

目 次

※动态综述※

“新基建”环境下光电子产业基础能力建设的探索 韩国忠(301)
基于微纳结构的硅基高速探测器研究进展 王昊璇, 郭安然, 金 晖, 等(306)

※光电器件※

电光双向强度调制器的隔离度研究 张洪波, 富 松, 李森森, 等(314)
全光纤马赫-曾德尔干涉仪制作过程中的受力预分析 花文栋, 王婷婷, 戴 洋, 等(318)
压电谐振器双闭环驱动电路研究 李志超, 吴校生, 梁天晨(322)
一种低成本透射光谱强度调制型光纤温度传感器 顾拥军, 沙 春, 高 洁, 等(327)
CMOS图像传感器抗电离辐射加固技术研究 吕玉冰, 吴琼瑶, 刘昌举, 等(331)

※材料、结构及工艺※

兼顾增益与折射率变化的低偏振量子点材料研究 缪庆元, 吴子涵(336)
不同手性单壁碳纳米管分离及其场效应晶体管性能研究 郑苗苗, 李亚辉, 姚 建, 等(344)
氮气流量对磁控溅射 C 掺杂 TiO₂ 薄膜光学性能的影响 江耀华, 沈鸿烈, 高 凯(351)
有限能量 Olver-Gaussian 光束通过电光晶体的光强分布特性 靳 龙, 王晴岚(357)
一种三维立体传输结构的分段式设计方法 栗辰焯, 李振松, 缪 旻(362)
一种高双折射低损耗大负色散光子晶体光纤的设计 赵丽娟, 赵海英, 徐志钮(368)
SnSe 薄膜的两步法制备与光电性能研究 崔树松, 沈鸿烈, 李树兵, 等(374)
InP 晶圆背面减薄工艺中翘曲度的控制与矫正 张圆圆, 柳 聪, 赵文伯, 等(379)
一种压电半导体纳米线的热电耦合性能研究 李鑫飞, 张巧云(384)
PCM 测试参数与 CCD 工艺关系研究 岳志强, 曲鹏程, 杨修伟, 等(389)

※光电技术及应用※

深紫外 CMOS 图像传感器测试匀光系统设计 李 琦, 齐月静, 卢增雄, 等(395)
基于改进变分模态分解的 Φ -OTDR 信号去噪方法 熊兴隆, 冯 磊, 刘 佳, 等(400)
二次多项式拟合在分布式光纤传感中的应用 徐志钮, 樊明月, 赵丽娟, 等(406)
基于时空注意力网络的中国手语识别 罗 元, 李 丹, 张 毅(414)
多抽头 EMCCD 相机时序控制及像元合并技术 刘玲钰, 王明富, 刘恩海(420)
大口径细光束自准直测量系统误差的实验研究 姚 明, 王 劼(426)
基于光场相机波前传感器的气动光学效应校正研究 盛良睿, 马晓焯, 杨奇龙, 等(432)
可见光通信中一种大围长可快速编码的 QC-LDPC 码构造方法 袁建国, 张希瑞, 袁财政, 等(437)
多环谐振式微机械陀螺频率跟踪电路研究 薛 冰, 张卫平, 王子杰, 等(443)
超分辨率面阵激光雷达的动目标姿态估计 王盛杰, 刘 博, 李和平, 等(448)

CONTENTS

Exploration on Basic Capacity Building of Optoelectronics Industry Based on the Context of "New Infrastructure"	HAN Guozhong(301)
Recent Progresses of Silicon-based High-speed Detectors with Micro-/Nanostructures	WANG Haoxuan, GUO Anran, JIN Hui, et al. (306)
Study on Isolation of Bidirectional Electro-optic Intensity Modulator	ZHANG Hongbo, FU Song, LI Miaomiao, et al. (314)
Pre-analysis of The Force During The Manufacture of All-fiber Mach-Zehnder Interferometer	HUA Wendong, WANG Tingting, DAI Yang, et al. (318)
Research on Dual Closed-Loop Driving Circuit of Piezoelectric Resonator	LI Zhichao, WU Xiaosheng, LIANG Tianchen(322)
Low-Cost Transmission Spectral Intensity Modulation Fiber Temperature Sensor	GU Yongjun, SHA Chun, GAO Jie, et al. (327)
Study on Radiation-harden Technologies for CMOS Image Sensors	LV Yubing, WU Qiongyao, LIU Changju, et al. (331)
Study on Balancing Gain and Refractive Index Change of Quantum Dot with Low Polarization Dependence	MIAO Qingyuan, WU Zihan(336)
Research on Separation of Different Chiral Single-walled Carbon Nanotube and The Performance of Field Effect Transistors	ZHENG Miaomiao, LI Yahui, YAO Jian, et al. (344)
Influence of Nitrogen Flow Rate on the Optical Properties of C-Doped TiO ₂ Thin Films Deposited by RF Magnetron Sputtering	JIANG Yaohua, SHEN Honglie, GAO Kai(351)
Intensity Distribution of Finite Olver-Gaussian Through Electro-optical Crystal	JIN Long, WANG Qinglan(357)
Segmented Design Method for Three-Dimensional Interconnection	LI Chenye, LI Zhensong, MIAO Min(362)
Design of Photonic Crystal Fiber with High Birefringence, Low Confinement Loss and Large Negative Dispersion	ZHAO Lijuan, ZHAO Haiying, XU Zhiniu(368)
Preparation and Photoelectric Performance of SnSe Films Based on Two-step Process	CUI Shusong, SHEN Honglie, LI Shubing, et al. (374)
Warpage Control and Correction of InP Wafer in Back-thinning Process	ZHANG Yuanyuan, LIU Cong, ZHAO Wenbo, et al. (379)
Study on Thermoelectric Coupling Characteristics of A Piezoelectric Semiconductor Nanofiber	LI Xinfei, ZHANG Qiaoyun(384)
Study on PCM Parameters Test in CCD Process	YUE Zhiqiang, QU Pengcheng, YANG Xiuwei, et al. (389)
Design of Homogenizing Optical System for Testing CMOS Image Sensor in Deep Ultraviolet Region	LI Qi, QI Yuejing, LU Zengxiong, et al. (395)
De-Noiseing Method of Φ -OTDR Signal Based on Improved Variational Mode Decomposition	XIONG Xinglong, FENG Lei, LIU Jia, et al. (400)
Application of the Quadratic Polynomial Fitting in Distributed Optical Fiber Sensor	XU Zhiniu, FAN Mingyue, ZHAO Lijuan, et al. (406)
Chinese Sign Language Recognition Based on Spatial-Temporal Attention Network	LUO Yuan, LI Dan, ZHANG Yi(414)
Timing Control and Pixel Merger Technology of Multi-tap EMCCD Camera	LIU Lingyu, WANG Mingfu, LIU Enhai(420)
Error Analysis of Large Aperture and Thin Beam Auto-collimating Measurement System	YAO Ming, WANG Jie(426)
Research on Aero-optic Effect Correction Based on Light-field Camera Wavefront Sensor	SHENG Liangrui, MA Xiaoyu, YANG Qilong, et al. (432)
Construction of QC-LDPC Code with Large Girth and Fast Encoding in Visible Light Communications	YUAN Jianguo, ZHANG Xirui, YUAN Caizheng, et al. (437)
Research on Frequency Tracking Circuit of Multi-ring Resonant Micromachined Gyro	XUE Bing, ZHANG Weiping, WANG Zijie, et al. (443)
Super-resolution Planar Array 3D Imaging for Dynamic Objects Pose Estimation	WANG Shengjie, LIU Bo, LI Heping, et al. (448)

“新基建”环境下光电子产业基础能力建设的探索

韩国忠

(重庆声光电有限公司, 重庆 401332)

摘要: “新基建”为光电子产业的进一步发展提供了难得的机遇,光电子产业自身的发展应首先加强基础研发能力建设。文章描述了化合物半导体光电子器件的外延生长、薄膜淀积、光刻、键合等主要工艺制程的特点;分析了光电子产业中智能制造、数字化制造、分散化制造、绿色制造等能力建设趋势。

关键词: 新基建; 光电子技术产业; 外延生长; 光刻; 智能制造; 数字化制造; 分散化制造; 绿色制造

中图分类号: TN2 文章编号: 1001-5868(2020)03-0301-05

Exploration on Basic Capacity Building of Optoelectronics Industry Based on the Context of “New Infrastructure”

HAN Guozhong

(Chongqing Acoustic-Optic-Electronic Co. LTD, Chongqing 401332, CHN)

Abstract: “New infrastructure” provides more valuable opportunities for the further development of optoelectronic industry, thus the development of optoelectronic industry should strengthen the capability of basic research and development first. In this article, it focuses on the characteristics of the processes such as epitaxial growing, filming deposition, lithography, bonding, and etc., applied in the fabrication of compound semiconductor photo-electronic devices. And also analyzed are the capacity building trends of optoelectronics industry such as intelligent manufacturing, digital manufacturing, decentralized manufacturing and green manufacturing.

Key words: new infrastructure; optoelectronic technology industry; epitaxial growth; lithography process; intelligent manufacturing; digital manufacturing; decentralized manufacturing; green manufacturing

0 引言

随着数字经济的到来,数字技术与网络技术深度融合,数据正呈指数型增长,新型基础设施(简称“新基建”)是数字世界的“高速公路网络”,主要包含5G网络、数据中心、人工智能、工业互联网和物联网等。

“新基建”中的数据传输主要依赖光纤网络承载,光电子器件是光纤网络的关键元器件,但目前国内总体呈现出“应用强,技术弱,市场厚,利润薄”的

结构。“新基建”为光电子产业的进一步发展提供了难得的机遇,光电子产业自身的发展应首先加强基础能力建设,可基于光电子器件制造工艺的特点,结合智能制造、数字化制造、分散化制造、绿色制造等现代制造业发展趋势进行建设,提高光电子器件研发与产业化生产能力。

1 光电子器件主要制程特点

光电子器件利用半导体光电效应实现光电/电光转换等功能,是光纤网络中的关键元器件。它主

要采用以砷化镓(GaAs)、磷化铟(InP)等为代表的Ⅲ-V族化合物半导体晶圆材料,这些材料具有直接带隙、高电子迁移率等特点^[1],目前已得到广泛应用。与硅(Si)等单质元素半导体相比较,GaAs,InP等化合物半导体材料具有高温易分解(As或P)、晶圆易脆、不耐酸碱、含毒性As废物等特点。因此,应结合其自身特点进行光电子器件的外延生长、薄膜淀积、光刻等主要晶圆制程能力建设。

1.1 外延

光电子器件晶圆外延工艺方法主要有液相外延(LPE)、分子束外延(MBE)、金属有机物化学气相沉积(MOCVD)等,分别在液体、超高真空或流动气体中进行外延材料生长。LPE和MOCVD工作在近平衡状态,既可正向生长材料,也可反向去除材料,而MBE则更趋于物理沉积过程。相比较而言,LPE难以制作有源器件的超薄层量子阱结构,而MBE的超高真空要求则导致材料生长周期长,效率较低。

光子集成等光电子器件的外延材料生长主要涉及三个方面:(1)要求具备量子阱、量子线、量子点等低维外延材料生长能力,纳米量级超薄层外延材料需要控制界面原子迁移与置换效应,避免界面缓变;(2)进行相移光栅等掩埋材料生长,光栅在升温过程中,由于磷元素的挥发会造成光栅的热蚀和变形,从而影响器件性能。设备的快速升温能力是影响光栅等外延材料完整性的重要因素;(3)对接生长技术:独立地对不同晶圆区域分别进行优化设计和外延材料对接生长,对接生长材料质量不仅与生长参数相关,而且与生长前界面的形貌也有直接关系。

在外延材料生长的工艺实现方式上,将MBE高精度薄层材料控制与MOCVD大批量处理能力结合应用可实现Ⅲ-V族化合物半导体复杂结构材料生长。随着光电子器件及其外延材料技术的发展,建立Si基InP,Si基GaAs等大失配异质外延技术能力是趋势之一。

1.2 绝缘钝化薄膜

光电子器件晶圆工艺的芯片表面绝缘钝化介质薄膜的制备主要采用等离子体增强化学气相沉积(PECVD)、原子层沉积(ALD)等。PECVD目前已广泛使用,其淀积速率快,但沉积工艺温度高,台阶覆盖及间隙填充能力较差;ALD技术是化学气相沉积法的一种,在速率可控的条件下,通过前驱体气体和反应气体选择性地脉冲进入反应腔室,在晶圆表

面发生物理和化学吸附或发生表面饱和反应,以单原子膜的形式一层一层地沉积在晶圆表面,其沉积速率较PECVD慢。

PECVD用于激光器、探测器等光电子器件工艺过程中生长 SiN_x , SiO_2 , SiN_xO_y 等单层或多层介质钝化薄膜。随着器件向高速、高饱和功率、光子集成等方向发展,晶圆表面淀积的薄膜种类、数量越来越多,厚度越来越厚。为降低多层薄膜在不同工作环境(温度、湿度、辐射剂量、工作时间)下的应力,要求PECVD淀积的介质膜应力较小,在高温、腐蚀等应力施加过程中膜层不能存在破裂或损伤。

PECVD设备目前主要分为射频电源(RF)PECVD、感应耦合(ICP)PECVD等类型,其中ICP-PECVD在低温淀积方面较有优势,但成膜面积受ICP源尺寸限制,目前以单片式居多;基于平板放电的RF-PECVD结构技术成熟,应用最为广泛,在目前市场上占有率最高。

随着光电子器件结构的复杂化,可采用PECVD,ALD等多种工艺方法相结合来实现晶圆表面钝化介质薄膜的制备。

1.3 光学薄膜

光学镀膜设备采用的主要技术有等离子辅助淀积(PAD)、离子束溅射(IBM)、等离子辅助反应磁控溅射(PARMS)、电子回旋辅助溅射(ECR-RS)。在原理上,PARMS和IBM成膜质量较好,获得的薄膜堆积密度接近块状材料,常用于高端精密光学镀膜领域;PAD淀积膜层质量稍差,主要用于通用光学薄膜加工;ECR-RS在日本已开始少量应用。

光电探测器的入光面与激光器腔面需要覆盖高质量光学薄膜,目前光学镀膜设备主要有电子束蒸发、反应磁控溅射、离子束溅射等。其中,电子束蒸发应用时间较长,已发展得比较成熟;反应磁控溅射是目前精密光学镀膜领域正在兴起的技术,采用离子源配合磁控溅射的方式,可沉积质量非常高的光学薄膜,膜层质量基本和离子束溅射相同,镀膜速率一般高于离子束溅射。

可综合考虑膜层质量、束流损伤等因素进行光电子器件光学薄膜制程设备的选用。

1.4 金属薄膜

光电子器件芯片引出电极的金属薄膜通常采用电子束蒸发(E-beam Evaporation)和磁控溅射(Magnetron Sputtering)两种方式制作,两种工艺方式都经历了30余年的发展,技术成熟度较高。

电子束蒸发形成的金属原子能量一般在1~5 eV,低能量对芯片表面的损伤较小,但电子束蒸发制作的金属电极受限于蒸汽发散角,台阶覆盖比较低,侧壁的金属层厚度较薄,与侧壁的结合力较差,在后续工艺中易出现断裂或裂缝,影响芯片电极的可靠性。

磁控溅射形成的金属原子能量一般在10~100 eV,比电子束蒸发的高一个量级,形成的金属膜层致密度远优于电子束蒸发,且磁控溅射过程中金属原子在定向离子与磁场的共同作用下可在芯片微结构的表面实现无差别覆盖,对于台阶、沟槽等图形结构,包覆性较好,台阶覆盖比最高可达0.7以上。

光电子器件芯片的金属薄膜制程可综合考虑台阶覆盖性、表面离子损伤及粘附性等因素选择相应的金属薄膜设备。

1.5 光刻

光刻是半导体光电器件晶圆制程的一项重要工艺,主要用于光刻图形转移,定义出器件芯片的功能区,光刻机的性能是决定整条工艺线水平的关键因素之一。化合物光电子器件主要光刻工艺方式有:接触式光刻、投影式光刻、电子束直写等。

接触式光刻是发展最早,也是最常见的曝光方式,它采用1:1的方式复印掩模版上的图形。这类光刻机结构简单,价格便宜,发展也较成熟,缺点是分辨率不高,通常最高为1 μm左右。此外,在每次曝光过程中,接触式光刻都需要将光刻板与晶圆紧密压合在一起,从而造成晶圆的应力损伤和掩模版污染。

投影式光刻设备结构复杂,价格昂贵,但分辨率高、无应力损伤、不沾污掩模版、重复性好。据调查显示,投影式光刻机占整个光刻设备市场份额的70%以上。投影式光刻机又分为步进式和扫描式,由于扫描投影分辨率不高,因此20世纪80年代中后期就逐步被步进式投影光刻机所取代。步进投影光刻机采用缩小投影镜头,缩小比例一般有4:1,5:1,10:1等,是目前的主流方式。但投影式光刻设备生产厂家太少(主要有ASML和尼康),从设计到工艺都主要针对IC工艺制程,一般适用于20.32 cm(8 inch)以上晶圆工艺,化合物半导体晶圆尺寸一般为5.08~10.16 cm(2~4 inch),需对设备传输机构等进行改装。

化合物半导体的光栅制作还采用电子束直写、深紫外曝光和纳米压印等。电子束直写精度高,但

曝光速度慢;深紫外曝光一般专用于光栅及周期性图形的曝光制作,分辨率可达50 nm,工艺简单,且曝光均匀,重复性好;纳米压印适用于大批量光栅制作,但其精度较电子束直写和深紫外曝光低。

光电子器件光刻工艺设备选用时,可根据器件性能与批产能力要求,复合利用投影光刻、电子束直写、纳米压印等工艺。

1.6 晶圆键合与解键合

晶圆键合包括临时键合和永久键合两类。临时键合是将待加工晶圆通过介质材料临时键合(粘接)到基片上,形成键合对,工艺完成后再解键合,将键合对分离;永久键合是将两个晶圆直接通过致密化学键键合在一起,键合后两个晶圆不分离。

化合物半导体光电子器件芯片较多采用双面工艺,在晶圆正反两面进行半导体工艺,为优化串联电阻、散热等性能,晶圆减薄到至少200 μm以内,激光晶圆甚至需要减薄到100 μm。InP, GaAs化合物半导体晶圆易脆,7.62 cm(3 inch)以上薄片晶圆一般采用临时键合方式支撑完成减薄后的工艺转移,待工艺完成后,再解键合分离晶圆。

化合物半导体晶圆与载片临时键合后,一般还需进行光刻、干法刻蚀、湿法腐蚀、镀膜等工艺,在键合介质及工艺条件选用过程中应兼顾后续背面工艺中的机械挤压、摩擦、腐蚀、离子束轰击,以及真空挤压、高温等工艺环境。

解键合主要有机械提拉剥离解键合、激光汽化解键合、加热滑动解键合三种工艺方式。机械提拉剥离解键合工艺适合于硅片等柔性材料,利用卷曲变形将晶圆与基片分离,对InP和GaAs等脆性晶圆存在一定的损伤应力;激光汽化解键合是非机械式解键合,碎片率低,但易产生碳化的残余键合介质附着在晶圆上,增加清洗难度;加热滑动解键合比较适合于InP和GaAs等脆性材料。

目前,化合物半导体一般采用临时键合及加热滑动解键合工艺,随着光子集成技术的发展,InP, GaAs等化合物半导体与硅等晶圆材料的异质永久键合将成为趋势之一。

2 基于“新基建”的光电子器件制程能力建设

2.1 基于智能制造的能力建设

制造活动与工业化进程和产业革命紧密相联,

先后经历了机械化、电气化和信息化三个阶段,现在正处于智能化发展的第四个阶段^[2]。全球制造业正处于产业升级过程中,各国根据自身制造业基础能力,提出了不同的发展规划,力争站到智能制造最高点。美国发布“先进制造业伙伴计划”,德国发布“工业 4.0 战略计划实施建议”,日本提出“社会 5.0 战略”,英国提出“工业 2050 战略”,法国提出“未来工业计划”,韩国提出“制造业创新 3.0 计划”^[3]。中国于 2015 年提出了“中国制造 2025”,是中国制造强国“三步走”战略的第一个 10 年行动纲领,是我国工业化的首要驱动力,是信息化带动工业化的主战场^[4]。

智能制造是全球制造业未来的发展趋势,是经济发展的新型驱动力。在我国的制造强国战略研究报告中,智能制造被认为是制造技术与数字技术、智能技术及新一代信息技术的融合,是面向产品全生命周期的具有信息感知、优化决策、执行控制功能的制造系统,旨在高效、优质、柔性、清洁、安全、敏捷地制造产品和服务用户^[2]。当前智能制造主要集中在信息感知、智能控制、智能决策、工业大数据分析等核心关键环节^[5]。

“新基建”将加快信息基础设施建设,为智能制造提供了机遇。基于化合物半导体的光电子器件制造工艺智能化程度相对较低,应结合“人、机、料、法、环”五大生产要素,提升生产线智能化制造水平。智能制造的关键技术体现在赛博物理系统(Cyber-Physical Systems, CPS)、基于物联网的先进感知技术、基于大数据的智能生产调度与优化技术及基于云制造的智能服务技术等方面^[6]。

基于“新基建”的 5G 网络环境与智能感知,光电子器件基础能力建设具有智能化制造的外部环境条件,在大数据分析基础上的智能决策将助推新产品研发加速,以及质量管控水平的提升与管理的精细化,从而使光电子器件产业向“微笑曲线”更高端发起挑战,获取更高利润率。

2.2 基于数字化的制造能力建设

数字化是智能制造的基础,智能制造分为三个阶段:数字化制造(第一代)、数字化网络化制造(第二代)、数字化网络化智能化制造(新一代)^[7]。智能制造首先要对装备进行数字化赋能,对装备在生产运行过程中产生的大数据进行综合分析利用,借助大数据与人工智能等技术,突破人脑的思维限制,开展影响因素更多、关系更错综复杂的分析,进行更精

准的预测,指导产品和工艺的改进及管理决策的优化。

随着 5G 网络的部署及传感技术的发展,数据采集变得越来越容易,设备与设备之间、设备与人员之间、人员与产品之间将可以进行实时数字信息传输,实现虚拟计算与现实世界的连接,并颠覆制造流程。基于透明化的数据信息流,数据工厂制造过程将变得更加协调。

光电子器件制程融合了微电子学、材料学、现代控制技术、精密机械、计算技术等诸多学科的高新技术,其制造装备可进行数字化赋能,面向 5G 网络进行信息连接与控制,通过实时管控在线工艺数据,实现质量大数据统计控制与产业化工艺效率的提升。

2.3 基于 5G 网络的分散化制造能力建设

5G 提供了生产要素连接与大数据实时交换的网络基础,可通过虚拟化技术将资源能力“云化”,对生产要素进行 5G 赋能,使其具备成为 5G 网络格点的能力,并建立分散网络化制造系统,实现产品全生命周期各环节跨地区、跨企业、跨部门的业务协同^[8],使产业链资源得以充分利用。通过分散化制造,把更广时空域的应用需求、设计研发、生产交付等联结成一个整体,缩短需求响应时间,提高制程管控与产业链资源利用能力,确保竞争优势。

目前,同其他制造业一样,光电子器件产业链资源配置与利用也存在不均衡现象,部分企业资源短缺,而一些企业资源大量闲置,各生产要素资源“孤岛”未能有效利用。基于 5G 网络的分散化制造模式可很好地利用更广时空域的厂房、设备、人力等生产要素资源。光电子器件基础能力建设可基于“新基建”,在整个产业链进行生产要素资源配置规划,使光电子产业更好地发展,社会资源实现更充分的利用。

2.4 基于绿色制造的能力建设

从工业文明迈向生态文明成为人类共识,生态文明要求实现社会、经济与自然的协调可持续发展,绿色制造将成为一种新的制造模式。《中国制造 2025》提出全面推行绿色制造,明确了“努力构建高效、清洁、低碳、循环的绿色制造体系”的总体发展思路^[9]。

光电子器件产业应推行低熵闭环的绿色制造技术,综合考虑环境影响和资源效益,使产品从源头上在设计、制造、使用到报废的整个产品生命周期中不产生或最小化环境污染,使资源利用率最高,能源消

耗最低。

光电子器件绿色制造是一个复杂的系统工程,涉及绿色设计、基础能力建设的环境影响评估、绿色制造技术等方面,客观上需要在基于化合物半导体的光电子器件工艺基础上开展系统化的无毒、无害工艺方法及废旧材料循环利用技术筹划。

基于 InP, GaAs 等化合物半导体工艺的光电子器件,在工艺过程中将产生化学试剂废液、含 As(P) 的有毒物质等,可在现有无害化回收处理的基础上,基于产业链思维,采取工业共生模式或生产者延伸责任制^[9]等形式,进行资源的循环利用,建立绿色生态产业链,由上游 GaAs, InP 等原料生产商对其进行回收再利用,从而以最少的社会成本代价,获得资源的最高利用价值。

3 趋势与展望

“新基建”赋予光电子器件能力建设新特征,基于化合物半导体光电子器件工艺制程特点,智能制造、数字化制造、分散化制造、绿色制造是光电子器件基础能力建设的趋势。在全球制造业正处于智能化发展的产业升级过程中,可创新性地开展光电子器件基础能力建设,更好地支撑产业生态链持续健康发展。

参考文献:

- [1] 李 岚, 王 阳, 李晓岚, 等. 化合物半导体器件与电路的研究进展[J]. 微纳电子技术, 2012, 49(10): 650-653.
Li Lan, Wang Yang, Li Xiaolan, et al. Research progress of compound semiconductor devices and ICs [J]. Micronanoelectronic Technology, 2012, 49(10): 650-653.
- [2] 刘 强. 智能制造理论体系架构研究[J]. 中国机械工程, 2020, 31(1): 24-36.
Liu Qiang. Study on architecture of intelligent manufacturing theory[J]. China Mechanical Engineering, 2020, 31(1): 24-36.
- [3] 王怀喜. 从传统制造走向智能制造[J]. 仪器仪表与分析检测, 2019(4): 4-7.
Wang Huaixi. From traditional manufacturing to intelligent manufacturing[J]. Instrumentation Analysis Monitoring, 2019

(4): 4-7.

- [4] 秋 枫, 刘治红, 王 胜, 等. 智能制造单元级智能监控技术研究及应用[J]. 兵工自动化, 2019, 38(12): 32-37.
Qiu Feng, Liu Zhihong, Wang Sheng, et al. Research and application of intelligent monitoring technology in intelligent manufacturing cell level[J]. Ordnance Industry Automation, 2019, 38(12): 32-37.
- [5] 孙文磊, 张学东, 熊宗慧, 等. 智能制造及其关键技术[J]. 新疆大学学报, 2019, 36(4): 379-386.
Sun Wenlei, Zhang Xuedong, Xiong Zonghui, et al. Intelligent manufacturing and its key technologies [J]. J. of Xinjiang University(Natural Science Edition), 2019, 36(4): 379-386.
- [6] 王恩海. 系统集成支撑智能制造的未来发展[J]. 现代制造技术与装备, 2019(11): 194-195.
Wang Enhai. Research on the future development of system integration supporting intelligent manufacturing [J]. Modern Manufacturing Technology and Equipment, 2019(11): 194-195.
- [7] 孟凡生, 徐 野, 赵 刚. 高端装备制造企业向智能制造转型过程研究[J]. 科学决策, 2019(11): 1-24.
Meng Fansheng, Xu Ye, Zhao Gang. Study on transformation process of high-end equipment manufacturing industry to intelligent manufacturing[J]. Scientific Decision Making, 2019(11): 1-24.
- [8] 庄存波, 刘检华, 隋秀峰, 等. 工业互联网推动离散制造业转型升级的发展现状、技术体系及应用挑战[J]. 计算机集成制造系统, 2019, 25(12): 3061-3069.
Zhuang Cunbo, Liu Jianhua, Sui Xiufeng, et al. Status, technical architecture and application challenges for transformation and updating of discrete manufacturing industry driven by industrial internet [J]. Computer Integrated Manufacturing System, 2019, 25(12): 3061-3069.
- [9] 曹华军, 李洪丞, 曹 丹, 等. 绿色制造研究现状及未来发展策略[J]. 中国机械工程, 2020, 31(2): 135-144.
Cao Huajun, Li Hongcheng, Cao Dan, et al. The state-of-art and future development strategies of green manufacturing[J]. China Mechanical Engineering, 2020, 31(2): 135-144.

作者简介:

韩国忠(1966—),男,高级工程师,长期从事磁性材料和微波磁性器件,以及基础研发条件建设方面的研究及管理工作。

E-mail: 18780038899@139.com

基于微纳结构的硅基高速探测器研究进展

王昊璇, 郭安然, 金 晖, 黄飞淋

(重庆光电技术研究所, 重庆 400060)

摘 要: 传统平面入射型硅基探测器由于近红外吸收系数低, 存在响应速度和探测效率的冲突, 被认为不适用于短距离光纤通信领域。微纳结构可有效提高等效光程, 使入射光被吸收层充分吸收, 提高光电器件的量子效率, 广泛应用于太阳能电池、近红外增强探测器等领域。近期, 研究者基于陷光微结构, 实现了数据传输速率达 20 Gb/s 以上、与 CMOS 工艺兼容的硅基高速探测器, 展现出了广阔的发展前景。文章对微纳结构的优化设计、制备方法、基于微纳结构的硅基高速探测器的研究进展进行了综述和分析。

关键词: 微纳结构; 硅基高速探测器; 优化设计; 制备方法

中图分类号: TN36 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0306-08

Recent Progresses of Silicon-based High-speed Detectors with Micro-/Nanostructures

WANG Haoxuan, GUO Anran, JIN Hui, HUANG Feilin

(Chongqing Optoelectronics Technology Research Institute, Chongqing 400060, CHN)

Abstract: Due to the low near-infrared absorption coefficient of silicon, there is a conflict between response speed and detection efficiency for conventional surface-illuminated silicon detectors. Thus they are thought to be not suitable for short-range optical fiber communication. Micro-/nanostructures have been widely used in solar cells, near-infrared enhanced detectors and other fields for their abilities to improve the absorption of incident light in absorption layers and the quantum efficiency of optoelectronic devices by multiplying optical path efficiently. Recently, CMOS compatible high-speed silicon detectors with a data transmission rate of higher than 20 Gb/s have been achieved by applying photon-trapping microstructure. In this paper, the optimal design and preparation methods of micro-nano structures and high-speed silicon detectors based on micro-nano structure are reviewed and analyzed.

Key words: micro-/nanostructures; high-speed silicon detectors; optimal design; preparation methods

0 引言

光电探测器是一种将光信号转换为电信号的半导体器件。传输数据量的飞速增长, 要求通信用高速探测器具有更高的响应速度和探测效率。然而, 对于常见的表面入射型高速探测器, 两者却常常相互冲突, 难以兼顾。更高的响应速度要求探测器具有更低的载流子输运时间, 即需要减少吸收层厚度以降低载流子渡越时间; 而更高的探测效率要求探

测器具有更高的量子效率, 即在给定材料吸收系数的情况下需要增加吸收层厚度。因此, 虽然硅基探测器在成本和工艺兼容性上具有优势, 但是较低的近红外吸收系数使业界长期以来认为其不适用于 850 nm 的短距离光纤通信领域。为了提高硅基高速探测器的响应度, 研究者们提出了数种解决方案, 包括谐振腔型探测器、波导型探测器和集成微纳结构探测器。其中, 谐振腔型探测器通过反射镜形成谐振腔, 使入射光在吸收层中往复传输, 从而延长等

效光程,提高光吸收率^[1]。谐振腔型探测器具有较高的量子效率,但是,也存在着响应波段狭窄的问题。由于激光器的波长存在温度漂移,处在复杂环境中的谐振腔型探测器往往会因为入射光波长漂移出现响应下降的现象,因而要求配套激光器的波长与探测器波长严格匹配。波导型探测器由于其入射光传输方向与光生载流子输运方向不同,可通过较长的波导长度和较窄的波导宽度来同时实现高量子效率和高速率^[2-3]。然而,波导探测器是侧面进光,需要精确的光纤耦合角度以保证较高的耦合效率,因而封装成本较高。集成微纳结构的探测器在超薄表面入射型探测器结构的基础上集成了具备陷光功能的微纳结构,如微米/纳米尺度的圆柱、孔洞等^[4-5]。入射光与微纳结构相互作用,产生侧向传播的模式,从而有效延长等效光程,使之被硅吸收层充分吸收。集成微纳结构的探测器响应度高、与CMOS工艺兼容,具有较大的发展潜力。

本文从光响应增强微纳结构的优化设计、制备方法以及集成微纳结构高速探测器的结构与性能等方面,综述了基于微纳结构的硅基高速探测器的研究进展。

1 光响应增强微纳结构的优化设计研究进展

探测器的光能量损失主要来自于表面反射和背面透射。因此,商用探测器主要采用正面减反射膜和背面金属反射层来降低表面反射率和提高光吸收率。然而,减反射膜具有波长选择性,简单的单/双层减反射膜仅适用于单一波长的探测器,宽光谱减反需要设计、制作复杂的减反膜系,大幅提高了器件成本。背面金属反射层能够将透过探测器的光反射回吸收层,使等效光程加倍,但高速探测器的吸收层物理厚度通常只有几微米,即使增加金属反射层,也无法充分吸收入射光。因此,研究者们针对微纳结构的减反射特性和增强吸收特性开展了大量的优化研究。

1.1 微纳结构的宽光谱减反射优化

物体表面的反射主要来自于界面折射率的差异,材料表面的微纳结构可以有效地改善空气与材料接触的界面。由于微纳结构具有多孔性,微纳结构组成的界面的等效折射率要低于没有微纳结构的块体材料。因而,空气与材料界面的折射率差异得

以减小,从而减小界面的光反射率。按照 Genzel 等^[6]的研究,可以使用 Maxwell-Garnett 理论来计算圆孔微纳结构的等效折射率。等效折射率与微纳结构的占空比直接相关,圆锥、漏斗、金字塔型等几何形貌的微纳结构具有渐变的占空比,因而其等效折射率也具有梯度渐变的特性。Ravipati 等^[7]利用干法刻蚀的方法制作了非晶硅/硅的复合尖锥状微纳结构,其等效折射率从空气折射率 $n_{\text{air}}=1$ 连续渐变至硅衬底折射率 $n_{\text{Si}}=3.48$,可将 300~800 nm 波段的平均反射率降至 0.34%。

折射率渐变微纳结构的另一项优势在于能在较宽的光谱范围和入射角度内实现超低反射率。Xi 等^[8]使用倾斜角度的电子束蒸发方法,通过调整倾斜角度,制备了含有纳米棒的 $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ 叠层薄膜减反射层,自上而下各层薄膜的折射率分别为 1.05, 1.27, 1.67, 1.97 和 2.03。该减反射层基本上消除了菲涅耳反射,在 $0^\circ\sim 55^\circ$ 入射角条件下反射率均小于 0.3%。且在 $0.3\sim 2\ \mu\text{m}$ 的波长范围内均有良好的减反射特性,其中在 574~1 010 nm 波段的反射率均小于 0.5%。

微纳结构除了通过渐变等效折射率降低反射率外,还可以通过调整耦合光场的位置来降低表面反射率。Spinelli 等人^[9]认为,通过优化亚波长的纳米结构,可以将入射光耦合进入衬底,实现减反射效果。根据 Mie 效应,纳米颗粒在适当的尺寸和折射率条件下,可以成为纳米级的共振腔,使颗粒的散射截面尺寸数倍于其几何尺寸。传统的 Mie 效应是使用球形纳米颗粒,光场主要被限制在颗粒内部,散射角度范围也比较宽,不利于表面减反射。而 Spinelli 等人将颗粒形貌优化为圆柱形纳米柱,其光场的谐振有一部分与衬底重合,从而将入射光能量导入衬底。他们使用纳米压印的方法在硅片上制备了直径为数十纳米至数百纳米的圆柱阵列,并覆盖上 Si_3N_4 薄膜,其在 450~900 nm 波段内的平均反射率小于 1.3%。

1.2 微纳结构的增强光吸收优化

在增强光吸收方面,微纳结构也能起到良好的作用。一般而言,在几何光学范畴内,光吸收增强幅度上限不能超过 $4n^2/\sin^2\theta$ (n 为材料折射率),这就是众所周知的 Yablonovitch 极限(又称 Lambertian 极限)^[9],即对于一种薄层材料而言,在拥有理想的粗糙表面使入射光充分随机散射的情况下,其最大等效光程等于同等厚度表面平坦材料的 $4n^2$ 倍。硅

材料的折射率约为 3.5,则在 Yablonovitch 极限下的最大光吸收增强幅度约为 50 倍。而 Han 等人^[11]通过优化金字塔型和棒型微纳结构,证明了充分优化的微纳结构可以达到甚至超越 Yablonovitch 极限。这就意味着将传统高响应硅基探测器几十乃至上百微米的吸收层厚度压缩至几微米在理论上是可行的,从而可实现兼具高速与高响应特性的新型硅基探测器。另一方面,实验证明在 10 μm 的吸收层厚度条件下,含有类帐篷型^[12]、圆锥型^[13]、倒金字塔型^[14]微纳结构的硅半导体器件在 800 ~ 900 nm 波段的光吸收率均可达 90% 以上,约等效于 500 μm 厚的平面硅材料吸收率。从实验方面也验证了研发高速高响应硅探测器的可行性。

研究者们多采用优化微纳结构的周期和几何尺寸的方法,使其产生导模谐振(Guided Resonance)效应来增强光吸收^[15-16]。研究者认为,纳米孔阵列类似于介于空气与硅衬底之间的、包含硅与空气复合介质的高折射率平面波导。而高折射率的复合介质层可以通过全反射实现导模谐振。当光线入射时,纳米孔阵列就如同光栅耦合器一样将光导入波导并激发导模谐振,使光的传播方向由纵向变为横向。由于通常情况下光电器件的横向尺寸远大于纵向尺寸,导模效应可以极大地增加入射光在器件吸收层中的有效光程,从而实现吸收增强。Yu 等人^[17]则通过统计模式耦合理论(Statistical Coupled-Mode Theory)证明了此类亚波长微纳结构的光吸收增强效果可以突破 Yablonovitch 极限。

另一个增强光吸收的研究热点是利用微纳结构的慢光效应。在类似光子晶体的微纳结构中,由于光子被周期性结构散射,其群速度明显小于在均匀介质中的速度。这种慢光效应同样可以起到增强吸收的作用。Sturmberg 等人^[18]发现,同时满足入射光耦合良好、顶部和底部之间存在强烈共振、入射光能量集中在硅纳米线中三个条件的纳米线阵列结构的吸收增强波段区域表现出慢光的特性。慢光特性的光吸收增强效果还与其横波或纵波模式相关。Sakoda 等人^[19]也发现包含纳米孔的光子晶体中的光吸收增强源于低群速度的纵波模式。然而,这种基于纵波的慢光效应所产生的吸收增强在波长上是离散的,且受微纳结构层厚度和周期的影响而不适用于宽谱的响应增强。另一方面,Gao 等人^[5]发现漏斗状微纳结构具有低群速度的横波模式。低群速度有助于入射光在很薄的吸收层内停留更长的时

间,使其吸收更加充分。而低群速度的横波模式在光吸收增强方面表现为宽光谱特性。此外,其他具有倾斜侧壁的微纳结构,如帐篷型^[12]、锥形孔^[20-21]等也被证明具有宽光谱吸收效果。

2 微纳结构的制备方法研究进展

2.1 湿法腐蚀

湿法腐蚀是将硅片浸入酸溶液或碱溶液中,自然地在表面腐蚀出微纳结构。完全自由的湿法腐蚀得到的微纳结构是随机分布的,不具有周期性。其产生的吸收效果具有宽光谱特点,但吸收效率不是最高的,常应用于太阳能电池表面处理。而对于探测器,通常需要对微纳结构的周期、形貌进行优化,使其在特定波段达到最大的吸收效果。Gao 等人^[22]首先在(100)硅片上淀积氮化硅作为硬掩模,在氮化硅膜上刻蚀出周期性窗口,然后使用 KOH 溶液腐蚀出硅微纳结构阵列。由于(100)、(110)、(111)晶面之间存在腐蚀速率差异,KOH 溶液会在氮化硅窗口内自然地腐蚀出倒金字塔的形貌,其斜面角度固定为 54.7°。基于这种腐蚀的自限制性,可以通过调整氮化硅掩模窗口的大小来控制腐蚀的深度,从而消除传统自由腐蚀的随机性,使微纳结构尺寸符合设计要求。

电化学腐蚀也是湿法腐蚀中可控性较好的一种方法,受到研究者的重视。电化学腐蚀可通过在酸液池中的电化学氧化还原反应在硅表面腐蚀出蜂窝状的多孔结构。Lehmann 等人^[23]在 10% HF 反应池中通过电化学腐蚀得到了表面具有多孔形貌的硅片。其研究表明,通过调节腐蚀时电流的大小,可以控制腐蚀速率和微孔尺寸。在此基础上,Ma 等人^[24]采用动态电化学腐蚀方法,在腐蚀过程中将电流密度从 50 mA/cm^2 逐渐降低至 10 mA/cm^2 ,使微孔尺寸随腐蚀的深入逐渐减小,从而获得了折射率渐变的微纳结构。Lv 等人^[25]进一步改良了动态电化学腐蚀方法,通过调整腐蚀液配方,将由晶面间腐蚀速率差异引起的各向异性腐蚀和动态电化学腐蚀结合,得到了具有金字塔形貌且其中微孔尺寸渐变的复合结构。这种复合结构对入射光的减反效果优于单纯的折射率渐变的微纳结构,其在 200 ~ 2000 nm 波长范围内的平均反射率仅为 2.7%。

