自相干函数的半峰全宽值来计算 δ_z 。本方法理论上适用于任意分布光谱光源,当然也适用于高斯分布光谱光源这一特例。需指出的是,虽然扫频 OCT 系统使用的扫频光源,与时域和谐域 OCT 系统使用的光源不同,但它们的 δ_z 都由光源的光谱分布所决定。对于扫频 OCT 系统而言, δ_z 就是由扫频光源输出的所有窄瞬时线宽光谱分量所形成的宽光谱包络所决定。所以本方法对于时域和傅里叶域 OCT 技术均适用。

2 原理与方法

光源发出的光束被分光镜分为两束,分别进入参考臂和样品臂。由参考臂和样品臂返回的光信号的电场强度分别记为 $E_R(z)$ 和 $E_S(z + \Delta z)$,光强分别记为 I_R 和 I_S 。对于时域 OCT 系统,由探测器接收到的光强信号 $I_D(z)$ 可表示为

$$I_D(z) = I_R + I_S + 2\text{Re}[E_R(z) * E_S(z + \Delta z)], \quad (1)$$

式中: z 为参考光束在参考臂中传播的光程;“ $*$ ”为函数的共轭; $\text{Re}[\cdot]$ 为取实部; Δz 为参考臂与样品臂之间的光程差。(1)式中的前两项为直流项,可通过减背景操作消除;第三项为参考信号与样品信号的互相干项,它等于光源自相干函数 $\gamma(z)$ 与样品响应函数 $h(z)$ 的卷积的实部^[17-18],可表示为

$$2\text{Re}[E_R(z) * E_S(z + \Delta z)] = \text{Re}[\gamma(z) \otimes h(z)], \quad (2)$$

式中: \otimes 表示卷积运算。

对于傅里叶域 OCT,干涉光谱 $I_D(f)$ 可表示为^[17]

$$I_D(f) = S_R(f) + S_S(f) + S_{S_i S_j}(f) + 2\text{Re}[S(f)H(f)]\cos(2\pi fz), \quad (3)$$

式中: f 为光源的空间频率, $f = 1/\lambda$; $S_R(f)$ 和 $S_S(f)$ 分别为参考臂和样品臂返回光信号的功率谱密度函数; $S_{S_i S_j}(f)$ 为自相干项的功率谱密度函数; $S(f)$ 为光源的功率谱密度函数; $H(f)$ 是 $h(z)$ 的傅里叶变换,为样品的传递函数。(3)式中的第一项和第二项为直流项;第三项为样品内不同层信号相互干涉形成的自相干项;第四项为参考信号与样品内不同层信号干涉形成的互相干项。根据维纳-辛钦定理, $\gamma(z)$ 与 $S(f)$ 满足关系^[7]

$$\gamma(z) = \text{FT}^{-1}[S(f)] = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) \exp(i2\pi fz) df, \quad (4)$$

式中: $FT^{-1}[\cdot]$ 为函数的傅里叶逆变换。需注意的是, 此处光源功率谱密度函数的变量为空间频率 f , 而不是空间角频率 k 。对(3)式进行傅里叶逆变换, 得到

$$I_D(z) = FT^{-1}[S_R(f)] + FT^{-1}[S_S(f)] + FT^{-1}[S_{S_i S_j}(f)] + 2\text{Re}\{FT^{-1}[S(f)H(f)]\} \otimes FT^{-1}[\cos(2\pi f z)] = FT^{-1}[S_R(f)] + FT^{-1}[S_S(f)] + FT^{-1}[S_{S_i S_j}(f)] + \frac{1}{2}\text{Re}[\gamma(z) \otimes h(z \pm z_0)], \quad (5)$$

式中: z_0 为零光程差位置。(5)式中的前三项可以通过高通滤波等操作消除, 只保留含有样品信息的第四项。

由(2)式和(5)式可以看出, 无论是时域 OCT 还是傅里叶域 OCT 技术, 都是通过光源自相干函数 $\gamma(z)$ 与样品响应函数 $h(z)$ 的卷积来调制信息。因此 $\gamma(z)$ 可以视为 OCT 系统的轴向点扩展函数, 其半峰全宽值 $F_{FWHM, SC}$ 决定了系统的 δ_z [18]。由于光束在样品中往返传播, 可知 OCT 系统的 δ_z 为光源相干长度 l_c 的 1/2, 即

$$\delta_z = l_c / 2 = F_{FWHM, SC} / 2. \quad (6)$$

至此得到了计算 OCT 系统 δ_z 的方法, 其流程如图 1 所示: 对照明光源的功率谱密度函数 $S(f)$ 进行傅里叶逆变换, 得到光源的自相干函数 $\gamma(z)$; 求取 $\gamma(z)$ 的半峰全宽 $F_{FWHM, SC}$ 即可求得照明光源的相干长度 l_c ; l_c 的 1/2 即为 OCT 系统的 δ_z 。

