

引用本文: 林智辉, 王凌华, 朱世德, 等. 面向米级狭缝波导的偏振模式色散测量[J]. 光通信技术, 2023, 47(6): 66–71.

面向米级狭缝波导的偏振模式色散测量

林智辉¹, 王凌华¹, 朱世德², 王少昊^{1*}

(1. 福州大学 晋江微电子研究院, 福建 晋江 362200, 2. 香港城市大学 物理系, 中国 香港 999077)

摘要: 为了准确测量米级长度线型狭缝波导的准横电波(TE)和准横磁波(TM)的色散, 设计了一种马赫-曾德尔干涉仪(MZI)的色散测量光路。介绍了相位拟合法和平衡波长法的测量原理, 并结合测量光路进行测量。测量结果表明: 滤除偏振模式间的串扰噪声, 可进一步提高色散测量的准确度; 通过调整波导的狭缝尺寸, 可对其色散进行有效调控, 当狭缝厚度为 0.1 μm 时, 波导在 1 440~1 640 nm 波长范围内具有接近零且平坦的色散。

关键词: 集成光波导; 马赫-曾德尔干涉仪; 色散

中图分类号: TN929.1 **文献标志码:** A **文章编号:** 1002-5561(2023)06-0066-06

DOI: 10.13921/j.cnki.issn1002-5561.2023.06.014

开放科学(资源服务)标识码(OSID):



Polarization mode dispersion measurement for a meter-level slot waveguide

LIN Zhihui¹, WANG Linghua¹, CHU SaiTak², WANG Shaohao^{1*}

(1. FZU-Jinjiang Joint Institute of Microelectronics, Fuzhou University, Jinjiang Fujian 362200, China;

2. Department of Physics, City University of Hong Kong, Hong Kong 999077, China)

Abstract: In order to accurately measure the dispersion of quasi transverse electric waves(TE) and quasi transverse magnetic waves(TM) in meter length linear slot waveguides, a Mach-Zehnder interferometer (MZI) based setup is used for experimentation. The principle of phase fitting method and equalization wavelength method are introduced for dispersion measurement with MZI based setup. The measurement results show that filtering out significant polarization mode crosstalk can further improve the accuracy of dispersion measurement. The waveguide dispersion can be effectively controlled by adjusting the slot size of waveguide. A near zero and flat dispersion profiles within the range of 1 440~1 640 nm can be achieved when the thickness of the slot is 0.1 μm .

Key words: integrated photonics waveguide, Mach-Zehnder interferometer, dispersion

0 引言

集成光波导在微米尺度下可实现高集成度、高带宽和高稳定性的集成光互联传输, 其在光通信、射电天文等领域具有广阔的应用前景^[1-4]。随着集成光波导技术的发展, 人们对快速、准确地进行宽频谱色散测量的需求也不断增加。现有的色散测量技术已能够实

现对厘米级短波导和长光纤的色散测量^[5-6], 其中, 基于宽带光源和迈克尔逊或马赫-曾德干涉仪(MZI)的白光干涉(WLI)技术应用最普遍。线型波导中的主要偏振模式包括准横电波(TE)和准横磁波(TM), 不同偏振模式下的色散谱通常不同。对于厘米级和亚厘米级的短波导, 较短的量程产生的偏振旋转影响较低, 这提高了其在 TE、TM 偏振模式下色散测量的准确度^[7-8]。但是, 当波导长度增长至米级时, 待测波导(DUT)光程长度将超出常规可调光延迟线(ODL)的量程, 且由波导侧壁产生的偏振旋转效应使得偏振模式间串扰愈发显著^[9]。这些效应不仅加大了对单一偏振模式下色散测量的难度, 还降低了测得的波导色散谱的准确度。因此, 为了准确测量准 TE 和准 TM 模式下的偏振模式色散(下文简称色散), 本文面向米级线型狭缝波导,

收稿日期: 2023-03-12。

作者简介: 林智辉(1998—), 男, 硕士研究生, 本科毕业于福州大学微电子科学与工程专业, 现就读于福州大学物理与信息工程学院集成电路工程专业, 研究生期间主要从事高掺杂二氧化硅集成光波导色散测量方面的研究工作。