湿法腐蚀制备微纳结构中另一个研究热点是金属催化腐蚀。该方法利用 Ag, Au, Pt, Cu 等金属对酸液腐蚀硅材料过程中的催化作用,可腐蚀出纳米

尺寸的微纳结构。Guo 等人^[26]采用 AgNO_3 为前驱体,以葡萄糖为还原剂,通过自组装工艺将 Ag 纳米颗粒均匀分散到硅片表面作为掩膜,然后将硅片浸入到由 H_2O_2 和 HF 配置而成的腐蚀液中。此时,硅片上只有纳米 Ag 颗粒附着的地方被腐蚀,其他地方则不会被腐蚀,这样就获得了纳米孔阵列。通过调节 AgNO_3 溶液的浓度,可以控制 Ag 纳米颗粒的尺寸,进而使腐蚀的纳米孔阵列可控。此外,Peng 等人^[27]通过增加金属纳米颗粒的分布密度,腐蚀出了纳米线阵列。

2.2 干法刻蚀

干法刻蚀是一种常用的制备微纳结构方法^[12-13,28]。由于制备纳米尺度的微纳结构需要使用先进制程的光刻机,成本较高,近年来研究者们也开始关注其他低成本的替代方法。普林斯顿大学的 Chou 教授团队^[29]提出了一种制备纳米尺度图形的全新方法——纳米压印,该技术主要是通过将带有图形的模板压于特殊压印胶上使其产生机械变形,并通过加热或紫外光束固化形成图形掩模,最后进行刻蚀。Austin 等人^[30]采用紫外固化纳米压印技术,在硅片晶圆上制备得到了线宽为 50 nm,周期为 200 nm 的纳米柱阵列,在整个晶圆范围内均匀性良好。Trompoukis 等人^[31]采用热塑性纳米压印技术制备了周期性微纳陷光结构,其结构周期为 900 nm,直径为 800 nm,深度为 550 nm,在 300~1 200 nm 波段内平均反射率从 44% 下降到了 16%。Spinelli 等人^[9]使用纳米压印制备的纳米圆柱阵列在 450~900 nm 波段内的平均反射率小于 1.3%。

在刻蚀方面,RIE 是最常见的选择。如果微纳结构的深宽比较大,还可以选择深槽离子刻蚀(DRIE)。Jansen 等人^[32]系统研究了 DRIE 刻蚀晶体硅过程中多种工艺参数对微结构硅最终形貌的影响,并通过优化参数获得了纳米针阵列。Sun 等人^[33]基于改进 Bosch 工艺的 DRIE 刻蚀方法,以 SF_6 和 C_4F_8 分别作为刻蚀和保护气体,在整个硅晶圆片上成功制备出具有可控侧壁轮廓的微/纳米双尺度复合硅结构。该微纳结构对入射光具有优异的减反作用,在 300~1 200 nm 波长范围内反射率降低到了 1% 左右。

2.3 激光烧蚀

激光烧蚀是使用高能飞秒激光直接在硅表面烧蚀出均匀微纳结构的一种方法,首先由 Mazur 教授

团队实现^[34]。他们在 SF_6 气氛环境下,使用重频为 500 Hz、能量密度为 10 kJ/m^2 的飞秒激光脉冲辐射硅片,使其表面产生周期性分布的尖锥状结构。Younkin 等人^[35]研究了 SF_6 , N_2 , Cl_2 和空气气氛环境下飞秒激光烧蚀得到的硅微纳结构形貌,结果表明周期性均匀分布的尖锥结构只会在含有 S 元素的气氛环境中形成。同时,Younkin 等人还通过卢瑟福背散射能谱结合透射电镜测试发现, SF_6 气氛下激光烧蚀得到的硅微纳结构表面还覆盖了一层非晶硅,其中 S 元素含量约为 10^{20} cm^{-3} ,远超晶体硅中 S 元素的固溶度极限。过饱和的 S 元素可以在硅材料内形成杂质能级,使硅材料在 250~2 500 nm 的波长范围内具有 90% 以上的吸收率。Sheehy 等人^[36]研究发现,在硅片表面涂覆含有 S, Se, Te 等 VI 族元素粉末的溶液,然后在 N_2 气氛下进行烧蚀同样可以实现表面的元素掺杂。Li 等人^[37]的研究表明,当飞秒激光的能量密度增加时,微纳结构的尺寸增大、密度减小,对近红外波段的吸收也随之增加。因此,可容易地通过调节飞秒激光的能量密度,来制备适于探测器响应波长的微纳结构。

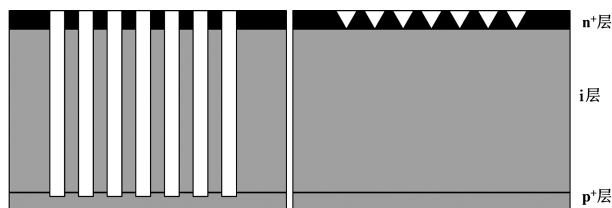
激光烧蚀与湿法腐蚀和干法刻蚀等其他微结构制备方法最大的不同在于, SF_6 气氛环境下的飞秒激光烧蚀可以在制备微纳结构的同时完成硅表面的过饱和的 S 元素掺杂,从而使硅的带隙变窄,提高器件的近红外响应。

3 微纳结构在硅基高速探测器中的应用

硅材料是间接带隙,近红外吸收系数较低,传统的硅基高速探测器存在带宽与响应度的冲突,提高带宽会使得响应度下降。传统的高速硅基接收机需要为探测器配置额外的跨阻放大器和均衡器来达到 10 Gb/s 以上的数据传输速率^[38]。相较于 pin 型探测器,雪崩光电二极管(APD)具有更高的增益,可以支持更高的带宽,但依然需要配合跨阻放大器和均衡器来达到 10 Gb/s 以上的数据传输速率^[39-41],且 APD 通常需要较高的工作电压和更高的功耗,因而不大适用于短距离通信。目前,广泛应用的 850 nm 多模光通信主流是 100 m 距离使用 25 Gb/s,300 m 距离使用 10 Gb/s 的产品,并且对性能和价格均十分敏感^[42]。

制约硅基高速探测器进一步发展的瓶颈在于响

应度和响应速度之间关于吸收层厚度的冲突。采用微纳结构的探测器可以在较薄的吸收层条件下实现高效光吸收。当前,基于微纳结构的硅基高速探测器基本结构主要分为两类:一类是使用贯穿型微纳结构,即微孔阵列直接贯穿整个探测器的吸收层,如图 1(a)所示;另一类是表面型微纳结构,即仅将微纳结构置于表面的重掺杂接触层中,不进入其下的本征吸收层,如图 1(b)所示。

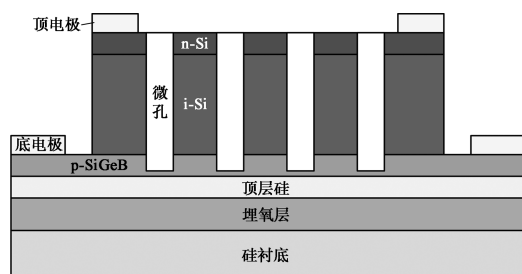


(a) 贯穿型微纳结构 (b) 表面型微纳结构

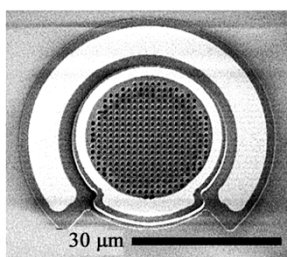
图 1 基于微纳结构的硅基高速探测器结构示意图

3.1 基于贯穿型微纳结构的硅基高速探测器

Gao 等人^[5]设计并制作了基于贯穿型微纳陷光结构的高速高响应硅基探测器。该探测器采用台面 pin 基本结构,光敏面直径为 $30\ \mu\text{m}$,吸收区厚度约为 $2\ \mu\text{m}$ 。光敏面通过干法刻蚀制备了贯穿整个吸收层的圆孔或漏斗型微纳孔阵列。微纳孔的直径范围为 $600\sim 1700\ \text{nm}$,周期为 $900\sim 2000\ \text{nm}$,排列方式为方形排列或六边形排列。该探测器的结构及实物如图 2 所示。



(a) 结构示意图



(b) 实物图

图 2 贯穿型微纳陷光结构高速硅基探测器结构及实物图

通过 FDTD(Finite-Different Time-Domain) 分析可以看出,入射光经过微纳孔形成了横向传播的

分量,在底部形成全反射,使光波尽可能地停留在吸收层。微纳孔阵列的周期对于横向分量的大小至关重要,当周期 p 小于波长 λ 时,横向分量可以趋近于零^[16,43]。当 $p > \lambda$ 时,横向分量大于纵向分量,使得光波能够从孔中进入硅材料从而被完全吸收。此外,漏斗型比圆柱型表现出更高的吸收率,且对波长更不敏感,增强响应的波段更宽。

同时,在微纳结构产生的横向传播帮助下,入射光得以均匀地分散至整个探测器中,降低单位体积内的光能量密度。因此,该探测器在强光照射时更不容易因空间电场效应出现输出饱和,从而拥有更好的输出线性度。在实测中,该探测器在 $-5\ \text{V}$, $10\ \text{mA}$ 的条件下依然保持了输出线性。优良的线性度对于探测器在新兴的 PAM4 数据传输模式下工作意义重大。

此外,贯穿型微纳孔阵列不仅提高了光吸收率,还通过降低 pn 结面积中硅材料部分的占空比,从而降低了探测器的结电容。在 50% 的占空比条件下,该探测器的结电容相较没有集成微纳孔的普通探测器减少了一半,从而降低了 RC 时间,提高了器件 3 dB 带宽。

最终经过实测,该探测器的时间分辨率可达 $30\ \text{ps}$,等效于 $20\ \text{Gb/s}$ 以上的数据传输速率。量子效率在 $820\sim 860\ \text{nm}$ 波段高于 50%。并且作者分析发现,输出波形中的下降沿拖尾是由于器件外延生长时 n 层和 p 层中的杂质向 i 层中扩散形成了杂质浓度渐变,使得在 n 层和 p 层中的部分少数载流子能够扩散进入 i 层。因此,在现有设计下,通过优化器件制备工艺,可能使探测器的带宽提高到 $30\ \text{GHz}$ 以上。

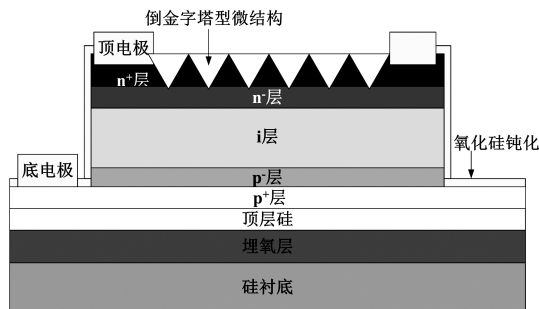
Gao 等人^[22]在此基础上,针对适用于 $900\sim 1000\ \text{nm}$ 波段的高速高响应探测器开展了进一步优化。研究表明,通过 KOH 减法腐蚀的倒金字塔型微纳结构比漏斗型更适用于长波波段,应用于吸收层 $2\ \mu\text{m}$ 的探测器时, $900\ \text{nm}$ 的量子效率可达 40%, $980\ \text{nm}$ 的量子效率可达 20%。该探测器在 $-3\ \text{V}$ 偏压下的时间分辨率分别为 $30.3\ \text{ps}@900\ \text{nm}$ 和 $30.7\ \text{ps}@980\ \text{nm}$ 。

3.2 基于表面型微纳结构的硅基高速探测器

贯穿型微纳结构虽然在高速 pin 型探测器中表现优异,但是在高速 APD 型探测器中可能会存在问题。由于贯穿型微纳孔会使表面积大幅增加,进而产生表面缺陷。这些缺陷在 APD 的高电场条件

下(10^5 V/cm 量级)会被大量激发,使器件性能恶化。因此,APD型的高速探测器通常选择表面型微纳结构。

Zang 等人^[44]设计并制备了基于倒金字塔型微纳结构阵列的单光子盖革模式雪崩二极管探测器(SPAD)。该器件采用常见的台面结构,总厚度为 $2.5\ \mu\text{m}$,通过外延方法在SOI基片上制备而成。光敏面上通过以低温氧化硅为硬掩模,湿法腐蚀制备了周期为 $850\ \text{nm}$,深度为 $600\ \text{nm}$ 的倒金字塔微纳结构阵列。该探测器的结构及实物如图3所示。



(a) 结构示意图



(b) 实物图

图3 表面型微纳结构高速硅基探测器结构及实物图

值得一提的是,该SPAD器件的顶部 n^+ 重掺杂层的厚度设计为 $0.6\ \mu\text{m}$,以便完整地容纳表面微纳结构,降低对器件中高电场耗尽区的影响。这一厚度是Gao等人基于贯穿型微纳结构的探测器 n^+ 层厚度的2倍。过厚的 n^+ 层使得吸收深度较浅的短波光光子所产生的载流子难以渡越 n^+ 层形成有效的光电流输出。因此,该SPAD探测器在 $400\ \text{nm}$ 波长的量子效率仅为50%左右。

得益于表面微纳结构的作用,集成器件在 $850\ \text{nm}$ 波长处的量子效率约为45%,而未集成微纳结构的对比样品量子效率仅为10%左右。集成器件在 $850\ \text{nm}$ 波长处的单光子探测效率(PDE)为32%,比未集成微纳结构的器件提高了近2.5倍。另一方面,是否集成微纳结构对于器件的时间分辨

率影响不大,最小值均为 $25\ \text{ps}$ 左右。显然表面型微纳结构对于减小器件的结电容并无作用,这一点与贯穿型微纳结构不同。

由于表面微纳结构对于器件中高电场耗尽区影响较小,该探测器的暗计数(DCR)和未集成微纳结构的对比样品相当,均为 $40\ \text{MHz}$ 左右。这一DCR水平大幅超出其他基于CMOS工艺的SPAD水平^[45]。作者将之归因于SOI衬底、缺少保护环以及浅结隧穿。为了进一步研究表面微纳结构对于DCR的影响,作者在硅衬底上制作了 $3.5\ \mu\text{m}$ 的厚结SPAD。测试结果表明,集成了表面微纳结构的厚结SPAD的DCR约为 $600\ \text{kHz}$,而未集成的厚结SPAD的DCR约为 $400\ \text{kHz}$ 。集成微纳结构的器件DCR略高,但并未出现数量级差异,且后续可通过原子层沉积 Al_2O_3 加以钝化。

3.3 微纳结构的硅基高速探测器的暗电流抑制

暗电流抑制是微纳结构的硅基探测器需要克服的一个重点问题。微纳结构使器件的比表面积大幅增加,且制作微纳结构时使用的刻蚀工艺会引入等离子损伤,将导致诸如悬键、空位、位错等大量缺陷。这些缺陷通常会在硅禁带中引入缺陷能级,产生载流子复合中心^[46],使器件漏电流增大^[47],因此需要进行表面钝化。常用的表面钝化方法有:将硅片浸没于HF,通过H离子使硅表面悬键饱和^[48];通过热氧化在硅表面生长一层薄 SiO_2 钝化层;通过原子层沉积在硅表面生长一层薄 Al_2O_3 钝化层^[49];使用低能离子刻蚀去除硅表面的损伤层^[50]等。这些方法都能使器件的暗电流降低约4个数量级^[47]。但是,Si-H键是弱键,容易断裂,使用HF钝化的器件性能会随时间的增加而退化。生长 SiO_2 需要较高的温度,可能会与器件的制造流程不兼容并降低少子寿命。 Al_2O_3 薄膜的钝化效果虽然比较显著,但是由于其生长速度缓慢、成本较高,低能离子刻蚀需要具备高离子密度、低离子能量的刻蚀设备支持。

4 结论

本文综述了近年来微纳陷光结构与硅基高速高响应探测器的研究进展,包括微纳结构的优化设计、微纳结构制备方法、微纳结构在硅基高速高响应探测器中的应用三个方面。通过利用折射率渐变、Mie效应、导模谐振效应、慢光效应等,设计者可以优化微纳结构使之具备宽光谱、高吸收特性。通过

改进湿法腐蚀、干法刻蚀、激光烧蚀等工艺,可实现各种形貌的微纳结构制备。集成贯穿型微纳结构的硅基 pin 型探测器可在 850 nm 波段实现 20 Gb/s 以上的数据传输速率和 50% 以上的量子效率,集成表面型微纳结构的硅基 APD 型探测器可在 850 nm 波段实现 25 ps 的时间分辨率。表面钝化可大幅降低集成微纳结构硅基探测器的暗电流,使之实现实用化。

参考文献:

- [1] Unlu M S, Emsley M K, Dosunmu O I, et al. High-speed Si resonant cavity enhanced photodetectors and arrays[J]. *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film*, 2004, 22(3): 781.
- [2] Ackert J J, Karar A S, Cartledge J C, et al. Monolithic silicon waveguide photodiode utilizing surface-state absorption and operating at 10 Gb/s[J]. *Opt. Express*, 2014, 22(9): 10710.
- [3] Geis M W, et al. CMOS-compatible all-Si high-speed waveguide photodiodes with high responsivity in near-infrared communication band[J]. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2007, 19(3): 152-154.
- [4] Lin H, et al. Developing controllable anisotropic wet etching to achieve silicon nanorods, nanopencils and nanocones for efficient photon trapping[J]. *J. Mater. Chem. A*, 2013, 1(34): 9942-9946.
- [5] Gao Y, et al. Photon-trapping microstructures enable high-speed high-efficiency silicon photodiodes[J]. *Nat. Photonics*, 2017, 11(5): 301-308.
- [6] Genzel L, Martin T P. Infrared absorption by surface photons and surface plasmons in small crystal[J]. *Surf. Sci.*, 1973, 34: 33-39.
- [7] Ravipati S, Shieh J, Ko F-H, et al. Ultralow reflection from a-Si nanograin/Si nanofrustum double layers[J]. *Adv. Mater.*, 2013, 25(12): 1724-1728.
- [8] Xi J Q, et al. Optical thin-film materials with low refractive index for broadband elimination of Fresnel reflection[J]. *Nat. Photonics*, 2007, 1(3): 176-179.
- [9] Spinelli P, Verschuuren M A, Polman A. Broadband omnidirectional antireflection coating based on subwavelength surface Mie resonators[J]. *Nat. Commun.*, 2012, 3: 692-695.
- [10] Yablonovitch E, Cody G D. Intensity enhancement in textured optical sheets for solar cells[J]. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1982, 29(2): 300-305.
- [11] Han S E, Chen G. Toward the lambertian limit of light trapping in thin nanostructured silicon solar cells[J]. *Nano Lett.*, 2010, 10(11): 4692-4696.
- [12] Kuang P, Eyderman S, Hsieh M-L, et al. Achieving an accurate surface profile of a photonic crystal for near-unity solar absorption in a super thin-film architecture[J]. *ACS Nano*, 2016, 10(6): 6116-6124.
- [13] Jeong S, McGehee M D, Cui Y. All-back-contact ultra-thin silicon nanocone solar cells with 13.7% power conversion efficiency[J]. *Nat. Commun.*, 2013, 4: 1-7.
- [14] Branham M S, et al. 15.7% efficient 10 μm -thick crystalline silicon solar cells using periodic nanostructures[J]. *Adv. Mater.*, 2015, 27(13): 2182-2188.
- [15] Fan S, Joannopoulos J D. Analysis of guided resonances in photonic crystal slabs[J]. *Phys. Rev. B-Condens. Matter Phys.*, 2002, 65(23): 1-8.
- [16] Donnelly J L, et al. Mode-based analysis of silicon nanohole arrays for photovoltaic applications[J]. *Opt. Express*, 2014, 22(S5): A1343.
- [17] Yu Z, Raman A, Fan S. Fundamental limit of nanophotonic light trapping in solar cells[J]. *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, 2010, 107(41): 17491-17496.
- [18] Sturmberg B C P, et al. Modal analysis of enhanced absorption in silicon nanowire arrays[J]. *Opt. Express*, 2011, 19(S5): A1067.
- [19] Sakoda K. Enhanced light amplification due to group-velocity anomaly in two-dimensional photonic crystals[J]. *IQEC, Int. Quantum Electron. Conf. Proc.*, 1999, 4(5): 255.
- [20] Zhang X, Yu Y, Xi J, et al. Absorption enhancement in double-sided nanocone hole arrays for solar cells[J]. *J. Opt. (United Kingdom)*, 2015, 17(7): 75901.
- [21] Eyderman S, John S, Deinega A. Solar light trapping in slanted conical-pore photonic crystals: Beyond statistical ray trapping[J]. *J. Appl. Phys.*, 2013, 113: 15.
- [22] Gao Y, et al. High speed surface illuminated Si photodiode using microstructured holes for absorption enhancements at 900~1 000 nm wavelength[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(8): 2053-2060.
- [23] Lehmann V. The physics of macropore formation in low-doped p-type silicon[J]. *J. Electrochem. Soc.*, 1999, 146(8): 2968.
- [24] Ma L, et al. Wide-band "black silicon" based on porous silicon[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 88: 171907.
- [25] Lv H, Shen H, Jiang Y, et al. Porous-pyramids structured silicon surface with low reflectance over a broad band by electrochemical etching[J]. *Appl. Surf. Sci.*, 2012, 258(14): 5451-5454.
- [26] Guo A, Zhong H, Li W, et al. Band engineering of amorphous silicon ruthenium thin film and its near-infrared absorption enhancement combined with nano-holes pattern on back surface of silicon substrate[J]. *Appl. Surf. Sci.*, 2016, 384: 487-491.
- [27] Peng K Q, et al. Fabrication of single-crystalline silicon nanowires by scratching a silicon surface with catalytic metal particles[J]. *Adv. Funct. Mater.*, 2005, 16: 387-394.
- [28] Yu K J, et al. Light trapping in ultrathin monocrystalline silicon solar cells[J]. *Adv. Energy Mater.*, 2013, 3(11):

- 1401-1406.
- [29] Chou S Y, Krauss P R, Renstrom P J. Imprint lithography with 25-nanometer resolution [J]. *Science*, 1996, 272(5258): 85-87.
- [30] Austin M, et al. Fabrication of 5 nm linewidth and 14 nm pitch features by nanoimprint lithography[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 84: 5299-5301.
- [31] Trompoukis C, Daif El O, Depauw V, et al. Photonic assisted light trapping integrated in ultrathin crystalline silicon solar cells by nanoimprint lithography[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2012, 101(10): 103117.
- [32] Jansen H V, Boer De M J, Unnikrishnan S, et al. Black silicon method X: A review on high speed and selective plasma etching of silicon with profile control: An in-depth comparison between Bosch and cryostat DRIE processes as a roadmap to next generation equipment [J]. *J. Micromechanics Microengineering*, 2009, 19(3): 33001.
- [33] Sun G, Gao T, Zhao X, et al. Fabrication of micro/nano dual-scale structures by improved deep reactive ion etching [J]. *J. Micromechanics Microengineering*, 2010, 20: 75028.
- [34] Her T H, Finlay R J, Wu C, et al. Microstructuring of silicon with femtosecond laser pulses[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, 73(12): 1673-1675.
- [35] Younkin R, Carey J E, Mazur E, et al. Infrared absorption by conical silicon microstructures made in a variety of background gases using femtosecond-laser pulses [J]. *J. Appl. Phys.*, 2003, 93(5): 2626-2629.
- [36] Sheehy M, Tull B, Friend C, et al. Chalcogen doping of silicon via intense femtosecond-laser irradiation[J]. *Mater. Sci. Eng. B*, 2007, 137: 289-294.
- [37] Li C H, Zhao J H, Chen Q D, et al. Infrared absorption of femtosecond laser textured silicon under vacuum[J]. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2015, 27(14): 1481-1484.
- [38] Swoboda R, Zimmermann H. 11 Gb/s monolithically integrated silicon optical receiver for 850 nm wavelength [C]// *IEEE Inter. Solid-State Circuits Conf.*, 2006: 1696131.
- [39] Youn J, Lee M, Park K, et al. An integrated 125-Gb/s optoelectronic receiver with a silicon avalanche photodetector in standard SiGe BiCMOS technology[J]. *Opt. Express*, 2012, 20(27): 28153.
- [40] Lee M J, Youn J S, Park K Y, et al. A fully-integrated 125-Gb/s 850 nm CMOS optical receiver based on a spatially-modulated avalanche photodetector[J]. *Opt. Express*, 2014, 22(3): 2511.
- [41] Youn J S, Lee M J, Park K Y, et al. 10 Gb/s 850 nm CMOS OEIC receiver with a silicon avalanche photodetector[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2012, 48(2): 229-236.
- [42] Fuchs E R H, Kirchain R E, Liu S. The future of silicon photonics: Not so fast? insights from 100 G ethernet LAN transceivers[J]. *J. Light. Technol.*, 2011, 29(15): 2319-2326.
- [43] Tanaka Y, et al. Photonic crystal microcrystalline silicon solar cells[J]. *Prog. Photovoltaics Res. Appl.*, 2015, 23(11): 1475-1483.
- [44] Zang K, et al. Silicon single-photon avalanche diodes with nano-structured light trapping[J]. *Nat. Commun.*, 2017, 8(1): 628.
- [45] Aull B F, Schuette D R, Young D J, et al. A study of crosstalk in a 256×256 photon counting imager based on silicon Geiger-mode avalanche photodiodes[J]. *IEEE Sens. J.*, 2015, 15(4): 2123-2132.
- [46] Balaji N, Hussain S Q, Park C, et al. Surface passivation schemes for high-efficiency c-Si solar cells-A review [J]. *Trans. Electr. Electron. Mater.*, 2015, 16(5): 227-233.
- [47] Mayet A S, et al. Inhibiting device degradation induced by surface damages during top-down fabrication of semiconductor devices with micro/nano-scale pillars and holes [J]. *Low-Dimensional Mater. Devices*, 2016, 9924: 99240C.
- [48] Green M, et al. Solar cell efficiency tables (version 40)[J]. *IEEE Trans Fuzzy Syst*, 2012, 20(6): 1114-1129.
- [49] Schmidt J, Merkle A, Hoex B, et al. Atomic-layer-deposited aluminum oxide for the surface passivation of high-efficiency silicon solar cells[C]// *IEEE Photovolt. Spec. Conf.*, 2008: 2-6.
- [50] Kumaravelu G, Alkaiji M M, Bittar A, et al. Damage studies in dry etched textured silicon surfaces[J]. *Curr. Appl. Phys.*, 2004, 4(2/4): 108-110.

作者简介:

王昊璇(1984—),女,工程师,主要从事光电探测器设计及工艺研究;

郭安然(1988—),男,博士,工程师,主要从事光电探测器设计研究。

E-mail: jackiwong05@163.com

电光双向强度调制器的隔离度研究

张洪波, 富松, 李淼淼, 华勇

(重庆光电技术研究所, 重庆 400060)

摘要: 设计和制作了应用于微波全双工收发系统的马赫-曾德尔型电光双向强度调制器。根据电光调制器中电信号对光信号的调制叠加原理,通过计算和仿真,分析了因调制电极设计电场与实际电场分布差异导致的器件隔离度劣化。通过对比不同调制电极结构的分析设计和仿真优化结果,得到 3.5 GHz 以上频段隔离度优于-30 dB 的电光双向强度调制器设计结构。制备出的电光双向强度调制器在 5~17 GHz 范围内隔离度优于-30 dB。

关键词: 电光调制; 隔离度; 全双工收发; 马赫-曾德尔调制器; 铌酸锂

中图分类号: TN761 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0314-04

Study on Isolation of Bidirectional Electro-optic Intensity Modulator

ZHANG Hongbo, FU Song, LI Miaomiao, HUA Yong

(Chongqing Optoelectronics Research Institute, Chongqing 400060, CHN)

Abstract: In this paper, a kind of bidirectional electro-optic Mach-Zehnder intensity modulator was designed for microwave full-duplex transceiver system. According to the principle of modulation and superposition of electric signals to optical signals in the electro-optic modulator, analyzed is the deterioration of isolation caused by the distribution difference between the designed electric field and the actual electric field of the modulated electrode. By comparing the analysis, design and simulation results of different modulation electrode structures, it is concluded that the bidirectional electro-optic intensity modulator with the isolation better than -30 dB above 3.5 GHz is fabricated successfully, achieving an isolation better than -30 dB in the range of 5~17 GHz.

Key words: electro-optic modulation; isolation; full-duplex communication; Mach-Zehnder modulator; lithium niobate

0 引言

在目前比较通用的微波双工收发系统中,实现收发天线共用主要有四种方式^[1]:(1)频分双工,通过频分复用,实现收发隔离。多个带阻滤波器(陷波器)分别谐振于发射和接收频率,接收端滤波器谐振于发射频率,并防止发射功率串入接收机,而发射端滤波器则谐振于接收频率;(2)时分双工,通过时分复用,将信号的发射时间和接收时间区分开来,使发射和接收不能同时工作;(3)半双工,即共用一个收发信道,但同一时刻只能发送或者接收数据的传输

方式,如对讲机的通信方式;(4)全双工,利用磁氧体环形器等作为收发双工隔离器,对收发信号的不同端口进行微波隔离,从而实现时域和频域交叠的复杂微波通信收发。未来无线通信领域的信道占比越来越高,必然会对信道利用率的提升提出更高要求,全双工收发系统具有天然优势。电光双向强度调制器通过将电信号转化为光信号,利用电光调制隔离实现全双工收发信号隔离,相较普通磁氧体环形器等,直接电隔离器具有隔离度高、带宽范围广等明显优势。

1 基本工作原理

图1为环形器的端口示意图,当其作为微波收发双工器时,加载在端口上的某一波长范围的射频信号,只能按图中箭头所指定方向传输微波能量,反向传播则为隔离状态,从而实现收发隔离。在图1中,若设置端口1为信号发射端,端口2为收发天线端,端口3为信号接收端,则发射信号从端口1输入时发射信号能量不能直接到达端口3;接收信号从端口2输入时,发射信号能量不能直接到达端口1,从而达到收发隔离的目的。根据隔离度 I 定义^[2],其表达式为

$$I = \frac{P_{31}}{P_{32}} = \frac{|S_{31}|^2}{|S_{32}|^2} \quad (1)$$

其中, P_{31} 指从端口1传输到端口3的功率值, P_{32} 指从端口2传输到端口3的功率值。受限于环形器的结构,环形器的隔离度一般在23 dB左右,且可用带宽较窄。

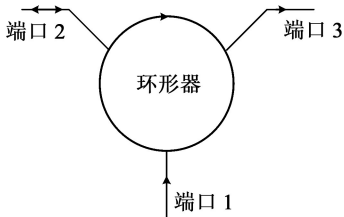


图1 环形器端口示意图

电光双向强度调制器利用电光的调制隔离来实现收发隔离。在普通电光强度调制器中,其调制电极与光波导平行,调制电场沿光波导传播方向上均匀分布,如图2所示。

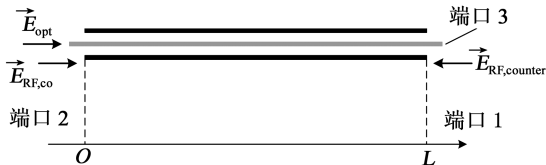


图2 平行调制电场沿传播方向的分布示意图

在调制器的光电作用区域,电场与光场的重叠积分因子沿光传输方向上为常数。当微波与光波作用区域不存在相速失配时,其隔离度可以用如下公式表示^[3]:

$$I = \frac{1 + e^{-2\alpha L} - 2e^{-\alpha L} \cos 2x}{(\alpha L)^2 + (2x)^2} \left(\frac{\alpha L}{1 - e^{-\alpha L}} \right)^2 \quad (2)$$

其中, $x \equiv \beta L = \frac{2\pi f n L}{c}$, L 为电光作用区域长度, n 为光波导的折射率, α 为衰减常数, β 为传播常数, c

为真空中光速。当假定衰减常数 $\alpha=0$ 时,隔离度公式可以简化为

$$I = \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2 \quad (3)$$

电光作用区域长度 L 以及调制微波信号频率 f 的增大都将直接导致式(3)中 x 不断增大,当 x 大于一定值后调制器的隔离度呈整体上升趋势。图3所示为对称性渐变式调制电极结构中电场与光场的传播方向和相互作用示意图,其隔离度与光传输过程中电信号对光信号的调制积分累积有关。假设微波等效折射率与光波导折射率一致,不存在相速失配,则光场传输方程可以表示为^[4]

$$E_{\text{opt}} = e^{(\alpha+j\beta)z} \quad (4)$$

正向电场的传输方程可以表示为

$$E_{\text{RF,co}} = \begin{cases} f(z)e^{(\alpha+j\beta)z}, & z \leq \frac{L}{m} \\ e^{(\alpha+j\beta)z}, & \frac{L}{m} < z \leq L - \frac{L}{m} \\ f(z)e^{(\alpha+j\beta)z}, & z > L - \frac{L}{m} \end{cases} \quad (5)$$

反向电场的传输方程可以表示为

$$E_{\text{RF,counter}} = \begin{cases} f(z)e^{(\alpha+j\beta)(L-z)}, & z \leq \frac{L}{m} \\ e^{(\alpha+j\beta)(L-z)}, & \frac{L}{m} < z \leq L - \frac{L}{m} \\ f(z)e^{(\alpha+j\beta)(L-z)}, & z > L - \frac{L}{m} \end{cases} \quad (6)$$

其中, $f(z)$ 为沿光传播方向渐变电场的分布函数, z 为光传播路径长度的积分变量, α 为衰减常数, β 为传播常数, m 为影响电场渐变作用区域长度的影响因子。

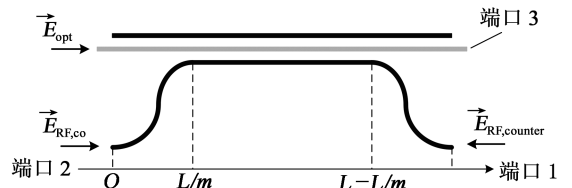


图3 渐变式调制电场沿传播方向的分布示意图

在以上传输方程的基础上,结合式(1),得到隔离度的表达式为

$$I = \frac{|S_{31}|^2}{|S_{32}|^2} = \frac{\left[\frac{1}{L} \int_0^L (E_{\text{RF,counter}} \cdot E_{\text{opt}}) dz \right]^2}{\left[\frac{1}{L} \int_0^L (E_{\text{RF,co}} \cdot E_{\text{opt}}) dz \right]^2} \quad (7)$$

为保证器件在高频段的良好表现,应选用具有

良好高频传输特性、较小辐射损耗的共面波导结构传输线作为调制电极。共面波导结构传输线电极结构剖面图和电场分布如图 4 所示。位于缓冲层下方的光波导越靠近中心电极,其电力线分布越密集,电场强度越高^[5]。为减小强度调制器的啁啾现象,采用 X 切 Y 传的铌酸锂晶圆来制作光波导。利用铌酸锂晶体的电光效应,推挽式调制结构的马赫-曾德尔型电光调制器将电场分别施加于两个光波导臂,导致两臂中光信号的传输相位发生改变,在光路合束端干涉后使输出光强跟随调制电场变化。为保证综合电光调制效率最大,需综合计算两个波导臂的调制程度。在铌酸锂光波导中为确保光波导的有效调制电场分量达到最大,应保证晶体的 Z 轴方向为主调制电场方向^[6]。

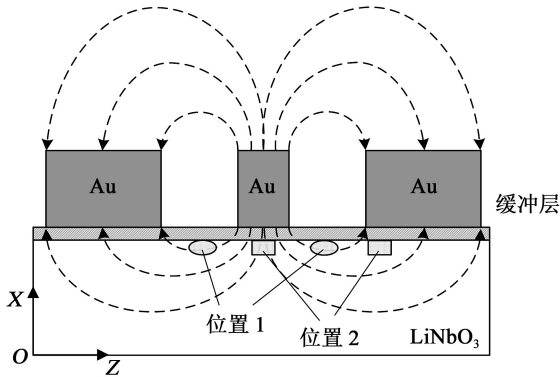


图 4 调制电极相对不同波导位置电场场强分布剖面图

在推挽式调制结构的马赫-曾德尔型电光调制器中,为确保光信号在两个光波导臂中传输时相互间无耦合,设置波导间距为一恒定值。如图 4 所示,共面波导结构调制电极的调制电场大小与光波导在调制器剖面所处位置相关。当调制器的两个波导臂被同时调制,两个波导臂位于椭圆形区域时,综合调制效率最高。当两个波导臂位于方形区域时,综合调制效率最低,但并未达到综合调制效率为零的状态。当在实际调制中沿光传输方向按函数 $f(z)$ 设置电极与光波导的调制距离时,实际电场分布与理论分布存在差异。经由 HFSS 软件建模仿真,并使用场计算器沿有效调制电场方向进行归一化计算,其归一化的有效电场强度与波导和调制电极中心之间的距离 d 的关系如图 5 所示。

根据被调制的两波导臂间距,选择对应的两个位置点的电场有效累积量相加,计算该位置处的有效归一化调制强度。通过位置坐标拟合,得到沿光传输距离上归一化调制强度分布曲线拟合公式,代

入位置关系公式中,最终得到拟合后的归一化调制强度沿光信号传输方向的分布。图 6 为当 $m=2$ 时理想状态与拟合状态下沿光传输距离上的归一化调制强度分布对比图。

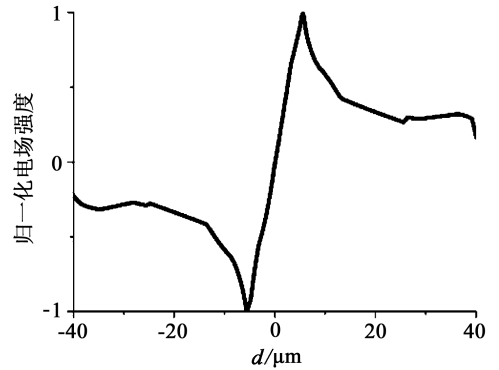


图 5 有效电场强度分布的位置关系图

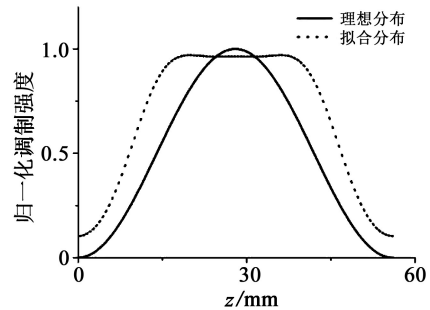


图 6 $m=2$ 时调制强度沿光传输方向的分布

为进一步提升隔离度,在设置调制长度为 56 mm 时,不同调制电场分布的调制电极结构其电场理论分布和拟合分布被代入式(4)~(7),并编程计算。当 $f(z) = 1 - \cos\left(\frac{m\pi z}{2L}\right)$ 时,在不计微波传输损耗且不考虑相速匹配的前提下,得到隔离度的频率响应曲线。

如图 7 所示,分别对线性调制的理论隔离度以及当 $m=1, m=2, m=4$ 时的理论和拟合隔离度进行了计算和仿真。通过仿真对比可以看出,实际电场分布与理论值的误差,将导致隔离度降低。当 $m=2$ 时,调制器具有最佳隔离度。按照电场分布与调制效率的关系,将电极对波导的调制位置按 $f(z)$ 函数分布设计,当 $m=2$ 时,结构示意图如图 8 所示。

为进一步减小在端口 2 前方,即电极对光波导的起调位置处产生的电反射,如图 9 所示,在该区域设置一段延长的缓变传输线作为减缓电反射的阻抗匹配区域,以减小电反射导致的隔离度劣化^[7]。

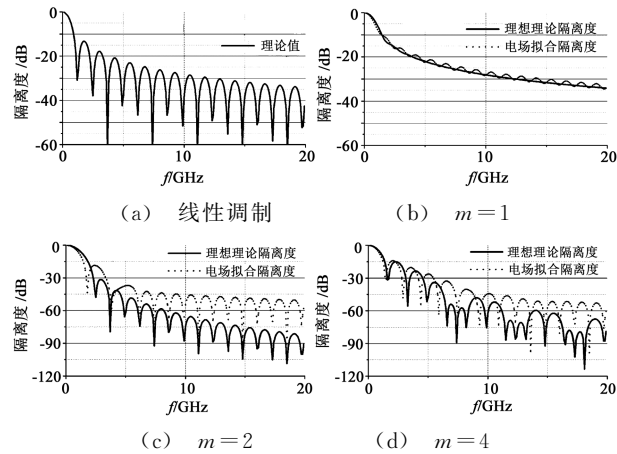


图7 $m=1, m=2, m=4$ 以及线性调制时的理论隔离度和电场拟合隔离度对比图

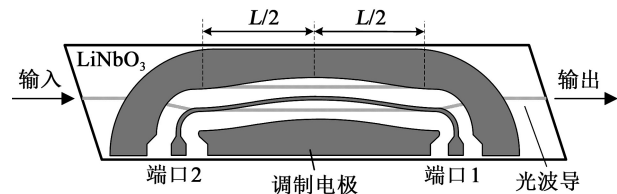


图8 $m=2$ 时渐变电极与波导作用位置示意图

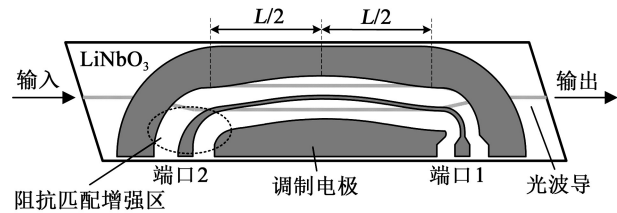


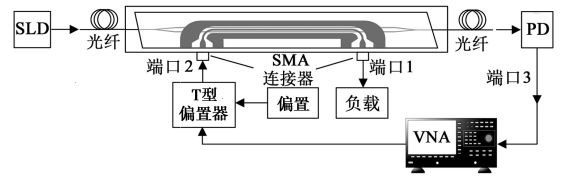
图9 $m=2$ 时渐变电极的阻抗匹配加强区域位置示意图

2 测试原理及结果

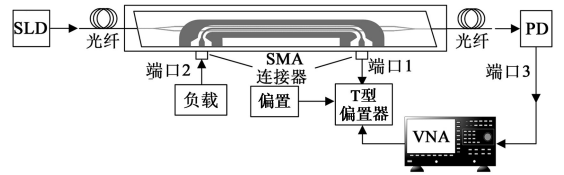
将器件按图 10(a)所示连入矢量网络分析仪,通过偏压控制使器件工作于线性调制中点,然后对器件工作带宽进行测试。双向电光强度调制器通过端口 2 输入射频信号并将其调制到光载波上,再由光电探测器转换为电信号输出,此时采用矢量网络分析仪测试端口 2 到端口 3 的传输特性,得到 S 参数 S_{32} 。再将器件按图 10(b)所示连入矢量网络分析仪,通过偏压控制使器件工作于线性调制中点,再通过矢量网络分析仪测试端口 1 到端口 3 的传输特性,得到 S 参数 S_{31} 。通过对比 S_{31} 和 S_{32} 计算出该器件的收发隔离度。

按以上测试方法进行测试,测得当 $m=2$ 时,一般阻抗变换型和阻抗缓变匹配型电光双向强度调制器的隔离度频率响应曲线,对比理论拟合隔离度响应曲线如图 11 所示。相较一般阻抗变换型强度调制器,设置了阻抗缓变区域的器件,隔离度得到明显

提升,其频响曲线与理论拟合曲线较为符合。在减少沿光传输方向光信号起调位置的电反射后,制备出的电光双向强度调制器在 5~17 GHz 频率范围内具有优于 -30 dB 的隔离度。



(a) S_{32} 参数测试



(b) S_{31} 参数测试

图 10 器件隔离度的测试系统框图

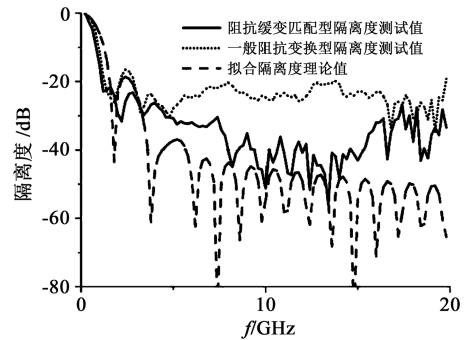


图 11 $m=2$ 时,理论拟合隔离度和实测隔离度对比图

3 总结

为提高电光双向强度调制器的隔离度,进行了理论分析和软件联合仿真,得出适用于 3.5 GHz 以上频段隔离度优于 -30 dB 的电光双向强度调制器的调制电极结构。同时分析了实际隔离度低于理论隔离度响应的原因:(1)来自光波导输入端附近的微波信号端口 2 的电反射被正向调制累加在 S_{31} 上,造成隔离度下降;(2)实际电场分布与物理结构的差异导致的调制效率差异,致使隔离度在理论上不能达到理想状态。制备出在 5~17 GHz 频率范围内隔离度优于 -30 dB 的电光双向强度调制器。受限于器件的调制带宽以及端口的电反射,其在 17 GHz 频段以上隔离度劣化。为进一步提高带宽,应尽量减少芯片封装等可能产生的高频电反射。

(下转第 356 页)

全光纤马赫-曾德尔干涉仪制作过程中的受力预分析

花文栋, 王婷婷, 戴 洋, 孙家程

(南京信息工程大学 电子与信息工程学院, 南京 210044)

摘要: 全光纤马赫-曾德尔干涉仪的制作工艺包括对光子晶体光纤和单模光纤的切割、熔接以及拉锥。文章首先运用接触力学理论,对V型槽内的光子晶体光纤内部应力进行分析,推导出光子晶体光纤内部最大的应力点位于平行于接触面的最外层空气孔处,采用有限元分析验证了此结论,并给出了光子晶体光纤内部应力分布图和应变分布图,计算出了进行光子晶体光纤切割、熔融固定时的最大载荷。然后对内部具有球形空气腔的光纤进行受力分析,推导出光纤内部最大的应力点位于空气球边缘上距离光纤表面最近处,有限元分析验证了此结论,并给出了光纤受拉力后的内部应力分布图和应变分布图,为制造纤内纺锤形空气腔提供了理论基础。

关键词: 马赫-曾德尔干涉; 光子晶体光纤; V型槽; 空气球; 应力; 应变

中图分类号: TN253 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0318-04

Pre-analysis of The Force During The Manufacture of All-fiber Mach-Zehnder Interferometer

HUA Wendong, WANG Tingting, DAI Yang, SUN Jiacheng

(College of Electronics and Information Engineering, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, CHN)

Abstract: In the manufacturing process of all-fiber Mach-Zehnder interferometer, it needs to cut, weld and taper the photonic crystal fiber and single-mode fiber. First, by using the theory of contact mechanics, the internal stress of the photonic crystal fiber in the V-groove was analyzed, and the maximum stress point inside the photonic crystal fiber was deduced at the outermost air hole parallel to the contact surface. In conclusion, the stress distribution diagram and strain distribution diagram of the photonic crystal fiber were given, and the maximum load when the photonic crystal fiber is cut, fused and fixed was calculated. Then, the stress analysis of the fiber with air ball inside was carried out, and the maximum stress point inside the fiber was deduced from the edge of the air ball closest to the surface of the fiber. Finite element analysis was used to verify this conclusion, and the internal tension and stress distribution diagrams were given, providing a theoretical basis for the taper of the air ball in the optical fiber to the spindle shape.