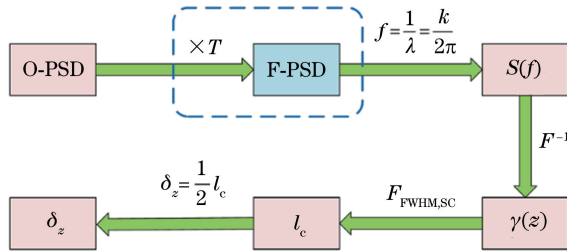


图 1 轴向分辨率计算流程

Fig. 1 Flowchart of axial resolution calculation

对于采用滤光片对光谱进行边缘滤波的照明光源(如图 1 中虚线框内所示), 应将滤光片的透过率分布 T 与光源的原始功率谱密度(O-PSD)分布相乘, 得到光谱滤波后、真正用于 OCT 成像的功率谱密度(F-PSD)分布, 再按上述步骤计算 δ_z 。该方法为本文提出的计算 OCT 系统 δ_z 的通用方法。

当照明光源的 PSD 分布为高斯型时, 光源的 $\gamma(z)$ 与 $S(f)$ 满足关系 [7]

$$\gamma(z) = \exp\left[-\frac{(z)^2}{2\left(\frac{1}{2\pi\sigma}\right)^2}\right] \xleftrightarrow{FT} S(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(f-f_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (7)$$

式中: σ 为光源的功率谱密度函数 $S(f)$ 的标准差; FT 为对函数的傅里叶变换; f_0 为光源的中心空间频率。光源的相干长度 l_c 可表示为

$$l_c = \sqrt{2\ln 2} / (n \cdot \pi \cdot \sigma), \quad (8)$$

光源的功率谱密度函数 $S(f)$ 的半峰全宽 Δf 为

$$\Delta f = 2\sigma \sqrt{2\ln 2}, \quad (9)$$

将(9)式代入(8)式中, 消去 σ , 可得

$$l_c = 4\ln 2 / (n \cdot \pi \cdot \Delta f). \quad (10)$$

由 $f = 1/\lambda$ 变分, 可得 $\Delta f = -(1/\lambda^2) \cdot \Delta\lambda$, λ 用中心波长 λ_0 代替, 结合(10)式和(6)式可得

$$\delta_z = \frac{1}{2} l_c = \frac{2\ln 2}{n \cdot \pi \cdot \Delta f} = \left| -\frac{2\ln 2}{n \cdot \pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \right| = \frac{2\ln 2}{n \cdot \pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}, \quad (11)$$

得到与常用公式相同的结果。这表明目前被广泛使用的高斯分布光谱光源照明 OCT 系统 δ_z 的计算公式, 为本文所提方法的一种特殊情况。

当照明光源的 PSD 分布为非高斯型时, 光源的 $\gamma(z)$ 与 $S(f)$ 不再满足(7)式的关系, 因此不能推导出 δ_z 的计算表达式。此时需使用本文所提方法, 按照图 1 所示的流程来计算 δ_z 。

3 方法验证

3.1 与产品标称值的对比

为了验证方法的正确性, 选取具有不同中心波长、光谱半峰全宽和光谱分布形状的光源, 利用本文方法来计算 δ_z 的理论值, 并将结果分别与厂商提供的产品标称值和利用常用公式计算得到的公式值进行比较。选取的光源均为爱尔兰 Superlum 公司的产品, 它们的功率谱密度和相干函数等数据均可从该公司网站 (<https://www.superlumdiodes.com>) 获取, 但其为图片形式, 而非可直接使用的数据, 因此需对曲线进行采样来读取数据, 在此过程中可能会存在数据采样误差。本研究共选取了 4 个不同类型的光源, 包括 2 个高斯分布和 2 个非高斯分布光谱光源。光源的中心波长为 840 nm 和 1050 nm, 半峰全宽从几十到上百纳米, 涵盖了 OCT 常用的波段和半峰全宽范围。由于没能找到 1300 nm 波段的高斯和非高斯分布光谱光源数据, 故未对该波段进行对比验证。