*** 通信作者:** 王少昊(1981—), 男, 博士, 教授, 硕士生导师, 主要研究方向为非线性光学、光子集成电路等。



设计一种 MZI 型 WLI 的色散测量光路,然后基于此光路采用相位拟合法、平衡波长法对色散进行测量。

1 色散测量原理与方法

1.1 实验方案与基本原理

本文以一台 Amonics ASOA15-20-B-FA 半导体光放大器(SOA)作为光源,设计的色散测量光路如图 1 所示,由 SOA、MZI 和 OSA 组成。测量原理如下:SOA 输出宽谱白光经 3 dB 分束器(BS)分光后分别进入 MZI 的测试臂和参考臂,两臂的光波经另一个 BS 耦合后输出至一台 AQ6370D 光谱仪(OSA)进行测量。为了实现输入光偏振模式的选择,在两臂上均加入偏振控制器(PC)。DUT(本文采用米级狭缝波导)位于测试臂上。在参考臂上有一台 Newport F-MDL 数字可调 ODL,用于对两臂光程差进行细平衡;为了克服测量米级波导时 ODL 量程不足的问题,在参考臂上加入单模光纤(SMF)对两臂光程差进行粗补偿^[10],令两臂光程差小于相干长度;由于 DUT 和 SMF 的光衰减不同,在参考臂上还加入了一台光衰减器(VOA)用来平衡两臂光功率差,以保证得到清晰的干涉条纹。因为 DUT、PC、ODL、VOA 等设备的跳线均由 SMF 构成,所以参考臂 SMF 长度 ΔL 由两臂上总光纤长度的差值决定。

1.2 相位拟合法

图 1 中的 MZI 光路输出的干涉光强^[11]表示为

$$I(\omega) = I_{\text{ref}}(\omega) + I_{\text{DUT}}(\omega) + 2\gamma\sqrt{I_{\text{ref}}I_{\text{DUT}}}\cos(\Delta\varphi(\omega)) \quad (1)$$

其中, $I_{\text{ref}}(\omega)$ 和 $I_{\text{DUT}}(\omega)$ 分别表示参考臂和测试臂的输出光强,干涉条纹的可见性系数 γ 大小取决于 OSA 的分辨率。对相位差 $\Delta\varphi(\omega)$ 中心频率 ω_0 进行泰勒展开,得到

$$\Delta\varphi(\omega_0 + \Delta\omega) = \Delta\varphi(\omega_0) + \Delta\omega(\beta_{1r}\Delta L + \frac{L_{\text{ODL}}}{c} - \beta_{1w}L_w) + \frac{\Delta\omega^2}{2}(\beta_{2r}\Delta L - \beta_{2w}L_w) + O(\Delta\omega^3) \quad (2)$$

式(2)中, $\Delta\varphi(\omega)$ 忽略二次以上高阶项。 $O(\Delta\omega^3)$ 为

高阶项误差, c 为光速, L_w 为 DUT 的长度, L_{ODL} 为参考臂 ODL 对应空间光路长度; β_{1i} 为传播系数, n 为非零自然数, i 为 w 或 f , w, f 分别表示 DUT、SMF, $\beta_{1i} = d\beta_i/d\omega$, $\beta_{2i} = d\beta_i^2/d\omega^2$ 。

OSA 测得的干涉条纹光谱如图 2(a)所示,对其提取极值即可拟合得到对应的 $\Delta\varphi(\omega)$ 。此处 $\Delta\varphi(\omega)$ 存在极值且前后颠倒^[12],如图 2(a)中“x”点处所示。由于从干涉条纹得出的 $\Delta\varphi(\omega)$ 为相对值,相位变化的方向需要通过参考臂长度变化时干涉条纹的移动方向来判断,即当参考臂长度增加时,若平衡波长(干涉条纹中存在的饱和和峰值点)红移,则相位递增;反之,则相位递减^[13]。干涉条纹红移图像如图 2(b)所示,平衡波长在 ODL 长度增加 ΔL_{ODL} 时发生红移,表明平衡波长处为相位最大值。相应地,平衡波长两侧相位递减,且每经过一个极值点递减 π ,得到的 $\Delta\varphi(\omega)$ 拟合曲线如图 2(c)所示。

根据式(2)可知,当 $\Delta\omega$ 较小且高阶项可忽略时,可以由 $\Delta\varphi(\omega)$ 得到 β_{2w} ,即

$$\beta_{2w}(\omega_0) = \frac{1}{L_w} [\beta_{2r}(\omega_0)\Delta L - \Delta\varphi(\omega)"] \quad (3)$$