Key words: Mach-Zehnder interference; photonic crystal fiber; V groove; air balloon; stress; strain

0 引言

Yablonovitch 和 John 于 1987 年分别提出光子

晶体的概念。1992 年光子晶体光纤首先由 Bardal 等^[1]提出。1996 年, Knight 等^[2]报告了第一根光子晶体光纤(PCF)。与普通光纤相比,光子晶体光纤结构多样,具有无截止单模传输特性、可调节色散特性、高非线性特性和高双折率等特性^[3-6]。光子晶体光纤的发展一直受到国内外学者的关注,被广泛应

收稿日期: 2019-12-31.

基金项目: 国家自然科学基金项目(61405094); 江苏高校优势学科Ⅲ期建设工程项目(“信息与通信工程”优势学科)。

用于生物医学、光纤传感、光纤通信和成像等各个领域^[7-10]。

光纤拉锥技术是光纤重要的后处理技术之一,也是实现光纤潜在应用价值的重要手段^[11]。全光纤马赫-曾德尔干涉仪的制作需要对光子晶体光纤和单模光纤进行切割、熔接,然后运用光纤拉锥技术实现。对光子晶体光纤进行切割、熔接时,需要将其固定在V型槽内。由于光子晶体光纤内部存在空气孔,光子晶体光纤所能承受的压力比普通光纤小。因此需将光子晶体光纤与单模光纤熔接形成纤内球形空气腔后再进行拉锥,光纤内部受力分布对空气腔的形状变化起决定性作用。本文对光子晶体光纤固定在V型槽内的受力情况和拉力对光纤中空气球的受力情况进行了分析,并通过有限元方法进行了验证。

1 原理与制作过程

1.1 全光纤马赫-曾德尔干涉仪的原理

全光纤马赫-曾德尔干涉仪的结构如图1所示,干涉仪由输入光纤、输出光纤、纺锤形空气腔、塌陷区和光子晶体光纤组成。输出单模光纤与光子晶体光纤低损耗熔接;输入光纤与光子晶体光纤熔接使光子晶体光纤的部分空气孔塌陷,形成球形腔,最后拉锥成纺锤型空气腔。

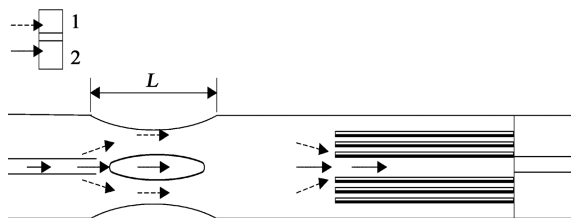


图1 全光纤马赫-曾德尔干涉仪结构示意图

1.2 全光纤马赫-曾德尔干涉仪的制作过程

制作过程分以下几步:(1)取一根单模光纤跳线,从中间剪开成两根单头跳线,去除尾部涂敷层;(2)取一根实心光子晶体光纤,去除涂敷层;(3)用光纤切割刀垂直切割第一根单头跳线的尾端和实芯光子晶体光纤的一端,保护好切割端面;(4)用光纤熔接机手动模式将上一步已切割的两个端面低损耗熔接,用于传输光信号;(5)用光纤切割刀垂直切割第二根单头跳线的尾端和实芯光子晶体光纤的另一端,保护好切割端面;(6)用光纤熔接机手动模式将上一步的两个端面进行熔接,熔接时光子晶体光纤应稍远离电极;(7)由于光子晶体光纤包层空气孔的

塌陷排出的空气被捕获形成空气腔,追加放电,形成球形空气腔;(8)拉锥形成纺锤型空气腔。

2 光子晶体光纤应力分析

2.1 理论模型

仿真选用SM-7型实芯PCF,其外包层半径为 $65\mu\text{m}$,空气孔半径 $r=1.41\mu\text{m}$,孔间距 $\Lambda=5.43\mu\text{m}$,有5层空气孔^[12]。实验选用的光纤熔接机是将光子晶体光纤固定在夹角为 60° 的V型槽中,夹板固定在上面,如图2所示。

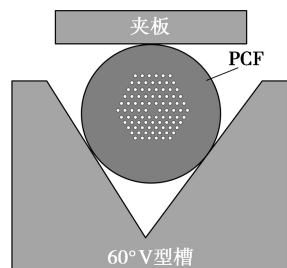


图2 光子晶体光纤固定在夹角为 60° 的V型槽中示意图

假设光纤内部均匀,完全由纯石英材料制成,无空气孔,则光纤与夹板最初接触于一条直线上。当施加线载荷 P 时,就变成了二维接触问题。以端面上的接触点作为直角坐标系 $Oxyz$ 的原点 O , y 轴方向为光子晶体光纤轴向方向, xy 平面是两物体的切平面, Oz 轴垂直于 xy 平面。

假设接触区长条宽度为 $2a$,则接触面上的压力分布情况为^[13]

$$p(x) = \frac{2P(a^2 - x^2)^{\frac{1}{2}}}{\pi a^2} \quad (1)$$

式中, P 为接触面积单位长度的载荷,单位为 $\text{N}/\mu\text{m}$, a 为接触长条的半宽度。

由式(1)可知,当 $x=a$ 时,即接触区边缘处的压力最小且为0;最大压力为

$$p_{\max} = \frac{2P(PE^*)}{\pi a} \quad (2)$$

式中, E^* 为等效弹性模量,在二维应变情况下有

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \quad (3)$$

式中, E_1, E_2, ν_1 和 ν_2 分别为光纤(石英)、夹板和V型槽的弹性模量和泊松比。夹板和V型槽均为刚体,在接触过程中不产生应变,那么 E_2 无限大。所以式(3)可以写成

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} \quad (4)$$

石英的弹性模量为 73.1 GPa,泊松比为 0.17, 代入上式得到等效弹性模量为 75.3 GPa。

物体内部的主应力为

$$\sigma_x = -\frac{p_{\max}}{a}[(a^2 + 2z^2)(a^2 + z^2)^{-\frac{1}{2}} - 2z] \quad (5)$$

$$\sigma_z = -p_{\max}a(a^2 + z^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (6)$$

在接触面上,主应力最大,且 $\sigma_x = \sigma_z = -p_{\max}$ 。所以要保持光纤接触处不被破坏,最大应力 σ_x 和 σ_z 均须小于石英的理论强度 σ^* ,即

$$|\sigma_x|_{\max} = |\sigma_z|_{\max} = |-p_{\max}| \leq \sigma^* \quad (7)$$

$E_1/10$ 是对材料理论强度量级的合理估计,即

$$\sigma^* = E_1/10 = 7.31 \text{ GPa} \quad (8)$$

将式(2)和式(8)代入式(7),可得到纯石英光纤能承受的最大线载荷 $P \approx 0.13 \text{ N}/\mu\text{m}$ 。

2.2 数值及仿真结果

利用 ANSYS 进行仿真,施加的载荷从 $0.01 \text{ N}/\mu\text{m}$ 以 0.01 步长递增至 $0.13 \text{ N}/\mu\text{m}$, 获得光子晶体光纤受压后的应变和应力分布图,从而获得光子晶体光纤受压后的最大应力值和最大应变值,如图 3 和 4 所示。

从图 3 和 4 可以看出,光子晶体光纤最大应变量和最大应力与所加载荷近似呈线性关系,当载荷大于 $0.10 \text{ N}/\mu\text{m}$ 时,线性关系不再成立。这是因为当应力超过光纤的理论强度后,光子晶体光纤空气孔结构被破坏,光子晶体光纤结构随之发生了变化。当载荷为 $0.10 \text{ N}/\mu\text{m}$ 时,应力达到光纤的理论强度,即光子晶体光纤所能承受的最大线载荷约为 $0.10 \text{ N}/\mu\text{m}$ 。光子晶体光纤在载荷为 $0.10 \text{ N}/\mu\text{m}$ 时的应力分布图和应变分布图分别如图 5 和图 6 所示。采用有限元方法验证时,采用的是微量级单元, $1 \text{ m}^2 = 10^{12} \mu\text{m}^2$, 所以图 5 中的应力需乘 10^{12} 转化为标准单位 Pa。

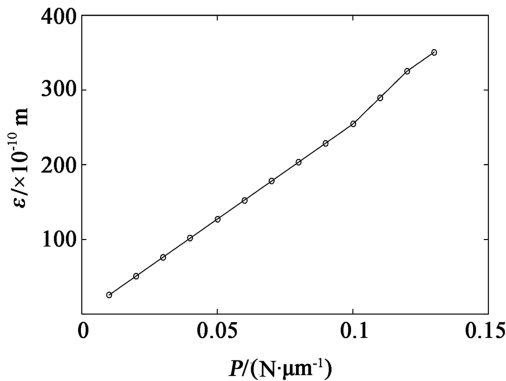


图 3 光纤最大应变随载荷的变化关系图

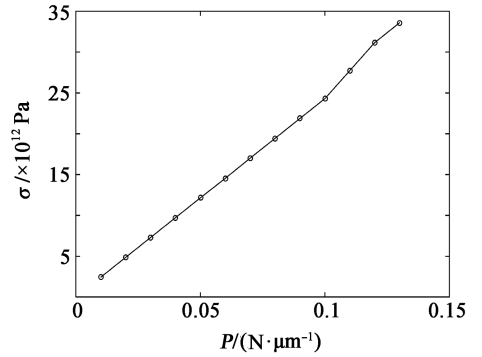


图 4 光纤最大应力随载荷的变化关系图

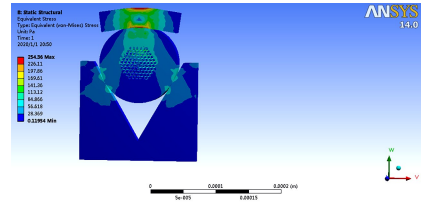


图 5 光子晶体光纤在载荷为 $0.10 \text{ N}/\mu\text{m}$ 时的应力分布图

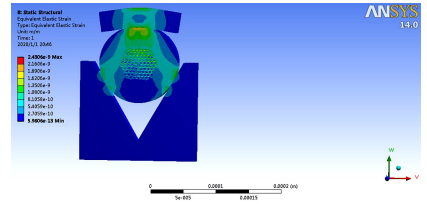


图 6 光子晶体光纤在载荷为 $0.10 \text{ N}/\mu\text{m}$ 时的应变分布图

从图 5 和图 6 中可以看出,因接触产生的压力在接触表面达到最大,随着深度的增加,应力和应变越来越小;由于空气孔的存在,空气孔附近的应力和应变会急剧增加;光子晶体光纤纤芯部分的应力和应变非常小,基本没有发生形变,所以被固定在 V 型槽中对光子晶体光纤特性产生的影响非常小。

3 光纤内空气球应力分析

3.1 理论模型

单模光纤的半径为 $60 \mu\text{m}$,长度为 $600 \mu\text{m}$,空气球半径为 $45 \mu\text{m}$ 。光纤左侧被固定。以空气球心为坐标轴 $Oxyz$ 的原点 O , x 轴方向为光纤的轴向方向, z 轴向为内垂直于 Oxy 平面,光纤内空气球球心所在 Oxy 切平面如图 7 所示。

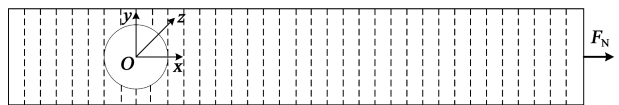


图 7 光纤内空气球球心所在 xy 切平面

拉力在光纤内均匀分布,记为 F_N ,方向垂直于光纤横截面,如图 7 所示。将切平面均匀分成若干

份,每份切面的应力为

$$\sigma = \frac{F_N}{S} \quad (9)$$

式中, F_N 为切面的轴向拉力,各处相等, S 为每份切面的面积。

由上式可知, F_N 保持不变,应力 σ 随着切面面积 S 的不断增加而减小。所以,越靠近空气球球心,切面面积 S 越小(记为 m),应力 σ 越大。又由于空气孔的存在,空气孔周围的应力会急剧增大。按照上述方法进行切面划分,沿着 z 轴方向, m 不断增加, σ 随之不断减小,即沿着 z 轴方向,每份切面的应力 σ 越来越小。

3.2 数值及仿真结果

利用 ANSYS 进行仿真,在光纤右侧施加垂直于端面的拉力,拉力大小设为 1.96 N,左侧固定,光纤内部的应力分布图和应变分布图分别如图 8 和图 9 所示。

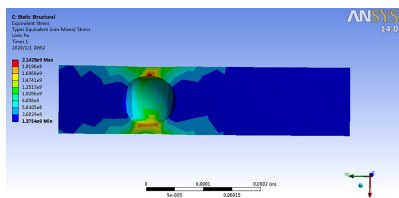


图 8 光纤内部的应力分布图

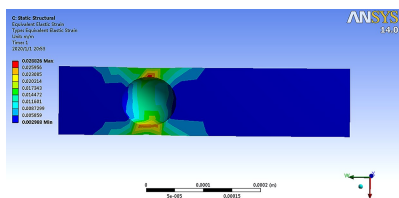


图 9 光纤内部的应变分布图

从图 8 和图 9 可以看出,在光纤内越靠近空气球球心位置,应力和应变越大;空气球边缘距离光纤表面最近处,应力和应变最大。

光纤受拉力后沿拉力方向的位移变化如图 10 所示。图中黑色边线表示的是光纤变形前的位置。

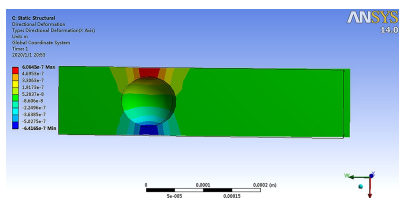


图 10 光纤在拉力方向的位移变化

从图中可以看出,空气球在拉力方向上的位移最大,这也为将空气球拉锥成纺锤形空气腔提供了

理论依据。

4 结论

本文通过理论推导、数值模拟和仿真,对 V 型槽内光子晶体光纤的应力和熔接后光纤内空气球的应力进行了分析,并给出光纤内应力分布图和应变分布图。光子晶体光纤固定在 V 型槽内,光子晶体光纤内的最大应力点位于平行于接触面的最外层空气孔附近;应力随深度的增加递减;到达空气孔周围时,应力随着深度的增加而剧增,所以最先受到破坏的是光纤中最外部的空气孔,空气孔的塌陷会直接影响光纤的传输特性。对熔接后的光纤施加拉力时,空气球边缘距离光纤表面最近处,应力和应变最大,在拉力方向的位移最大,这也为将空气球拉锥形成纺锤形空气腔提供了理论和实践依据。

参考文献:

- [1] Bardal S, Kamal A, Russell P S J. Photoinduced birefringence in optical fibers: a comparative study of low-birefringence and high-birefringence fibers[J]. Opt. Lett., 1992, 17(6): 411.
- [2] Knight J C, Birks T A, Russell P S J, et al. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. Opt. Lett., 1996, 21(19): 1547-1549.
- [3] 宁 鼎. 光子晶体光纤[J]. 光纤与电缆及其应用技术, 2004(1): 1-3.
Ning Ding. Photonic crystal fiber[J]. Optical Fiber & Electric Cable, 2004(1): 1-3.
- [4] 李曙光, 刘晓东, 侯蓝田. 光子晶体光纤色散补偿特性的数值研究[J]. 物理学报, 2004, 53(6): 1880-1886.
Li Shuguang, Liu Xiaodong, Hou Lantian. Numerical study on dispersion compensating property in photonic crystal fibers[J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(6): 1880-1886.
- [5] 李立肖, 侯蓝田, 李 蕊, 等. 一种双零色散光子晶体光纤的高非线性研究[J]. 半导体光电, 2009, 30(4): 567-570, 573.
Li Lixiao, Hou Lantian, Li Rui, et al. Research on high nonlinearity of photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths[J]. Semiconductor Optoelectronics, 2009, 30(4): 567-570, 573.
- [6] 池 灏, 曾庆济, 姜 淳. 光子晶体光纤的原理、应用和研究进展[J]. 光电子·激光, 2002, 13(5): 534-537.
Chi Hao, Zeng Qingji, Jiang Chun. Photonic crystal fiber: theory, applications and recent progress [J]. J. of Optoelectronics · Laser, 2002, 13(5): 534-537.
- [7] Bondu M, Brooks C, Jakobsen C, et al. High energy supercontinuum sources using tapered photonic crystal fibers for multispectral photoacoustic microscopy[J]. Biotech Week, 2016.

(下转第 326 页)

压电谐振器双闭环驱动电路研究

李志超, 吴校生, 梁天晨

(上海交通大学 微纳电子学系 微米纳米加工技术国家级重点实验室, 上海 200240)

摘要: 压电谐振器是谐振式传感器和执行器的核心部件,通常工作在共振和稳幅状态。采用一种锁相环(PLL)和自动增益(AGC)相结合的双闭环控制驱动电路,分别实现了谐振器共振频率的跟踪激励和压电振子输出信号的稳幅控制。优化设计了双闭环电路中各元器件参数,使得压电振子能稳定工作在谐振频率点。参照压电谐振器开环测试数据和闭环测试数据,双闭环驱动电路能将谐振器相位锁定在 59° (误差 3°),输出信号峰峰值稳定在 12.8 V (误差 0.2 V)。实验结果表明,该电路设计能够达到稳定谐振器输出信号幅值和跟踪谐振器共振频率的目的。

关键词: 谐振器; 驱动电路; 频率跟踪; 稳幅; 锁相环; 自动增益

中图分类号: TN384 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0322-05

Research on Dual Closed-Loop Driving Circuit of Piezoelectric Resonator

LI Zhichao, WU Xiaosheng, LIANG Tianchen

(National Key Laboratory of Science and Technology on Micro/Nano Fabrication, Department of Micro/Nano Electronics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, CHN)

Abstract: Piezoelectric resonators, usually working at a resonant state with stable amplitude, are the core components of resonant sensors and actuators. As an approach to research the piezoelectric resonator driving circuit, a dual closed-loop control circuit is used to realize the resonant frequency tracking and the amplitude stabilizing through phase-locked loop (PLL) and automatic gain control (AGC). By optimizing the parameters of each component in the dual closed loop circuit, the piezoelectric resonator can work stably at the resonant frequency. The results of the open-loop experiment and the closed-loop experiment show that the dual closed-loop circuit can lock the resonator phase at 59° , and the error is less than 3° . The amplitude of output signal is controlled at 12.8 V , and the error is less than 0.2 V . The experimental results show that the circuit is capable of stabilizing the amplitude of the resonator output signal and tracking the resonant frequency of the resonator.

Key words: resonator; driving circuit; frequency tracking; stable amplitude; PLL; AGC

0 引言

谐振器驱动电路需要实现对谐振器共振频率的跟踪、保持其输出信号的幅值稳定。目前常用的频率跟踪方法有:电流搜索式频率自动跟踪方法^[1]和锁相环(Phase-Locked Loop, PLL)频率跟踪方

法^[2]。前者通过记录最大电流时的工作频率,以该频率输出交流电压使谐振器谐振,该方法能取得谐振驱动效果,但在实际工作时谐振器的谐振频率会发生漂移,扫频会影响谐振器的正常工作而不适用于实时控制,通常作为复合控制系统中的辅助控制;而PLL频率跟踪方法通过锁相环芯片内部的鉴相器将输入信号与输出信号之间的相位差转换为压控振荡器的控制电压,对振荡器输出信号的频率进行控制。当输出信号频率与输入信号频率相等时,输

收稿日期:2019-11-27.

基金项目:上海市科委平台建设项目(11DZ2290303);上海市科委浦江人才计划资助项目(14PJD022).

出信号与输入信号之间的相位差保持恒定。在压电谐振器闭环驱动电路中使用该方法可以锁定闭环回路中谐振器输出信号与驱动信号之间的相位差,对谐振频率跟踪精度高,跟踪带宽大。

谐振器输出信号的稳幅通常通过自动增益控制(Automatic Gain Control, AGC)来实现, AGC技术能够精确控制压电谐振器驱动信号的幅值,实现谐振器输出信号的稳幅。

本文结合PLL控制技术和AGC控制技术各自优点,采用双闭环控制来实现压电谐振器谐振频率的跟踪和输出信号的稳幅。在分析压电谐振器的结构及工作方式的基础上,论述了双闭环驱动电路的实现技术及参数优化。实验结果表明该电路达到了谐振频率跟踪及输出信号稳幅的效果。

1 压电谐振器结构及工作方式

本文研究的压电谐振器结构如图1所示^[3]。压电谐振器采用锆钛酸铅(PZT)材料制作, PZT沿 z 轴方向极化。在压电陶瓷的上表面分布有驱动电极(Dr^+ , Dr^-)和参考电极(R_1 , R_2)。参考电极位于振子上表面两个棱边的中间位置。

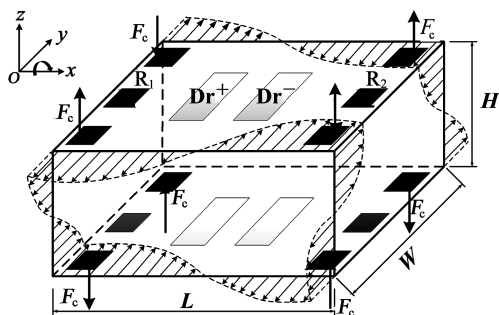


图1 压电谐振器结构及工作原理图

压电谐振器工作方式:在驱动电极上施加两路同幅、同频、反相的正弦信号作为驱动电压,参考电极 R_1 上会产生与驱动信号同频但存在一定相位差的感应电荷信号,经过电荷放大器转化为电压量进行检测。当驱动频率与图1所示振动模态谐振频率相同时,振子处于共振状态,此时谐振器输出信号幅值达到最大。

研究发现,由于环境因素(温度、湿度、压强等)的变化会造成振子谐振频率发生漂移^[4]。因此,为保证振子时刻处于共振状态,振子驱动电压的频率应跟踪其谐振频率。在谐振状态时,振子参考电极 R_1 输出信号与驱动电压存在恒定的相位差^[3]。本

文通过PLL锁相频率跟踪控制回路锁定谐振器输出信号与驱动信号之间的相位差,实现共振频率跟踪,确保振子时刻处于共振状态。

在压电振子的实际应用中,其振动幅值应保持恒定。本文采用自动增益闭环负反馈控制技术,来实现振子的稳幅控制。这里将锁相频率跟踪控制和自动增益负反馈稳幅控制统称为振子的双闭环驱动控制。

2 双闭环驱动电路工作机理

压电谐振器双闭环驱动电路构成框图如图2所示。其由谐振器、单端转差分驱动电路、AGC稳幅电路和PLL锁相频率跟踪电路四个部分组成。双闭环驱动电路分为PLL锁相闭环控制回路和AGC稳幅闭环控制回路,简化框图分别如图3和4所示。谐振器输出信号经电荷放大器转化为电压信号,锁相环芯片对频率在锁频范围内的电压信号进行频率跟踪,输出幅值固定的方波。方波信号经滤波转变为正弦信号。移相电路用于调节该正弦信号的相位。正弦单端信号经AGC稳幅和单端转差分电路转化为两路同幅、同频、反相的差分信号,然后经过相同的放大倍数 K_1 驱动谐振器。

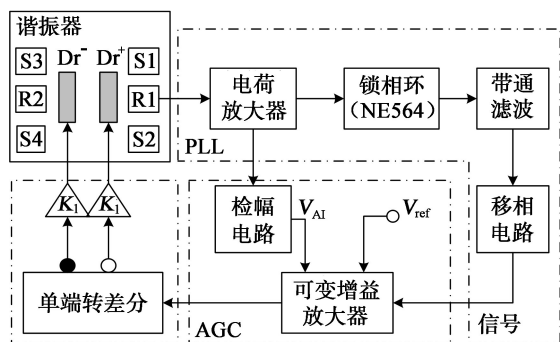


图2 压电谐振器闭环驱动电路构成框图

2.1 PLL锁相闭环控制回路

PLL锁相闭环控制回路简化框图如图3所示。自激振荡系统稳定的两个条件如下^[5]:(1)幅值平衡条件: $H(s) \geq 1$; (2)相位平衡条件: $\angle H(s) = 2k\pi$ ($k=1, 2, 3, \dots$)。其中, $H(s)$ 是闭环传递函数。闭环电路稳定工作时,环路中各个部分的相移之和为 360° 的整数倍。PLL锁相闭环控制回路通过移相电路调节环路中谐振器输出信号与驱动信号之间的相位差,当该相位差与谐振状态下的相位差相同时,谐振器达到共振状态,锁相环芯片可锁定该相位差并对谐振频率进行跟踪。

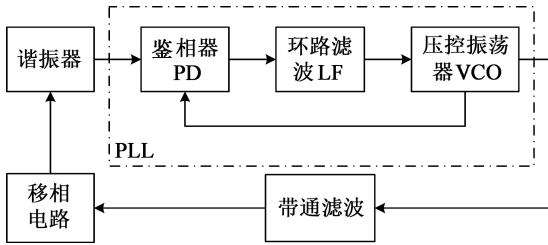


图 3 PLL 锁相闭环控制回路框图

2.2 AGC 稳幅闭环控制回路

AGC 稳幅闭环控制回路简化框图如图 4 所示, 该控制回路核心部件是可变增益放大器 (Variable Gain Amplifier, VGA)。VGA 的增益由参考电压 V_{ref} 与 V_{AI} 之差决定, 参考电压 V_{ref} 设定为恒定值。控制回路中检幅器输出电压 V_{AI} 可线性量化谐振器电荷放大器输出信号的幅值。当 V_{AI} 增大时, VGA 增益减小, 从而实现谐振器输出信号的闭环负反馈的稳幅控制。

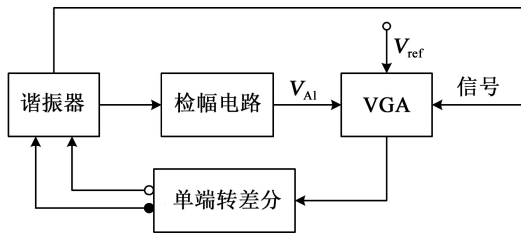


图 4 AGC 稳幅闭环控制回路框图

3 双闭环驱动电路实验及结果

3.1 PLL 锁相闭环控制回路实验

PLL 锁相闭环控制回路中锁相环芯片采用 NE564。其中心频率由外接电容 C 设定, 芯片可以对中心频率附近一定带宽内的信号进行频率跟踪^[6]。设置外接电容 $C = 1\ 440\ \text{pF}$, 实测芯片中心频率在 $350\ \text{kHz}$ 处。在 $200 \sim 480\ \text{kHz}$ 范围内, 测得芯片在输入信号不同幅值 V_{pp} 下的频率锁定范围, 如图 5 所示。由图 5 可知, 当输入信号 V_{pp} 略大于 $5\ \text{V}$ 时, 芯片锁频范围为 $260 \sim 460\ \text{kHz}$, 能满足对谐振器谐振频率跟踪的带宽需求。

锁相闭环控制回路中的滤波电路采用 4 个无限增益有源二阶带通滤波器。测试获得滤波电路幅频特性曲线如图 6 所示, 通频带范围在 $300 \sim 410\ \text{kHz}$, 能满足对谐振器输出信号的滤波需求。

PLL 锁相闭环回路中的移相电路用于调节谐振器输出信号与驱动信号之间的相位差。移相电路输出与输入信号之间的相移随电路中调相电阻的阻

值 R 变化关系如图 7 所示。经测试, 移相电路能够实现相位 $-90^\circ \sim 180^\circ$ 可调, 具有 270° 的调相范围, 可满足闭环控制回路中对相位调节范围的需求。

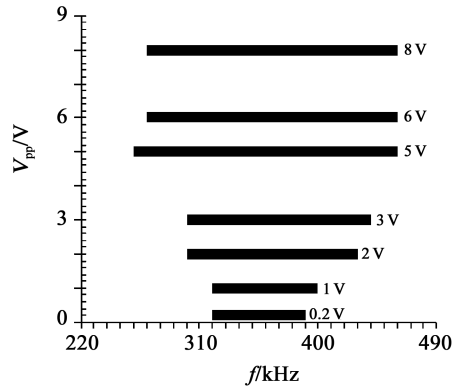


图 5 V_{pp} 对锁相环锁频范围的影响

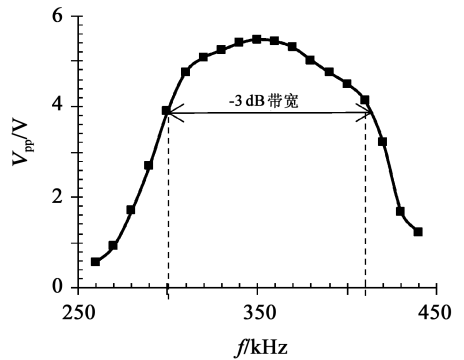


图 6 滤波电路幅频特性曲线

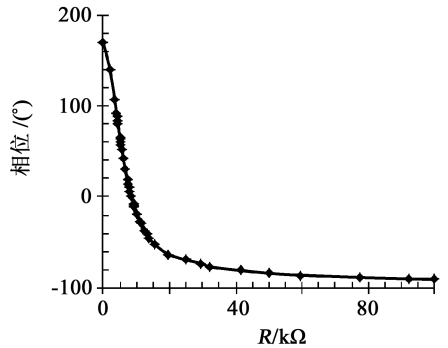


图 7 移相电路相位随调相电阻的变化关系

3.2 AGC 稳幅闭环控制回路实验

AGC 稳幅闭环控制回路中的检幅电路用于检测谐振器电荷放大器输出信号幅值 V_{pp} 的变化情况。谐振器输出信号经检幅电路转变为直流电压信号 V_{AI} , V_{AI} 随输入信号幅值 V_{pp} 的变化关系如图 8 所示。由图可知, 输出信号 V_{AI} 与输入信号幅值 V_{pp} 线性相关。

自动增益部分采用 AD603 芯片来实现。检幅输出信号 V_{AI} 与参考电压信号 V_{ref} 共同控制芯片增益的变化。当芯片 FDBK 引脚与 V_{OUT} 引脚短接

时,其增益 G 和电压差 V_{12} ($V_{12} = V_{\text{ref}} - V_{\text{AI}}$) 的关系如图 9 所示。当压差 V_{12} 在 $-0.5 \sim +0.5$ V 时,增益 G 随压差 V_{12} 按照 $G = 40V_{12} + 10$ 的关系线性变化,增益控制范围在 $-10 \sim 30$ dB^[7]。实验中设置 $V_{\text{ref}} = 0.1$ V。当谐振器输出信号幅值增大时,检幅输出信号 V_{AI} 相应增大,使压差控制信号 V_{12} 减小,增益 G 相应减小,从而实现闭环负反馈稳幅控制。

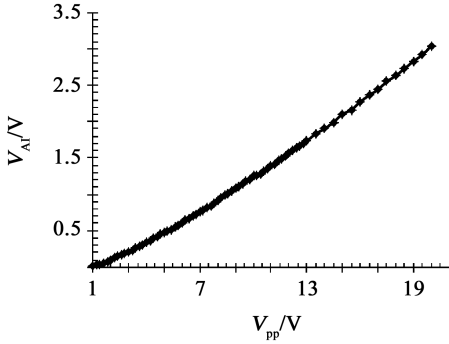
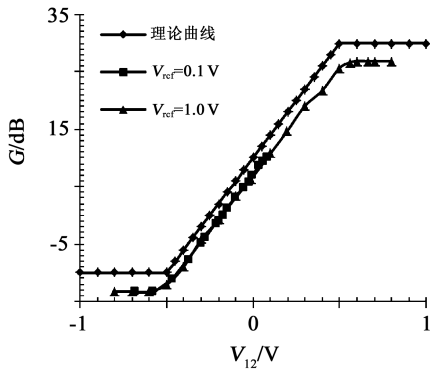


图 8 检幅电路性能测试

图 9 AD603 增益 G 与压差 V_{12} 的关系

谐振器差分驱动电路采用 AD8138 芯片^[8]。将其 AGC 输出的稳幅单端信号转化为两路同幅、同频、反相的差分信号用于驱动谐振器。

3.3 测试结果

对谐振器进行开环扫频测试,其达到共振状态时的频率和相位关系如图 10 所示。由测试结果可知谐振器有两个共振频率点:一个位于 317 kHz 附近,一个位于 389 kHz 附近(此时输出与输入信号相位差为 59°)。

对频率在 389 kHz 附近的谐振频率点进行闭环测试。通过移相电路调节谐振器输出信号与驱动信号之间的相位差,输出信号的幅值 V_{pp} 、频率与此相位差之间的关系如图 11 所示。由图可知,谐振器输出信号幅值 V_{pp} 最大时,相位为 59° ,频率在 389.5 kHz 处,与开环测试结果相吻合。

谐振器达到共振状态后,长时间观察并记录此

双闭环驱动控制电路中压电谐振器输出信号的幅值 V_{pp} 、共振频率以及与驱动信号之间的相位差随时间的变化关系,如图 12 所示。由图可知,谐振器达到共振状态时,其输出信号与驱动信号之间的相位差长时间维持在 59° (误差范围 3°),实现了对谐振频率的跟踪。谐振器输出信号的幅值 V_{pp} 长时间稳定在 12.8 V(波动范围 0.2 V),实现了对谐振器输出信号的稳幅。

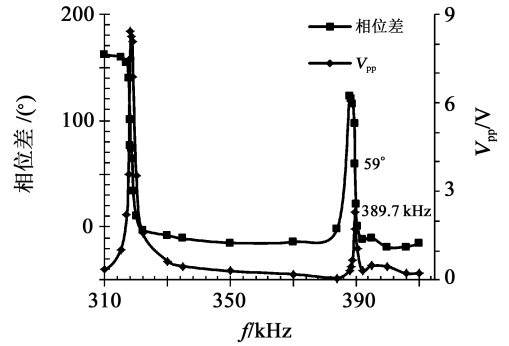


图 10 开环测试谐振器共振状态图

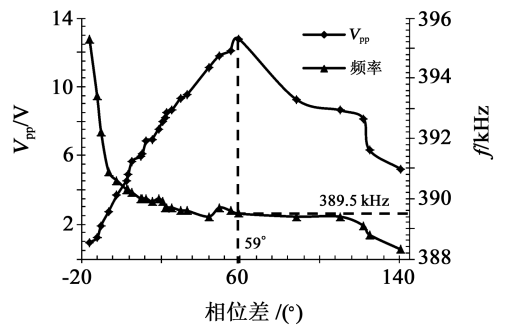


图 11 闭环测试谐振器共振状态图

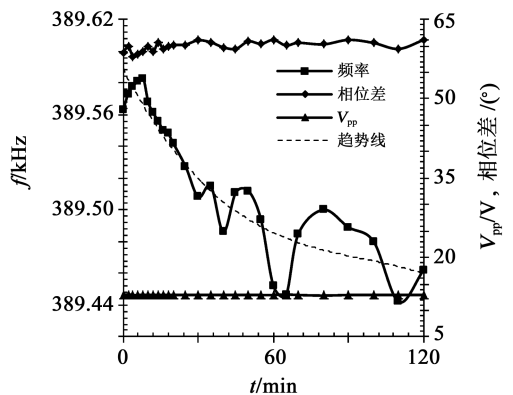


图 12 闭环时谐振器共振状态随时间变化关系

4 结论

压电谐振器在实际应用中通常工作在谐振状态,必须有恒定的稳幅振动。本文针对这一应用需求,研制了压电谐振器双闭环控制驱动电路。双闭环驱动电路采用锁相控制技术,实现了对谐振器共

振频率的长时间跟踪驱动;采用自动增益控制技术,实现了对谐振器的稳幅驱动。开环和闭环两种测试条件下的实验结果表明,此双闭环控制电路达到了频率跟踪和稳幅控制的效果,可用于以压电谐振器为核心器件的传感器和执行器中,为压电谐振器的高效驱动提供了可靠的理论与实践基础。