以中心波长为 1050 nm 的高斯和非高斯分布光谱光源为例。从厂商提供的光源 PSD 分布图中采样提取出功率谱密度函数 $S(f)$, 分别如图 2(a1) 和图 2(b1) 所示。对 $S(f)$ 进行傅里叶逆变换, 得到其自相干函数 $\gamma(z)$, $\gamma(z)$ 的半峰全宽值 $F_{FWHM,SC}$ 的 1/2 即为对应光源照明 OCT 系统时的 δ_z 理论值, 分别如图 2(a2) 和图 2(b2) 所示。从厂商提供的光源相干函数图中采样提取数据, 获得其半峰全宽

值, 分别如图 2(a3) 和图 2(b3) 所示。由于厂商测量光源相干函数使用的是反射光路, 因此半峰全宽值即为对应光源照明 OCT 系统时 δ_z 的标称值。利用本方法获得的理论值和由厂商数据获得的产品标称值和使用常用公式计算得到的公式值, 汇总列于表 1 中进行比较。对中心波长为 840 nm 的高斯和非高斯分布光谱光源, 进行与前述相同的处理, 所得结果也列于表 1 中。

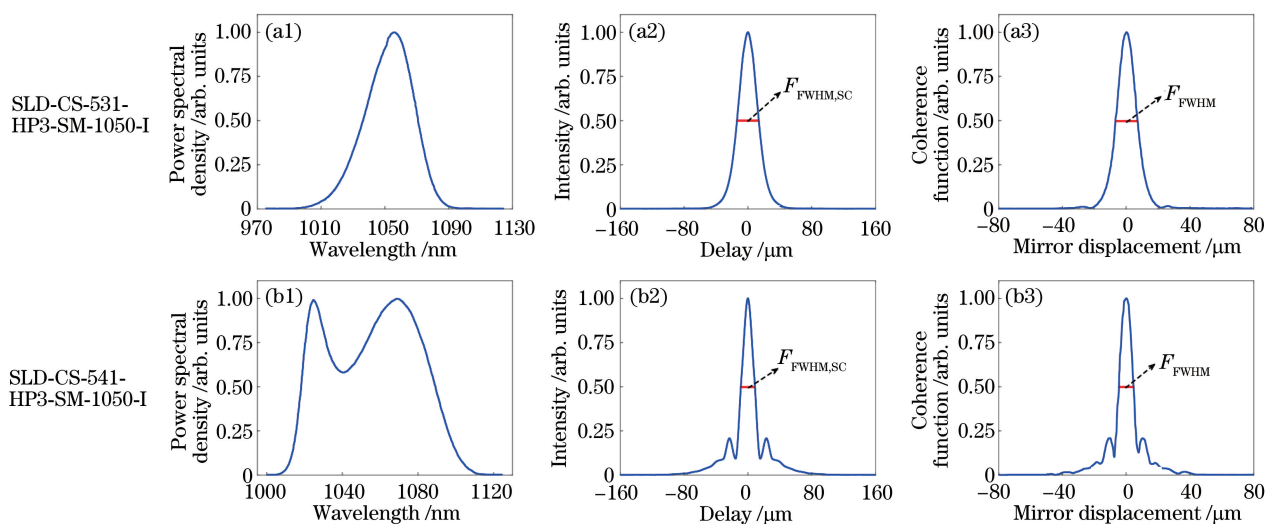


图 2 本方法的正确性验证结果。(a1)(b1) PSD 分布;(a2)(b2)由本文方法得到的自相干函数曲线;(a3)(b3)厂商提供的相干函数曲线

Fig. 2 Validity verification of the proposed method. (a1)(b1) PSD distribution; (a2)(b2) self-coherence function obtained by using the proposed method; (a3)(b3) coherence function provided by manufacturer

表 1 不同类型光源轴向分辨率的公式值、标称值和理论值的比较

Table 1 Comparison of formula, claimed and theoretical values of axial resolution for different sources