其中, $\Delta\varphi(\omega)'' = [\Delta\varphi(\omega_0 + \Delta\omega) + \Delta\varphi(\omega_0 - \Delta\omega) - 2\Delta\varphi(\omega_0)]/\omega^2$ 。将 β_{2w} 代入式(4),便可求出色散系数 $D(\omega)$ 。

$$D(\omega) = -\frac{\omega^2}{2\pi c} \beta_{2w} \quad (4)$$

相位拟合法属于直接测量方法,在固定 ODL 的空间光路长度后,即可由测得的单幅干涉条纹计算出对应的色散谱。该方法还适用于干涉条纹中平衡波长不存在的情况。相位拟合法求得的色散精度取决于观测窗口内干涉条纹的极值点数量。极值点数量越少,拟合得出的 $\Delta\varphi(\omega)$ 曲线误差越大。

1.3 平衡波长法

当波导的色散接近零值时, $\Delta\varphi(\omega)$ 变化趋于平缓,极值点数量减少,这使得由相位拟合法求得的色散准

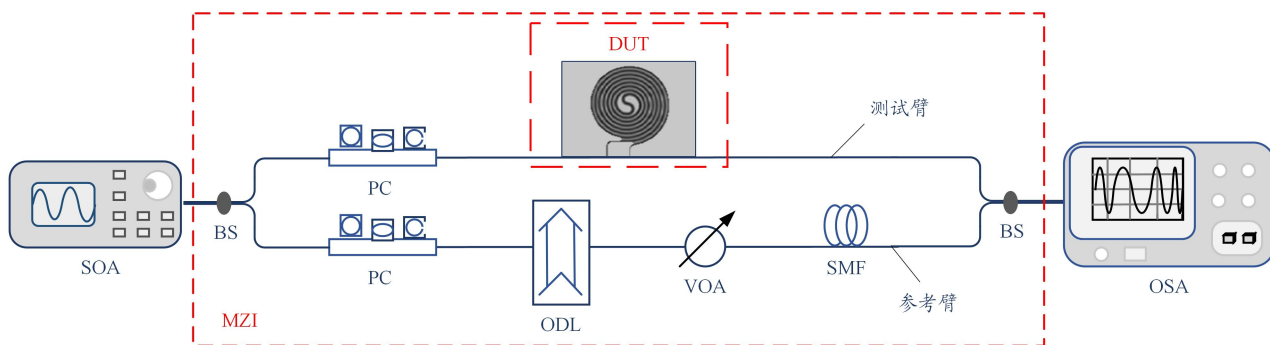


图 1 MZI 型 WLI 的色散测量光路结构示意图

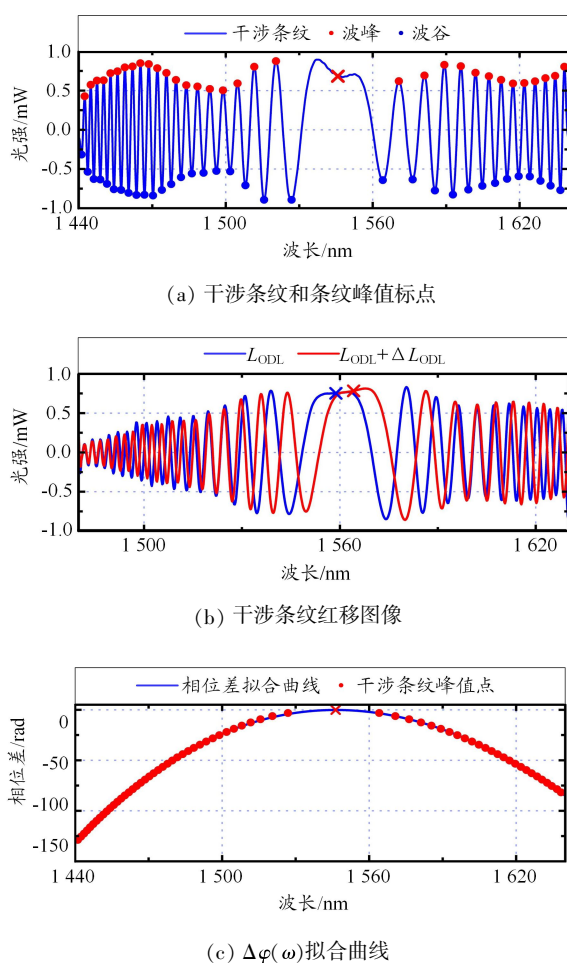


图2 相位拟合法流程示意图

确率下降。此时,可根据干涉条纹中平衡波长和群折射率差的对应关系来计算色散,即平衡波长法^[14]。在本文设计的色散测量光路中,两臂的群光程差为

$$\Delta L_g(\lambda) = n_t(\lambda)\Delta L - n_w(\lambda)L_w + L_{ODL} \quad (5)$$