参考文献:

- [1] 侯光华, 杜贵平, 罗杰. 超声波电源的改进频率跟踪方法[J]. 电源学报, 2019, 17(1): 152-158.
Hou Guanghua, Du Guiping, Luo Jie. Improved frequency tracking method for ultrasonic power supply[J]. J. of Power Supply, 2019, 17(1): 152-158.
- [2] 魏选平, 安石, 孟庆勋, 等. 锁相环工作原理及仿真分析[J]. 电子测试, 2011(6): 50-53.
Wei Xuanping, An Shi, Meng Qingxun, et al. Phase-locked loop principle and simulating analysis[J]. Electronic Test, 2011(6): 50-53.
- [3] 曾小润, 吴校生. 压电式微固体模态陀螺谐振频率自动跟踪电路[J]. 半导体光电, 2019, 40(2): 171-175.
Zeng Xiaorun, Wu Xiaosheng. Piezoelectric micromachined modal gyroscope resonant frequency automatic tracking circuit[J]. Semiconductor Optoelectronics, 2019, 40(2): 171-175.
- [4] He Yongsong, Wu Xiaosheng, Zheng Fu, et al. Closed loop driving and detect circuit of piezoelectric solid-state micro gyroscope[J]. Microsystem Technol., 2014, 20(12): 185-191.
- [5] 张驰, 杜晓辉, 孙道恒. 基于 AGC 闭环控制的谐振式压力传感器驱动仿真及接口电路设计[J]. 电子制作, 2013(7): 27-29.
Zhang Chi, Du Xiaohui, Sun Daoheng. Driving simulation and interface circuit design of resonant pressure sensor based on AGC closed loop control[J]. Practical Electronics, 2013(7): 27-29.
- [6] 窦新华, 韦康. 模拟锁相环 NE564 在 FM 解调电路中的应用[J]. 电子技术, 2010, 37(2): 77-78.
Dou Xinhua, Wei Kang. Application of simulative PLL NE564 in FM demodulation circuit[J]. Electronic Technology, 2010, 37(2): 77-78.
- [7] 刘守宁, 张亚先, 李长奇, 等. 基于 AD603 的自动增益控制电路的设计[J]. 数字技术与应用, 2009(8): 12-14.
Liu Shouning, Zhang Yaxian, Li Changqi, et al. The design of AGC electro-circuit based on AD603[J]. Digital Technology and Application, 2009(8): 12-14.
- [8] Analog Devices, Inc. AD8138 Datasheet[EB/OL]. (2006-01) https://www.analog.com/media/cn/technical-documentation/data-sheets/AD8138_cn.pdf.
- 作者简介:**
李志超(1994—),男,河南驻马店人,硕士研究生,主要研究压电谐振器驱动电路。
E-mail: lzc19941206@163.com
-
- (上接第 321 页)
- [8] Deng Yifan, Zhang Hu, Li Hui, et al. Erbium-doped amplification in circular photonic crystal fiber supporting orbital angular momentum modes[J]. Appl. Opt., 2017, 56(6): 1748.
- [9] Baghdasaryan T, Geernaert T, Chah K, et al. Anomalous transparency in photonic crystals and its application to point-by-point grating inscription in photonic crystal fibers[J]. Science Reports, 2018, 8(1): 5470.
- [10] Yang Chengkun, Zhang Hao, Liu Bo, et al. Electrically tunable whispering gallery mode microresonator based on a grapefruit-microstructured optical fiber infiltrated with nematic liquid crystals[J]. Opt. Lett., 2017, 42(15): 2988-2991.
- [11] 奚小明, 孙桂林, 陈子伦, 等. 利用普通熔融拉锥机实现光子晶体光纤拉锥[J]. 红外与激光工程, 2012, 41(6): 1481-1484.
Xi Xiaoming, Sun Guilin, Chen Zilun, et al. Photonic crystal fibers tapering based on the conventional taper rig[J]. Infrared and Laser Engin., 2012, 41(6): 1481-1484.
- [12] 付广伟, 郭朋, 付兴虎, 等. 基于 CO₂ 激光熔融塌陷的 PCF Mach-Zehnder 干涉仪折射率传感特性[J]. 光电子·激光, 2014, 25(9): 1657-1661.
Fu Guangwei, Guo Peng, Fu Xinghu, et al. A refractive index sensor of PCF Mach-Zehnder interferometer based on CO₂ laser fusion technology[J]. J. of Optoelectronics · Laser, 2014, 25(9): 1657-1661.
- [13] 毕卫红, 麻硕, 付广伟, 等. 光子晶体光纤在熔接夹具中的受力分析[J]. 光学技术, 2008(2): 311-313.
Bi Weihong, Ma Shuo, Fu Guangwei, et al. Analysis of the force properties of photonic crystal fiber in the fusion clamp[J]. Optical Technique, 2008(2): 311-313.
- 作者简介:**
花文栋(1993—),男,硕士生,主要研究方向为光纤传感;
王婷婷(1979—),女,南通人,博士,副教授,研究领域为光纤传感和光信号处理。
E-mail: wtt79812@163.com

一种低成本透射光谱强度调制型光纤温度传感器

顾拥军¹, 沙春², 高洁¹, 顾燕²

(南通理工学院 1. 电气与能源工程学院; 2. 机械工程学院, 江苏南通 226002)

摘要: 提出了一种低成本的新型强度调制型光纤温度传感器。该传感器主要由宽谱光源、三端口光环形器、光纤耦合器、偏振控制器、PMF 光纤、光电探测器, 以及信号处理单元组成。在较短的 PMF 光纤条件下, 温度变化会对 PMF 光纤双折射产生直接影响, 导致两相干光束产生一定的相移变化, 使经过 Sagnac 环干涉后具有不同的透射光谱, 即发生波长漂移。利用光电转换和信号处理, 将检测到的光信号转换为电压信号, 对其进行解算从而完成对温度的检测。在无需光谱分析仪的情况下, 通过对 Sagnac 干涉仪的透射光谱进行信号处理, 根据随温度的变化函数解算出测量温度。在 25~50.5 °C 的温度范围内进行了实验, 测试结果表明该光纤温度传感器的灵敏度为 0.066 mW/°C, 分辨率为 0.34 °C。

关键词: 光纤温度传感器; 强度调制; 直接功率测量

中图分类号: TN25 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0327-04

Low-Cost Transmission Spectral Intensity Modulation Fiber Temperature Sensor

GU Yongjun¹, SHA Chun², GAO Jie¹, GU Yan²

(1. School of Electrical and Energy Engineering; 2. School of Mechanical Engineering, Nantong Institute of Technology, Nantong 226002, CHN)

Abstract: In order to realize the design of temperature sensor with lower cost, a new type of intensity modulated optical fiber temperature sensor is proposed. It mainly consists of light source with band-width spectrum, 3-port circulator, fiber coupler, polarization controller, polarization maintaining fiber (PMF), photodetector and signal processing unit. Under the condition of short PMF fiber, the temperature change will have a direct impact on the birefringence of PMF fiber, resulting in a certain phase shift change of the two coherent beams, thus they will have different transmission spectra after Sagnac interferometer, that is, wavelength drift occurs. By using photoelectric conversion and signal processing, the detected light signal is converted into a voltage signal, which is solved to complete the temperature detection. Therefore, without the need for a spectrum analyzer, the measured temperature can be calculated according to the temperature-dependent change function by measuring the transmission spectrum of the Sagnac interferometer. Experiments were carried out in the temperature range of 25~50 °C. The test results show that the sensitivity of the optical fiber temperature sensor is 0.066 mW/°C, and the resolution is 0.34 °C. It has good application value for constructing temperature monitoring optical fiber sensor network.

Key words: fiber-optic temperature sensor; intensity modulation; direct power measurement

收稿日期: 2020-01-07.

基金项目: 江苏省重点建设学科资助项目(苏教研(2016)9号); 江苏省科技计划项目(BE2018010-4); 南通市港闸区科技计划项目(GZKJ2018ZLK013).

0 引言

随着物联网的快速发展,高精度温度传感器成为智能制造领域的研究热点。研究人员提出将光学干涉测量技术应用于温度传感,以实现高精度的温度检测,其中较为典型的设计方案为光纤干涉传感器^[1-2]。光纤干涉传感器的一个重要研究方向就是 Sagnac 环传感器,包括基于熊猫型保偏光纤(PMF)的 Sagnac 环传感器和基于光子晶体光纤(PCF)的 Sagnac 环传感器^[3]。Starodumov 等^[4]提出了一种光纤温度传感器,该传感器由应力双折射纤维组成,具有 0.99 nm/K 的温度灵敏度。Reyes-Vera 等^[5]提出了一种设置在 Sagnac 环中的金属填充型侧孔 PCF 温度传感器,其灵敏度达到了 -9.0 nm/°C。Cui 等^[6]提出了采用 11.7 cm PM-PCF 构建的 Sagnac 环传感器,该传感器灵敏度为 2.58 nm/°C。Shi 等^[7]提出了一种改进的 Sagnac 环温度传感器,其原理是检测由 Sagnac 环干涉仪偏移引起的光纤发射波长变化,即在 Sagnac 环中加入一段保偏光纤,由于保偏光纤的双折射会导致两个沿相反路径传输的光产生相位差,当外界温度发生变化时, Sagnac 环输出的干涉谱发生波长漂移,通过监测波长漂移量来实现对温度的测量,该传感器可以在 30~40 °C 的范围内获得 1.739 nm/°C 的灵敏度。赵春柳等^[8]通过在 Sagnac 环内增加一段保偏光纤,从而使灵敏度达到了 -2.44 nm/°C。

上述 Sagnac 环温度传感器大多通过跟踪干涉仪的波长漂移来实现对温度的检测,而通过直接光功率测量的 Sagnac 传感器设计方案更加高效。Zawisza 等^[9]提出了利用光功率测量的方案,即通过 Sagnac 环和双共振长周期光栅来监测温度和折射率,但该设计仍然需要获取准确的波长来计算光功率。本文采用 Sagnac 干涉环结构,设计了一种新型的强度调制型光纤温度传感器。该方案尽管仍然采用直接测量光纤输出功率的方式来实现对温度的检测,但并不需要获取准确的波长,无需使用光谱分析仪,因此设计简单,成本较低,且对环境温度变化具有较高的敏感度。

1 传感器的整体设计方案

提出的强度调制型 Sagnac 环光纤温度传感器由宽谱光源(SLD, Thorlabs)、三端口光环形器(PM 3port CIR, SCTG)、光纤耦合器(PBC1550SM-FC,

Thorlabs)、偏振控制器(CPC250, Thorlabs)、熊猫型 PMF 光纤(PM-1550-01, Thorlabs)、光电探测器,以及信号处理单元构成,其整体设计方案如图 1 所示。

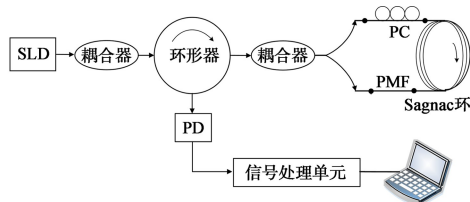


图 1 基于保偏 Sagnac 环的光纤温度传感器设计方案

在 Sagnac 环中增加一段 PMF 光纤,将其做成了保偏 Sagnac 环,在本文所提出的温度传感器中用作温度传感头。当外界温度通过接触或辐射作用于传感器时,由于 PMF 光纤自身具有的双折射效应,使得保偏 Sagnac 环中两相干光束产生正比于温度变化的相移变化,进而导致 Sagnac 环干涉后的透射谱发生波长漂移。通过光电探测器将光信号(波长漂移量)转换为电压信号,并通过信号处理单元解算电压信号来实现对温度的测量。

首先,为了保证传感器的系统分辨率,要求光源具有稳定的功率输出和较宽的光谱带宽,本文采用 Thorlabs 公司的 SLD,其中 $\lambda_{\text{peak}} = 1544.4 \text{ nm}$, $\text{FWHM} = 45.5 \text{ nm}$ 。利用光功率计(InGaAs,分辨率为 0.01 dB, Grandway)对光源输出光功率进行测量,统计发现:90 min 时间段内输出光功率的最大值为 10.013 mW,最小输出光功率为 9.9904 mW,二者之差仅为 22.6 μW ,这对传感器分辨率的影响很小甚至可以忽略不计。

其次,考虑到满足后续输出光功率的计算条件^[9],两个相邻干涉仪之间应具有较宽的间距,结合文献^[10]中报道的 Sagnac 干涉仪光谱与各参数的关系,本文采用长度较短的 PMF 光纤,这将在下节中进行相应的理论解释。最后,由于保偏 Sagnac 环对温度较为敏感,外部温度变化将直接导致 PMF 光纤的双折射效应,两相干光束之间产生一定的相移,使得经 Sagnac 环干涉后的透射光谱不同,即发生波长漂移,根据光电探测器接收到的光功率的变化函数来完成对检测温度的解算,通过信号处理实现传感器对温度的测量。

2 理论设计方法

如图 1 所示,用一段光纤把光纤耦合器同一端

的两个输出接口连接构成一个光学环路,此环路被称为 Sagnac 环。入射光经过光纤耦合器后分成两束后各自在环中绕一周后仍在光纤耦合器处相遇并发生干涉。由于 PMF 光纤的双折射效应,两个反向传播的光束会产生一定的相位差,可表示为^[10]

$$\Delta\varphi = 2\pi BL/\lambda \quad (1)$$

式中, B 是 PMF 的双折射率, L 是 PMF 的长度, λ 是光波长。具有相位差的重组光束形成干涉图,可通过式(2)近似得出该干涉仪的光谱:

$$T_s(\lambda) = (1 - \cos \Delta\varphi)/2 \quad (2)$$

从公式(2)可以看出, Sagnac 干涉仪的光谱是一个周期函数,当 $\Delta\varphi = 2n\pi$ 时达到最大值(n 为整数)。此外,根据文献[10]中推导出的公式可计算得出两个相邻干涉仪之间的间距 $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = \lambda^2/BL \quad (3)$$

从公式(3)可知,间距 $\Delta\lambda$ 与双折射率和 PMF 光纤的长度成反比,这也从理论上解释了本文的整体设计方案中采用较短的 PMF 光纤的原因所在。因此需要将其中一个参数的值增大,以减小两个相邻干涉仪波谷之间的距离,从而满足后续输出光功率的计算条件^[9]。

由于 Sagnac 配置对温度较为敏感,外部温度对双折射率 B 和 PMF 光纤长度 L 均有影响,这会导致相位差($\Delta\varphi'$)发生改变,它们之间的关系可用公式(4)来表示:

$$\Delta\varphi' = \frac{2\pi(B + \Delta B)(L + \Delta L)}{\lambda} \quad (4)$$

假设较短 PMF 光纤的伸长率可以忽略不计^[11],公式(4)可简化为

$$\Delta\varphi' = \frac{2\pi(B + \Delta B)L}{\lambda} \quad (5)$$

上式相位差的变化表明: Sagnac 干涉仪的光谱会受到温度影响而发生变化。因此在不同温度下,可观察到不同的透射光谱,并计算得出相应的光功率值,省去了波长观测环节,节约了系统成本。

理论上,输出光功率可以近似表示为

$$P_{\text{out}}(\lambda) = \int P_{\text{BLS}}(\lambda) \cdot \frac{1 - \cos \varphi}{2} d\lambda \quad (6)$$

在式(6)中, P_{BLS} 是光源输出光功率, P_{out} 是给定环境温度下传感器的输出光功率。假设入射光源具有稳定的功率输出和光谱带宽,在受控的输出功率环境下,如果温度变化,透射光谱的积分值即输出光功率也会发生变化,因此可根据光功率的变化函数来

完成对温度的检测,如公式(7)所示:

$$f(\Delta P) = \Delta T \quad (7)$$

以上为本文提出的新型强度调制型光纤温度传感器设计方法的理论基础。尽管仍是通过直接测量光纤的输出功率来实现对温度的检测,但并不需观察波长,仅通过观察 Sagnac 干涉仪的透射光谱,也无需附加光谱分析仪,具有设计简单和成本较低的显著特点,且对环境温度变化仍保持较高的敏感度。

3 实验结果与分析

结合式(1)~(6)中的理论设计方法,假设外部温度为 $35\text{ }^\circ\text{C}$, PMF 光纤的双折射率 $B = 5.5 \times 10^{-4}$, $L = 65\text{ mm}$, 波长范围为 $1450 \sim 1650\text{ nm}$, 利用数值仿真模拟,可得出 Sagnac 干涉仪的透射光谱及相邻透射区域之间的间隔 $\Delta\lambda$, 其理论结果如图 2 所示。

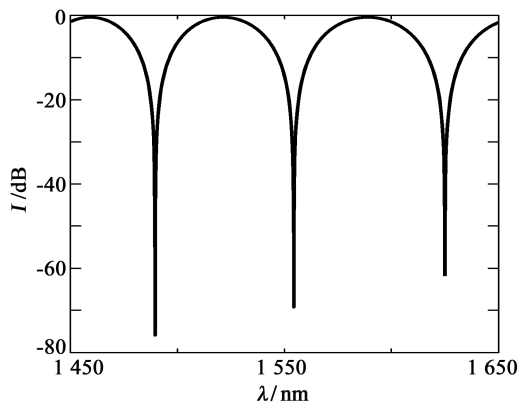


图2 Sagnac 环干涉仪的模拟透射光谱

接下来,在精度测试实验中,本文使用了基于珀尔帖效应的热电冷却系统^[12],当温度在 $25 \sim 50.5\text{ }^\circ\text{C}$ 的范围内发生变化时, PMF 光纤的截面容易受其影响。利用与传感光纤相连的偏振控制器,可以对环路中的入射光束进行偏振选择,以便将入射光分成左右旋圆偏振光导入 Sagnac 环并沿不同方向传播。使用温度传感器对温度进行测量以作为对照参考(温度分辨率为 $0.10\text{ }^\circ\text{C}$, Axiomet AX-5002)。此外,使用日本横河 AQ6370C 光谱分析仪研究了 Sagnac 环结构传感器的透射光谱。图 3 给出了温度分别为 $-25, 37.50$ 和 $50.5\text{ }^\circ\text{C}$ 下该传感器的透射光谱。

对比分析图 2 与图 3 发现: Sagnac 环结构传感器的透射光谱的理论仿真结果与实验测试结果在定性规律上基本一致,且当温度不同时,相应的透射光

谱也不同,即宽带光源的光谱会随温度变化而发生变化。进一步分析发现:温度升高会引起 Sagnac 干涉仪的偏移,从而影响整个透射光谱的积分,这与公式(7)所得出的结论完全相符合。在本文研究的光谱中,相邻波长的间隔约为 75~80 nm,温度灵敏度约为 1.4 nm/°C,实验中使用光功率计对该传感器的精度进行了标定测试,图 4 给出了在 25~50.5 °C 内,不同温度值所对应的输出光功率测量结果,其中每个温度下的功率值均是多次测量结果的平均值。

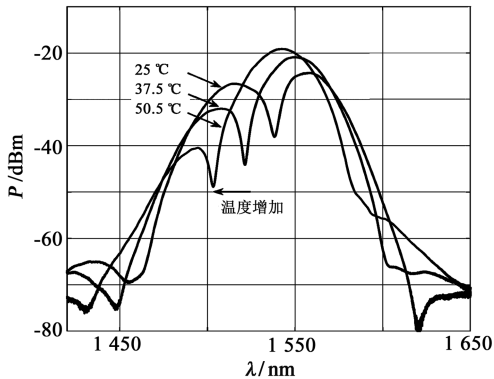


图 3 传感器在不同温度下的透射光谱

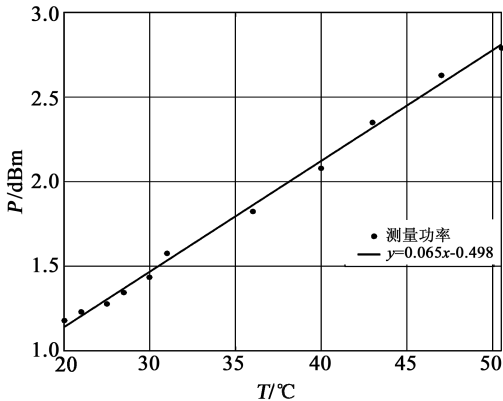


图 4 不同温度下的光功率标定值及其拟合结果

对图 4 中的光功率测量数据进行线性拟合,其结果如图中实线所示。最终,对应的线性拟合函数由以下公式表示:

$$y = 0.065x - 0.498 \quad (8)$$

在式(8)中, y 为光功率, x 是环境温度,线性回归方程的确定系数等于 0.996,这表明二者的测量数据具有很好的线性拟合关系。最后,结合图 4 和式(8)可以看出:该传感器可将线性工作范围限定为 25~50.5 °C,灵敏度可达 0.065 mW/°C。近似函数与测量数据的最大偏差为 0.005 mW,传感器的温度分辨率由光源输出功率和光功率计分辨率确定,约为 0.34 °C。

4 结论

本文提出一种成本较低、操作简单且易于复用的强度调制型 Sagnac 环光纤温度传感器。通过对穿过 Sagnac 环干涉仪的透射光谱进行调制,实现输出光功率随温度函数的变化而变化,即如果温度升高,光功率会增加。实验结果显示该传感器在 25~50.5 °C 工作温度范围内的灵敏度为 0.066 mW/°C,分辨率为 0.34 °C。该光纤传感器不需要使用任何复杂且昂贵的光谱分析仪,因此具有低成本和易于集成的优点,十分适用于构建多路复用光纤传感器网络。

参考文献:

- [1] Trung T Q, Ramasundaram S, Hwang B U, et al. An all-elastomeric transparent and stretchable temperature sensor for body-attachable wearable electronics [J]. *Adv. Materials*, 2015, 28(3): 502-509.
 - [2] Wang B, Law M K, Bermak A. A passive RFID tag embedded temperature sensor with improved process spreads immunity for a-30 °C to 60 °C sensing range[J]. *IEEE Trans. on Circuits & Systems*, 2014, 61(2): 337-346.
 - [3] Krehel R, Krchova D, Kocisko M. Diagnostic analysis of cutting tools using a temperature sensor [J]. *Key Engin. Materials*, 2015, 669(2): 382-390.
 - [4] Starodumov A N, Zenteno L A, Monzon D, et al. Fiber Sagnac interferometer temperature sensor [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, 70(1): 19-20.
 - [5] Reyes-Vera E, Cordeiro C M, Torres P. High sensitive temperature sensor using a Sagnac loop interferometer based on a side-hole photonic crystal fiber filled with metal [J]. *Appl. Opt.*, 2017, 56(2): 156-162.
 - [6] Cui Y, Shum P P, Hu D J J, et al. Temperature sensor by using selectively filled photonic crystal fiber Sagnac interferometer [J]. *IEEE Photon. J.*, 2012, 4(5): 1801-1808.
 - [7] Shi J, Wang Y, Xu D, et al. Temperature sensor based on fiber ring laser with Sagnac loop [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2016, 28(7): 794-797.
 - [8] 赵春柳, 丁振名, 吴彬青. 保偏光纤转轴熔接 Sagnac 干涉环的光学游标效应及温度传感器 [J]. *光学精密工程*, 2017, 25(9): 2283-2291.
- Zhao Chunliu, Ding Zhenming, Wu Binqing. Vernier effect based on optical fiber Sagnac interference loop with two angle shift spliced polarization maintaining fibers and its application on temperature sensor [J]. *Optics and Precision Engin.*, 2017, 25(9): 2283-2291.

(下转第 361 页)

CMOS 图像传感器抗电离辐射加固技术研究

吕玉冰, 吴琼瑶, 刘昌举, 李明, 周亚军, 刘戈扬

(重庆光电技术研究所, 重庆 400060)

摘要: 太空环境中的电离辐射会导致 CMOS 图像传感器性能退化, 甚至造成永久性损毁。文章对 CMOS 图像传感器抗电离辐射加固技术进行了研究, 从版图设计、电路设计等方面提出相应的抗辐射策略, 并进行了总剂量和单粒子试验。试验结果表明, 采用抗辐射加固技术设计制作的 CMOS 图像传感器具备抗总剂量和单粒子辐射能力, 当总剂量达到 100 krad(Si)、单粒子辐射总注量达到 1×10^7 p/cm² 时, 器件的关键指标变化符合预期要求。

关键词: CMOS 图像传感器; 抗电离辐射加固; 总剂量效应; 单粒子

中图分类号: TP212 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0331-05

Study on Radiation-harden Technologies for CMOS Image Sensors

LV Yubing, WU Qiongyao, LIU Changju, LI Ming, ZHOU Yajun, LIU Geyang

(Chongqing Optoelectronics Research Institute, Chongqing 400060, CHN)

Abstract: The radiation in the space environment will degrade the performance of CMOS image sensors, even result in permanent damage. In this paper, the radiation harden techniques are proposed from the aspects of layout and circuit designs, and experiments of total-dose and signal-event were carried out on the samples. Experimental results show the CMOS image sensors fabricated with radiation-harden technology realize total-dose resilience up to 100 krad(Si) and single-event effect resilience up to 1×10^7 p/cm², meeting the requirement on radiation hardened design.

Key words: CMOS image sensor; radiation-hardening; total dose effect; single event effects

0 引言

CMOS 图像传感器 (CMOS Image Sensor, CIS) 是一种固态成像器件, 其原理是光信号被像素阵列接收并转换为相应电信号, 再通过相应电路对这些电信号进行读出和处理, 从而获得实际场景的数字化图像信息。由于输出图像信息具有数字化特征, 十分便于存储、传输和处理, 因此 CMOS 图像传感器被广泛应用于卫星侦察、遥感、遥测以及空间科学研究等领域。星用 CMOS 图像传感器在空间环境中运行, 必须考虑空间辐射对器件性能的影响^[1-3]。

在抗辐射加固方面, 2000 年, JPL 报道了基于绝缘体硅工艺、响应度达到 $4 \mu\text{V}/\text{photon}$ 的 CMOS 像素设计。2011 年, 南洋理工大学报道了基于设计方法加固的 4T 像素 CMOS 图像传感器, 针对总剂量 (Total Ionizing Dose, TID) 辐射效应在掩埋光电二极管 (Pinned Photo Diode PPD) 和 FD (Floating Diffusion) 处引起的辐射损伤进行版图设计加固^[4]。国外抗辐射 CMOS 图像传感器产品主要有 FillFactory 公司的 STAR 系列和 E2V 的 CIS 系列。国内在 CMOS 图像传感器抗辐射加固设计和相关制作工艺方面的研究较少, 主要集中在对 CMOS 图像传感器辐射效应的试验研究, 如西北核技术研究院、清华大学、天津大学和哈尔滨工业大学等对 CMOS 图像传感器进行了伽马射线辐射并研

收稿日期: 2020-03-10.

基金项目: 国家重点研发计划项目 (2017YFF0104700).

究分析了辐射后的测试结果^[5-7]。

为了提高国产 CIS 器件的抗辐射能力,实现抗电离辐射加固技术的自主可控,本文对 CMOS 图像传感器加固措施进行研究。首先分析电离辐射对 CMOS 图像传感器的像元、模拟电路和数字电路的影响,接着分别对这三部分的抗电离辐射加固技术进行研究,最后进行了辐照试验。

1 CMOS 图像传感器结构

CMOS 图像传感器一般分为三部分:像元阵列、模拟读出电路和数字控制电路(如图 1 所示)。它的工作原理为:当光照射到像元光电二极管时,处于反向偏压下的光电二极管 pn 结通过光电效应,可以产生与入射光强度成正比的光生电流,从而形成电信号,电信号通过外围的模拟读出电路和数字控制电路协同处理,实现信号输出^[8]。

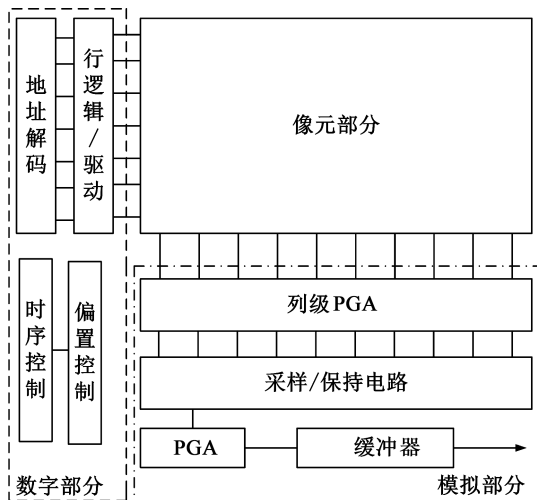


图 1 CMOS 图像传感器的结构框图

像元阵列为光电二极管阵列。

模拟电路主要包括列级 PGA、采样/保持电路、全局 PGA 和缓冲器等模块。

数字电路主要包括寄存器、组合逻辑电路和驱动电路。

2 CMOS 图像传感器抗电离辐射加固技术

电离辐射包括总剂量辐射效应(Total Ionizing Dose, TID)和单粒子效应(Single Event Effects, SEE)两种辐射效应^[9]。

总剂量辐射效应是由电离辐射产生的半导体器

件中氧化物与界面态内形成陷阱电荷,这些陷阱电荷在信号转移过程中俘获信号电子,导致 CMOS 图像传感器的性能发生退化,如暗电流升高、输出幅度下降等^[10]。

单粒子效应是一种由入射高能粒子引发的瞬态电离效应,其通过在集成电路衬底(通常是硅)中产生的电离电荷干扰芯片的正常功能。

针对 CMOS 图像传感器,抗辐射加固方法主要从器件级和电路结构级这两方面进行考虑,包括像素、模拟读出电路和数字控制电路三部分进行考虑,从而使 CMOS 图像传感器具有抗辐射性能,以满足空间高可靠性和器件长寿命的应用要求。

2.1 像元抗电离辐射加固技术

CMOS 图像传感器的像元结构包括掩埋光电二极管(PPD)、传输管(Transfer Gate, TG)和悬浮扩散结(FD)等部分,如图 2 所示。器件像元工作时,FD 处首先复位清空 PPD 内的电荷,接着复位管关闭、传输管打开,PPD 区域收集到的光生电荷进入 FD,并进入后续电路。

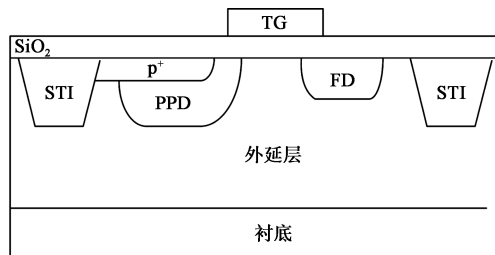


图 2 CMOS 图像传感器像元结构图

总剂量辐射效应会在像元中引入界面态陷阱电荷,产生较大的寄生暗电流,一般在这三个地方引入寄生电荷:第一是掩埋光电二极管耗尽区和浅沟槽隔离层界面(Shallow Trench Isolation, STI),第二是掩埋光电二极管上方 p⁺重掺杂注入与二氧化硅的界面,第三是掩埋光电二极管和传输管交叠的位置,如图 3 所示。

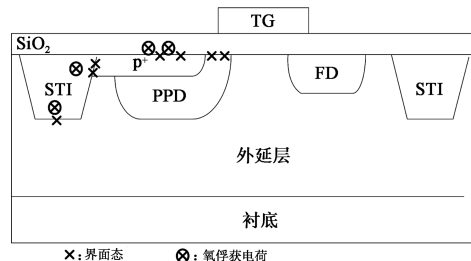
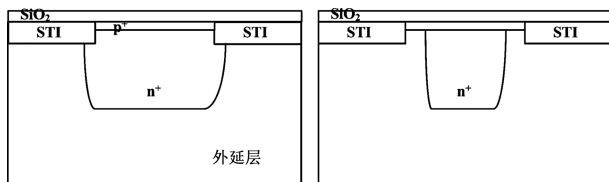


图 3 TID 在像元中引入界面态

像元抗电离辐射加固技术主要从版图设计层面

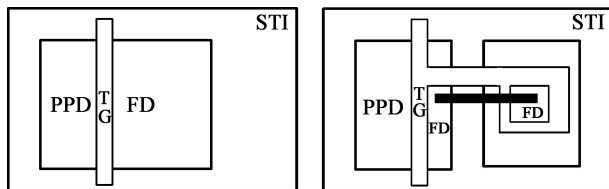
进行考虑,包括两个方面的加固措施:一方面,应避免耗尽区与STI区接触,因为普通像元的掩埋光电二极管和浅沟槽隔离区接触,如图4(a)所示,总剂量辐射效应会在接触的地方引入界面态陷阱电荷,产生较大的寄生暗电流,因此抗辐射加固像元在版图设计时,在掩埋光电二极管和浅沟槽隔离区之间留出一段距离,以减少界面态从而抑制总剂量辐射效应引起的暗电流增加,如图4(b)。



(a) 普通像元 (b) 抗辐射加固像元

图4 普通像元和抗辐射加固像元的剖面图

另一方面,应尽量避免FD与STI接触,普通像元结构中的悬浮扩散结和浅沟槽隔离层完全接触,如图5(a)所示,总剂量辐射效应会在接触地方引入界面态陷阱电荷,产生较大的寄生暗电流。因此抗辐射加固像元在版图设计时,把一部分悬浮扩散结远离浅沟槽隔离层并用环形栅包围,对比普通像元结构设计减少了悬浮扩散结和浅沟槽隔离层接触面积,从而在总剂量辐射时将引入更少界面态陷阱电荷,如图5(b)。



(a) 普通像元 (b) 抗辐射加固像元

图5 普通像元和抗辐射加固像元的俯视图

2.2 模拟部分的抗辐射加固技术

模拟电路的主要作用是将像元阵列的信号进行读出、放大等操作,主要由MOS管组成,但普通MOS管在辐照后,存在沟道边缘漏电和场氧区漏电两个漏电通道(如图6所示通路1和通路2),导致MOS管性能退化^[11]。

从版图设计层面考虑,在模拟电路中采用环形栅结构(如图7所示),该结构中MOS管的源区和漏区被栅极完全分隔,抑制了漏电通路的形成,从而达到抗辐射加固的目的。

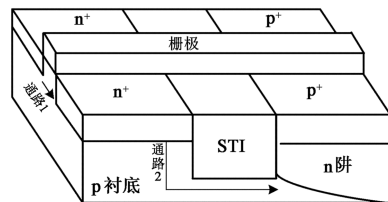


图6 MOS管漏电通道示意图

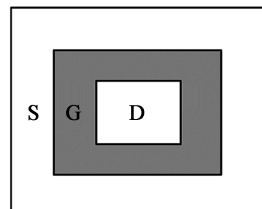


图7 环形栅结构示意图

器件间漏电一般通过保护环/漏版图结构消除(如图8所示),通过在模拟电路MOS管附近制作保护环/漏稳定衬底/n阱电势,可以抑制相邻管之间漏电通路的形成,当辐照程度较严重时,甚至可设计成双环结构保护。

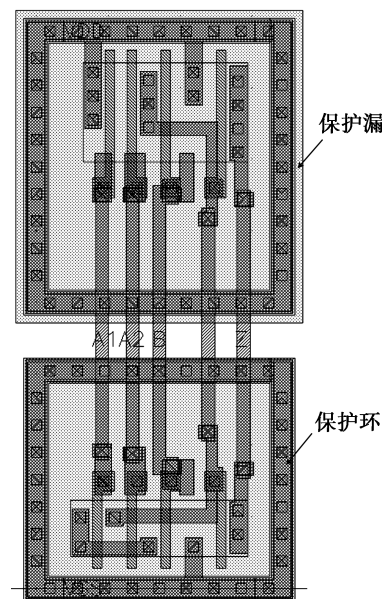


图8 保护环和保护漏结构版图

2.3 数字部分的抗辐射加固技术

单粒子效应一般发生在数字电路中,引起的辐照损伤与电路类型、入射粒子能量和角度等多种因素有关。如CMOS图像传感器的地址解码器中MOS管因为单粒子入射产生的电荷收集导致瞬态势能变化,导致址选通时出现错误跳变,以及模数转换器件ADC出现单粒子门锁效应。

从版图设计考虑,对电路版图中的敏感节点进行保护或隔离,提高器件抗单粒子的可靠性^[12-13]。

比如使用保护环和保护漏版图结构,该结构可以有效降低电路中敏感节点吸收的单粒子效应电荷量,阻止电荷扩散,避免发生单粒子锁定效应(Single Event Latchup, SEL)。又如采用版图交错设计技术可增加电路中敏感节点间距离(如图 9 所示),避免芯片内出现导致单粒子翻转效应(Single Event Upset, SEU)的 PNP 寄生结构。

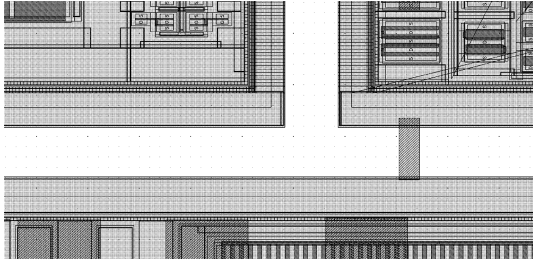


图 9 交错版图设计

从电路设计考虑,一方面采用互为冗余节点的内部互锁结构加固技术(Dual Interlocked Storage Cell, DICE)^[14],锁存器将反相器中的 PMOS 和 NMOS 的栅极分离,使其内部锁存节点互为冗余节点,从而实现抗单粒子翻转加固,如图 10 所示。

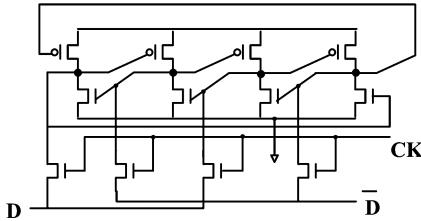


图 10 DICE 结构图

另一方面,可采用三模冗余结构(Triple Modular Redundancy, TMR),它是对原始电路进行三倍复制,并对三组输入电路的输出用表决电路进行多数表决,任意一组输入电路受到粒子轰击而产生单粒子损伤时,表决电路的表决功能可保证有两个或两个以上电路工作正常,整体电路功能仍保持正常,从而提高电路的可靠性,如图 11 所示。

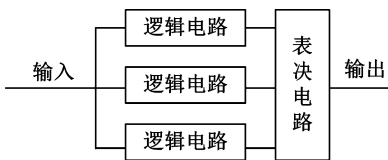


图 11 三模冗余结构图

2.4 辐照试验

根据抗电离辐射加固技术,设计制作了 CMOS 图像传感器测试芯片,芯片如图 12 所示,并对其进

行了辐照试验验证。

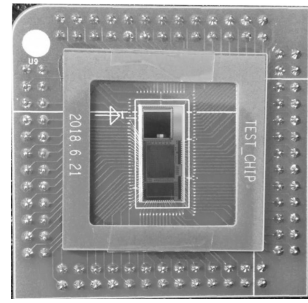


图 12 抗辐射 CMOS 图像传感器照片

总剂量辐照试验是根据国军标 GJB762. 2-89 及相关标准和原则用⁶⁰Co 辐射源进行的,辐照时器件处于工作状态,并对器件驱动电路进行屏蔽。

采用三只 CMOS 图像传感器测试芯片进行总剂量辐照试验,求平均值后的结果曲线如图 13 所示。从图中可以看出,当 CMOS 图像传感器受到辐照后,器件的读出噪声和暗电流都在增大,但当辐射剂量低于某个阈值时,暗电流增长速率比较慢,这是因为辐射产生的电子-空穴对和像元中的热生电子-空穴对在数量级上基本相当,因此在这个阶段暗电流随着辐射剂量增加保持平稳;当辐射剂量大于某个阈值时,辐射产生的电子-空穴对要远远多于热生电子-空穴对,此时暗电流呈现明显增长趋势。从结果可以看出加固器件的阈值要大于未加固器件,暗电流比未加固器件低。

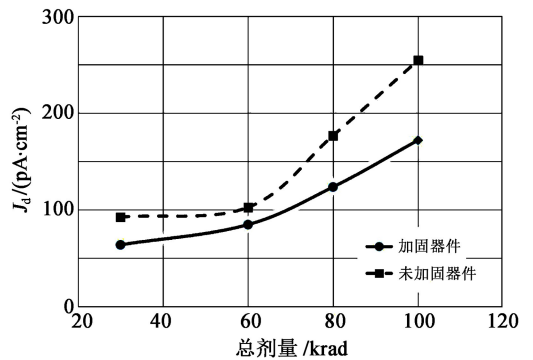


图 13 CMOS 图像传感器暗电流随总剂量的变化曲线

总剂量为 100 krad (Si) 时,测得辐照前后 CMOS 图像传感器的读出噪声和暗电流,如表 1 所示。从表中可以看出,当 CMOS 图像传感器受到辐照后,器件的读出噪声和暗电流都增大。

单粒子试验根据标准 QJ10005-2008 进行,试验时器件处于开帽状态,用回旋加速器产生的单粒子对器件进行辐照。线性能量传输(Linear Energy Transfer, LET)值设为 75 MeV · cm²/mg,辐照注

量率为 1×10^4 p/cm², 辐照总注量累计到 1×10^7 p/cm²。锁定现象发生的判据为辐照试验中在线测试 CMOS 图像传感器电流, 当检测到电流超过稳定运行时电流的 150% 时则认为 CMOS 图像传感器中可能发生了锁定现象。

在试验过程中, 抗辐射加固 CMOS 图像传感器样品的电流没有发生明显变化, 驱动和成像功能正常, 说明器件经过电路结构和版图结构的优化, 可以降低单粒子对器件的影响, 提升器件的抗单粒子能力。

表 1 辐照实验前后测试结果(总剂量 100 krad(Si))

参数名称	#3 器件		#8 器件		#11 器件	
	辐照前	辐照后	辐照前	辐照后	辐照前	辐照后
读出噪声/(e ⁻)	40.7	90.8	44.6	84.5	41.8	92.4
暗电流密度/ (pA · cm ⁻²)	65.5	157.2	73.7	191.6	63.6	171.7

3 结论

CMOS 图像传感器在太空环境中受到辐射会出现工作异常或故障, 因此需要进行抗辐射加固设计, 以保证其可靠性。本文从版图设计、像素和电路设计方面出发, 采用 CMOS 图像传感器抗电离辐射加固技术, 设计制作了抗辐射加固器件芯片, 进行了辐照验证试验, 结果表明, 设计制作的芯片抗总剂量水平达到 100 krad(Si); 在离子 LET 值设为 75 MeV · cm²/mg、辐照总注量为 1×10^7 p/cm² 时, 没有发生 SEL 现象, 可见该抗辐射加固器件芯片具有良好的抗单粒子辐射能力。

参考文献:

- [1] Hopkinson G R. Radiation effects in a CMOS active pixel sensor [J]. IEEE Trans. Nuclear Science, 2000, 47(6): 2480-2484.
- [2] Hancock B R, Stirbl R C, Cunningham T J, et al. CMOS active pixel sensor specific performance effects on star tracker/imager position accuracy[J]. Proc. SPIE, 2002, 4284: 426872.
- [3] 王祖军, 刘静, 薛院院, 等. CMOS 图像传感器总剂量辐照效应及加固技术研究进展[J]. 半导体光电, 2017, 38(1): 1-7.
Wang Zujun, Liu Jing, Xue Yuanyuan, et al. Progress of total ionizing dose radiation effects and hardening technology of CMOS image sensors[J]. Semiconductor Optoelectronics, 2017, 38(1): 1-7.
- [4] Qian Xinyuan, Yu Hang, Zhao Bo, et al. Design of a radiation

tolerant CMOS image sensor[C]// Inter. Symp. on Integrated Circuits (ISIC), 2011: 412-415.