Source	Spectral type	λ_0 /nm	FWHM /nm	Value obtained by formula / μm	Claimed value / μm	Theoretical value / μm
M-S-840-G-I-30	Gaussian	840	25	12.5	13.8	13.6
BLM2-D-840-B-10	Non-Gaussian	840	100	3.1	4.4	4.3
SLD-CS-531-HP3-SM-1050-I	Gaussian	1050	35	13.9	13.8	13.7
SLD-CS-541-HP3-SM-1050-I	Non-Gaussian	1050	70	7.0	9.1	8.9

从表 1 中的数据可看出: 对于高斯分布光谱光源, 公式值、标称值和理论值均较为接近, 表明本方法在此情况下是正确的; 对于非高斯分布光谱光源, 公式值与标称值偏差较大, 说明常用公式不再适用, 而理论值与标称值较为接近, 表明本方法在此情况下正确。理论值与标称值之间存在的偏差, 可能主要是由提取光源的功率谱密度曲线和相干函数曲线数据时的采样误差所致。因此, 本方法对于高斯和非高斯分布光谱光源具有普适性。

3.2 实验验证

为了通过实验进一步检验本方法对于非高斯分布光谱光源的正确性, 搭建 OCT 实验系统, 实测了

白光光源被滤光片滤除两端光谱后照明 OCT 系统时的 δ_z , 并与使用本方法得到的理论值相比较。使用光源(美国 Thorlabs 公司 OSL2 产品)的 PSD 分布如图 3(a) 所示, 可见其为超宽带(波长范围约 500 nm)非高斯分布光谱光源。使用本方法得到其自相干函数曲线如图 3(b) 所示, 测得图中的 $F_{FWHM,SC}$ 约为 1.3 μm , 从而得到使用此光源照明 OCT 系统时, δ_z 的理论值约为 0.7 μm 。

使用短波侧和长波侧边缘滤光片(美国 Thorlabs 公司 FELH0600 和 FESH0750 产品)各一片, 对原始光谱进行滤波, 滤光片的透过率曲线如图 4(a) 所示。光谱滤波后得到的光源光谱范围为

600~750 nm, 功率谱密度分布如图 4(b) 所示, 其为非高斯分布光谱。以滤波后 F-PSD 最大值对应的波长为中心波长, 最大值 1/2 处的光谱宽度为半峰全宽, 得到光谱滤波后光源的中心波长和半峰全宽值分

别为 672.5 nm 和 144.5 nm, 利用常用公式计算得到此时 δ_z 的公式值约为 1.4 μm 。使用本文提出的方法, 得到其自相干函数曲线如图 4(c) 所示, 取其半峰全宽值的 1/2, 得到 δ_z 的理论值约为 2.0 μm 。

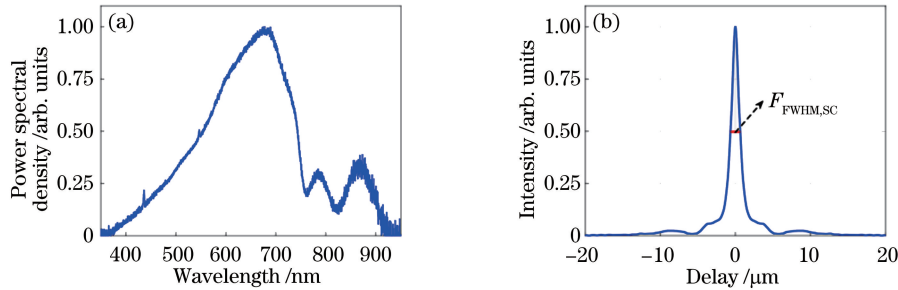


图 3 本方法用于超宽带光源 OCT 系统时的 δ_z 结果。(a) 光源的原始 PSD 分布; (b) 由本方法得到的自相干函数曲线
Fig. 3 Calculated δ_z using the proposed method for OCT system with a ultra-broadband source. (a) Original PSD distribution of adopted source; (b) self-coherence function obtained by the proposed method