其中, λ 为光波长, n_t 和 n_w 分别为SMF和DUT的群折射率, L_{ODL} 为参考臂上ODL空间光路的长度。当MZI两臂的群光程差为零时,在平衡波长 λ_0 处得到的参考臂光程为

$$L_{OP}(\lambda_0) = n_t(\lambda_0)\Delta L + L_{ODL} = n_w(\lambda_0)L_w \quad (6)$$

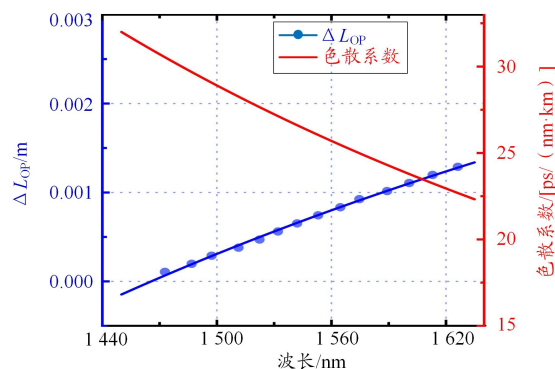
由于平衡波长随ODL长度改变量 ΔL_{ODL} 而改变,当选取初始波长 λ_0 为参考平衡波长时,参考臂光程差为

$$\Delta L_{OP}(\lambda_0) = \Delta n_t(\lambda_0)\Delta L + \Delta L_{ODL} = \Delta n_w(\lambda_0)L_w \quad (7)$$

其中, $\Delta n_t(\lambda_0)$ 为群折射率差, $\Delta n_t(\lambda_0) = n_t(\lambda_0) - n_t(\lambda_0)$ 。由于已知 $\Delta n_t(\lambda_0)\Delta L$ 和 L_w ,可以由 ΔL_{ODL} 直接求得 $\Delta n_w(\lambda_0)L_w$ 。平衡波长法通过调整 ΔL_{ODL} 对干涉条纹的平衡波长进行采样,再由柯西色散公式拟合得出 $\Delta n_w(\lambda_0)$,最后通过式(8)求出DUT色散系数为

$$D(\lambda) = \frac{1}{c} \frac{d[\Delta n_w(\lambda_0)]}{d\lambda} \quad (8)$$

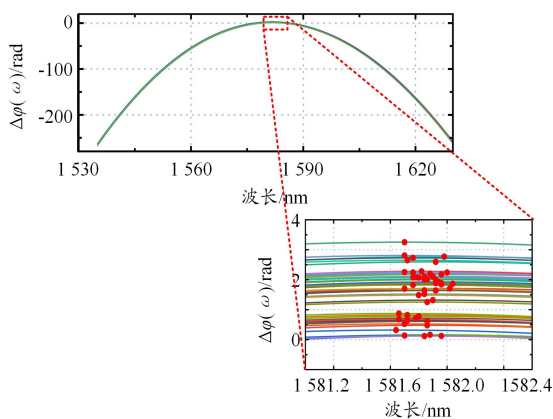
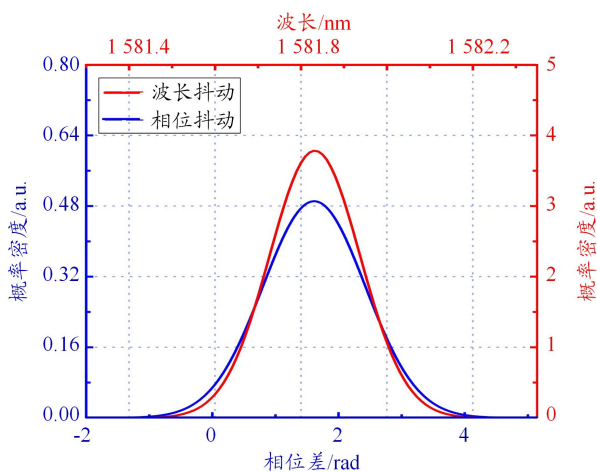
图3为采用平衡波长法测得的 ΔL_{OP} 及对应的色散曲线图,图中蓝点表示调整 ΔL_{ODL} 计算得到的不同平衡波长下的 ΔL_{OP} 。由于 ΔL_{OP} 拟合的准确性与采样点数量相关,而更高分辨率的ODL有助于采样更多的数据点。当波导的色散接近零值时, ΔL_{ODL} 对平衡波长的调节率上升。此时,只需缩小 ΔL_{ODL} 步长,即可增加采样点数量,以保证拟合 $\Delta n_w(\lambda_0)$ 函数的准确度。