- [5] 董佳, 邱跃洪, 陈智. 应用于空间环境的 CMOS 图像传感器[J]. 科学技术与工程, 2005, 18(5): 1235-1238.
Dong Jia, Qiu Yuehong, Chen Zhi. CMOS imaging sensor applied in space environment [J]. Science Technology and Engin., 2005, 18(5): 1235-1238.
- [6] 周彦平, 王晓明, 常国龙, 等. CMOS 图像传感器的辐射实验[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(7): 1270-1273.
Zhou Yanping, Wang Xiaoming, Chang Guolong, et al. Radiation experiment of CMOS image sensor[J]. Infrared and Laser Engin., 2011, 40(7): 1270-1273.
- [7] 王祖军, 林东生, 刘敏波, 等. CMOS 有源像素图像传感器的辐照损伤效应[J]. 半导体光电, 2014, 35(6): 945-950, 982.
Wang Zujun, Lin Dongsheng, Liu Minbo, et al. Radiation damage effects on the CMOS active pixel sensors [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2014, 35(6): 945-950, 982.
- [8] Ohta J. Smart CMOS Image Sensors and Applications [M]. Florida: CRC Press, 2007: 11-58.
- [9] 韩郑生, 赵元富. 抗辐射集成电路概论[M]. 北京: 清华大学出版社, 2011.
Han Zhengsheng, Zhao Yuanfu. Introduction to Radiation Resistant Integrated Circuits[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2011.
- [10] 沈鸣杰. CMOS 工艺集成电路抗辐射加固设计研究[D]. 上海: 复旦大学, 2006: 27-30.
Shen Mingjie. Design on radiation reinforcement of integrated circuit of CMOS process[D]. Shanghai: Fudan University, 2006: 27-30.
- [11] Goiffon V, Cervantes P, Virmondois C, et al. Generic radiation hardened photodiode layouts for deep submicron CMOS image sensor processes[J]. IEEE Trans. on Nuclear Science, 2011, 58(6): 3076-3084.
- [12] Balaji Narasimham, Gambles J W, Shuler R L, et al. Quantifying the effect of guard rings and guard drains in mitigating charge collection and charge spread[J]. IEEE Trans. on Nuclear Science, 2008, 55(6): 3456-3460.
- [13] Matush B I, Mozdzen T J, Clark L T, et al. Area-efficient temporally hardened by design flip-flop circuits[J]. IEEE Trans. on Nuclear Science, 2010, 57(6): 3588-3590.
- [14] Akifumi M, Hiroyuki S, Tsukasa E, et al. DICE-based flip-flop with SET pulse discriminator on a 90 nm bulk CMOS process[J]. IEEE Trans. on Nuclear Science, 2010, 57(6): 3602-3608.

作者简介:

吕玉冰(1979—), 男, 工程师, 主要从事固体图像传感器设计及应用方面的研究。

E-mail: bollozard@126.com

兼顾增益与折射率变化的低偏振量子点材料研究

缪庆元, 吴子涵

(武汉大学 电子信息学院, 武汉 430072)

摘要: 对比分析了 InGaAs/InGaAsP 柱状量子点材料 TE 模和 TM 模增益谱及其折射率变化谱随点区材料组分、垒区材料组分和量子点高宽比的变化特性,并剖析了其中的物理机理。进一步联合考虑点区和垒区组分变化对兼顾增益与折射率变化以及偏振相关性的影响,提出了一种多参数调配方法,并据此设计出在 1 550 nm 通信波段(1 540~1 560 nm)内兼顾增益与折射率变化的低偏振量子点材料 $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}/\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.52}\text{P}_{0.48}$ 。最后通过分析,选定合适的工作载流子浓度。当载流子浓度为 $0.6 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 时,TE 模和 TM 模的 3 dB 谱宽交叠区面积分别为 8.66×10^3 和 $7.55 \times 10^3 \text{ nm/cm}$,增益和折射率变化的偏振相关性分别在 3% 和 10% 以内。研究结果有助于未来全光网络中关键器件的优化设计。

关键词: 量子点; 增益; 折射率变化; 3 dB 谱宽交叠区面积; 低偏振相关

中图分类号: TN215 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0336-08

Study on Balancing Gain and Refractive Index Change of Quantum Dot with Low Polarization Dependence

MIAO Qingyuan, WU Zihan

(School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, CHN)

Abstract: The spectrum characteristics of gain and refractive index change of TE mode and TM mode of InGaAs/InGaAsP columnar quantum dot versus dot material components, barrier material components and aspect ratio are contrastively analyzed, and the physical mechanism are dissected. The effects of changes of dot components and barrier components on balancing gain and refractive index change and polarization are further jointly investigated, then a multi-parameter adjustment method is proposed, and the $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}/\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.52}\text{P}_{0.48}$ quantum dot with low-polarization that balances gain and refractive index change within 1 550 nm communication band(1 540~1 560 nm) is designed. Finally, the appropriate carrier concentration is selected through analysis. When the carrier concentration is $0.6 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, the overlap region area of 3 dB spectrum width of TE mode and TM mode is $8.66 \times 10^3 \text{ nm/cm}$ and $7.55 \times 10^3 \text{ nm/cm}$ respectively, and the polarization dependence of gain and refractive index change is smaller than 3% and 10%, respectively. The research result is helpful for the optimization design of some key devices in the future all-optical network.

Key words: quantum dot; gain; refractive index change; overlap region area of 3 dB spectrum width; low polarization dependence

0 引言

全光开关^[1-2]、全光逻辑门^[3-4]和微环谐振器^[5-6]

等是发展未来全光网络的关键器件。有源区载流子浓度变化导引的折射率变化是这些器件的工作机理,同时这些器件工作时也需要增益。此外,为了在实际应用中获得良好的工作性能,要求器件的增益

收稿日期:2020-01-06.

基金项目:国家自然科学基金项目(60877039).

和折射率变化对 TE 模和 TM 模入射光具有低的偏振相关性。因此,在器件设计中,不仅要兼顾材料的增益特性与折射率变化特性,也需要考虑增益与折射率变化低的偏振相关性。相较于体材料和量子阱材料,量子点在三个维度上对载流子都有量子限制效应,更有利于器件实现优异的光学性能。已有文献对量子点材料的增益及其偏振特性进行了分析^[7-9],对载流子导引的折射率变化及其偏振特性也进行了讨论^[10-13]。然而,单方面追求增益或折射率变化并不能使上述器件有效地工作。目前关于兼顾材料增益与折射率变化的研究仅有对单一偏振模的量子阱材料的分析^[14],缺乏对兼顾增益与折射率变化的低偏振量子点材料的研究。

本文基于圆柱状 InGaAs/InGaAsP 量子点,首先给出光吸收系数和折射率变化的理论模型,然后对比分析点区材料组分、垒区材料组分和量子点高宽比对 TE 模和 TM 模增益谱及其折射率变化谱的影响。根据影响规律,提出多参数调配方法,并据此设计在 1 550 nm 通信波段(1 540~1 560 nm)兼顾增益与折射率变化的低偏振量子点材料。最后,对载流子浓度进行分析,给出适宜的工作载流子浓度。

1 理论模型

通过无间隔垂直堆叠量子点技术,多层量子点在垂直方向上排列形成圆柱状结构,使得量子点高宽比可以在很大范围内调整,进而影响材料的能级结构和光学性质^[15],这为设计兼顾增益与折射率变化的低偏振量子点材料带来了可能。图 1 是本文所用的圆柱状量子点模型。其中,量子点底面直径为 d ,高度为 l ,点区材料为 InGaAs,垒区材料为 InGaAsP。

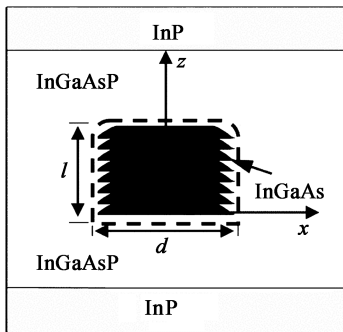


图 1 垂直堆叠圆柱状量子点模型

考虑导带和价带之间的耦合效应,利用八带 $k \cdot p$ 理论和正交平面波展开法可求解能带结构^[15]。导带与价带的波函数为

$$\psi_c = \sum_{i=1}^8 F_c^i(r) u_i(r) \quad (1)$$

$$\psi_v = \sum_{j=1}^8 F_v^j(r) u_j(r) \quad (2)$$

其中, F_c, F_v 分别为导带和价带的包络函数, $u_i(r), u_j(r), (i, j = 1, 2, \dots, 8)$ 为带边波函数。

基于能带结构计算出动量矩阵元,利用 Fermi 黄金跃迁准则,并考虑谱线展宽效应,得到光吸收系数 α (光增益 $g = -\alpha$) 的表达式^[17]:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2}{n_r c \epsilon_0 m_0^2 \omega} \frac{1}{V} \sum_{n_c} \sum_{n_v} |\vec{e} \hat{p}_{cv}|^2 \cdot \frac{\gamma/\pi}{(E_c - E_v - \hbar\omega)^2 + \gamma^2} (f_c - f_v) \quad (3)$$

其中, \hbar 为约化普朗克常量, ω 为光波角频率, $e, n_r, c, \epsilon_0, m_0$ 分别为电子电量、点区的相对折射率、真空中的光速、真空介电常数和自由电子质量, V 为量子点区域体积, γ 为洛伦兹半线宽, E_c 和 E_v 分别表示导带和价带的能级, f_c 和 f_v 分别表示导带与价带的准费米分布函数; \vec{e} 为光场方向的单位矢量, \hat{p}_{cv} 为光学矩阵元,其值由下式给出:

$$\hat{p}_{cv} = \langle \psi_c | \hat{p} | \psi_v \rangle = \sum_{i=1}^8 \langle F_c^i | \hat{p} | F_v^i \rangle + \sum_{i,j=1}^8 \langle F_c^i | F_v^j \rangle \langle u_i | \hat{p} | u_j \rangle \quad (4)$$

由能带填充效应引起的折射率变化通过 Kramers-Kronig 变换得到^[18]:

$$\Delta n_{BF} = \frac{2c\hbar}{e^2} P \int_0^\infty \frac{\alpha(E', N) - \alpha_0(E', N)}{E'^2 - E^2} dE' \quad (5)$$

式中, P 表示取积分的主值, N 表示注入载流子浓度, α_0 和 α 分别表示载流子注入前、后的光吸收系数。

自由载流子吸收效应对应的折射率变化由 Drude 模型计算得到^[19]:

$$\Delta n_{FCA} = -\frac{e^2 \hbar^2 N}{2\epsilon_0 n_r m_r E^2} \quad (6)$$

式中, m_r 为约化载流子有效质量。

总的折射率变化量为

$$\Delta n = \Delta n_{BF} + \Delta n_{FCA} \quad (7)$$

计算能带结构所需的相关参数见表 1^[20]。

表 1 能带结构参数

化合物	晶格常数 a_0/nm	禁带宽度 E_g/eV	形变势能/eV			弹性模量/ ($10^{11}\text{dyne}\cdot\text{cm}^{-2}$)			电子有效质量 m_{eff}/m_0	Luttinge 常数		
			a_c	a_v	b	C_{11}	C_{12}	C_{44}		γ_1	γ_2	γ_3
GaAs	0.565 33	1.424	-7.17	1.16	-1.7	11.88	5.376	5.94	0.067	6.8	1.9	2.73
InAs	0.605 84	0.354	-5.08	1.00	-1.8	8.329	4.526	3.96	0.023	20.4	8.3	9.1
InP	0.586 88	1.344	-5.04	1.27	-1.7	10.11	5.61	4.56	0.077	4.95	1.65	2.35
GaP	0.545 05	2.780	-7.14	1.70	-1.8	14.05	6.203	7.033	0.25	4.05	0.49	1.25

2 结果与分析

2.1 点区组分的影响

图 2(a)和图 2(b)分别为不同点区 Ga 组分时,量子点材料 TE 模和 TM 模的增益谱及折射率变化谱。其中,点区材料为 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$, Ga 组分 x 顺着图中箭头方向依次取 0, 0.05, 0.10, 0.15, 垒区材料为 $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.585}\text{P}_{0.415}$, 且与衬底 InP 晶格匹配。圆柱状量子点分布均匀,点密度为 $3.7\times 10^{22}\text{m}^{-3}$,底面直径 $d=10\text{nm}$,高度 $l=8\text{nm}$,相应的高宽比 $\eta=l/d=0.8$ 。载流子浓度为 $1\times 10^{24}\text{m}^{-3}$,工作温度为 298 K。由图 2 可以看出,随着点区 Ga 组分的增加,TE 模和 TM 模增益谱及折射率变化谱均向短波长方向移动且峰值减小,同时谱线宽度均减小。下面结合图 3 进行解释。

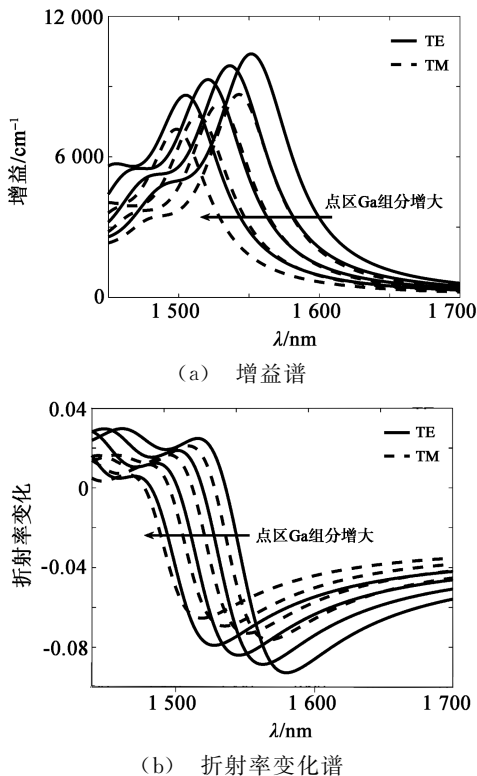
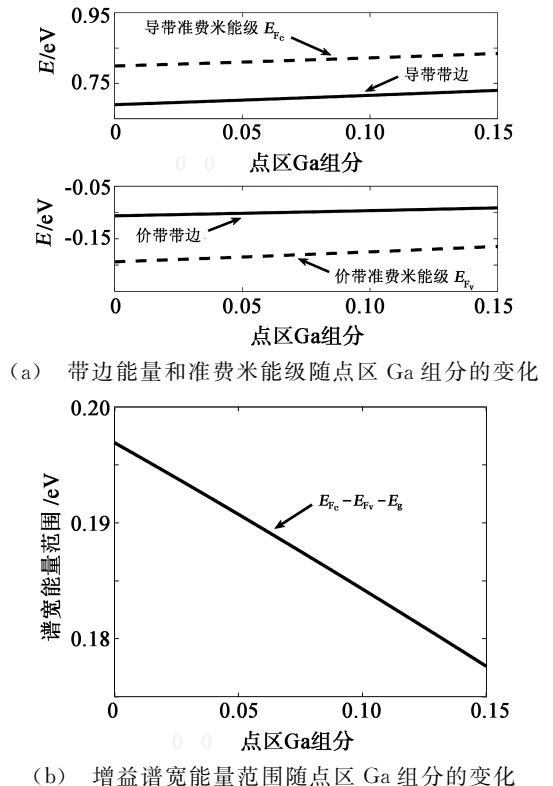


图 2 不同点区 Ga 组分时的增益谱和折射率变化谱

图 3(a)是带边能量和准费米能级随点区 Ga 组分的变化图,能量以价带顶为零点。可见,随着点区 Ga 组分的增大,导带的带边能量上升幅度大于价带,禁带宽度增大,以致带边跃迁能量增大,故谱线向短波长方向移动。图 3(b)是相应的增益谱宽能量范围随点区 Ga 组分的变化图。可见,随着点区 Ga 组分的增大,满足粒子数反转条件的能量范围减小。这是因为在禁带宽度增大的同时,导带准费米能级和价带准费米能级的差值 $E_{F_c} - E_{F_v}$ 基本不变。谱宽能量范围的减小使得谱线宽度减小。同时,粒子数反转程度的相对减弱,导致增益和折射率变化峰值减小。



(a) 带边能量和准费米能级随点区 Ga 组分的变化

(b) 增益谱宽能量范围随点区 Ga 组分的变化

图 3 带边能量、准费米能级和增益谱宽能量范围随点区 Ga 组分的变化

取 TE 模和 TM 模增益谱及折射率变化谱(折射率变化取绝对值)各自峰值的一半(即峰值以下 3 dB)作为阈值进行分析。图 4 是点区 Ga 组分为 0.05 时, 阈值以上的增益谱与折射率变化谱。可见, 增益峰值点与折射率变化峰值点是错开的; 同时, TE 模和 TM 模增益谱及折射率变化谱的幅值相差较大, 即存在较大的偏振相关性。

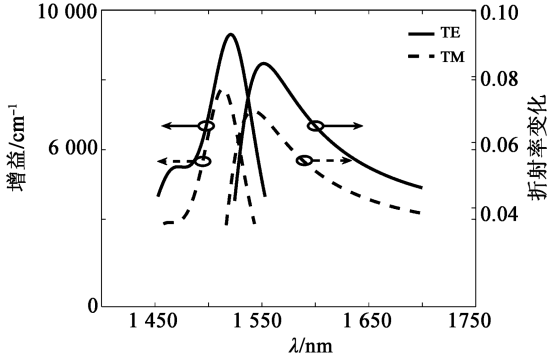


图 4 点区 Ga 组分为 0.05 时, 阈值以上增益谱与折射率变化谱

图 5 是不同点区 Ga 组分时, 增益谱和折射率变化谱的 3 dB 谱宽交叠区内, 增益与折射率变化的乘积图, 箭头指示 Ga 组分增大方向。可以看出, 随着点区 Ga 组分的增大, TE 模和 TM 模的乘积谱均向短波长方向移动且峰值减小。这是因为 TE 模和 TM 模的增益谱及折射率变化谱随点区 Ga 组分的增大均向短波长方向移动且峰值减小。由图 5 还可以看出, TE 模和 TM 模乘积谱的峰值波长间隔随点区 Ga 组分的增大无明显变化。可见, 改变点区材料组分可以调整 TE 模和 TM 模增益与折射率变化乘积谱的波长范围。

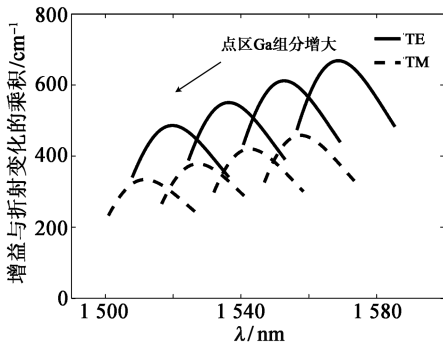
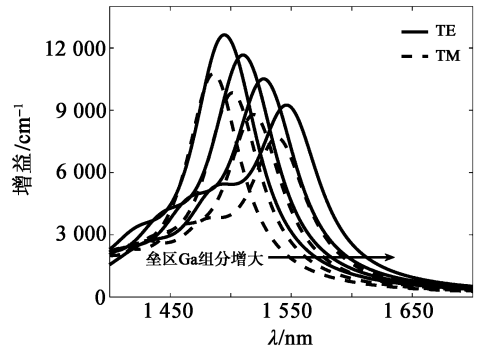


图 5 点区 Ga 组分为 0, 0.05, 0.10 和 0.15 时, 3 dB 谱宽交叠区内增益与折射率变化的乘积

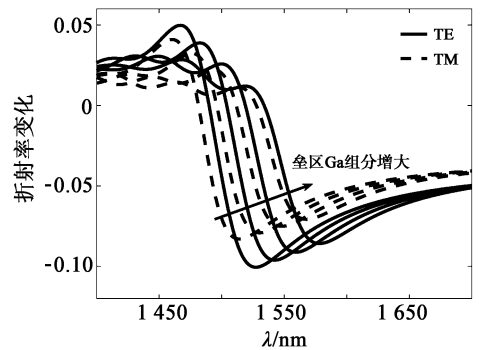
2.2 垒区组分的影响

图 6(a)和图 6(b)分别为不同垒区 Ga 组分时, 量子点材料 TE 模和 TM 模的增益谱及折射率变化

谱。垒区材料 $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ 的 Ga 组分 x 依次取 0.22, 0.24, 0.26 和 0.28。 y 与 x 满足 $y = 0.4184x / (0.1894 + 0.013x)^{[20]}$, 垒区与衬底 InP 保持晶格匹配。点区材料为 $In_{0.95}Ga_{0.05}As$, 其他参数同图 2。



(a) 增益谱

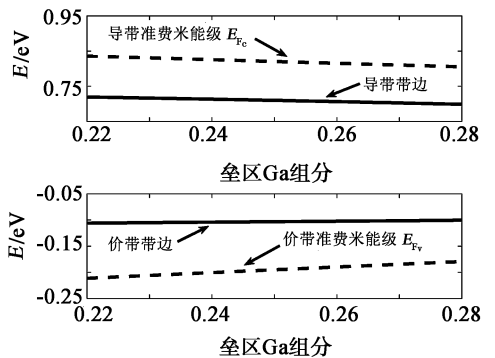


(b) 折射率变化谱

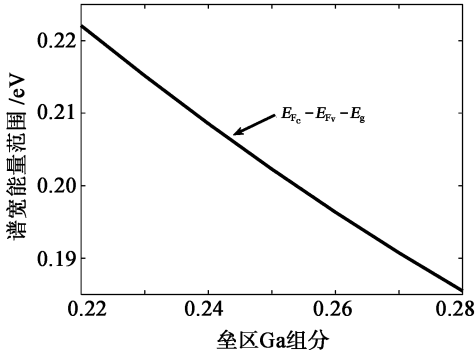
图 6 不同垒区 Ga 组分时的增益谱和折射率变化谱

由图 6 可见, 当垒区 Ga 组分增大时, 增益谱和折射率变化谱均向长波长方向移动且峰值减小, 同时谱线宽度均减小, 这可从图 7 得以解释。

图 7(a)是带边能量和准费米能级随垒区 Ga 组分的变化图。可见, 垒区 Ga 组分增大时, 导带带边下降, 价带带边略微上升, 垒区的势垒降低, 以致量子限制效应减弱, 带边跃迁能量减小, 故谱线向长波



(a) 带边能量和准费米能级随垒区 Ga 组分的变化



(b) 增益谱宽能量范围随垒区 Ga 组分的变化

图 7 带边能量、准费米能级和增益谱宽能量范围随垒区 Ga 组分的变化

长方向移动。图 7(b)是谱宽能量范围随垒区 Ga 组分的变化图。可见,满足粒子数反转的能量范围随垒区 Ga 组分的增大而减小,故谱线宽度减小。同时,粒子数反转程度的相对减弱,导致增益和折射率变化的峰值减小。

图 8 是不同垒区 Ga 组分时,3 dB 谱宽交叠区内,增益与折射率变化的乘积图,箭头指示 Ga 组分增大方向。可见,随着垒区 Ga 组分的增大,TE 模和 TM 模的乘积谱均向长波长方向移动且峰值减小。这是增益谱和折射率变化谱随垒区 Ga 组分变化的特性决定的。同时,TE 模和 TM 模乘积谱的峰值波长间隔随垒区 Ga 组分的增大无明显变化。可见,改变垒区材料组分也是调节 TE 模和 TM 模乘积谱波长范围的一种手段。

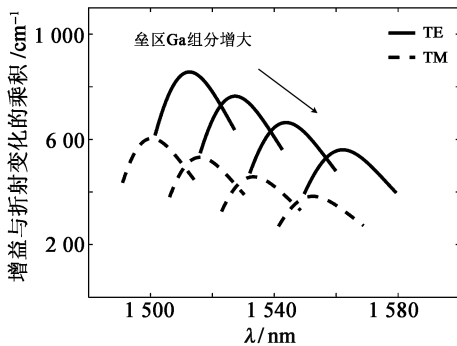


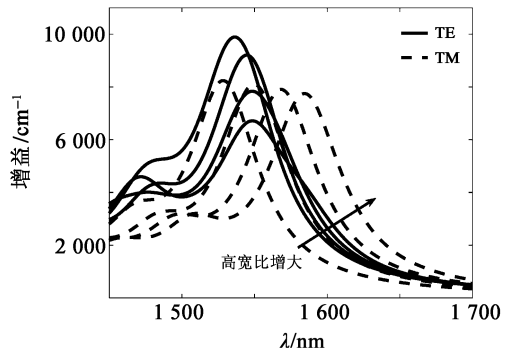
图 8 垒区 Ga 组分为 0.22,0.24,0.26 和 0.28 时,3 dB 谱宽交叠区内增益与折射率变化的乘积

2.3 量子点高宽比的影响

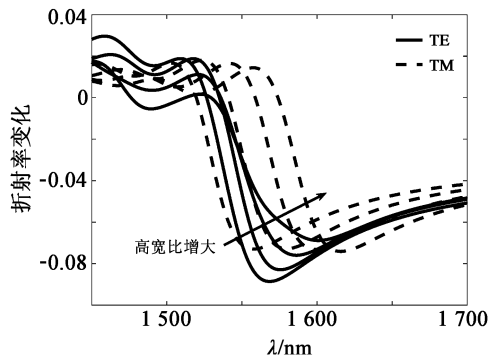
图 9(a)和(b)分别是不同高宽比时,量子点材料 TE 模和 TM 模的增益谱及折射率变化谱。保持量子点底面直径 $d = 10 \text{ nm}$ 不变,高度 l 依次取 8, 9,10 和 11 nm,相应的高宽比 η 为 0.8,0.9,1.0 和 1.1。点区材料为 $\text{In}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}$,其他参数同图 2。

由图 9 可见,随着量子点高度的增加,增益谱和折射率变化谱均向长波长方向移动。这是因为高度的增加使得量子点体积变大,对载流子的量子限制效应减弱,跃迁能量减小。

由图 9 还可见,初始 TE 模的增益峰值与折射率变化峰值均大于 TM 模,随着高度的增大,TM 模的增益峰值与折射率变化峰值相对于 TE 模不断增加,最终 TM 模超越了 TE 模占据主导。这是因为在初始状态下,量子点内存在较强的双轴压应变,此时重空穴带是价带的基带。跃迁主要发生在导带与重空穴带之间,主要贡献于 TE 模。当量子点高度增大时,侧面面积增大导致的侧面压应变总量增加,使得底面压应变得到缓解,导致量子点内的双轴应变变量不断减小,轻空穴带逐渐上升成为价带基带,此时跃迁主要发生在导带和轻空穴带之间,主要贡献于 TM 模,对 TE 模虽有贡献但相对较小。因此 TM 模的增益峰值与折射率变化峰值逐渐超过 TE 模。



(a) 增益谱



(b) 折射率变化谱

图 9 不同高宽比时的增益谱和折射率变化谱

图 10 为不同量子点高宽比时,对应的 3 dB 谱宽交叠区内,增益与折射率变化的乘积图,箭头指示高宽比增大方向。可见,随着高宽比的增大,TE 模的乘积谱峰值显著减小,TM 模无明显变化,且乘积

谱均向长波长方向移动。同时,随着高宽比的增大,TE模与TM模乘积谱的峰值波长间隔先减小后增大,并在 $\eta=0.9$ 时波长间隔达到最小。当选取不同的点区组分和全区组分时,乘积谱的峰值波长间隔始终在 $\eta=0.9$ 时为最小。这是因为峰值波长间隔取决于轻、重空穴带的能量差值,而圆柱状量子点侧面与底面的单位面积应变量相近,使得轻、重空穴带的能量差主要依赖于侧面与底面的面积之比。此时TE模和TM模的乘积谱基本落在同一波长范围内,这为实现材料的低偏振相关带来了可能。

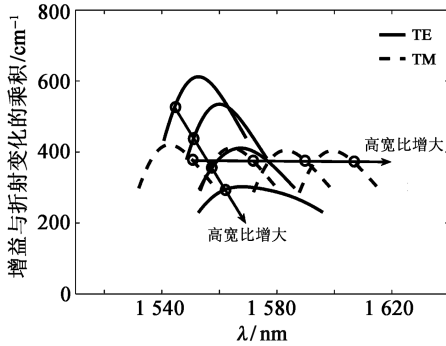


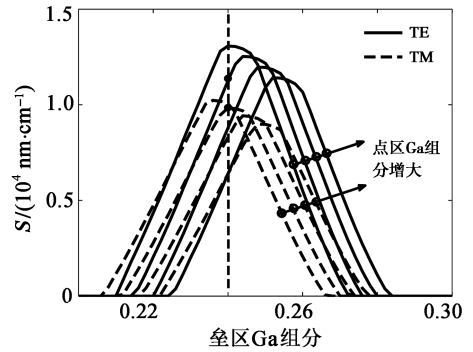
图10 高宽比分别为0.8,0.9,1.0和1.1时,3 dB谱宽交叠区内增益与折射率变化的乘积

2.4 兼顾增益与折射率变化的低偏振量子点材料设计

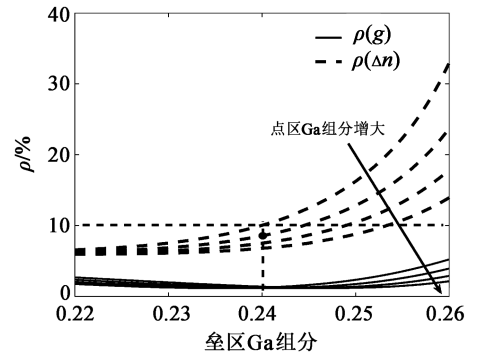
定义增益的偏振参数 $\rho(g) = |g^{\text{TE}} - g^{\text{TM}}| / |g^{\text{TE}} + g^{\text{TM}}| \times 100$,折射率变化的偏振参数 $\rho(\Delta n) = |\Delta n^{\text{TE}} - \Delta n^{\text{TM}}| / |\Delta n^{\text{TE}} + \Delta n^{\text{TM}}| \times 100$, ρ 越小则偏振相关性越低。根据前面的分析,为实现低偏振相关,取量子点高宽比 $\eta=0.9$;同时,点区组分和全区组分共同影响着材料的设计。为联合考虑点区和全区的组分变化对兼顾增益与折射率变化以及偏振相关性的影响,作出图11所示的变化图。

图11(a)是1540~1560 nm波段内3 dB谱宽交叠区面积 S (交叠区内增益与折射率变化的乘积对波长的积分)随点区和全区Ga组分的变化情况。其中,全区Ga组分取0.2~0.3,点区Ga组分沿着箭头方向依次取0.02,0.03,0.04和0.05。可见,TE模和TM模的3 dB谱宽交叠区面积随全区Ga组分增大的过程中存在一个极大值,且极大值随点区Ga组分的增大而减小。这是因为全区Ga组分不断增大时,对于一个确定的波长范围,TE模和TM模的乘积谱逐渐进入此波段,然后又逐渐远离;同时,点区Ga组分增大时,乘积谱峰值减小,导致交叠区面积极大值减小。图11(b)是1550 nm处的偏

振参数,全区Ga组分取0.22~0.26,点区Ga组分同图11(a)。可见点区Ga组分增大时, $\rho(g)$ 和 $\rho(\Delta n)$ 在一定范围内持续减小。全区Ga组分增大时, $\rho(g)$ 先减小后增大,总体上小于5%; $\rho(\Delta n)$ 则单调增大。



(a) 1540~1560 nm波段内交叠区面积变化

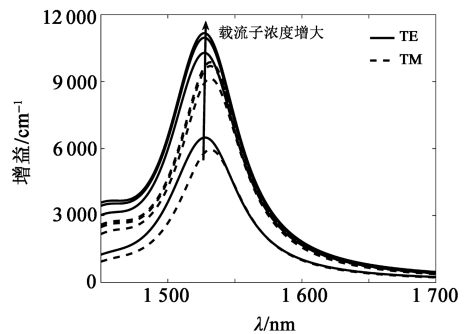


(b) 1550 nm处的偏振参数变化

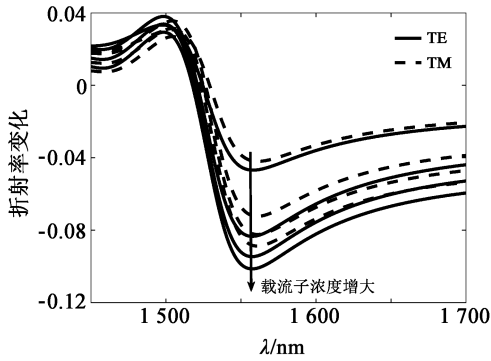
图11 1540~1560 nm波段内交叠区面积及1550 nm处的偏振参数变化曲线

2.5 载流子浓度的影响

图12(a)与图12(b)为不同载流子浓度时,量子点材料TE模和TM模的增益谱及折射率变化谱。其中点区材料为 $\text{In}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}$;全区材料为 $\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.52}\text{P}_{0.48}$,与衬底保持晶格匹配。高宽比 $\eta=0.9$,载流子浓度依次取 0.3×10^{24} , 0.7×10^{24} , 1.1×10^{24} 和 $1.5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$,其他参数同图2。



(a) 增益谱



(b) 折射率变化谱

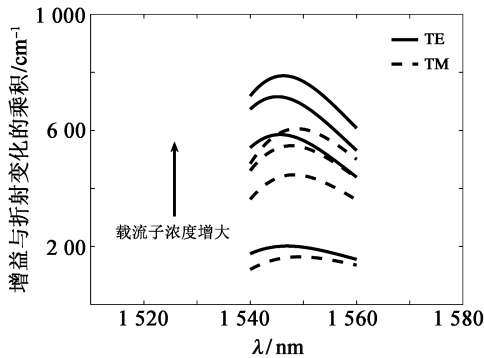
图 12 不同载流子浓度时的增益谱和折射率变化谱

由图 12 可见,随着载流子浓度的增大,TE 模和 TM 模的增益与折射率变化量均增大。这可以从表 2 得到解释:当载流子浓度增大时,导带准费米能级上升,价带准费米能级下降,载流子概率分布发生变化,加深了粒子数反转程度,故增益峰值与折射率变化峰值均增大。

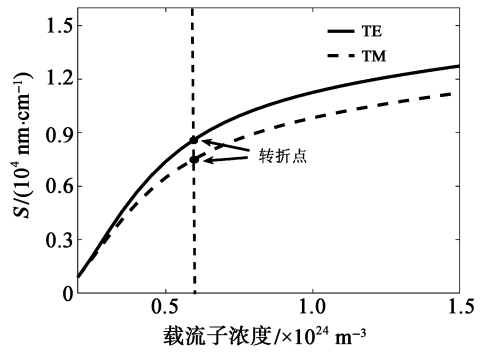
表 2 不同载流子浓度对应的导带和价带准费米能级

N/m^{-3}	E_{F_c}/eV	E_{F_v}/eV
0.3×10^{24}	0.758 8	-0.130 2
0.7×10^{24}	0.799 8	-0.178 3
1.1×10^{24}	0.826 8	-0.206 0
1.5×10^{24}	0.849 2	-0.225 0

图 13(a)是载流子浓度取上述值时,3 dB 谱宽交叠区在 1 540~1 560 nm 波段内,增益与折射率变化的乘积图。图 13(b)为相应的不同载流子浓度时的交叠区面积。可见,交叠区面积随载流子浓度增大的过程中存在一个转折点(载流子浓度约为 $0.6 \times 10^{24} m^{-3}$)。在转折点之前交叠区面积迅速增加,在转折点之后增加放缓。这是因为交叠区面积的增加主要取决于增益峰值和折射率变化峰值的增加。在载流子浓度大于某个值并继续增大时,增益谱及折射率变化谱峰值的增加幅度显著减小。在实际应用中,通过注入大的电流获得大的载流子浓度。



(a) 交叠区内增益与折射率变化的乘积



(b) 3 dB 谱宽交叠区面积

图 13 1 540~1 560 nm 波段内 3 dB 谱宽交叠区内增益与折射率变化的乘积和 3 dB 谱宽交叠区面积

这不仅会增加器件的功耗,也会加剧热效应,给工作性能带来不良影响。因此,载流子浓度不宜过大,宜在转折点附近选取。

图 14 是载流子浓度取 $0.6 \times 10^{24} m^{-3}$ 时,1 540~1 560 nm 波段范围内 $\rho(g)$ 和 $\rho(\Delta n)$ 的变化曲线。可见在整个波段范围内, $\rho(g)$ 小于 3%, $\rho(\Delta n)$ 小于 10%,表明具有较低的偏振相关性。

以上分析显示,当量子点高宽比 $\eta = 0.9$ 时, $In_{0.97}Ga_{0.03}As/In_{0.76}Ga_{0.24}As_{0.52}P_{0.48}$ 柱状量子点材料在 1 550 nm 通信波段(1 540~1 560 nm)可恰当兼顾增益与折射率变化,且具有低的偏振相关性;当载流子浓度为 $0.6 \times 10^{24} m^{-3}$ 时,TE 模和 TM 模的 3 dB 谱宽交叠区面积分别为 8.66×10^3 和 $7.55 \times 10^3 nm/cm$,增益和折射率变化的偏振相关性分别在 3% 和 10% 以内。

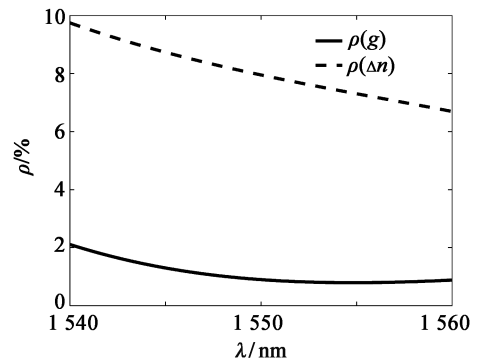


图 14 1 540~1 560 nm 波段内 ρ 的变化曲线

3 结论

本文对比分析了 TE 模和 TM 模增益谱及折射率变化谱随点区材料组分、垒区材料组分和量子点高宽比的变化规律。进一步联合考虑点区和垒区的组分变化对兼顾增益与折射率变化以及偏振相关性

的影响,提出了一种多参数调配方法,据此设计出在1550 nm 通信波段恰当兼顾增益与折射率变化,且具有低偏振特性的量子点材料。最后,对载流子浓度的影响进行分析,给出了适宜的工作载流子浓度。本文研究内容对全光网络的早日实现具有一定的推动作用。

参考文献:

- [1] Li Q, Han J H, Ho C P, et al. Low-crosstalk, low-power Mach-Zehnder interferometer optical switch based on III-V/Si hybrid MOS phase shifter[C]// Optical Fiber Communication Conf. Optical Society of America, 2018.
- [2] Soganci I M, Tanemura T, Nakano Y. Integrated 1×8 optical phased-array switch with low polarization sensitivity for broadband optical packet switching[J]. IEEE Photonics J., 2009, 1(2): 80-87.
- [3] El-Saeed E M, El-Aziz A A, Fayed H A, et al. Optical logic gates based on semiconductor optical amplifier Mach-Zehnder interferometer: design and simulation[J]. Opt. Engin., 2016, 55(2): 025104.
- [4] Choudhury R V R. Simulation of varied Si waveguides to study FCA effect in TPA based optical logic gates[C]//Proc. IEEE 3rd International Conference on Control, Communication and Computing, 2016.
- [5] Noorden A F A, Daud S, Ali J. Implication of plasma dispersion effect for controlling refractive index in micro resonator[C]// AIP Conf. Proceedings, 2017, 1824(1): 030001.
- [6] Peter E, Thomas A, Dhawan A, et al. Active microring based tunable optical power splitters[J]. Opt. Commun., 2016, 359: 311-315.
- [7] Kita T, Tamura N, Wada O, et al. Artificial control of optical gain polarization by stacking quantum dot layers[J]. Appl. Phys. Lett., 2006, 88(21): 211106.
- [8] Yasuoka N, Ebe H, Kawaguchi K, et al. Polarization-insensitive quantum dot semiconductor optical amplifiers using strain-controlled columnar quantum dots[J]. J. of Lightwave Technol., 2011, 30(1): 68-75.
- [9] Suwa M, Andachi T, Kaizu T, et al. Polarization characteristics of electroluminescence and net modal gain in highly stacked InAs/GaAs quantum-dot laser devices[J]. J. of Appl. Phys., 2016, 120(13): 134313.
- [10] Uskov A V, O'Reilly E P, Mcpeake D, et al. Carrier-induced refractive index in quantum dot structures due to transitions from discrete quantum dot levels to continuum states[J]. Appl. Phys. Lett., 2004, 84(2): 272-274.
- [11] Lorke M, Jahnke F, Chow W W. Excitation dependences of gain and carrier-induced refractive index change in quantum-dot lasers[J]. Appl. Phys. Lett., 2007, 90(5): 051112.
- [12] Cakir B, Yakar Y, Ozmen A. Refractive index changes and absorption coefficients in a spherical quantum dot with parabolic potential[J]. J. of Luminescence, 2012, 132(10): 2659-2641.
- [13] Miao Q Y, Yang Z Y, Dong J J, et al. Theoretical study of polarization dependence of carrier-induced refractive index change of quantum dot[J]. Opt. Express, 2018, 26(3): 2252-2260.
- [14] 缪庆元, 何秀贞. 兼顾量子阱材料增益与折射率变化的研究[J]. 光学与光电技术, 2017, 15(2): 20-27.
Miao Q Y, He X Z. Study on balancing gain and refractive index change of quantum well[J]. Optics & Optoelectronic Technol., 2017, 15(2): 20-27.
- [15] Kita T, Jayavel P, Wada O, et al. Polarization controlled edge emission from columnar InAs/GaAs self-assembled quantum dots[J]. Physica Status Solidi (C), 2003(4): 1137-1140.
- [16] Park S H, Ahn D, Lee Y T, et al. Electronic properties of InGaAs/GaAs strained coupled quantum dots modeled by eight-band $k \cdot p$ theory[J]. Japanese J. of Appl. Phys., 2003, 42(1R): 144.
- [17] Asada M, Miyamoto Y, Suematsu Y. Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers[J]. IEEE J. of Quantum Electronics, 1986, 22(9): 1915-1921.
- [18] Grosse P, Offermann V. Analysis of reflectance data using the Kramers-Kronig relations[J]. Appl. Phys. A, 1991, 52(2): 138-144.
- [19] Hegarty S P, Corbett B, McInerney J G, et al. Free-carrier effect on index change in 1.3 μm quantum-dot lasers[J]. Electron. Lett., 2005, 41(7): 416-418.
- [20] Chuang S L. Physics of Photonic Devices[M]. New York: John Wiley & Sons, 2012.