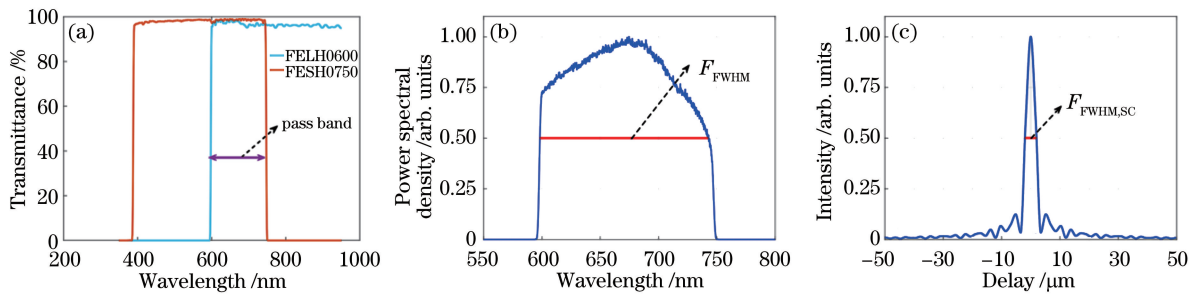


图 4 本方法用于计算光谱截断光源照明 OCT 系统时的 δ_z 结果。(a) 滤光片透过率曲线; (b) 光谱滤波后形成的光源功率谱密度分布; (c) 利用本方法获得的自相干函数曲线

Fig. 4 Calculated δ_z for OCT system illuminated by a spectrum filtered source using the proposed method.

(a) Transmission of filters; (b) PSD of spectrum-filtered source; (c) self-coherence function obtained with our method

搭建了一套简单的 OCT 实验系统, 以平面反射镜作为样品来实测 δ_z 。当样品臂和参考臂的反射镜在空间形成一个楔角时, 由他们反射后的光束在探测面上形成等厚干涉, 干涉条纹的方向与楔棱平行, 不同位置的干涉条纹对应反射镜样品表面相对于参考镜的不同深度。如图 5(a) 所示, 沿垂直于

干涉条纹的方向采集干涉条纹光强随位置的变化, 结果如图 5(b) 所示。干涉条纹的包络对应于 OCT 系统的轴向点扩展函数, 包络的半峰全宽即为 OCT 系统的 δ_z [19-20]。在等厚干涉中, 相邻条纹之间的光程差为 λ/n , 对应的深度变化为 $\lambda/(2n)$, 其中, n 为介质折射率。图 5(b) 中包络的半峰全宽范

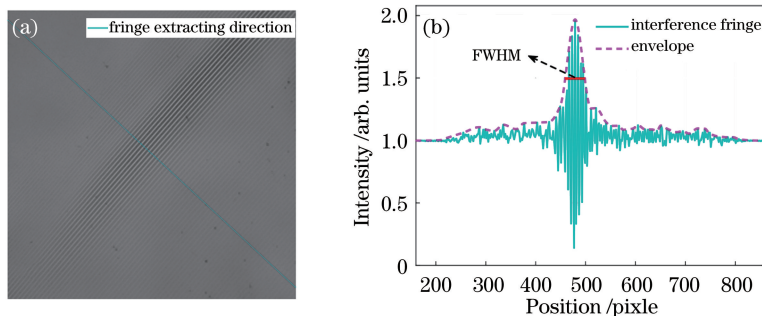


图 5 光谱截断光源照明 OCT 系统时 δ_z 的实验测量。(a) 干涉图像; (b) 干涉条纹及其包络
Fig. 5 Experimentally measured δ_z for OCT system illuminated by a spectrum filtered source.

(a) Interference image; (b) interference fringe and its envelope

围包含的条纹数 N_{FWHM} 约为 6.9, 空气中 $n=1$, 因此 OCT 系统 δ_z 的测量值约为

$$\delta_z = \frac{\lambda_0}{2 \cdot n} N_{FWHM} = \frac{672.5}{2} \times 6.9 = 2.3 \mu\text{m}. \quad (12)$$

至此可得光谱边缘滤波截断光源照明 OCT 系统时 δ_z 的公式值、理论值和测量值, 分别为 1.4, 2.0, 2.3 μm 。由此可知: 公式值与理论值和测量值均相差较大, 再次说明常用公式不适用于非高斯分布光谱光源照明 OCT 系统的 δ_z 计算; 而测量值与理论值较为接近, 表明本方法在超宽带光谱滤波截断光源照明情况下是正确的。理论值与测量值之间存在误差的原因, 一方面是实验环境和光源等器件不稳定会引起干涉条纹抖动; 另一方面是在采集干涉条纹光强随位置变化的过程中, 部分采样点数据可能会出现错误。