图3 采用平衡波长法测得的 ΔL_{OP} 及对应的色散曲线

平衡波长法避免了精确取干涉谱中的众多极值,特别适合在干涉谱波长采样精度不足或干涉条纹极值点数量不足时计算色散。

2 测量方法的准确度分析

MZI型WLI的色散测量光路结构较为简单,影响该光路结构干涉谱测量精度的主要因素包括对 ΔL 的长度测量误差、由 ΔL 引入的两臂光程差扰动以及干涉臂中的VOA等器件引入的色散误差等。此外,两臂中的光纤也引入了随机的 ΔL 波动,使 $\Delta\varphi(\omega)$ 拟合曲线产生波动。本文对同一波导的50次测量结果得出的 $\Delta\varphi(\omega)$ 拟合曲线及对应的平衡波长位置(在放大图中用红点表示)如图4(a)所示,平衡波长及 $\Delta\varphi(\omega)$ 的统计分布如图4(b)所示。可以看出,纵向的 $\Delta\varphi(\omega)$ 波动和横向的平衡波长波动的统计结果均符合高斯分布。其中, $\Delta\varphi(\omega)$ 的标准差为0.812 rad,小于 2π ;平衡波长的标准差为0.105 nm,高于OSA的0.02 nm的波长采样精度。通过采用相位拟合法可以得出该波导单次测量的准确度中 ΔL 波动标准差为9.69 μm 。尽管这一波动量级小于 ΔL 毫米级的长度测量误差,但它却显著影响了对干涉条纹中极点的测量精度。在实际测量过程中,可以通过增加对干涉谱的测量次数,采取统计平均的方法,以提高测得色散值的准确度。

(a) 50 次重复测量数据求出的 $\Delta\varphi(\omega)$ 拟合曲线及平衡波长位置

(b) 平衡波长及相位差值的统计分布

图4 $\Delta\varphi(\omega)$ 拟合曲线波动示意图

此外,参考臂中的VOA、ODL等器件不仅会产生额外的色散测量误差,而且还会造成干涉臂中的光程长度发生变化。为了降低这种误差,可以采取2种措施:第一种是通过选取短光程器件来控制色散的影响,第二种是避免使用会引入色散的空间光学器件。

3 实验结果与讨论

3.1 测量对象和采用的方法

本文基于图1所示的测量光路,采用相位拟合法和平衡波长法对3组不同尺寸(a组为无狭缝结构,b组狭缝厚度为0.1 μm ,c组狭缝厚度为0.2 μm ,a~c组波导均有4 μm 宽度和2 μm 宽度2种尺寸)的高掺杂石英玻璃螺旋狭缝波导的色散进行了测量,波导横截面如图5所示。这3组波导采用与互补金属氧化物半导体(CMOS)兼容的高掺杂石英玻璃材料^[15],长度均为1 m,厚度均为1.5 μm 。

在图5所示的DUT结构中,因斜侧壁结构导致的

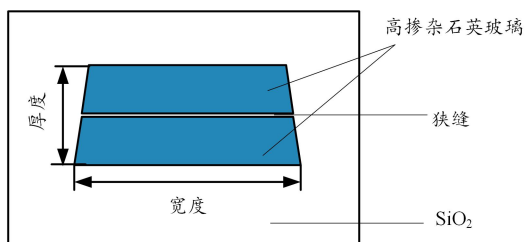
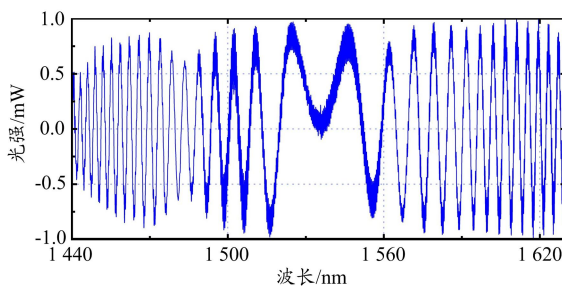
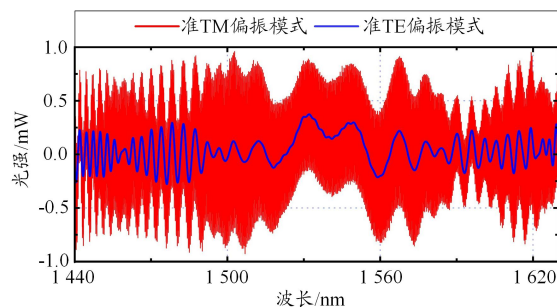