作者简介:

缪庆元(1968—),男,博士,教授,主要研究方向为光子集成有源材料和光波导等光通信关键技术;

E-mail: miaoqy@whu.edu.cn

吴子涵(1995—),男,硕士生,主要研究方向为光通信用光子集成器件。

不同手性单壁碳纳米管分离及其场效应晶体管性能研究

郑苗苗^{1,2}, 李亚辉², 姚建², 邱松², 金赫华², 吴昆杰², 刘丹丹², 李清文^{1,2}

(1. 上海科技大学 物质科学与技术学院, 上海 201210;

2. 中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所 先进材料研究部, 江苏 苏州 215123)

摘要: 高纯度的单手性单壁碳纳米管对于下一代碳基电子器件的发展具有重要意义。利用聚[(9,9-二辛基芴-2,7-二基)-共-联吡啶](PFO-BPy)、聚(9,9-二辛基芴-2,7-二基)(PFO)和聚(9,9-二辛基芴-共苯并噻二唑)(PFO-BT)三种聚合物在有机相中分别分选出(6,5),(7,5)和(10,5)三种手性单壁碳纳米管,具有较高纯度以及浓度,并去除了超过99%的残留分散剂。使用上述溶液沉积获得高均匀性和高密度的碳纳米管薄膜,以此作为器件沟道材料,制备了手性单壁碳纳米管场效应晶体管阵列。结果显示,大直径的(10,5)手性碳纳米管晶体管器件具有较好的电学性能,其迁移率最高达 $16\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,开关比达 10^7 。

关键词: 单壁碳纳米管; 手性分离; 碳纳米管薄膜; 场效应晶体管器件

中图分类号: TN321.5 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0344-07

Research on Separation of Different Chiral Single-walled Carbon Nanotube and The Performance of Field Effect Transistors

ZHENG Miaomiao^{1,2}, LI Yahui², YAO Jian², QIU Song²,
JIN Hehua², WU Kunjie², LIU Dandan², LI Qingwen^{1,2}

(1. School of Physical Science and Technology, Shanghai Tech University, Shanghai 201210, CHN; 2. Division of Advanced Nano-materials, Suzhou Institute of Nano-Tech and Nano-Bionics, Chinese Academy of Sciences, Suzhou 215123, CHN)

Abstract: High-purity chiral single-walled carbon nanotubes are of great significance for the development of next generation of carbon-based electronic devices. In this paper, PFO-BPy, PFO, and PFO-BT polymers were used to separate the (6,5), (7,5), (10,5) chiral single-walled carbon nanotubes (s-SWCNTs) with high purity and high concentration of dispersant and more than 99% of the residue was removed. High-density and high-uniformity carbon thin films were obtained by using the above deposition liquid. And then chiral s-SWCNTs field effect transistor (FET) arrays were fabricated. Experimental results indicate chiral s-SWCNTs FETs with large diameter (10,5) have better electrical properties, the mobility is up to $16\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ and the $I_{\text{on}}/I_{\text{off}}$ ratio can reach 10^7 .

Key words: single-walled carbon nanotubes; chiral separation; carbon nanotube films; field effect transistor

收稿日期: 2020-02-28.

基金项目: 国家重点研发计划项目(2016YFB0401104); 国家自然科学基金项目(21773292, 21373262); 中科院前沿科学重点研究项目(QYZDBSSWSLH031).

0 引言

半导体型单壁碳纳米管(Semiconducting Single Walled Carbon Nanotube, s-SWCNT)具有众多优异的性能,例如纳米尺度的管径、高的载流子迁移率、可调节带隙和优异的机械强度等^[1-5],被证明是理想的下一代半导体材料,在射频电路、数字电路、光电器件、传感器等^[6-9]领域均具有巨大的应用潜力。单壁碳纳米管可以看做石墨烯卷绕而成的一维长管,卷曲时的不同角度会形成不同手性的碳纳米管,单一手性的 s-SWCNT 具有特定的直径、结构、能级与带隙,这些特点使得手性碳纳米管在光电应用中显示出独特的优势:1)确定的带隙使得单手性 s-SWCNT 在近红外区有极窄的吸收和发射峰,可以在光电器件中实现特定的波长响应^[10-11],以及窄波段发射;2)在纳米尺度上实现了材料的均一性,确定的能级使得碳管之间不存在接触势垒,这在纳米级晶体管器件中具有重要的意义。

手性碳纳米管的可控制备与分离已经历了十几年的发展,近年来,利用特定催化剂的化学气相沉积法(CVD)实现单手性碳纳米管的可控生长取得了一定突破^[12-14],但直接制备的手性碳纳米管仍存在产量小、制备难度大、重复性低等问题,尚无法满足电子应用的需要。目前获得单手性碳纳米管的主流方法仍是基于生长后处理,在溶液中实现手性碳纳米管的分离。当前比较成熟的分离方法按照溶剂类型分为两大类:一类是在水相体系中的梯度密度离心法^[15]、凝胶柱色谱分离法^[16]及双液相萃取分离法^[17],这类方法先用十二烷基硫酸钠(SDS)、胆酸钠(SC)等表面活性剂将单壁碳管进行单分散,然后再结合凝胶柱色谱分离或者梯度密度离心等方法继续分离;第二类是有机体系下的共轭聚合物选择性分散法,主要利用特定结构的聚咪唑类、聚芴类以及聚噻吩类共轭聚合物实现对特定结构碳纳米管的特异性匹配实现手性选择^[18-22]。

虽然手性碳纳米管的分离工作已经开展了很长时间,并在手性类型和分离纯度方面取得不少成果,但是其在器件应用方面的报道始终乏善可陈,其晶体管器件性能远未能发挥其本征的优异性质,与混合手性的半导体碳纳米管的快速发展相比差异明显。究其原因,主要包括以下几方面共性问题:1)目前的各种手性分离方法的产率极低,得到的碳管分散液浓度也很低,导致进一步的富集或提纯难度较

大;2)溶液的低浓度导致碳管薄膜的制备遇到很大问题,薄膜中碳管的密度很低且分布不均匀;3)分散过程中包裹在碳管表面的大量分散剂难以去除,这些物质极大地降低了碳纳米管器件的电学性能。如何提高碳纳米管浓度、去除分散剂、制备高质量手性碳纳米管薄膜及器件仍然是本领域亟需解决的问题。

针对以上问题,本文优选了聚[(9,9-二辛基芴-2,7-二基)-共-联吡啶](PFO-BPy)、聚(9,9-二辛基芴-2,7-二基)(PFO)、聚(9,9-二辛基芴-共苯并噻二唑)(PFO-BT)等三种聚合物,通过控制和优化分离条件分离出不同直径的三种手性碳纳米管。首先将手性碳纳米管的浓度提高一个数量级,然后通过超速离心法去除超过99%的残留聚合物,最终成功制备了密度较高且均匀分布的网络薄膜,以这种高质量的手性碳纳米管薄膜作为晶体管器件的半导体沟道材料,实现了单手性单壁碳纳米管场效应晶体管的可控制备。实验结果表明,(10,5)手性碳纳米管场效应晶体管的迁移率能够达到 $16\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,开关比达到 10^7 ,表现出较好的电学器件性能。本文提出的单手性碳纳米管的制备、提纯以及浓缩方法简单,对未来碳基纳电子器件的发展具有十分重要的借鉴意义。

1 实验

1.1 手性单壁碳纳米管溶液制备

将7.5 mg的SG65i碳纳米管(购于Chasm公司)分散在30 ml的0.5 mg聚合物的甲苯溶液中,PFO和PFO-BPy(根据文献合成)分别用于分离(7,5)和(6,5)手性碳纳米管。15 mg的Hipco碳纳米管(购于Nanointegris公司)分散在30 ml的0.5 mg/ml PFO-BT(根据文献合成)的甲苯溶液中,用于分离(10,5)手性单壁碳纳米管。使用超声波细胞破碎仪(购于美国Sonic&Materials公司)将分散体超声处理1.5 h,然后在 $10\text{ }^\circ\text{C}$ 下以 $15\ 000\text{ r/min}$ 离心30 min来去除SWCNT束和不溶物。收集上清液以 $70\ 000\text{ rad/min}$ 超速离心1 h,取出碳纳米管沉淀用二甲苯溶液反复清洗。将清洗后的碳纳米管沉淀用少量氯仿溶液在细胞破碎仪中超声20 min,使手性单壁碳纳米管溶液重分散,实验具体流程见图1。

1.2 手性单壁碳纳米管薄膜及场效应晶体管制备

将硅片在 $120\text{ }^\circ\text{C}$ 下真空烘干,进行200 W,120 s

氧等离子体处理。在常温下采用直接滴涂、沉积法制备手性单壁碳纳米管薄膜,用四氢呋喃溶液对薄膜进行浸泡清洗,120 °C下烘干。以 100 nm 的氧化硅片做衬底,在得到的手性碳纳米管薄膜基础上,通过旋胶、紫外光刻、显影等标准半导体加工工艺实现电极图案化,用电子束蒸镀沉积 3 nm 钛 (Ti)、30 nm 钯 (Pd) 金属,结合 lift-off 得到电极图案。然后进行二次光刻保护沟道内的手性碳纳米管,用氧等离子体刻蚀碳纳米管,接着定义沟道,最终制得底栅顶接触手性碳纳米管场效应晶体管器件。

1.3 分析与测试

取手性碳纳米管溶液进行紫外可见近红外 (UV-VIS-NIR, Lambda750, 美国 PerkinElmer 公司) 吸收光谱分析,测试范围在 300~2 000 nm,评价单手性碳纳米管的单分散性、纯度以及浓度。荧光光谱 (PL/PLE, Fluorlog, 法国 Horiba 公司) 分析,激发波长范围为 400~1 000 nm,发射波长为 900~1 600 nm,表征手性碳纳米管的吸收以及发射峰位。用原子力显微镜 (AFM, Dimension 3100, 美国 Veeco 公司) 表征手性单壁碳纳米管的管径、长度以及薄膜的表面形貌、密度和厚度。用扫描电子显微镜 (SEM, S4800, 日本日立公司) 表征手性单壁碳纳米管的表面形貌、密度。电学性能利用 SCS 半导体参数测量仪 (4200, 美国 Keithley Instruments 公司) 进行表征,在室温条件下测试器件输出特性曲线以及转移特性曲线,偏压 $V_d = -1$ V,栅电压测试范围 $V_g = -15 \sim +15$ V。

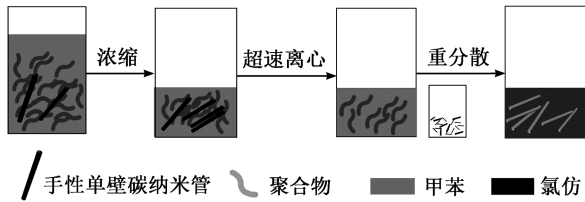


图 1 手性碳纳米管分散液制备与聚合物去除过程

2 实验结果与讨论

2.1 高纯度手性单壁碳纳米管的分离

使用管径分布不同的 SG65i 碳纳米管以及 Hipco 碳纳米管作为原料管,筛选出了不同手性的单壁碳纳米管。图 2 为分离得到的 (6,5), (7,5), (10,5) 管在石墨烯片层图上的分布以及选择性提取单手性碳纳米管所用苝基聚合物 (PFO-BPy, PFO 和 PFO-BT) 的化学结构式。

为了证明碳纳米管的选择性分离,用紫外可见近红外光谱仪以及荧光光谱仪对上清液进行了表征。如图 3(a) 所示, PFO-BPy 在甲苯溶液中分选出直径为 0.76 nm 的 (6,5) 管,对紫外可见吸收峰的 S11 区域进行洛伦兹拟合来进行纯度表征,得到 (6,5) 管纯度为 89.1%,如图 4(a)。图 3(b) 为 PFO 分选出直径为 0.83 nm 的 (7,5) 管,手性纯度高达 79.1%,如图 4(b)。值得关注的是,SG65i 是以 (6,5) 管为主的碳纳米管原料,仍然可以分得超高纯度以及高浓度的 (7,5) 管,证明 PFO 对 (7,5) 管有较强的选择性。图 3(c) 为 PFO-BT 分选 (10,5) 碳纳米管,直径为 1.05 nm,如图 4(c),纯度达到 73%,较前期 Hwang 等报道的 (10,5) 手性纯度更高^[23]。

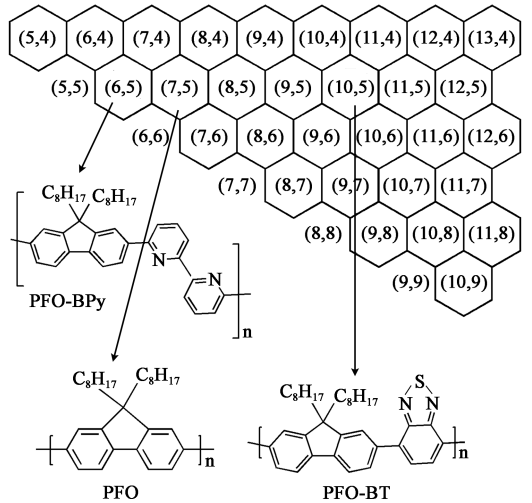
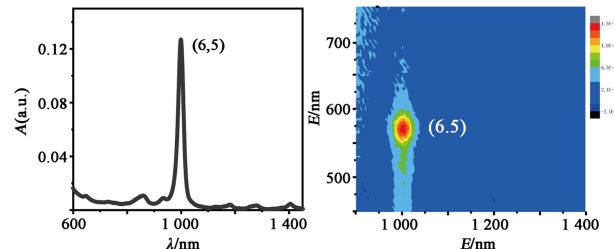
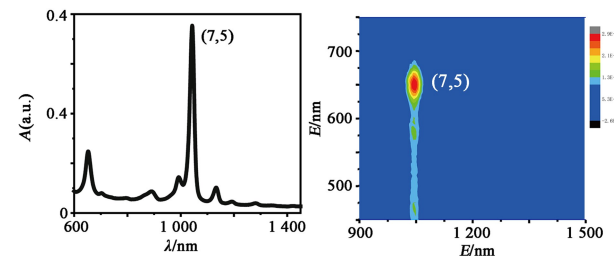


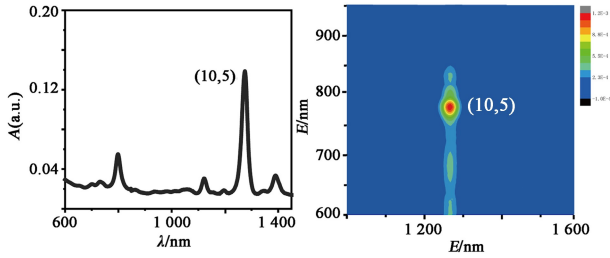
图 2 手性种类在石墨烯片层图上的分布以及选择性提取单手性碳纳米管所用苝基聚合物 (PFO-BPy, PFO 和 PFO-BT) 的化学结构式



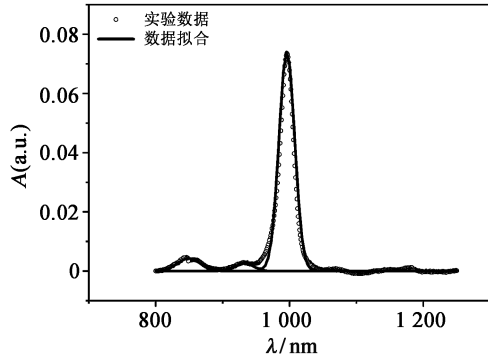
(a) PFO-BPy 分离的 (6,5) 手性单壁碳纳米管



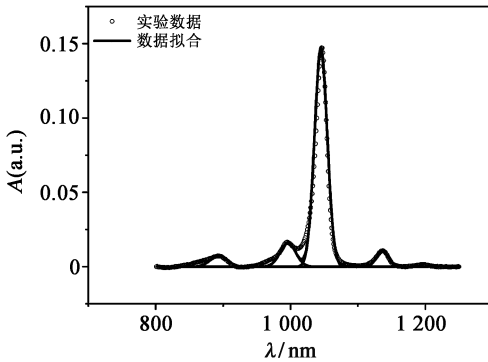
(b) PFO 分离的 (7,5) 手性单壁碳纳米管



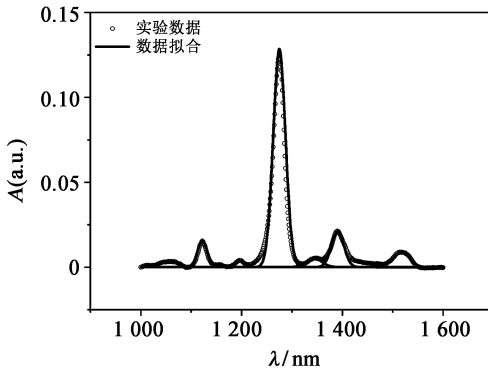
(c) PFO-BT 分离的(10,5)手性单壁碳纳米管
图3 手性单壁碳纳米管吸收谱图以及荧光谱图



(a) PFO-BPy 分离的(6,5)手性纯度为 89.1%



(b) PFO 分离的(7,5)手性纯度为 79.1%

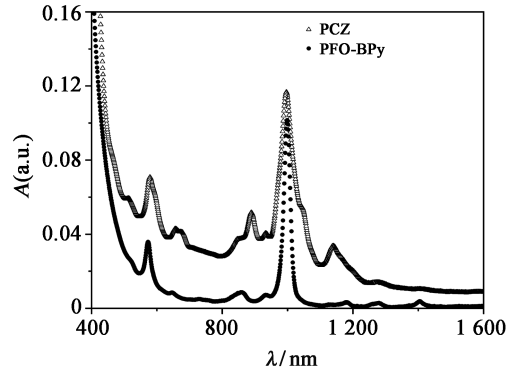


(c) PFO-BT 分离的(10,5)手性纯度为 73.3%

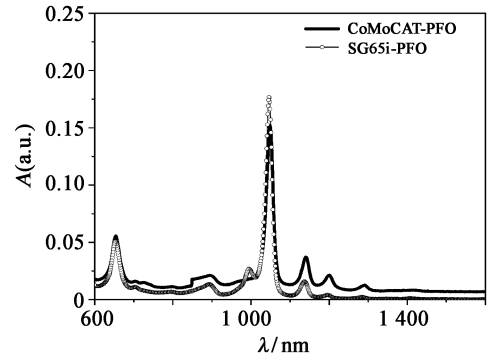
图4 对三种聚合物分离得到的手性碳管溶液 S11 区进行洛伦兹拟合计算的手性纯度

特定手性碳纳米管的选择性主要取决于碳纳米管原料、聚合物结构、溶剂以及制备条件。对于同种碳纳米管原料 SG65i, 利用不同结构的聚合物 PCZ

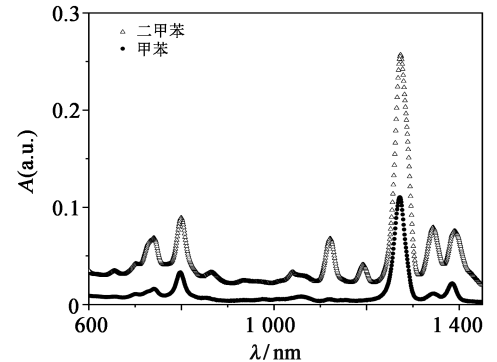
和 PFO-BPy 分离, 分别得到纯度为 51.2%(6,5) 和纯度为 89.1%(6,5)。相比 PCZ, PFO-BPy 对碳纳米管有更好的选择性, 如图 5(a) 所示。用同种聚合物 PFO 对 SG65i 以及 CoMoCAT 两种碳纳米管进行选择分散, 虽然均可得到(7,5)手性碳纳米管, 但其纯度分别为 79.1% 和 66.5%。得到这种结果的原因在于 CoMoCAT 管径分布为 0.7~1.1 nm, 相比 SG65i 管集中在 0.67 nm 附近, 管径分布较窄更有利于分离出纯度较高、管径为 0.83 nm 的(7,5)管, 如图 5(b) 所示。



(a) PCZ 和 PFO-BPy 分别对 SG65i 进行分离得到不同纯度(6,5)手性碳纳米管的吸收谱图



(b) PFO 分离 CoMoCAT 以及 SG65i 碳纳米管原料得到不同纯度(7,5)手性碳纳米管的吸收谱图



(c) 不同溶剂体系下分离得到的不同纯度(10,5)管
图5 影响手性纯度因素分析

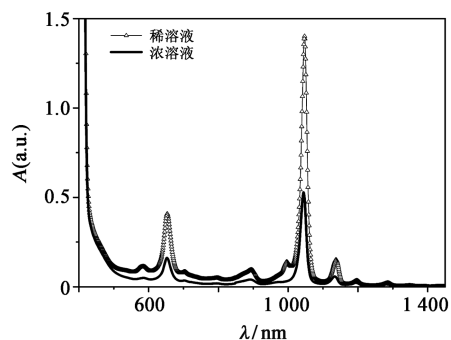
分散溶剂的选择也是影响因素之一,当采用二甲苯、甲苯两种不同溶剂在相同条件下制备手性碳纳米管时,发现二甲苯溶剂下手性碳纳米管的浓度高但是纯度相对较低,如图 5(c)所示。另外,通过控制聚合物与碳纳米管配比、超声和离心等条件也能提高手性的纯度及浓度。因此,此类影响因素需要今后更加细致的调控与优化。

相比其他几种如凝胶柱色谱法、浓度梯度超高速离心等方法,利用共轭聚合物分离碳纳米管可以实现大规模、高纯度手性单壁碳纳米管的制备,且其分离过程较为简单,只需要将碳纳米管原料与聚合物混合后经过短时间的超声及离心就可以实现手性分离,不仅解决了经过长时间超声后碳纳米管被截短影响碳纳米管一维本征特性的问题,而且制备成本低,所用聚合物也可以回收再利用,还由于共轭聚合物本征的半导体特性,在电子器件应用领域具有较大的发展前景。

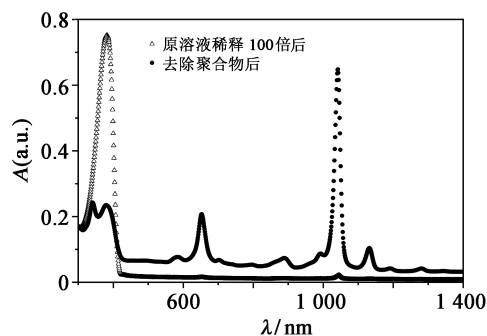
2.2 单手性单壁碳纳米管纯化浓缩与薄膜制备

在利用共轭聚合物分散剂分离手性碳纳米管并制备场效应晶体管的过程中,聚合物分散剂的去除对于高质量薄膜及其器件制备至关重要。一方面聚合物会增加碳纳米管与电极之间的接触电阻,降低载流子注入速率,大幅降低碳管的本征特性;另一方面,手性碳纳米管在大量聚合物包裹的体系里悬浮性较好,在采用沉积法制备薄膜时不容易打破溶液分散平衡,所制备碳纳米管薄膜密度稀疏,从而影响器件性能。为了去除溶液中游离的以及碳管表面包裹的大部分聚合物,提高薄膜质量,第一步采用超速离心法去除手性碳纳米管原溶液中的大部分聚合物;第二步对得到的碳管沉淀用二甲苯溶液反复浸泡清洗以进一步去除聚合物。由于碳纳米管在氯仿中有较好的溶解性,将离心后的碳纳米管沉淀用较少的氯仿溶液重分散,可以实现高浓度、高纯度、稳定的碳纳米管溶液制备。为了提高提纯效率,将碳纳米管溶液进行浓缩,如图 6(a)所示,浓度提升了 5 倍。离心后(7,5)手性溶液上清液中碳纳米管含量约占原始溶液的 35%,(10,5)手性上清液中碳纳米管约占原始溶液的 8%,相较过滤法,去除聚合物碳纳米管损失降低了 40%。如图 6(b)所示吸收谱图中,在手性碳纳米管原溶液稀释 100 倍、70 000 r/min 超离后,碳纳米管沉淀在甲苯重分散溶液中,计算得到聚合物含量降低约 99.3%。PFO 分离的(7,5)手性碳纳米管较 PFO-BT 分离的(10,5)管在超离过

程后碳纳米管损失比例较多,但聚合物去除更高效,可能是小直径为 0.83 nm 的(7,5)管在 PFO 甲苯溶液中的悬浮能力要优于较大直径为 1.05 nm 的(10,5)管在 PFO-BT 甲苯溶液中的溶解性。



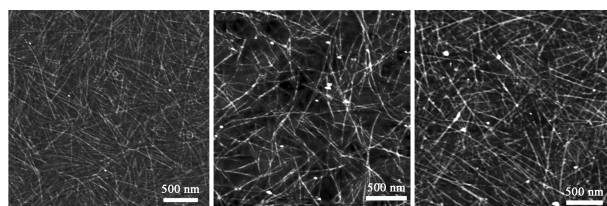
(a) (7,5)手性碳纳米管浓溶液以及稀溶液的吸收谱图



(b) (7,5)手性碳纳米管原溶液以及去除聚合物溶液的吸收谱图

图 6 不同碳纳米管溶液吸收谱图

利用提纯及浓缩过的手性碳纳米管溶液很好解决了薄膜密度、洁净度差的问题,实现了不同手性碳纳米管大面积均匀的薄膜制备,通过控制初始浓度、沉积时间、沉积温度等调节薄膜密度,在同等沉积条件下,大直径(10,5)相较于(7,5),(6,5)碳纳米管更容易沉积。相比沉积法,利用滴涂法更容易实现高密度薄膜的制备,从图 7(a)可以看到用滴涂法制备的(6,5)碳纳米管管长达到 2 μm ,碳纳米管薄膜密度可以达到 30 根/ μm ,解决了以往报道中手性碳纳米管短、薄膜密度较低且不均匀的问题。图 7(b)和 7(c)分别为(7,5)和(10,5)碳纳米管薄膜 AFM 图。

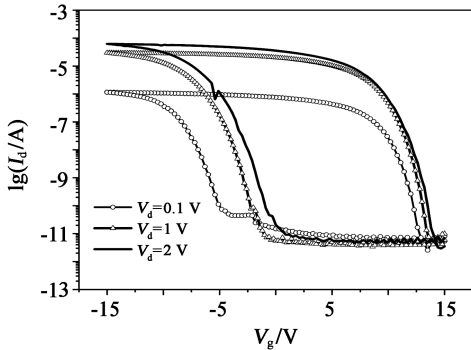


(a) (6,5) (b) (7,5) (c) (10,5)

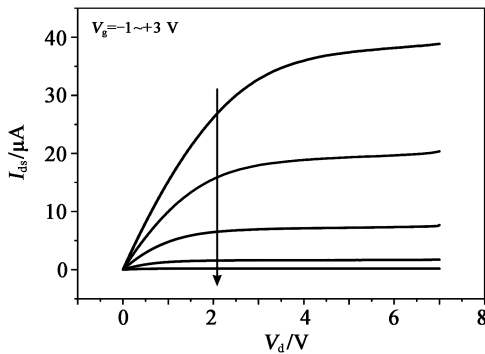
图 7 不同手性碳纳米管滴涂薄膜的 AFM 图

2.3 手性单壁碳纳米管场效应晶体管的电学性能

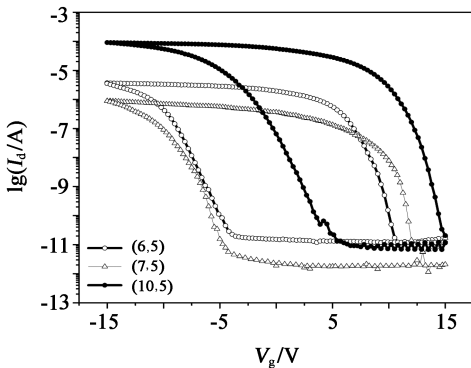
在得到高质量手性碳纳米管薄膜的基础上制备了不同尺寸的底栅顶接触手性碳纳米管场效应晶体管阵列。在室温下利用 Keithley 4200 半导体测试仪测试手性场效应晶体管的电学性能,通过计算得出(10,5)手性碳纳米管场效应晶体管器件的迁移率可达 $16 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,开关比可达 10^7 。图 8(a)为(10,5)手性碳纳米管场效应晶体管在不同偏压下的转移曲线,图 8(b)为(10,5)手性场效应晶体管器件的输出曲线,对应的栅压变化范围为 $-1 \sim +3 \text{ V}$ 。



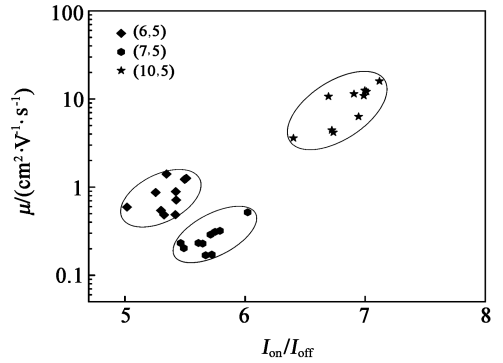
(a) 不同偏压下(10,5)手性单壁碳纳米管 TFT 器件的转移特性曲线



(b) (10,5)手性单壁碳纳米管 TFT 器件的输出曲线



(c) (6,5), (7,5), (10,5)手性单壁碳纳米管器件的转移特性曲线



(d) (6,5), (7,5), (10,5)碳纳米管薄膜晶体管器件的迁移率及开关比性能对比

图 8 长度为 $20 \mu\text{m}$, 宽度为 $400 \mu\text{m}$ 的手性单壁碳纳米管底栅顶接触薄膜晶体管器件相关特性曲线

在同样的制备条件下,利用(6,5),(7,5)手性碳纳米管溶液也制备了场效应晶体管器件,在相近的薄膜密度基础上比较了三种手性碳纳米管的器件电学性能。图 8(c)为三种手性碳纳米管场效应晶体管对应的转移特性曲线,图 8(d)为三种手性碳纳米管器件的迁移率以及开关比性能对比,可以看到(6,5),(7,5)器件的迁移率集中在 $1 \sim 10 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,开关比集中在 $10^5 \sim 10^6$ 。在相同的制备条件下,直径为 1.05 nm 的(10,5)手性碳纳米管较直径为 0.83 nm 的(7,5)管,以及直径为 0.76 nm 的(6,5)管,具有更加优异的电学性能。从碳纳米管本征性能角度来看,由于碳纳米管的能级与其直径成反比,较大直径对应着较小的能级带隙,这在一定程度上降低了碳纳米管与电极产生的肖特基势垒,从而增加了载流子的迁移速率。从制备角度来看,本文中均匀、高密度、洁净的碳纳米管薄膜制备过程,改善了碳纳米管与金属间的接触,有利于载流子传输,从而提升器件性能。

3 结论

本文利用 PFO-BPy, PFO 和 PFO-BT 三种共轭聚合物在甲苯有机相中分离出(6,5),(7,5),(10,5)三种手性单壁碳纳米管,其手性纯度分别达到了 89.1%,79.1%和 73.3%,如表 1 所示。在此基础上,通过对聚合物分散剂的去除实现了均匀、高密度、洁净的手性碳纳米管薄膜制备,并制备了不同手性碳纳米管场效应晶体管阵列,发现较大管径的(10,5)管相对于较小直径的(6,5),(7,5)管具有更

高的开关比及迁移率,其最高迁移率可以达到 $16 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,开关比达到 10^7 。

表 1 手性碳纳米管的直径、手性角、分散剂、溶液浓度、纯度以及电学性能

手性碳纳米管	直径/nm	手性角/(°)	分散剂	纯度/%	薄膜密度/(根/ μm)	迁移率/ $(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	开关比
(6,5)	0.76	27.0	PFO-BPy	89.1	~30	1.5	10^5
(7,5)	0.83	24.5	PFO	79.1	~30	0.5	10^5
(10,5)	1.05	19.1	PFO-BT	73.3	~30	16	10^7

参考文献:

- [1] De Volder M F L, Tawfik S H, Baughman R H, et al. Carbon nanotubes: present and future commercial applications [J]. *Science*, 2013, 339(6119): 535-539.
- [2] Zaumseil J. Single-walled carbon nanotube networks for flexible and printed electronics[J]. *Semiconductor Science & Technol.*, 2015, 30(7): 074001.
- [3] Chen K, Gao W, Emaminejad S, et al. Printed carbon nanotube electronics and sensor systems[J]. *Adv. Mater.*, 2016, 28(22): 4397-4414.
- [4] Cao Y, Cong S, Cao X, et al. Review of electronics based on single-walled carbon nanotubes [J]. *Topics in Current Chemistry*, 2017, 375(5): 75.
- [5] Avouris P, Chen Z H, Perebeinos V. Carbon-based electronics[J]. *Nature Nanotechnol.*, 2007, 2(10): 605-615.
- [6] Park S, Vosguerichian M, Bao Z. A review of fabrication and applications of carbon nanotube film-based flexible electronics [J]. *Nanoscale*, 2013, 5(5): 1727.
- [7] Qiu S, Wu K J, Gao B, et al. Solution-processing of high-purity semiconducting single-walled carbon nanotubes for electronics devices [J]. *Adv. Mater.*, 2019, 31(9): e1800750.
- [8] Franklin A D. Device technology, nanomaterials in transistors: from high-performance to thin-film applications [J]. *Science*, 2015, 349(6249): 704.
- [9] Hills G, Lau C, Wright A, et al. Modern microprocessor built from complementary carbon nanotube transistors[J]. *Nature*, 2019, 572(7771): 595-602.
- [10] Liang S, Wei N, Ma Z, et al. Microcavity-controlled chirality-sorted carbon nanotube film infrared light emitters [J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(3): 435-442.
- [11] Yu D, Liu H, Peng L M, et al. Flexible light-emitting devices based on chirality-sorted semiconducting carbon nanotube films[J]. *ACS Appl. Mater. & Interfaces*, 2015, 7(6): 150206113335005.
- [12] Magnin Y, Amara H, Ducastelle Francois, et al. Entropy-driven stability of chiral single-walled carbon nanotubes[J]. *Science*, 2018, 362(6411): 212-215.
- [13] Zhang S, Kang L, Wang X, et al. Arrays of horizontal carbon nanotubes of controlled chirality grown using designed catalysts[J]. *Nature*, 2017, 543(7644): 234-238.
- [14] Takezaki Hiroki, Inoue Taiki, Xiang Rong, et al. Growth of single-walled carbon nanotubes by alcohol chemical vapor deposition with water vapor addition: Narrowing the diameter and chiral angle distributions [J]. *Diamond and Related Materials*, 2019, 96: 160-166.
- [15] Seo J W T, Yoder N L, Shastry T A, et al. Diameter refinement of semiconducting arc discharge single-walled carbon nanotubes via density gradient ultracentrifugation[J]. *J. of Phys. Chemistry Lett.*, 2013, 4(17): 2805-2810.
- [16] Hirano A, Tanaka T, Kataura H. Thermodynamic determination of the metal/semiconductor separation of carbon nanotubes using hydrogels[J]. *ACS Nano*, 2012, 6(11): 10195-10205.
- [17] Fagan J A, Khripin C Y, Silvera Batista C A, et al. Isolation of specific small-diameter single-wall carbon nanotube species via aqueous two-phase extraction[J]. *Adv. Mater.*, 2014, 26(18): 2800-2804.
- [18] Fong D, Adronov A. Recent developments in the selective dispersion of single-walled carbon nanotubes using conjugated polymers[J]. *Chem. Sci.*, 2017, 8: 7292-7305.
- [19] Zheng M. Sorting carbon nanotubes[J]. *Top. in Current Chemistry*, 2017, 375(1): 13.
- [20] Park K H, Lee S H, Toshimitsu F, et al. Gate-enhanced photocurrent of (6,5) single-walled carbon nanotube based field effect transistor[J]. *Carbon*, 2018, 139: 709-715.
- [21] Si R, Wei L, Wang H, et al. Extraction of (9,8) single-walled carbon nanotubes by fluorene-based polymers [J]. *Chemistry An Asian J.*, 2014, 9(3): 868-877.
- [22] Mallajosyula A T, Nie W, Gupta G, et al. Critical role of the sorting polymer in carbon nanotube-based minority carrier devices[J]. *ACS Nano*, 2016, 10: 10808-10815.
- [23] Jakubka F, Stefan P Schieß l, Martin S, et al. Effect of polymer molecular weight and solution parameters on selective dispersion of single-walled carbon nanotubes [J]. *ACS Macro Lett.*, 2012, 1(7): 815-819.

作者简介:

郑苗苗(1995—),女,硕士生,主要从事碳纳米管电子器件方面的研究。

E-mail: sqiu2010@sinano.ac.cn

氮气流量对磁控溅射C掺杂TiO₂薄膜光学性能的影响

江耀华¹, 沈鸿烈^{1,2}, 高凯¹

(南京航空航天大学 1. 理学院; 2. 材料科学与技术学院 江苏省能量转换材料与技术重点实验室, 南京 211106)

摘要: 采用磁控溅射法制备了C掺杂TiO₂薄膜,并研究了氮气引入溅射过程对薄膜光学性能的影响。利用X射线衍射仪、拉曼光谱仪、X射线光电子能谱仪、分光光度计和原子力显微镜分析了不同氮气流量下薄膜的微结构、元素价态、透光性能和表面形貌。结果表明,沉积的薄膜主要是非晶结构,拉曼光谱中存在少量锐钛矿相,且随着氮气流量增大,锐钛矿特征峰强度减弱,意味着晶粒出现细化。当氮气流量增大为4 cm³/min时,C掺杂TiO₂薄膜内氮元素含量为3.54%,其光学带隙从3.29 eV变化至3.55 eV,可见光区的光学透过率明显提高。可见改变氮气流量可实现对C掺杂TiO₂薄膜光学带隙和光吸收率的有效调控。

关键词: C掺杂TiO₂; 氮气流量; 磁控溅射; 透过率; 光学带隙

中图分类号: TB34 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0351-06

Influence of Nitrogen Flow Rate on the Optical Properties of C-Doped TiO₂ Thin Films Deposited by RF Magnetron Sputtering

JIANG Yaohua¹, SHEN Honglie^{1,2}, GAO Kai¹

(1. College of Science; 2. Jiangsu Key Laboratory of Materials and Technology for Energy Conversion, College of Materials Science and Technology, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 211106, CHN)

Abstract: C-doped TiO₂ thin films were prepared by magnetron sputtering and the influence of nitrogen on the films during the sputtering process was studied. The microstructure, composition, optical properties and morphology of TiO₂ thin films prepared under different nitrogen flow rates were investigated by X-ray diffraction, Raman spectrometer, X-ray photoelectron spectroscopy, spectrophotometer and atomic force microscopy. The results showed that all the deposited films were mainly amorphous and some weak anatase phase was found in Raman spectra. Moreover, with the increase of nitrogen flow rate, the characteristic peak intensity of anatase decreased, which meant grain refinement. When the nitrogen flow rate was up to 4 cm³/min, the N content in the C-doped TiO₂ films was 3.54% with its optical band gap changing from 3.29 to 3.55 eV. At the same time, the transmittance of C-doped TiO₂ films increased obviously. It can be concluded that nitrogen flow rate can control the optical band gap and optical absorption properties of the C-doped TiO₂ films effectively.