4 讨 论

表 1 中的结果表明, 常用公式不适用于非高斯分布光谱光源照明 OCT 系统的 δ_z 计算, 而本文所提方法同时适用于高斯和非高斯分布光谱光源。实验实测 δ_z 的结果表明, 本文所提方法对于超宽带光谱滤波截断后形成的非高斯分布光谱光源同样适用。这些结果说明本方法具有普遍适用性。对于高斯分布或近高斯分布光谱光源, 使用常用公式计算 δ_z 更为方便快捷, 本文方法则主要用于照明光源的光谱分布为非高斯型时的 OCT 系统。

图 3(b) 中原始光源的自相干函数出现了旁瓣, 图 4(c) 中光谱截断光源的自相干函数的旁瓣更为明显, 这是由于它们的光谱分布均为非高斯型且光谱曲线不平滑所致。理论上光源的光谱形状越接近高斯型分布, 其自相干函数的旁瓣就越不明显, 而光谱边缘截断可使光谱分布包含更明显的突变, 导致图 4(c) 中的旁瓣比图 3(b) 中的旁瓣更加明显。抑制旁瓣可以提高成像质量, 通常通过对照明光源进行光谱整形来抑制旁瓣^[21-23], 但得到的光源依然不是真正的高斯分布光谱光源, 使用本文方法计算其 δ_z 会更为准确。通过对接收到的干涉光谱信号进行整形来抑制旁瓣^[24-25], 可能会造成 δ_z 降低和信号强度损失等问题, 但也发展出了几乎不影响 δ_z 的旁瓣抑制方法^[26]。所以即使是在有抑制旁瓣操作的 OCT 系统中, 使用本文方法计算得到的 δ_z 理论值, 仍然具有参考价值。

本方法从空间频率出发得到光源的相干长度,

进而获得 δ_z ; 也可以从时间频率出发得到光源的相干时间, 再将相干时间的 1/2 与光速相乘来获得 δ_z 。经验证, 两条路线的结果是相同的。本方法具有结果准确和适用范围广的优点, 但也存在以下不足: 1) 计算量相对较大, 必须借助计算机来进行; 2) 光源 PSD 的原始数据有时无法直接获得, 需从厂商提供的光源 PSD 曲线图中提取, 这会对计算结果造成一定误差。

5 结 论

基于维纳-辛钦定理, 提出一种计算 OCT 系统 δ_z 的通用方法。利用本方法, 计算了包括高斯和非高斯分布光谱光源在内的多个光源照明 OCT 系统的 δ_z , 将所得结果与厂商提供的产品标称值相比较, 结果表明: 目前被广泛使用的 δ_z 计算公式不适用于非高斯分布光谱光源, 而本文提出的方法对高斯和非高斯分布光谱光源均适用。最后通过实验, 进一步检验了本方法对于光谱滤波截断所形成的非高斯分布光谱光源的正确性。因此, 可采用现行公式快速计算高斯分布光谱光源照明 OCT 系统的 δ_z , 而本方法则主要用于非高斯分布光谱光源照明 OCT 系统, 所得结果可为 OCT 系统设计时的参数考虑与器件选择等提供依据。

参 考 文 献

- [1] Huang D, Swanson E, Lin C, et al. Optical coherence tomography [J]. *Science*, 1991, 254 (5035): 1178-1181.
- [2] Gao Y, Li Z L, Zhang J H, et al. Automatic measurement method for corneal thickness of optical coherence tomography images [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(3): 0311003.
高阳, 李中梁, 张建华, 等. 光学相干层析成像图像中角膜厚度的自动测量方法[J]. *光学学报*, 2019, 39(3): 0311003.
- [3] Jonnal R S, Kocaoglu O P, Zawadzki R J, et al. A review of adaptive optics optical coherence tomography: technical advances, scientific applications, and the future [J]. *Investigative Ophthalmology & Visual Science*, 2016, 57 (9): OCT51-OCT68.
- [4] Sun W, Li J N, Qi L Y, et al. Detection of dental root fractures based on endoscopic swept source optical coherence tomography [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(8): 0811002.
孙伟, 李嘉男, 戚蒴源, 等. 内窥扫频光学相干层析探测牙齿根裂的研究[J]. *光学学报*, 2019, 39(8):