图5 高掺杂石英玻璃螺旋狭缝波导横截面示意图

偏振旋转效应令准TE、准TM模式之间发生显著的模式间串扰^[6]。实验测得的干涉谱是2种偏振模式的干涉条纹叠加,仅凭调整PC无法完全滤除串扰分量。图6(a)和图6(b)分别为同一波导在准TE模式、准TM模式输出功率最大时的干涉条纹。可以看出,图6(b)中叠加的准TE模干涉条纹的幅度比图6(a)中相应的干涉条纹减小了约4.3倍,而图6(a)中叠加在准TE模干涉条纹上的类噪声分量则来自准TM模干涉条纹。对不同模式的色散计算时,需要将上述串扰分量消除,以提升色散谱的测量准确度。通过对图6(a)和图6(b)所示的干涉条纹采用数字滤除法,可得到清晰的准TE、准TM模式的干涉条纹,如图6(c)和图6(d)所示。但是,数字滤除法的局限在于当准TE、准TM模式的相位差变化率接近时其适用性显著下降,无法保证在消除串扰的同时又能保留干涉波形的细节信息。从图6(c)可知,准TE模的干涉条纹中存在平衡波长,因此这种干涉条纹既适用相位拟合法,也适用平衡波长法。但在图6(d)的准TM模干涉条纹不存在平衡波长,因此只能采用相位拟合法计算色散谱。

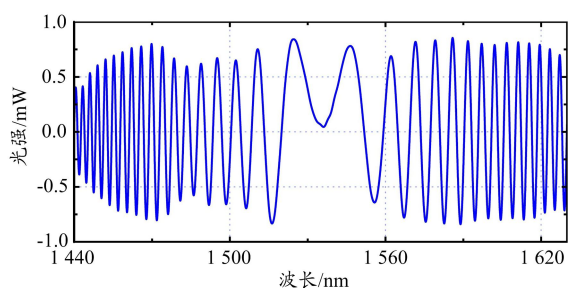


(a) 准TE模幅度最大时的干涉条纹

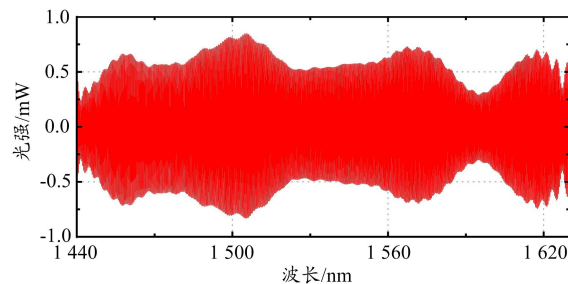


(b) 准TM模幅度最大时的干涉条纹

林智辉,王凌华,朱世德,等:面向米级狭缝波导的偏振模式色散测量



(c) 串扰消除后的准 TE 模干涉条纹



(d) 串扰消除后的准 TM 模干涉条纹

图 6 测得的干涉条纹

3.2 色散测量结果与讨论

运用上述色散计算方法,可以得出 DUT 的准 TE 模、准 TM 模在 1 440~1 640 nm 波长内的色散值。当采用相位拟合法时,本文对同一条件下单个波导进行了 50 次重复测量,并对数据进行了统计平均,以减小 ΔL 长度波动引入的误差。相应地,在平衡波长法中,单一 ΔL_{ODL} 值下测得的平衡波长偏移量是基于 10 组测量数平均的结果。本文采用相位拟合法和平衡波长法测得的波导色散谱,如图 7 所示。实验测量结果表明:

3 组 DUT 的色散系数随着其狭缝厚度的增大而

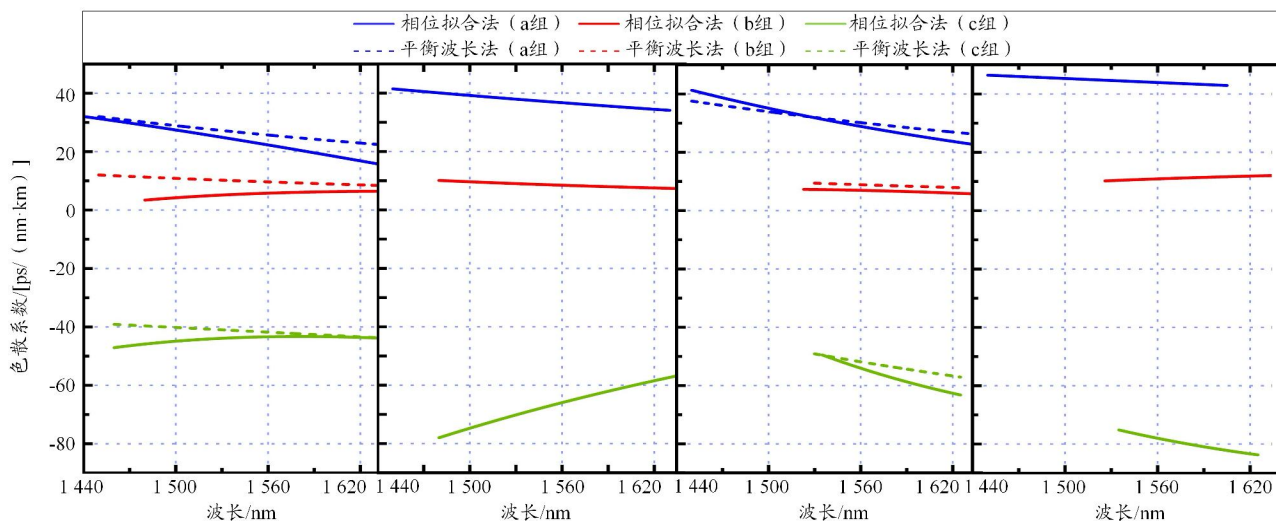
下降,这表明在不改变波导截面尺寸的前提下,可以通过调整 DUT 的狭缝厚度对 DUT 色散进行有效调控;对于 b 组 DUT,在 1 440~1 640 nm 波长内,具有接近零且平坦的色散。

在不同偏振模式下,采用相位拟合法进行测量时,准 TE 模的色散绝对值略低于准 TM 模。其中,与图 7(b)的测量结果相比,图 7(a)中 a 组、b 组、c 组的波导色散绝对值分别低 10.15~16.84、1.09~4.15、15.07~24.62 ps/(nm·km);与图 7(d)的测量结果相比,图 7(c)中 a 组、b 组、c 组的波导色散绝对值分别低 5.18~21.68、3.05~5.84、20.71~27.62 ps/(nm·km)。

在相同偏振模式下,采用相位拟合法进行测量时,宽度为 4 μm 的波导的色散系数测量结果略小于宽度为 2 μm 的波导。其中,与图 7(c)的测量结果相比,图 7(a)中 a 组、b 组、c 组的波导色散绝对值分别低 4.01~9.97、0.41~2.10、7.71~18.03 ps/(nm·km);与图 7(d)的测量结果相比,图 7(b)中 a 组、b 组、c 组的波导色散绝对值分别低 5.02~7.84、1.28~4.33、7.05~20.88 ps/(nm·km)。

在相同偏振模式和波导宽度下进行测量时,采用相位拟合法测量得的波导色散绝对值比平衡波长法略低。

此外,当待测波导的色散接近零值时,使用相位拟合法的测量结果误差会增大。如图 7(a)中 b 组波导的测量结果所示,2 种测量方法色散系数相差 1.99~7.87 ps/(nm·km)。这是由于:一方面, ΔL 的长度测量误差对色散计算的影响会变得显著;另一方面,波导色散系数越接近零,相位差拟合中干涉条纹可采样的极值点数量越少,导致采用相位拟合法测算出的色散



(a) 波导宽度为 4 μm , 准 TE 模 (b) 波导宽度为 4 μm , 准 TM 模 (c) 波导宽度为 2 μm , 准 TE 模 (d) 波导宽度为 2 μm , 准 TM 模

图 7 采用相位拟合法和平衡波长法求出的 a~c 组 DUT 色散

值误差上升。因此,平衡波长法在近零色散波导的色散测量中表现的准确度更好。

4 结束语

本文面向米级长度的线型狭缝波导提出了一种基于 MZI 型 WLI 的色散测量光路,并测量了线型狭缝波导在 1 440~1 640 nm 波长内的准 TE 模式色散和准 TM 模式色散。根据准 TE、准 TM 模式干涉谱的特点,本文采用了相位拟合法和平衡波长法来测量色散。实验结果表明:测量准 TE 和准 TM 模式色散时,偏振旋转效应会导致在干涉谱中产生显著的偏振模式串扰噪声;相位拟合法和平衡波长法均可测量线型波导的偏振模式色散,而平衡波长法仅在干涉谱中存在平衡波长时才适用;当 DUT 的色散接近零值时,采用平衡波长法求出的色散精度更高,即拥有更大的色散适用测量范围;当狭缝厚度为 0.1 μm 时(b 组波导),在 1 440~1 640 nm 波长内,波导具有接近零且平坦的色散,具有应用于超连续谱、光频梳等非线性应用的潜力。