Key words: C-doped TiO₂; N₂ flow rate; RF magnetron sputtering; transmittance; optical band gap

收稿日期: 2020-01-13.

基金项目: 国家自然科学基金项目(61774084); 江苏省科技成果转化专项资金项目(BA2019047).

0 引言

TiO₂ 是一种优良的光学材料,因具有耐腐蚀、无毒、光致亲水性和低成本等优点而受到人们的广泛关注^[1]。在光电领域,因其可以作为太阳能电池的电子传输层、透明导电薄膜以及废水处理的光催化剂等而被广泛应用^[2-3]。然而,纯 TiO₂ 薄膜的应用也受到其缺点的限制:载流子的快速复合(电子-空穴对寿命短)以及其较宽的带隙限制了光吸收。为了改善 TiO₂ 材料对光谱的吸收利用,调控其带隙,人们研究并开发了许多方法,例如元素掺杂、贵金属沉积修饰以及将 TiO₂ 与其他窄带隙半导体进行多层膜复合等。在这些方法中,元素掺杂是一种非常有效的方法。人们对 TiO₂ 的元素掺杂进行了大量的研究,例如将过渡金属元素、非金属元素或稀土元素掺入 TiO₂ 中都可以对其带隙进行有效的调控^[4-6]。近年来,众多科研人员将研究重点放在了 B, C, N, F 和 S 等非金属元素对 TiO₂ 的掺杂上。Irie 等^[7]研究表明, N 掺杂 TiO₂ 是调控其性能最有效的一种方式,并且在不同 N 掺杂浓度下都表现出了出色的光学性能。在 N 掺杂 TiO₂ 薄膜中的 N 元素一般有两种不同的存在形式: N 原子取代 TiO₂ 晶格中 O 原子的位置和表面吸附 N₂ 分子。相对于 N 掺杂, C 掺杂 TiO₂ 薄膜相对困难, Sakthivel 等^[8]通过四丁基氢氧化铵水解 TiCl₄ 并退火的方式制备了 C 掺杂 TiO₂, 发现 C 掺杂 TiO₂ 的带隙显著降低, 且比 N 掺杂 TiO₂ 的光活性更加优异。在 C 掺杂 TiO₂ 薄膜中, C 元素一般存在替位掺杂和间隙掺杂两种形式。与单元素掺杂相比, 在 TiO₂ 的掺杂研究中, 多元素掺杂由于对光的吸收、光学活性和带隙的影响不同而受到更多的关注。对于 TiO₂ 薄膜的掺杂, 通常采用溶胶-凝胶法、水热法、热氧化法、反应脉冲激光沉积法和直流反应磁控溅射法。脉冲激光沉积和磁控溅射是物理气相法制备 TiO₂ 薄膜的常用方法。Ruzybayev 等^[9]以 N₂ 和 CH₄ 为掺杂源, 采用反应脉冲激光沉积法制备了 C 与 N 共掺杂的 TiO₂ 薄膜。XPS 结果表明, 随着 N 掺杂浓度的增加, 由于化学势的变化, Ti⁴⁺ 峰向较低的结合能移动。Wu 等^[10]利用直流磁控溅射技术, 在 ITO 衬底和腔室壁上预溅射了一层碳膜, 并在氧气和氮气的气氛中用反应溅射制备了 C 与 N 共掺杂 TiO₂ 薄膜。

本文采用射频磁控共溅射法, 在室温下制备了

未掺杂的 TiO₂ 薄膜和 C 掺杂 TiO₂ 薄膜, 成功减小了 TiO₂ 薄膜的带隙。然后在溅射过程中引入不同流量的氮气, 研究了不同氮气流量对 C 掺杂 TiO₂ 薄膜的相结构、透过率、光学带隙、薄膜中的元素价态和形貌的影响。

1 实验方法

1.1 TiO₂ 薄膜的制备

采用射频磁控溅射法在室温下进行 TiO₂ 薄膜的制备。溅射靶材为高纯石墨(99.999%)和高纯 TiO₂ 陶瓷靶(99.999%)。在薄膜沉积之前, 将系统抽真空至 6×10^{-4} Pa, 并预溅射 10 min 以去除靶材表面污染。衬底采用普通的超白玻璃。薄膜制备前对衬底先后进行丙酮、无水乙醇以及超纯水清洗。表 1 给出了不同条件下制备的 TiO₂ 薄膜的工艺参数, 沉积时间保持在 40 min, 溅射气压保持为 0.5 Pa, 氩气流量保持为 30 cm³/min。

表 1 制备未掺杂 TiO₂ 薄膜和掺杂 TiO₂ 薄膜的工艺参数

样品编号	石墨靶功率/W	TiO ₂ 靶功率/W	N ₂ 流量/(cm ³ ·min ⁻¹)
S0	0	100	0
S1	60	100	0
S2	60	100	2
S3	60	100	4

1.2 TiO₂ 薄膜的表征与分析

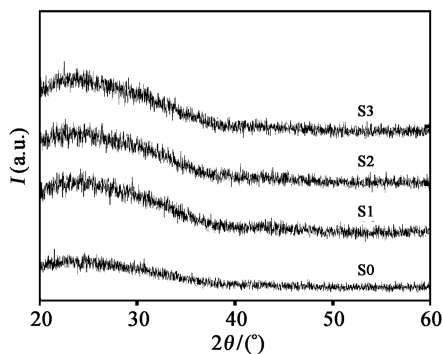
利用 X 射线衍射仪(XRD, Panalytical Empyrean)和共焦拉曼系统(514 nm, LabRam Aramis)对薄膜的结构进行分析, 薄膜的化学组成和元素价态通过 X 射线光电子能谱(XPS, Thermo ESCALAB 250XI)测得, 薄膜的表面形貌由原子力显微镜(AFM, Asylum Research MFP-3D)测得, 利用分光光度计(Shimadzu UV3600, PG-2000)测得薄膜的光学透过率, 并计算出薄膜的光学带隙。

2 结果与讨论

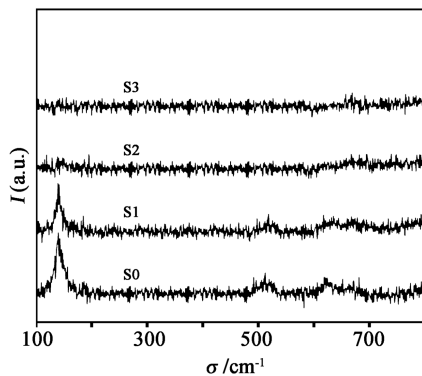
2.1 C 掺杂 TiO₂ 薄膜的晶体结构分析

图 1(a)为未掺杂 TiO₂ 和不同氮气流量下 C 掺杂 TiO₂ 薄膜的 XRD 图谱。样品 S0 是未掺杂的纯 TiO₂ 薄膜, XRD 图谱中没有明显的衍射峰, 与 Selmi 等^[11]的研究结果相似。样品 S1 为 C 掺杂的 TiO₂ 薄膜, 样品 S2 和 S3 为控制氮气流量分别为 2 和 4 cm³/min 的 C 掺杂 TiO₂ 薄膜。在 XRD 图谱中, 所有的样品均为非晶态, 并且晶体结构并没有随着 C 元素的掺杂和氮气的引入而发生改变, 这与

Peng等^[12]的研究结果相似。图1(b)是未掺杂与不同氮气流量下C掺杂TiO₂薄膜的拉曼光谱。可以看到,未掺杂TiO₂薄膜S0在140,517和632 cm⁻¹处出现3个比较弱的峰,代表该样品呈锐钛矿相^[13]。但这几个弱峰的峰形较宽,可知仅形成了少量的TiO₂锐钛矿相。样品S1与S0在拉曼图谱上略有不同。随着C元素的掺入,这些峰变得更弱更宽,表明此时S1样品中仍然有少量锐钛矿TiO₂,但是薄膜的结晶度变得更差。随着氮气流量增加,氮元素引入薄膜中,140,517和632 cm⁻¹处的峰消失。这些峰消失说明氮气的引入导致薄膜变得完全无序和非晶态^[14]。



(a) XRD 图谱



(b) 拉曼图谱

图1 未掺杂与不同氮气流量下C掺杂TiO₂薄膜的XRD图谱和拉曼图谱

2.2 C掺杂TiO₂薄膜的化学价态分析

为进一步分析不同氮气流量下制备的C掺杂TiO₂薄膜中Ti、C和N元素的含量以及化学价态,进行了X射线光电子能谱测试,全谱结果如图2所示。从结果中可以看到Ti2p、C1s、O1s和N1s峰,它们对应峰的强弱和面积与薄膜中各个元素的含量密切相关。因为样品会吸附少量空气中的氮气,所以氮气流量为0的样品S2中也包含氮元素。当引入的氮气流量为4 cm³/min时,氮原子百分含量为

3.6%。表2给出了通过谱峰面积比计算得到的不同样品中各元素的百分含量。

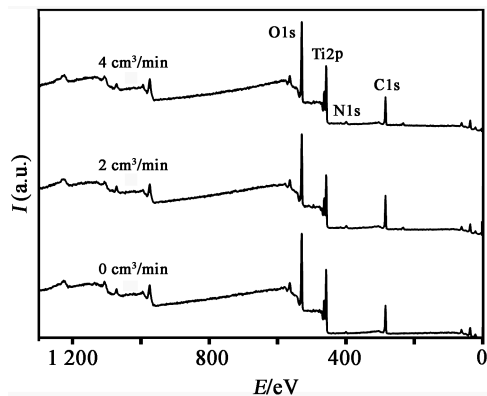


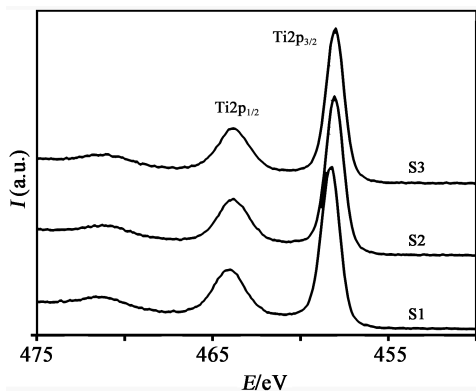
图2 不同氮气流量下制备的C掺杂TiO₂薄膜的XPS全谱图

表2 掺杂TiO₂薄膜中各元素的百分含量

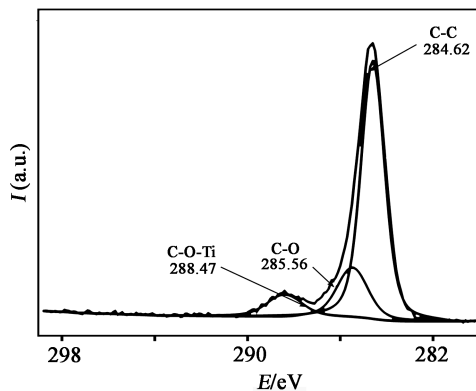
样品编号	原子百分含量/%			
	Ti	C	N	O
S1	18.09	36.91	1.65	43.35
S2	17.65	36.34	3.43	42.58
S3	17.2	35.35	3.54	43.91

图3(a)是在不同氮气流量下Ti2p高分辨XPS图谱,其中电子结合能位于458 eV的峰对应于Ti2p_{3/2},结合能在463.7 eV的峰则对应于Ti2p_{1/2}。两个峰之间的结合能差为5.7 eV,说明薄膜中的Ti元素主要是以四价Ti⁴⁺的形式存在。此外,随着氮气流量的增加,Ti2p的结合能发生位移,降低了0.21 eV。说明N元素的引入导致了低价态的Ti元素出现^[15]。图3(b)给出了没有通氮气的C掺杂TiO₂薄膜的C1s的分峰结果,其中电子结合能处于284.62 eV的峰对应于C—C键,而电子结合能处于285.56 eV的峰对应于C—O键。在结合能288.47 eV处对应Ti—O—C键,这意味着C元素有效地掺杂进入TiO₂晶格中^[16]。图3(c)和图3(d)分别给出了不同氮气流量下高分辨N1s图谱以及4 cm³/min氮气流量下C掺杂TiO₂薄膜N1s的分峰结果。图3(c)中,当氮气流量为0时,在结合能399.69 eV处出现了一个峰,对应于吸附氮气,因为样品接触空气会吸附一定量的氮气。随着氮气流量的增加,N1s的XPS高分辨图谱出现了明显的变化,并且峰的强度也有所增加,样品中的N原子百分含量从1.65%上升到3.54%,去除掉吸附氮元素含量,进入薄膜晶格的N原子百分含量从0上升到1.89%。图3(d)是氮气流量为4 cm³/min下薄

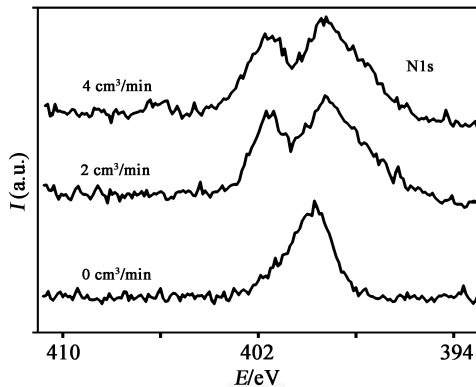
膜 N1s 的分峰图谱。可以发现在结合能 401.56, 399.52 和 398.05 eV 处出现了三个峰, 其中结合能为 401.56 eV 处的峰代表 Ti-N-O 键, 这意味着有 N 元素进入 TiO₂ 薄膜的晶格中^[17]。与氮气流量为 0 的样品一样, 399.52 eV 处的峰吸附了氮气。最后一个结合能峰位于 398.05 eV 处, 属于 N-O 键。所有的样品中都没有发现 Ti-N 键存在, 说明在该掺杂薄膜体系中, 没有钛氮化物存在。图 3(e) 是不同氮气流量下 C1s 分峰图谱的瀑布图, 可以看出, 随着氮气流量的增加, 288.47 eV 处的 C1s 峰的面积减小, 这同时意味着 C 掺杂量的减少。



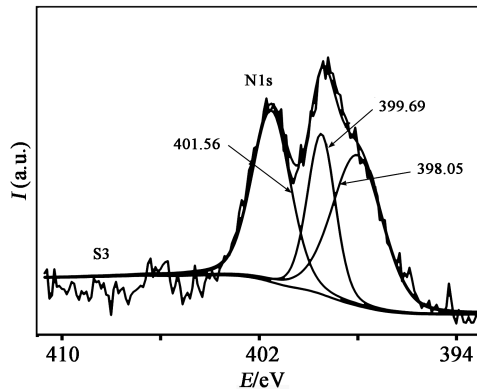
(a) 掺杂 TiO₂ 薄膜的 Ti2p 高分辨 XPS 图谱



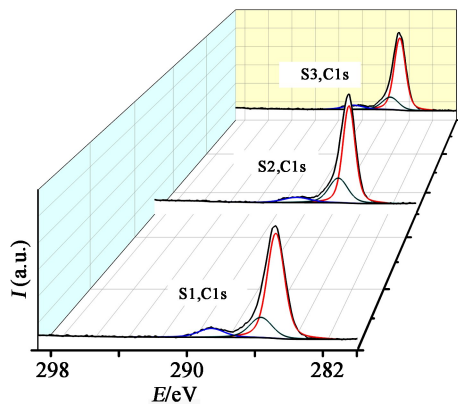
(b) C1s 分峰图谱



(c) 不同氮气流量下 N1s 图谱



(d) 4 cm³/min 氮气流量下 N1s 分峰图谱

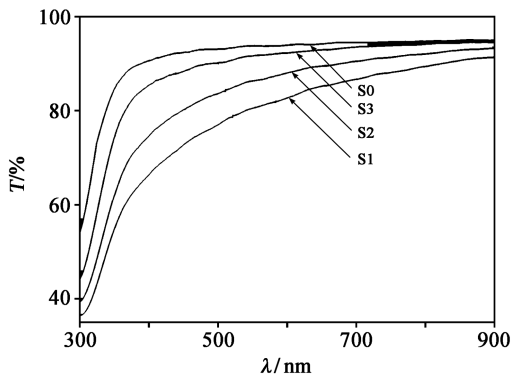


(e) 不同氮气流量下 C1s 分峰图谱

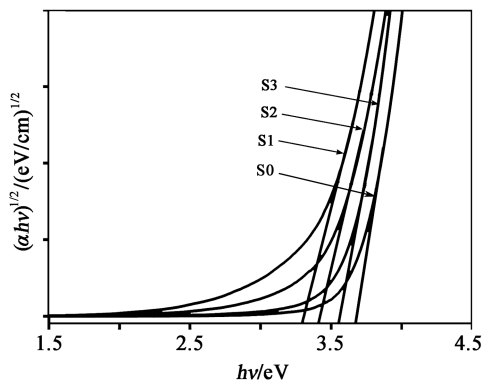
图 3 C 掺杂 TiO₂ 薄膜的各种图谱

2.3 C 掺杂 TiO₂ 薄膜的光学性能

图 4(a) 是未掺杂 TiO₂ 薄膜和 C 掺杂 TiO₂ 薄膜的光学透过率。纯 TiO₂ 薄膜的吸收边在 320 nm 处, 这与 TiO₂ 的本征带间跃迁有关。对样品进行 C 掺杂后, 与纯 TiO₂ 薄膜相比, 透过率明显减小, 并且吸收边发生了明显的红移, 说明对 TiO₂ 进行 C 掺杂, 可有效增强其对可见光的吸收。通入氮气之后, 薄膜的透过率逐渐增加, 氮气流量为 4 cm³/min 时, 在 300~900 nm 波长范围内, C 掺杂使 TiO₂ 薄膜的平均透率达到 90%。图 4(b) 为利用 Tauc 方程计算得到薄膜的 (ahv)^{1/2}-hv 关系曲线, 曲线线性部分的延长线与横轴的交点即为薄膜的带隙。从图中可以看出, 对薄膜进行 C 掺杂后, TiO₂ 薄膜的带隙从 3.67 eV 减小到 3.29 eV。当氮气流量增加时, 随着薄膜透过率的提升, 带隙逐渐变宽^[18]。当氮气流量设置为 4 cm³/min 时, 带隙为 3.55 eV。带隙增大的原因是氮气流量的增大导致薄膜晶粒细化^[19]。调节 C 掺杂 TiO₂ 过程中的氮气流量可以获得对薄膜的带隙和可见光吸收率进行调控的效果。



(a) 光学透过率

(b) $(\alpha h\nu)^{1/2}-h\nu$ 关系曲线图4 各样品的光学透过率和 $(\alpha h\nu)^{1/2}-h\nu$ 关系曲线

2.4 C掺杂TiO₂薄膜形貌分析

利用原子力显微镜(AFM)系统研究了氮气流量在0~4 cm³/min的C掺杂TiO₂薄膜的形貌与

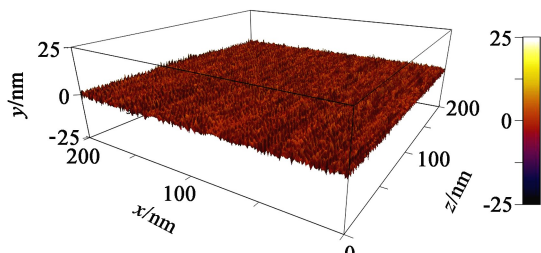
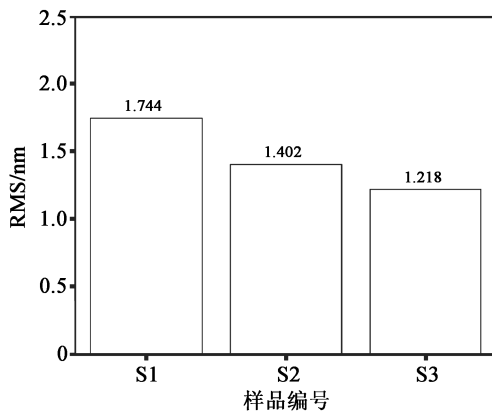


图5 样品S2的AFM图

图6 不同氮气流量下C掺杂TiO₂薄膜的粗糙度

表面粗糙度。图5表明当氮气流量为2 cm³/min时,C掺杂TiO₂薄膜非常平整致密。图6给出了不同氮气流量下薄膜的均方根表面粗糙度(RMS),从图中可以看出,随着氮气流量的增加,薄膜的表面粗糙度从1.744 nm下降到1.218 nm。结合拉曼光谱的分析结果可知,这是因为溅射过程中氮气的引入导致了薄膜致密化与非晶化。

3 结论

采用共溅射法制备的C掺杂TiO₂薄膜中存在少量锐钛矿相,在溅射过程中引入氮气后,C掺杂TiO₂薄膜的结构呈现无序化趋势,薄膜表面的均方根粗糙度由1.744 nm下降到1.218 nm。在波长300~900 nm,C掺杂使TiO₂薄膜的吸收边朝可见光方向移动,光学带隙变为3.29 eV,对可见光的吸收明显增加。随着氮气流量增加到4 cm³/min,C掺杂TiO₂薄膜的平均透过率达到90%,同时吸收边略有蓝移,光学带隙变化到3.55 eV。氮气的引入还使得薄膜出现致密化与非晶化,薄膜表面粗糙度从1.744 nm降低至1.218 nm。

参考文献:

- [1] Asahi R, Morikawa T, Ohwaki T. Visible-light photocatalysis in nitrogen-doped titanium oxides[J]. Science, 2001, 293(5528): 269-271.
- [2] Byranvand M M, Kim T, Song S, et al. p-type CuI islands on TiO₂ electron transport layer for a highly efficient planar-perovskite solar cell with negligible hysteresis[J]. Advanced Energy Materials, 2018, 8(5): 1702235.
- [3] Yang X, Min Y, Li S, et al. Conductive Nb-doped TiO₂ thin films with whole visible absorption to degrade pollutants[J]. Catalysis Science & Technology, 2018, 8(5): 1357-1365.
- [4] Yamashita H, Harada M, Misaka J, et al. Photocatalytic degradation of organic compounds diluted in water using visible light-responsive metal ion-implanted TiO₂ catalysts: Fe ion-implanted TiO₂[J]. Catalysis Today, 2003, 84(3): 191-196.
- [5] Guo Y, Guo T, Chen J, et al. Synthesis of C-N-S co-doped TiO₂ mischcrystal with an isobandgap characteristic and its photocatalytic activity under visible light[J]. Catalysis Science & Technology, 2018, 8(16): 4108-4121.
- [6] 柴瑜超, 林琳, 赵斌, 等. 稀土掺杂二氧化钛光催化剂的研究进展[J]. 材料导报, 2013, 27(1): 42-47.
Chai Yuchao, Lin Lin, Zhao Bin, et al. Recent progress on rare earth elements doped nano-titanium dioxide photocatalysts[J]. Materials Guide, 2013, 27(1): 42-47.
- [7] Irie H, Watanabe Y, Hashimoto K. Nitrogen-concentration dependence on photocatalytic activity of TiO_{2-x}N_x powders

- [J]. J. of Physical Chemistry B, 2003, 107(23): 5483-5486.
- [8] Sakthivel S, Kisch H. Daylight photocatalysis by carbon-modified titanium dioxide [J]. Angewandte Chemie International Edition, 2010, 42(40): 4908-4911.
- [9] Ruzybayev I, Yassitepe E, Ali A, et al. Reactive pulsed laser deposited N-C codoped TiO₂ thin films[J]. Materials Science in Semiconductor Processing, 2015, 39: 371-376.
- [10] Wu K R, Yeh C W, Hung C H, et al. Photoelectrochemical properties of N/C-codoped TiO₂ film electrodes prepared by reactive DC magnetron sputtering[J]. J. of Nanoscience and Nanotechnol., 2010, 10(2): 1057-1064.
- [11] Selmi M, Chaabouni F, Mbarek I B, et al. Effect of annealing on the optical and structural properties of TiO₂ RF sputtered thin films[J]. Materials Science Forum, 2010, 636-637: 450-455.
- [12] Peng S, Yang Y, Li G, et al. Effect of N₂ flow rate on the properties of N doped TiO₂ films deposited by DC coupled RF magnetron sputtering [J]. J. of Alloys and Compounds, 2016, 678: 355-359.
- [13] Liu B, Zhao X, Zhang N, et al. Photocatalytic mechanism of TiO₂-CeO₂ films prepared by magnetron sputtering under UV and visible light[J]. Surface Science, 2005, 595(1/3): 203-211.
- [14] Dunnill C W H, Aiken Z A, Pratten J, et al. Enhanced photocatalytic activity under visible light in N-doped TiO₂ thin films produced by APCVD preparations using t-butylamine as a nitrogen source and their potential for antibacterial films [J]. J. of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry, 2009, 207(2/3): 244-253.
- [15] Etacheri V, Seery M K, Hinder S J, et al. Highly visible light active TiO_{2-x}N_x heterojunction photocatalysts [J]. Chemistry of Materials, 2010, 22(13): 3843-3853.
- [16] Ermolieff A, Chabli A, Pierre F, et al. XPS, Raman spectroscopy, X-ray diffraction, specular X-ray reflectivity, transmission electron microscopy and elastic recoil detection analysis of emissive carbon film characterization[J]. Surface and Interface Analysis, 2001, 31(3): 185-190.
- [17] Li C Y, Sari F N I, Ting J M. Reactive magnetron sputter-deposited TiN_xO_y multilayered solar selective coatings[J]. Solar Energy, 2019, 181: 178-186.
- [18] Hamden Z, Conceicao D, Boufi S, et al. Structural, morphological, optical and photocatalytic properties of Y,N-doped and codoped TiO₂ thin films[J]. Materials, 2017, 10(6): 600.
- [19] Lee S H, Yamasue E, Okumura H, et al. Effect of substrate roughness and working pressure on photocatalyst of N-doped TiO_x films prepared by reactive sputtering with air [J]. Applied Surface Science, 2015, 324: 339-348.

作者简介:

江耀华(1994—),男,江苏人,硕士生,研究方向为光功能薄膜;

沈鸿烈(1958—),男,江西人,教授,博士生导师,研究方向为先进光电/光电转换材料与器件、新能源材料与应用技术、新型功能薄膜与传感技术、太阳能电池关键材料,以及热功能材料与应用基础等。

E-mail: hlshen@nuaa.edu.cn

(上接第 317 页)

参考文献:

- [1] 孙彦景,左海维,李松. 带内全双工无线通信白干扰消除及 MAC 调度研究综述[J]. 电子科技大学学报, 2016, 45(6): 873-875.
- Sun Yanjing, Zuo Haiwei, Li Song. Survey of self-interference cancellation and MAC scheduling for in-band full-duplex wireless communication [J]. J. of University of Electronic Science and Technology of China, 2016, 45(6): 873-875.
- [2] 雷继兆. 复杂电大平台天线 EMC 问题的并行 FDTD 分析[J]. 应用科技, 2009, 36(3): 2-3.
- Lei Jizhao. Analysis of EMC of antennas mounted on electrically large platforms with parallel FDTD method [J]. Appl. Science and Technol., 2009, 36(3): 2-3.
- [3] Gopalakrishnan G, Burns W, McElhanon R, et al. Performance and modeling of broadband LiNbO₃ traveling wave optical intensity modulators[J]. Lightwave Technol., 1994, 12: 1807-1819.
- [4] Cox C, Ackerman E. TIPRx: A transmit-isolating photonic receiver[J]. J. of Lightwave Technology, 2014, 32(20): 3632-3633.
- [5] Stenger V, Toney J, Pollick A, et al. Integrated RF photonic devices based on crystal ion sliced lithium niobate[J]. Proc. of SPIE, 2013, 8624: 86240I-2.
- [6] 陈福深,杨拥军,孙豹,等. 集成光学器件导论[M]. 北京: 机械工业出版社, 2005: 23-25.
- Chen Fushen, Yang Yongjun, Sun Bao, et al. Introduction to Integrated Optical Devices[M]. Beijing: Publishing House of Mechanical Industry, 2005: 23-25.
- [7] Matthew M Radmanesh. 射频与微波电磁学[M]. 顾继慧,等,译. 北京: 电子工业出版社, 2012: 140-159.
- Matthew M Radmanesh. Radio Frequency and Microwave Electronics Illustrated[M]. Gu Jihui, et al, Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2012: 140-159.

作者简介:

张洪波(1987—),男,硕士,工程师,主要从事铌酸锂电光调制器的设计及制作工艺研究。

E-mail: 454373584@qq.com

有限能量 Olver-Gaussian 光束通过电光晶体的光强分布特性

靳龙, 王晴岚

(湖北汽车工业学院 理学院 光信息科学与技术系, 湖北 十堰 442002)

摘要: 基于广义惠更斯-菲涅耳积分公式,研究了傍轴近似下有限能量 Olver-Gaussian 光束经过铌酸锂电光晶体的光强分布特性。得出了这类光束经单轴晶体垂直于光轴的电场和光强解析式,基于此,探究了一阶 Olver 光束在电光晶体不同横截面上的光强分布和光波侧面传输光强图,并得出了外加电场和光波中心位置及中心光斑相对光强变化的定量关系;对传统三类单轴晶体的光波演变特性也进行了分析。

关键词: 激光光学;有限能量 Olver-Gaussian 光束;电光晶体;广义惠更斯-菲涅耳积分
中图分类号: TN249 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0357-05

Intensity Distribution of Finite Olver-Gaussian Through Electro-optical Crystal

JIN Long, WANG Qinglan

(Department of Optical Information Science and Technology, College of Basic Science,
Hubei University of Automotive Technology, Hubei 442002, CHN)

Abstract: Paraxial transmission characteristic of a finite Olver-Gaussian beam (FOGB) in a LiNbO_3 electro-optical crystal is investigated based on the generalized Huygens-Fresnel integral equation. The exact expression for the first-order FOGB passing through this electro-optical crystal orthogonal to the optical axis is derived. The contour graph of the FOGB intensity distribution on some transversal cross sections of the crystal, and the side view of this beam propagating evolution are discussed, respectively. The relation between external electric field and the central beam location, central relative beam intensity are also explored when wave propagating in the electro-optic crystal. Furthermore, the transmission characteristics of the FOGB in three kinds of traditional uniaxial crystal orthogonal to the optical axis are discussed as well.

Key words: laser beam; finite Olver-Gaussian beam; electro-optical crystal; generalized Huygens-Fresnel integral equation

0 引言

自从 Siviloglou 等利用空间光调制器实验产生 Airy 光束以来^[1],这种光波便以自加速、可自愈、近似无衍射的新颖特点,在光学清除、光学微操作、全光开关等方面取得了卓越的科研成果^[2-3]。2014年,Belafhal 等提出了另一类新型的无衍射光束:

Olver 光束^[4],并且证实,零阶 Olver 光束就是传统的 Airy 光束,而高阶 Olver 光束虽然和 Airy 光束外形轮廓有差异,但仍具有 Airy 光束的三大奇异特征,当光波没有或很少有旁瓣,仍可以保持自加速、可自愈等特征时,会极大地降低通信的误码率^[5]。近年来,有关 Finite Olver-Gaussian Beam (FOGB) 及其衍生光波在自由空间^[4]、薄透镜^[6]、环形光阑^[7]、孔径失调 ABCD 光学系统^[8]以及轴向周期介

质^[9]的研究取得了一定的进展。

晶体是重要的功能材料，是各类能量产生及其相互转换的物质载体。通过外加直流或交流电场来改变晶体光学性质的现象叫做电光效应。电光晶体由于其线性电光效应，被设计制作为电光调制器、电光开关以及电光偏转器等器件，在激光技术以及通信领域获得了广泛的应用^[10]。2016年，Hennani等^[11]研究了FOGB通过单轴晶体的光学变换特征，但是，他们的入射光波明显受到了高斯光束的调制，而与FOGB有所差别，因而在研究结果中，他们略去了高斯项，单纯讨论了有限能量Olver光束通过单轴晶体的光波演变。目前，还没有文献详细地研究FOGB经过电光晶体的传输规律及光强分布特性。

本文基于广义惠更斯-菲涅耳基本原理，得出了傍轴近似下FOGB经单轴晶体垂直于光轴的电场和光强解析式，基于此，系统研究了FOGB通过铌酸锂电光晶体不同横截面的光强分布规律，以及光波传输侧面光强分布图，并得出了外加电场强度和光波中心位置及中心光斑相对光强变化的定量关系。本文的研究方法和相关结论可望为分析各类无衍射光波在电光晶体内的传输行为提供行之有效的手段，更为奇异光束在光电通信与传感等领域的调控奠定理论基础。

1 理论模型与研究方法

在笛卡尔坐标系下，一束激光经过单轴电光晶体垂直于光轴的传输模型如图1所示。其中，电光晶体的光轴沿x方向，其损耗系数忽略不计；光波沿着晶体z轴方向传输，观测平面为x-y面。当沿x方向的线偏振FOGB垂直照射到电光晶体表面时，入射光波在z=0(O点)的电场强度为^[9]

$$E_x(x_0, y_0, z=0) = O_m\left(\frac{x_0}{\omega_1}\right) \exp\left(a_0 \frac{x_0}{\omega_1}\right) \times O_m\left(\frac{y_0}{\omega_1}\right) \exp\left(a_0 \frac{y_0}{\omega_1}\right) \times \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{\omega_0^2}\right) \quad (1)$$

和

$$E_y(x_0, y_0, z=0) = 0 \quad (2)$$

其中， $O_m(\cdot)$ 为Olver函数，下标m为函数阶数， ω_0 为光波束腰半径， $\omega_1 = \sigma\omega_0$ ，其中， σ 为光斑大小调控因子， a_0 表示截断系数。定量积分表达式为

$$O_m(x_1) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[a(iu)^\gamma + iux_1] du \quad (3)$$

其中，

$$\begin{cases} \gamma = m + 3 \\ |a| = \frac{1}{m + 3} \end{cases} \quad (4)$$

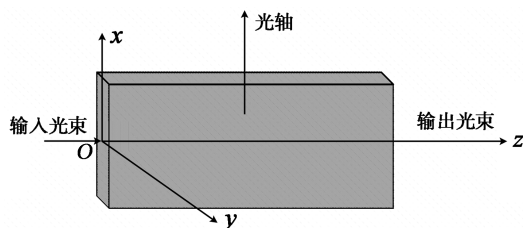


图1 FOGB经电光晶体的光波传输示意图

电光晶体的介电张量为

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} n_{e1}^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_{o1}^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_{o1}^2 \end{pmatrix} \quad (5)$$

其中， n_{e1} 和 n_{o1} 分别表示非常光和寻常光的折射率，它们均受外界电场 E_1 调控^[12]：

$$n_{o1} = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 \mu_{13} E_1 \quad (6)$$

$$n_{e1} = n_e - \frac{1}{2} n_e^3 \mu_{33} E_1 \quad (7)$$

其中， μ_{13} 和 μ_{33} 为晶体的线性电光系数， n_o 和 n_e 分别表示传统单轴晶体($E_1=0$)的寻常光和非常光折射率，若定义参量 $t = n_e/n_o$ ，则单轴晶体一般可分为三类：正晶体($t > 1$)、负晶体($t < 1$)和各项同性介质($t = 1$)。

在傍轴近似下，利用广义惠更斯-菲涅耳积分公式^[13]结合角谱法^[14]可得FOGB通过单轴电光晶体垂直于光轴的电场分量分布：

$$E_x(x, y, z) = \left(\frac{ikn_{o1}}{2\pi z}\right) e^{-ikn_{e1}z} \iint_{s_1} E_x(x_0, y_0, 0) \cdot e^{\left(-\frac{ik}{2zn_{e1}}[n_{o1}^2(x-x_0)^2 + n_{e1}^2(y-y_0)^2]\right)} dx_0 dy_0 \quad (8)$$

$$E_y(x, y, z) = \left(\frac{ikn_{o1}}{2\pi z}\right) e^{-ikn_{o1}z} \iint_{s_1} E_y(x_0, y_0, 0) \cdot e^{\left(-\frac{ikn_{o1}}{2z}[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]\right)} dx_0 dy_0 \quad (9)$$

其中， $k = 2\pi/\lambda$ 为波矢， λ 为入射光波波长。将式(1)和(2)代入以上两式，可以得到光波的电场强度解析式为

$$E_x(x, y, z) = \frac{ikn_{o1}}{2z} \sqrt{\frac{1}{M_1 M_2}} \exp(-ikn_{e1}z) \cdot \exp\left(\frac{-ik(n_{o1}^2 x^2 + n_{e1}^2 y^2)}{2zn_{e1}}\right) U(x, z) U(y, z) \quad (10)$$

其中,

$$U(x, z) = \exp\left(-\frac{k^2 n_{o1}^4 x^2}{4M_1 z^2 n_{e1}^2} + \frac{a_0^2}{4M_1 \omega_1^2} + \frac{ik a_0 x n_{o1}^2}{2M_1 z \omega_1 n_{e1}} + \frac{1}{96M_1^3 \omega_1^6} + \frac{ik x n_{o1}^2}{8M_1^2 \omega_1^3 z n_{e1}} + \frac{a_0}{8M_1^2 \omega_1^4}\right) \times O_m\left(\frac{ik x n_{o1}^2}{2M_1 z \omega_1 n_{e1}} + \frac{a_0}{2M_1 \omega_1^2} + \frac{1}{16M_1^2 \omega_1^4}\right) \quad (11)$$

$$U(y, z) = \exp\left(-\frac{k^2 n_{e1}^4 y^2}{4M_2 z^2} + \frac{a_0^2}{4M_2 \omega_1^2} + \frac{ik a_0 y n_{e1}^2}{2M_2 z \omega_1} + \frac{1}{96M_2^3 \omega_1^6} + \frac{ik y n_{e1}}{8M_2^2 \omega_1^3 z} + \frac{a_0}{8M_2^2 \omega_1^4}\right) \times O_m\left(\frac{ik y n_{e1}}{2M_2 z \omega_1} + \frac{a_0}{2M_2 \omega_1^2} + \frac{1}{16M_2^2 \omega_1^4}\right) \quad (12)$$

式中,

$$M_1 = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ik n_{o1}^2}{2z n_{e1}} \quad (13)$$

$$M_2 = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ik n_{e1}}{2z} \quad (14)$$

$$E_y(x, y, z) = 0 \quad (15)$$

进而,可由电场强度的复共轭 $E_x(x, y, z)$ 得到出射平面 FOGB 的光场强度定量表达式:

$$I = \frac{n}{2c\mu_0} |E_x(x, y, z)|^2 \propto |E_x(x, y, z)|^2 \quad (16)$$

其中, c 和 μ_0 分别为真空中的光束和磁导率。

2 结果与讨论

2.1 FOGB 通过三类传统单轴晶体的光强分布特性

首先探究一阶 FOGB 通过传统单轴晶体垂直于光轴的光学特性。当外加电场强度 $E_1 = 0$ 时,图 2 和 3 分别给出了三类单轴晶体不同横截面的光强分布和这类光波传输侧面光强分布,其中, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $a_0 = 0.2$, $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$, 由此可得光波瑞利长度 $Z_R = \pi\omega_0^2/\lambda = 0.02 \text{ m}$, $\sigma = 0.05$, $n = 1$ 。在图 2(a)中,令 $n_o = n_e = 1.5$,表明光波在各项同性介质中传输,可以看出,随着传输距离的增加,光波自弯曲方向和 Airy 光束一致,并且始终关于直线 $x = y$ 对称,但一阶 FOGB 光束的旁瓣位置出现在坐标轴的正方向,且数量远少于 Airy 光束,这些都与文献 [5]一致。而当光波在各项异性单轴晶体中传输时,其自弯曲的速度在 x 和 y 方向随着晶体类型的不同而有所差异;对于正晶体, $n_e = 2.0$, $n_o = 1.5$, $t =$

1.33,此时光波在两个方向传输的侧面光强分布图如图 3(b1)和(b2)所示。从中可以清楚地看出,光波在 x 方向的加速度远大于 y 方向,因此随着传输距离的增加,这种位置变化越来越大,当 $z = 10Z_R$ 时,光斑主瓣的中心点位置为 $(x = 2.6\omega_0, y = 1.0\omega_0)$,如图 2(b2)所示。与此相反,当 $n_e = 1.0$, $n_o = 1.5$, $t = 0.67$ 时,从图 3(c1)和(c2)可以看出,光波在 x 方向的加速度将小于 y 方向,此时,中心光波的移动轨迹 $\tan\theta = y/x$ 始终大于 1,因而当 $z = 10Z_R$ 时,光斑主瓣的中心点位置为 $(x = 0.8\omega_0, y = 3.4\omega_0)$,如图 2(c2)所示。另外,对比图 2(a1),图 2(b1)和图 2(c1)可以得出,在近距离传输时(例如, $z < 5Z_R$),各项异性效应对于一阶 FOGB 光强轮廓几乎没有影响,这和相同参数下的 Airy 光束传输规律有很大的不同。