- 0811002.
- [5] Wang L, Hao J, Wang Z K, et al. Study on manufacturing-aid optical coherence tomography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(11): 1111003.
王玲, 郝健, 王中昆, 等. 制造辅助的光学相干层析成像方法研究[J]. *光学学报*, 2020, 40(11): 1111003.
- [6] Tang T, Zhao C, Chen Z Y, et al. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography and its application in inspection of industrial materials[J]. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64(17): 174201.
唐弢, 赵晨, 陈志彦, 等. 超高分辨光学相干层析成像技术与材料检测应用[J]. *物理学报*, 2015, 64(17): 174201.
- [7] Izatt J A, Choma M A, Dhalla A H. Theory of optical coherence tomography[M]//*Optical Coherence Tomography*. Cham: Springer International Publishing, 2015: 65-94.
- [8] Unterhuber A, Povazay B, Aguirre A D, et al. Broad bandwidth laser and nonlinear optical source for OCT [M] // Drexler W, Fujimoto J G. *Optical coherence tomography: technology and applications*. 2nd ed. Switzerland: Springer International Publishing, 2015: 563-618.
- [9] Drexler W. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography[J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2004, 9(1): 47-74.
- [10] Vabre L, Dubois A, Boccara A C. Thermal-light full-field optical coherence tomography[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(7): 530-532.
- [11] Lim Y, Yatagai T, Otani Y. Ultra-high resolution spectral domain optical coherence tomography using supercontinuum light source [J]. *Optical Review*, 2016, 23(2): 180-186.
- [12] Hartl I, Li X D, Chudoba C, et al. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber[J]. *Optics Letters*, 2001, 26(9): 608-610.
- [13] Wojtkowski M, Srinivasan V, Ko T, et al. Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation[J]. *Optics Express*, 2004, 12(11): 2404-2422.
- [14] Zhu D X, Shen M X, Jiang H, et al. Broadband superluminescent diode-based ultrahigh resolution optical coherence tomography for ophthalmic imaging[J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2011, 16(12): 126006.
- [15] Chong S P, Zhang T, Kho A, et al. Ultrahigh resolution retinal imaging by visible light OCT with longitudinal achromatization [J]. *Biomedical Optics Express*, 2018, 9(4): 1477-1491.
- [16] Akcay C, Parrein P, Rolland J P. Estimation of longitudinal resolution in optical coherence imaging[J]. *Applied Optics*, 2002, 41(25): 5256-5262.
- [17] Fercher A F. Optical coherence tomography: development, principles, applications[J]. *Zeitschrift für Medizinische Physik*, 2010, 20(4): 251-276.
- [18] Fercher A F. Optical coherence tomography [J]. *Journal of Biomedical Optics*, 1996, 1(2): 157-173.
- [19] Zheng J G. Investigation of full-field OCT and morphological study of early mouse embryo development [D]. Beijing: Tsinghua University, 2013: 35-36.
郑京镐. 全场 OCT 及其对小鼠早期胚胎发育的形态学研究[D]. 北京: 清华大学, 2013: 35-36.
- [20] Zhu Y. Research on key technology in full-field optical coherence tomography[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2018: 39-40.
朱越. 全场光学相干层析术关键技术研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2018: 39-40.
- [21] Tripathi R, Nassif N, Nelson J S, et al. Spectral shaping for non-Gaussian source spectra in optical coherence tomography[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(6): 406-408.
- [22] Ceyhun Akcay A, Rolland J P, Eichenholz J M. Spectral shaping to improve the point spread function in optical coherence tomography[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(20): 1921-1923.
- [23] Zhang Y, Sato M. Resolution improvement in optical coherence tomography by optimal synthesis of light-emitting diodes [J]. *Optics Letters*, 2001, 26(4): 205-207.
- [24] Marks D, Carney P S, Boppart S A. Adaptive spectral apodization for sidelobe reduction in optical coherence tomography images [J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2004, 9(6): 1281-1287.
- [25] Hofer B, Povazay B, Hermann B, et al. Artefact reduction for cell migration visualization using spectral domain optical coherence tomography [J]. *Journal of Biophotonics*, 2011, 4(5): 355-367.
- [26] Chen Y, Fingler J, Fraser S E. Multi-shaping technique reduces sidelobe magnitude in optical coherence tomography [J]. *Biomedical Optics Express*, 2017, 8(11): 5267-5281.