参考文献:

- [1] YANG K Y, SHIRPURKAR C, WHITE A D, et al. Multi-dimensional data transmission using inverse-designed silicon photonics and microcombs [J]. Nature Communications, 2022, 13(1): 7862–7870.
- [2] SHAN W L, EZAKI S, KANG H R, et al. A compact superconducting heterodyne focal plane array implemented with HPI (Hybrid Planar Integration) scheme [J]. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 2020, 10(6): 677–689.
- [3] ZHLUKTOVA I V, KAMYNIN V A, KOROBKO D A, et al. Broadband supercontinuum generation in dispersion decreasing fibers in the spectral range 900–2 400 nm [J]. Photonics, 2022, 9(10): 773–784.
- [4] MOILLE G, PEREZ E F, STONE J R, et al. Ultra-broadband Kerr microcomb through soliton spectral translation [J]. Nature Communications, 2021, 12(1): 7275–7283.
- [5] LI X, ZHOU P, HE S, et al. Dispersion engineering of suspended silicon photonic waveguides for broadband mid-infrared wavelength conversion [J].

林智辉,王凌华,朱世德,等:面向米级狭缝波导的偏振模式色散测量

- Journal of the Optical Society of America B, 2014, 31(10): 2295–2301.
- [6] XIONG S L, CHEN J Y, ZHOU S Y, et al. Influence of spectral resolution on dispersive interferometry of optical frequency comb [J]. Optics Communications, 2022, 503: 127464–127469.
 - [7] KIM D W, KIM S H, LEE S H, et al. A new method of measuring localized chromatic dispersion of structured nanowaveguide devices using white-light interferometry [J]. Journal of Lightwave Technology, 2012, 30(1): 43–48.
 - [8] MAS S, MATRES J, MARTI J, et al. Accurate chromatic dispersion characterization of photonic integrated circuits [J]. IEEE Photonics Journal, 2012, 4(3): 825–831.
 - [9] DAI D, LIU L, WOSINSKI L, et al. Design and fabrication of ultra-small overlapped AWG demultiplexer based on alpha-Si nanowire waveguides [J]. Electronics Letters, 2006, 42(7): 400–402.
 - [10] ZENG L Q, WANG L H, LI Y M, et al. Chromatic dispersion characterization for meter-long CMOS compatible spiral waveguides [C]// 2020 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), August 2–6, 2020, Sydney, Australia. Sydney: IEEE, 2020: 1–2.
 - [11] HUI R, O'SULLIVAN M S. Fiber optic measurement techniques [M]. New York: Academic Press, 2009.
 - [12] HLUBINA P, SZPULAK M, CIPRIAN D, et al. Measurement of the group dispersion of the fundamental mode of holey fiber by white-light spectral interferometry [J]. Optics Express, 2007, 15(18): 11073–11081.
 - [13] ZOLNACZ K, OLSZEWSKI J, MARTYNKIEN T, et al. Effective method for determining chromatic dispersion from a spectral interferogram [J]. Journal of Lightwave Technology, 2019, 37(3): 1056–1062.
 - [14] HLUBINA P, CIPRIAN D, KADULOVA M. Measurement of chromatic dispersion of polarization modes in optical fibres using white-light spectral interferometry [J]. Measurement Science & Technology, 2010, 21(4): 45302–45308.
 - [15] WEI P, WANG S H, LITTLE B E, et al. Analysis of a Si-nanocrystal strip-loaded waveguide for nonlinear applications [C]// 2016 21st OptoElectronics and Communications Conference (OECC) held jointly with 2016 International Conference on Photonics in Switching (PS), July 3–7, 2016, Niigata, Japan. Niigata: IEEE, 2016: 1–3.
 - [16] ZHU Y, ZENG L, WANG L, et al. Investigating the polarization rotation effect in meter-long CMOS compatible spiral waveguides [C]// 2021 Opto-Electronics and Communications Conference (OECC), July 3–7, 2021, Hong Kong, China. Hong Kong: IEEE, 2021: 1–2.