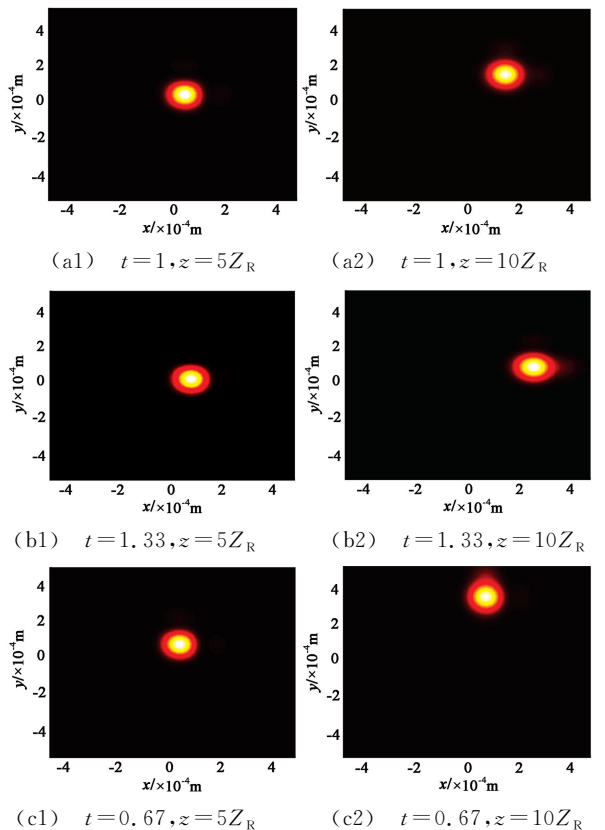
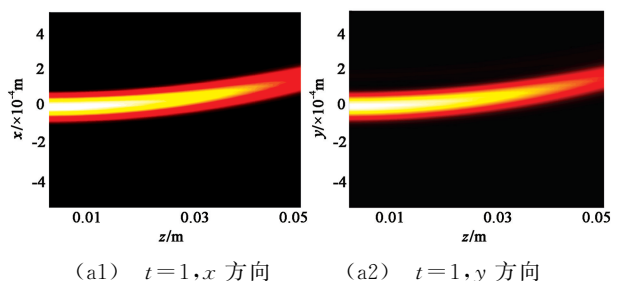


图 2 三类传统单轴晶体不同横截面的 FOGB 光强分布图



(a1) $t = 1, x$ 方向 (a2) $t = 1, y$ 方向

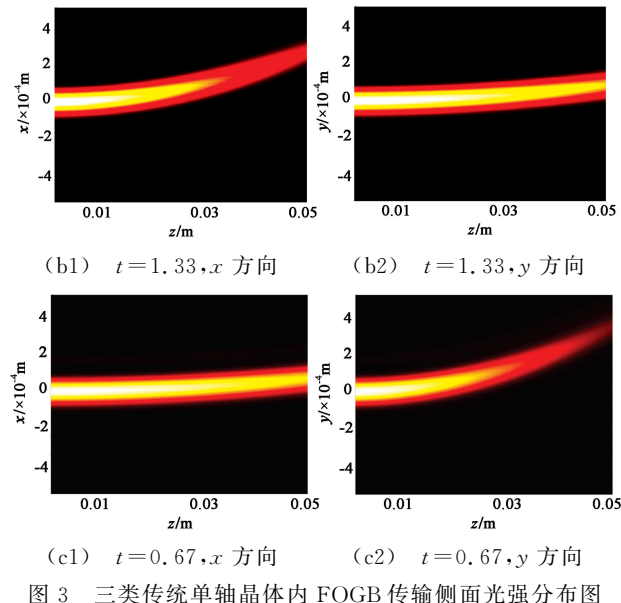


图3 三类传统单轴晶体内 FOGB 传输侧面光强分布图

2.2 FOGB 通过电光铌酸锂晶体的光斑演变

当对单轴晶体分别外加 $1 \times 10^3 \text{ V}/\mu\text{m}$ 和 $5 \times 10^3 \text{ V}/\mu\text{m}$ 的电场 E 时, 铌酸锂电光晶体的光学传输特性如图 4 所示, 这里, 线性电光系数 $\mu_{13} = 9.6 \times 10^{-12} \text{ m}/\text{V}$, $\mu_{33} = 30.9 \times 10^{-12} \text{ m}/\text{V}$, 晶体初始折射率 $n_e = 2.132$, $n_o = 2.212$ ^[12], 其他参量和图 2 一致。从图 4(c1) 和图 4(c2) 可以看出, 当外加电场时, 铌酸锂晶体在 x 和 y 方向的自弯曲有明显的差异, 这是因为铌酸锂本身为负单轴晶体, 随着电场强度的增加, 其负晶体的各向异性效应越来越明显, 导致光波在 y 方向的加速度越来越大大于 x 方向, 因此在图 4(b) 中, 当 FOGB 经过 $z = 10Z_R$ 传输距离后, 出射光波中心光斑的位置为 $(x = 0.6\omega_0, y = 1.8\omega_0)$ 。另

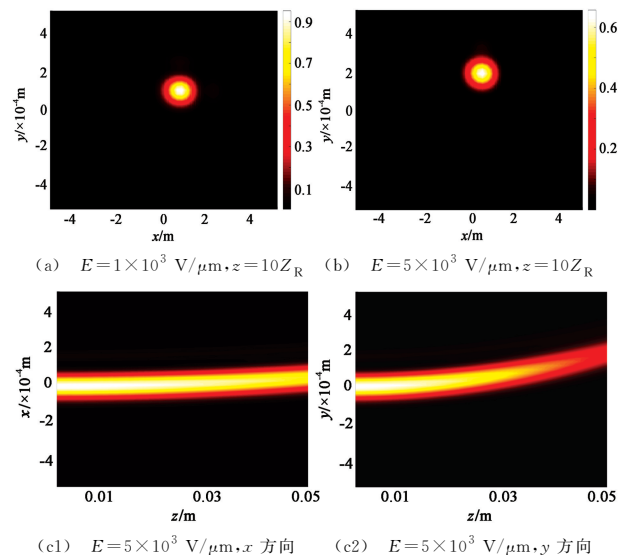


图4 不同电场下 FOGB 通过铌酸锂晶体的光强演变图

外, 对比图 4(a) 和 (b) 的色带条可得, 随着电场强度的增加, FOGB 的光强最大值也逐渐减小。

图 5 给出了 FOGB 归一化中心光斑光强与铌酸锂晶体外加电场的定量关系, 从图中可以更加明确地看出以上分析结果。最后, 从图 6 中心光斑位置与外加电场的定量关系可得: 随着电场的增加, 出射光波在 y 方向越来越偏离原点, 而在 x 方向则更加靠近原点, 进一步证实了铌酸锂晶体外加电场可以调控光波的传输轨迹, 这在光电通信与传感等领域有重要的应用。

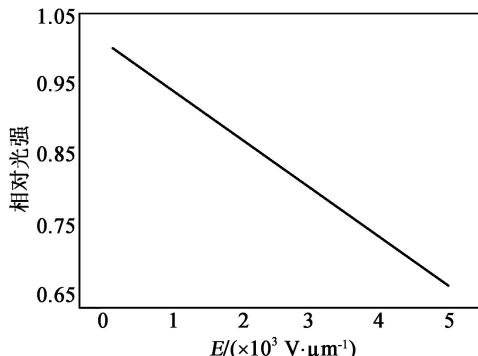


图5 出射光波中心相对光强随电场变化规律

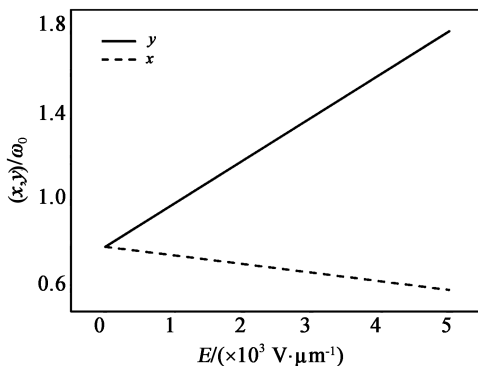


图6 中心光斑位置随电场变化规律

3 结论

本文利用广义惠更斯-菲涅耳积分公式结合角谱法得出了 FOGB 经单轴晶体垂直于光轴的电场和光强解析式。分析了一阶 FOGB 通过传统单轴晶体垂直于光轴的光学特性, 可以看出, 光波在各项异性单轴晶体中传输时, 其自弯曲的速度在 x 和 y 方向随着晶体的类型而有所差异; 对于正单轴晶体, 光波在 x 方向的加速度大于 y 方向, 而对负单轴晶体则相反, 即光波在 x 方向的加速度将小于 y 方向, 此时, 中心光波的移动轨迹 $\tan \theta = y/x$ 始终大于 1。进一步探究了一阶 FOGB 通过铌酸锂电光晶体的光斑演变, 当外加电场时, 铌酸锂晶体在 x 和 y

方向的自弯曲有明显的差异,并且随着电场的增加,出射光波在 y 方向越来越偏离原点,而在 x 方向则更加靠近原点。另外,FOGB的中心光斑相对光强也随着外加电场的增加而逐渐减小。以上结论为分析各类无衍射光波在电光晶体内的传输行为提供了行之有效的手段,更为FOGB在光电通信与传感等领域的调控奠定理论基础。

参考文献:

- [1] Siviloglou G, Broky J, Dogariu A, et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. Phys. Rev. Lett., 2007, 99(21): 213901.
- [2] Efremidis N, Chen Z, Segev M, et al. Airy beams and accelerating waves: an overview of recent advances[J]. Optica, 2019, 6(4): 1-17.
- [3] 靳龙,付艳华,熊永臣. 含负折射率平板介质中艾里高斯光束的传输特性[J]. 半导体光电, 2018, 39(4): 538-543.
- Jin Long, Fu Yanhua, Xiong Yongchen. Propagation properties of Airy Gaussian beam through slab system contained negative index materials[J]. Semiconductor Optoelectronics, 2018, 39(4): 538-543.
- [4] Belafhal A, Ezzariy L, Hennani S, et al. Theoretical introduction and generation method of a novel nondiffracting waves: Olver beams[J]. Optics & Photonics J., 2015, 5(7): 234-246.
- [5] Jin L, Zhang X. Evolution of a finite Olver beam propagating in a right handed and double negative index slab system[J]. Chinese J. of Phys., 2018, 56(3): 1105-1112.
- [6] Hennani S, Ezzariy L, Belafhal A. Propagation properties of finite Olver-Gaussian beams passing through a paraxial ABCD optical system[J]. Opt. & Photonics J., 2015, 5(9): 273-294.
- [7] Hennani S, Ezzariy L, Belafhal A. Intensity distribution of the finite Olver beams through a paraxial ABCD optical system
- [9] Renata Z, Tinko E, Predrag M, et al. Ambient refractive-index measurement with simultaneous temperature monitoring based on a dual-resonance long-period grating inside a fiber loop mirror structure[J]. Sensors, 2018, 18(7): 2370-2375.
- [10] Ustimchik V E, Rissanen J, Popov S M. Anisotropic tapered polarization-maintaining large mode area optical fibers[J]. Opt. Express, 2017, 25(9): 10693-10703.
- [11] Lee Seul-Lee, Park Kyongsoo, Jo Songhyun. Wavelength-switchable erbium-doped fiber ring laser using inline fiber Bragg grating filter [J]. J. of Nanoscience & Nanotechnology, 2017, 17(10): 7804-7809.

with an aperture of basis annular aperture[J]. Optics & Photonics J., 2015, 5(12): 354-368.

- [8] Hennani S, Ez-Zariy L, Belafhal A. Propagation of the finite Olver beams through an apertured misaligned ABCD optical system[J]. Optik-Inter. J. for Light and Electron Opt., 2017, 136: 573-580.
- [9] Jin L, Zhang X. Characteristics of the finite Olver Gaussian beam propagating in the sandwich slab system[J]. J. of Optoelectronics and Advanced Materials, 2019, 21(3/4): 201-207.
- [10] 朱松河,武鹏飞,刘洪亮. 铌酸锂晶体波导散斑温度传感器的研究[J]. 半导体光电, 2018, 39(4): 469-472.
- Zhu Songhe, Wu Pengfei, Liu Hongliang. Study on speckle temperature sensor with lithium niobate crystal waveguide[J]. Semiconductor Optoelectronics, 2018, 39(4): 469-472.
- [11] Hennani S, Ez-Zariy L, Belafhal A. Transformation of finite Olver-gaussian beams by an uniaxial crystal orthogonal to the optical axis[J]. Progress in Electromagnetics Research M, 2016, 45: 153-161.
- [12] 李佳文,张家洪,许晓平,等. 基于波长控制的LiNbO₃晶体强电场传感器[J]. 光学技术, 2019, 45(4): 447-452.
- Li Jiawen, Zhang Jiahong, Xu Xiaoping, et al. LiNbO₃ intensive electric field sensor based on wavelength control[J]. Optical Technique, 2019, 45(4): 447-452.
- [13] Zhou G, Chen R, Chu X. Propagation of Airy beams in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis[J]. Opt. Express, 2012, 20(3): 2196-2205.
- [14] Ciattoni A, Palma C. Optical propagation in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis: Paraxial theory and beyond [J]. J. of the Optical Society of America A, 2003, 20(11): 2163-2171.

作者简介:

靳龙(1989—),男,陕西省西安市人,讲师,研究方向为激光光学和量子光子学等。

E-mail: 20140007@huat.edu.cn

[12] 孙小强,傅栋博,李然,等. 无源光网络中突发光功率计校准方法的研究[J]. 计量学报, 2016, 37(5): 480-483.

Sun Xiaoqiang, Fu Dongbo, Li Ran, et al. Research on calibration method of burst optical power meter in passive optical network[J]. Acta Metrologica Sinica, 2016, 37(5): 480-483.

作者简介:

顾拥军(1969—),男,江苏南通人,硕士,讲师,主要研究方向为传感检测技术。

E-mail: gyjnt123@sina.com

(上接第330页)

一种三维立体传输结构的分段式设计方法

栗辰焯¹, 李振松¹, 缪旻^{1,2}

(1. 北京信息科技大学 信息与通信工程学院, 北京 100101;

2. 北京大学 微米纳米加工技术国家重点实验室, 北京 100871)

摘要: 随着信号频率以及芯片集成密度的持续增长, 三维集成系统内部面临严重的耦合噪声问题。针对三维集成技术中广泛使用的硅通孔(TSV)和水平重布线层(RDL)构成的三维互连结构, 提出了一种基于分段传输线(STL)的三维互连结构优化设计方案。通过将三维互连结构传输线按 STL 模式划分为数个传输线片段生成复数反射波, 并运用基因算法(GA)筛选片段特征信息, 从而优化反射波叠加效果, 实现对传输过程中产生的信号损失进行补偿。仿真结果表明, 该方法可以有效改善三维互连结构中由于耦合噪声造成的信号反射问题, 提升系统传输性能。

关键词: 硅通孔(TSV); 水平布线层(RDL); 分段传输线(STL); 基因算法(GA); 三维集成技术

中图分类号: TN402 文章编号: 1001-5868(2020)03-0362-06

Segmented Design Method for Three-Dimensional Interconnection

LI Chenye¹, LI Zhensong¹, MIAO Min^{1,2}

(1. School of Information and Communication Engineering, Beijing Information Science and Technology University, Beijing 100101, CHN; 2. National Key Laboratory of Science and Technology on Micro/Nano Fabrication, Peking University, Beijing 100871, CHN)

Abstract: With the continuous increase of signal frequency and device integration density in electronic system, serious coupling noise problem in three-dimensional integration system becomes the bottleneck of system performance. Aiming at the three-dimensional interconnection widely used in integrated technology, which is composed of through silicon via (TSV) and redistribution layer (RDL), an optimized design scheme for three-dimensional interconnection is proposed based on segmental transmission line (STL). In this scheme, the three-dimensional interconnection is divided into several segments under the STL requirement, and the genetic algorithm (GA) is used to screen the segments' transmission characteristics to optimize superposition effect of reflected waves, which can compensate the signal loss in the transmission process. The simulation results show that the scheme proposed in this paper reduce the coupling noise caused by wave reflection, and effectively improve the transmission performance in the three-dimensional interconnect system.

Key words: TSV; RDL; STL; GA; three-dimensional integration technology

0 引言

三维集成技术广义上是具有不同功能的芯片

通过物理互连技术形成三维堆叠结构的集成方案^[1]。硅通孔(TSV)技术作为实现系统三维集成的主要技术方案之一, 通过穿透硅基晶圆或芯片形成通孔, 再通过填充导电材料以实现不同层级间的电互连, 能够有效缩减系统通信时延, 降低互连成本, 提高信号速率, 且易于异质集成^[2]。面对持续增长

收稿日期: 2020-03-02.

基金项目: 国家自然科学基金项目(61674016, U1537208); 北京市自然科学基金项目(4162026); 北京市科技新星计划交叉学科合作资助课题(Z161100004916036).

的信号频率以及系统集成密度,TSV 由于结构及材料特点在通路之间产生了大量耦合噪声以及衬底损耗,在信号传输过程中引发了严重的反射问题^[3]。

面对封装器件内部的密闭复杂工作环境,传统方法中端接、隔离、屏蔽等物理优化方案由于成本的提升以及效能的下降被逐渐淘汰^[4]。针对 TSV 本身结构特点造成的信号损失,Wang 等^[5]提出了使用 p 型硅以及 n 型硅共同构成基板结构形成 pn 结的 TSV 设计方案;Liu 等^[6]提出使用聚合物空腔结构隔离 TSV 中导体与衬底的设计方案;Fu 等^[7]提出了一种基于 RL 均衡器结构的 TSV 性能改善方案;而 Su 等^[8]构建了部分同轴 TSV 结构的优化设计。面对持续快速增长的频率,上述各类改良设计结构的三维电互连优化方法,实施成本过高且实现难度较大,同时信号弥补效果无法满足高频条件下的实际应用需求。

本文提出了一种基于分段传输线(STL)的 G-S 传输模式 TSV-RDL 三维立体传输结构设计方案。该方案将三维互连结构中信号 TSV 相连的水平布线层(RDL)传输线根据 STL 技术进行分段,并将互连结构以等效电路形式引入设计过程,通过基因算法搜索具有优秀传输性能对应的 RDL 片段宽度及长度信息,实现在 30 GHz 以上高频条件下 G-S 传输模式 TSV-RDL 三维互连结构优化设计。

1 设计理论

1.1 STL 基本原理

高频信号波对阻抗变化敏感的特性导致信号在阻抗变化处发生反射从而影响传输性能^[9]。STL 是将传输线分段以引发复数反射波,通过一定的片段排列方式使反射波的叠加结果对信号损失进行补偿,从而提升传输性能的一种技术^[10]。其实施难度较低,且不增加原有设计的实现成本。

在基于三维集成技术的信息系统中,基本的层间电互连结构是由一对 TSV 和相连 RDL 传输线构成的传输回路^[11]。本文基于 STL 概念对回路中信号 TSV 所连接 RDL 传输线进行分段设计,通过改变各片段的宽度值改变片段阻抗以及各片段与参考 RDL 之间的距离,利用反射波以及不同耦合效应产生的噪声的叠加结果弥补信号幅度损失。同时通过小幅度改变各个片段的长度值来微调反射波的发生位置,以进一步改善信号传输质量。

区别于阻抗匹配的设计理念,分段传输线本身

不同的片段组合方式会带来不同水平的信号弥补效果,或者会造成严重的信号完整性问题。针对存在复数反射波的复杂环境,无法用确定的计算公式来量化信号传输过程^[12]。同时,由 RDL 各片段的宽度及长度特征信息构成的数组与生物学中染色体结构特征高度契合,所以本文设计基因算法(GA)来实现基于 STL 的三维互连结构优化设计。

1.2 基因算法构建

基因算法模拟生物学中染色体进化所经历的交叉、变异等过程,通过模块化以及循环设计对算法输入数据进行持续更新以及评估,最终将满足预设条件的数据输出^[13]。算法本质是针对特定问题,采用问题的潜在答案作为算法的输入数据,在问题解集中搜索最优解的过程。

如图 1 所示,本文设计的基因算法首先在数据生成模块中生成一定数量的 RDL 片段特征信息数组构成数据集,通过随机抽取其中的一对数组输入交叉以及变异模块以实现数组中元素的更新。然后在算法的评估模块中通过仿真软件对更新后每个数组代表的分段三维互连结构进行评估,筛选出信号弥补性能最优秀的个体。算法设计概念中将数据经过交叉、变异以及评估的完整过程称作一次进化^[14]。该算法将不断重复循环整个进化过程直到达到预设的目标结果阈值。

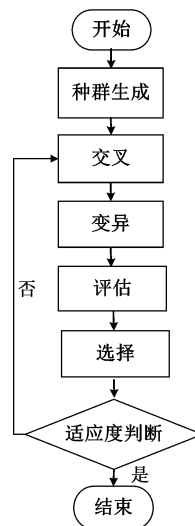


图 1 基因算法流程示意图

2 技术实现方案

2.1 参数的生成

经过试验验证,将传输线分为 10 段可以在保证具有良好信号弥补效果的同时,避免过量反射波造

成信号时延。算法首先构建数据生成模块,针对 10 个片段创建一个 2 行 10 列的数组,其中一行是在特定范围内随机生成的各片段宽度信息元素,保证片段阻抗在特定范围内取值;另一行为数值相近但总和严格一致的各片段长度信息元素。然后生成 10 个相应数组构成算法的初始输入数据集。在算法概念中,数据生成模块构建的初始数据集作为原始染色体种群参与进化过程,其中每个数组为种群中的原始染色体个体。

2.2 交叉

交叉模块通过两个染色体个体之间元素交换的方式生成新的染色体种群,其工作流程如下:1)在交叉模块中,从原始染色体种群中随机挑选一对数组作为父母代染色体进行交叉操作;2)对数组中所有元素位置进行独立判定,若满足条件则交换相同位置的元素值;3)构建循环对父母代基因个体进行多次完整交叉,生成多组结果数组;4)将所有结果数组共同构成新的子代染色体种群并输出至变异模块。图 2 所示为交叉以及变异原理流程图。

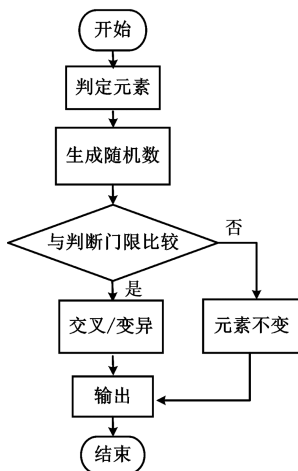


图 2 交叉以及变异原理示意图

而针对长度信息元素,从父母代染色体上随机各选择一个长度元素判断是否交叉,若交叉则调整同数组中其他长度元素数值以保证整行元素总和不变。

2.3 变异

变异模块在规定数值范围内生成新的元素代替子代种群中的已有元素,进一步更新子代染色体种群,其工作流程如下:1)变异模块对交叉模块输出的子代种群中所有元素进行变异判定;2)满足变异条件则将判定元素替换为规定范围内的随机元素;3)将经过变异的子代种群输出至评估模块进行评

估。针对长度信息,为了保持数组中每行元素总和不变,若满足变异条件则将整行长度元素位置随机重新分配。

2.4 评估与换代

算法针对变异模块输出的子代染色体种群,使用 Hspice 软件对算法中个体数组代表的分段互连结构进行仿真评估。通过使用 Hspice 网表文件构建 G-S 传输模式 TSV-RDL 三维互连结构模型,根据子代染色体中数组携带信息将信号 TSV 连接的 RDL 传输线调整为由相应阻抗以及长度为 10 个片段构成的分段互连结构,通过输入理想测试信号进行仿真。基于 Hspice 软件文本描述的输入格式特点,可以快速批量生成个体的评估结果,从而提高算法运行速度。

Hspice 文本格式的仿真网表文件无法直接描述包括 TSV 在内的三维结构,本文通过仿真软件 ANSYS Q3D Extractor 将三维的硅通孔结构转换为二维等效电路描述文本。结合 RDL 传输线的文本描述语句,实现 Hspice 软件对包含 G-S 传输模式 TSV-RDL 在内的完整互连结构进行准确仿真的需求。

评估模块工作流程如下:1)将变异模块输出的子代种群与交叉模块抽取的一对父母代染色体组成待评估的染色体种群 a ;2)针对种群 a 中每个数组代表的分段互连结构构建相应 Hspice 文本描述网表进行仿真;3)求解个体仿真结果与理想波形面积差值,取结果的绝对值倒数作为个体量化评分;4)保留种群 a 中评分最高的两个数组,替代交叉模块所抽取的一对父母代染色体于原始种群中的位置,完成原始种群的局部优化,其原理如图 3 所示。

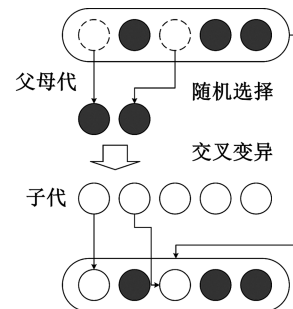


图 3 种群局部优化原理图

本文将原始染色体种群经过一次交叉、变异以及评估后得到局部更新的过程定义为一次进化。在本算法构建的进化过程中,通过将交叉模块抽取的父母代染色体加入评估流程,从而保证原始种群的

局部更新始终向增益性方向发展。

3 方案验证分析

本文提出了一种基于 STL 的 G-S 传输模式 TSV-RDL 三维传输结构优化设计方案。构建了一层、二层以及四层通孔结构的 G-S 传输模式 TSV-RDL 三维传输结构模型,根据所设计基因算法筛选结果建立了具有分段 RDL 传输线结构的对应优化模型。通过对算法评估流程中互连结构等效电路与实际三维结构进行仿真对比以证明算法可靠性。使用电磁全波仿真软件 HFSS 对普通三维互连结构以及基于 STL 设计的优化结构进行仿真,对比验证设计方案的可行性。

3.1 硅通孔等效电路验证

在本文构建的基因算法流程中,误差主要来源于评估模块判定结果的准确性,评估模块的判定误差来源于硅通孔等效电路与实际三维结构的性能差距。使用 ADS 软件对 Q3D 输出的硅通孔等效电路进行仿真,与 HFSS 对三维硅通孔仿真结果进行对比,从而验证评估流程的可靠性。

如图 4、5 所示,35 GHz 处二维等效电路的 ADS 仿真结果曲线上的 S_{11} 参数为 -9.519 dB,

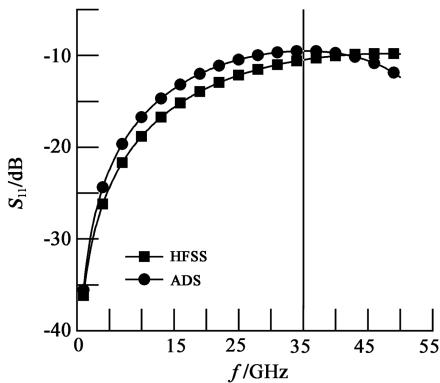


图 4 Q3D 等效电路验证 S_{11} 参数对比

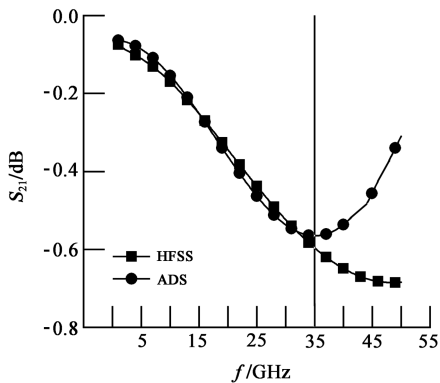


图 5 Q3D 等效电路验证 S_{21} 参数对比

HFSS 仿真的三维结构的 S_{11} 为 -10.488 dB,二者相差不足 1 dB。而二维等效电路的 S_{21} 结果为 -0.565 dB, HFSS 三维结构 S_{21} 为 -0.596 dB,二者相差不足 0.1 dB。仿真结果证明,基因算法流程具有可行性。

3.2 TSV-RDL 三维互连结构优化设计仿真验证

本文构建了具有一层、二层以及四层通孔结构的 G-S 传输模式 TSV-RDL 三维立体传输结构模型,其中 TSV 与 RDL 互连结构如图 6 所示,具体参数见表 1。

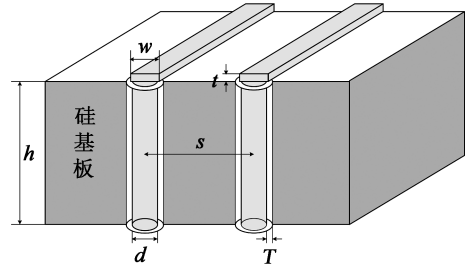


图 6 G-S TSV 结构示意图

表 1 实验 TSV 结构参数(单位: μm)

参数	值	材料
互连导体宽度 w	10	铜
互连导体厚度 t	2	铜
通孔结构直径 d	10	铜
隔电层厚度 T	0.5	二氧化硅
基板厚度 h	100	硅
通路间距 s	10	

3.2.1 一层互连结构优化设计结果

本文针对一层互连结构,经过方案设计基因算法输出的各片段参数,见表 2。根据算法输出结果构建如图 7 所示具有分段 RDL 传输线的一层三维互连结构模型。

S 参数仿真结果对比如图 8 和 9 所示,一层 TSV-RDL 三维互连结构的水平传输线优化设计结果证明在信号频率为 40 GHz 处,与原始结构相比, S_{11} 参数由 -10.740 dB 下降至 -18.309 dB,下降了 7.569 dB。优化后互连的 S_{21} 参数由 -1.297 dB 提升至 -0.981 dB,上升了 0.317 dB。

表 2 一层 TSV-RDL 三维互连结构 STL 基因算法参数搜索结果

分段 RDL	R1	R2	R3	R4	R5
宽度/ μm	15	23	22	17	10
长度/ μm	200	195	190	205	200
分段 RDL	R6	R7	R8	R9	R10
宽度/ μm	10	16	19	9	22
长度/ μm	205	205	196	203	201

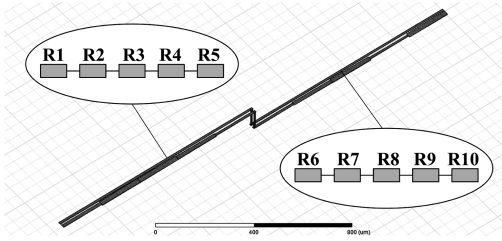


图 7 具有 STL 结构的一层 TSV-RDL 互连结构模型

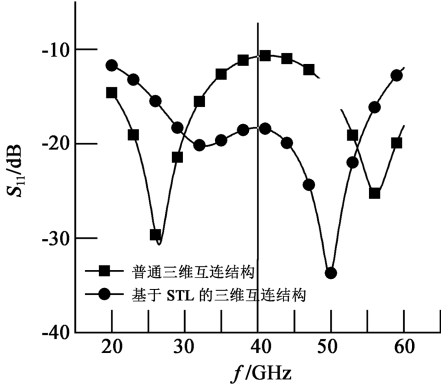


图 8 一层 TSV-RDL 互连结构优化前后 S_{11} 参数对比

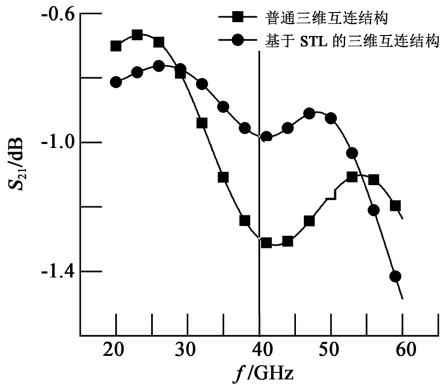


图 9 一层 TSV-RDL 互连结构优化前后 S_{21} 参数对比

3.2.2 二层 TSV-RDL 互连结构优化设计结果

本文设计的二层三维互连结构中,不同层间 TSV 水平间距为 $200\ \mu\text{m}$,在层间添加厚度为 $2\ \mu\text{m}$ 的隔电层,材料为二氧化硅。对比图 10 及 11 所示的

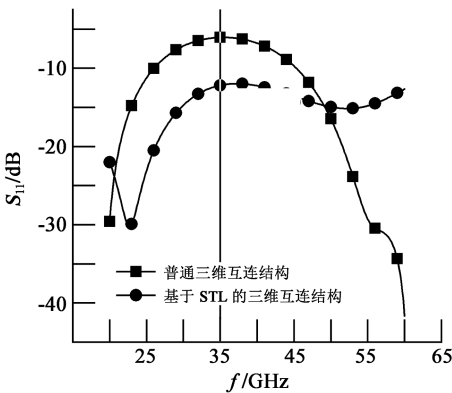


图 10 二层 TSV-RDL 互连结构优化前后 S_{11} 参数对比

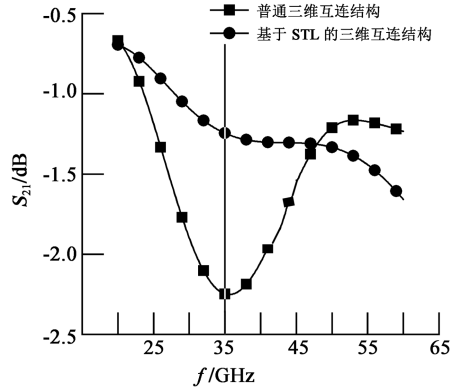


图 11 二层 TSV-RDL 互连结构优化前后 S_{21} 参数对比

仿真结果可知,在 35 GHz 处,优化后的 S_{11} 参数由 $-6.059\ \text{dB}$ 下降至 $-12.178\ \text{dB}$,且低于 $-10\ \text{dB}$ 范围,下降了 $6.119\ \text{dB}$ 。 S_{21} 参数由 $-2.248\ \text{dB}$ 提升至 $-1.246\ \text{dB}$,上升了 $1.002\ \text{dB}$ 。

3.2.3 四层 TSV-RDL 互连结构优化设计结果

本文设计了结构较为复杂的具有四层硅通孔的三维互连结构,信号通路与参考通路之间间距为二倍硅通孔直径 $20\ \mu\text{m}$,TSV 对之间水平间距分别为 $30, 40$ 和 $30\ \mu\text{m}$ 。

S_{11} 参数仿真结果如图 12 所示。对比原始结构以及具有分段 RDL 的优化后模型结果曲线可知,

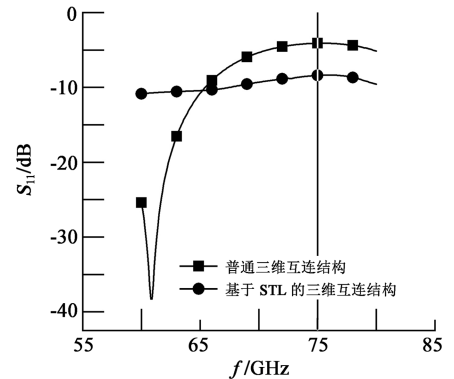


图 12 四层 TSV-RDL 互连结构优化前后 S_{11} 参数对比

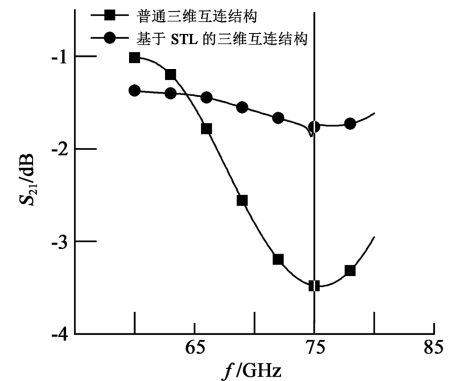


图 13 四层 TSV-RDL 互连结构优化前后 S_{21} 参数对比

在 75 GHz 的高频处,其 S_{11} 参数由 -4.093 dB 下降至 -8.395 dB,下降了 4.302 dB。实验证明:在互连结构内部复杂环境以及 75 GHz 的高频条件共同作用下,信号的传输过程面临较为严重的反射问题,而经过优化的四层 TSV-RDL 互连结构的 S_{11} 参数有明显改善;75 GHz 处的 S_{21} 仿真结果如图 13 所示,由 -3.479 dB 提升至 -1.763 dB,优化后参数上升了 1.716 dB。

4 结论

本文提出了一种基于 STL 的 G-S 传输模式 TSV-RDL 三维互连结构优化设计方案,将互连结构中 与信号 TSV 相连的 RDL 传输线根据 STL 技术进行分段,通过设计基因算法搜索具有优秀传输性能的 RDL 片段宽度及长度信息,构建了具有分段 RDL 传输线的三维互连结构模型。设计针对三种不同层级的三维互连结构优化设计场景的对比实验,通过仿真分析验证了基于 STL 的三维互连结构优化设计方案的可行性。实验结果表明,基于 STL 的三维互连结构优化设计方案能够有效改善信号传输过程中由于耦合噪声以及衬底泄露造成的信号反射。

目前传统端接、隔离、RL 均衡器以及其他结构设计类等物理方法面对 75 GHz 的高频信号以及微米级的工作环境逐渐丧失性能,基于 STL 的优化方案因其本身无源的工作特点以及较低的实施成本而具有很大的发展潜力。

参考文献:

- [1] Kino H, Fukusima T, Tanaka T. Investigation of TSV liner interface with multiwell structured TSV to suppress noise propagation in mixed-signal 3D-IC[J]. IEEE J. of the Electron Devices Society, 2019, 7: 1225-1231.
- [2] Chen S, Xu Q, Yu B. Adaptive 3D-IC TSV fault tolerance structure generation[J]. IEEE Trans. on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, 2018, 38(5): 949-960.
- [3] Reddy R P, Acharyya A, Khursheed S. A cost-aware framework for lifetime reliability of TSV based 3D-IC design [J]. IEEE Trans. on Circuits and Systems II: Express Briefs Early Access, 2020: 2970724.
- [4] Kino H, Fukushima T, Tanaka T. Noise propagation through TSV in mixed-signal 3D-IC and investigation of liner interface with multi-well structured TSV[C]// 2019 IEEE Electron Devices Technology and Manufacturing Conf. (EDTM), 2019: 222-224.
- [5] Wang F, Huang J, Yu N. A novel guard method of through-silicon-via (TSV)[J]. IEICE Electron. Express, 2018, 15 (11): 20180421.
- [6] Liu X, Zhu Z, Yang Y, et al. Electrical modeling and analysis of polymer-cavity through-silicon vias [C]//2017 IEEE Electrical Design of Adv. Packaging and Systems Symp. (EDAPS), 2017: 1-3.
- [7] Fu K, Zhao W S, Wang D W, et al. A compact passive equalizer design for differential channels in TSV-based 3-D ICs [J]. IEEE Access, 2018, 6: 75278-75292.
- [8] Su J, Zhang W, Yao C. Partial coaxial through-silicon via for suppressing the substrate noise in 3-dimensional integrated circuit[J]. IEEE Access, 2019, 7: 98803-98810.
- [9] Lim J, Cho J, Jung D H, et al. Modeling and analysis of TSV noise coupling effects on RF LC-VCO and shielding structures in 3D IC[J]. IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, 2018, 60(6): 1939-1947.
- [10] Odaira T, Yokoshima N, Yoshihara I, et al. Evolutionary design of high signal integrity interconnection based on eye-diagram[J]. Artificial Life and Robotics, 2018, 23(3): 298-303.
- [11] Yasunaga M, Kuribara Y, Inoue H, et al. Simultaneous improvement to signal integrity and electromagnetic interference in high-speed transmission lines[C]//2015 IEEE Symp. Series on Computational Intelligence, 2015: 1236-1243.
- [12] Matsuoka S, Yasunaga M. High signal integrity transmission line using microchip capacitors and its design methodology[C]// 2018 7th Electronic System-Integration Technol. Conf. (ESTC), 2018: 1-2.
- [13] Matsuoka S, Yasunaga M. A high signal integrity interconnect design using a genetic algorithm and its solution analysis: What solution did GA find in time and frequency domain? [C]// 2016 IEEE Electrical Design of Adv. Packaging and Systems (EDAPS), 2016: 185-187.
- [14] Hao C, Yoshimura T. An efficient multi-level algorithm for 3D-IC TSV assignment[J]. IEICE Trans. on Fundamentals of Electronics, Commun. and Computer Sciences, 2017, 100 (3): 776-784.

作者简介:

栗辰焯(1994—),男,山西大同市人,硕士研究生,研究方向为三维高速电互连测试与建模关键技术;

缪旻(1973—),男,云南昆明人,博士,教授,硕士生导师,研究方向包括信息与通信工程、三维微纳米信息系统集成、高速互连、智能硬件等。

E-mail: 18301376108@163.com

一种高双折射低损耗大负色散光子晶体光纤的设计

赵丽娟, 赵海英, 徐志钮

(华北电力大学 电气与电子工程学院, 河北 保定 071003)

摘要: 设计了一种新型光子晶体光纤结构, 该光纤包层包含六个由不同形状空气孔组成的轴对称的三角晶格, 并在中间沿 x 轴引入一排大小不同的椭圆空气孔, 实现了高双折射、低限制性损耗和大负色散特性。构建了该光子晶体光纤的有限元模型, 基于该模型研究了中心两个空气孔的偏转角对 LP_{01} 模和 LP_{11} 模的模场分布、双折射系数、限制性损耗和色散系数的影响。研究表明, 在偏转角 $\alpha = 90^\circ$ 时该型光纤具有最优性能, 即 LP_{01} 模可在波长为 1 550 nm 处获得高达 3.618×10^{-2} 的双折射、仅为 1.999×10^{-14} dB/m 的限制性损耗以及低至 -764 ps/(nm · km) 的大负色散, 其综合传输特性优于现有典型光子晶体光纤。

关键词: 光子晶体光纤; 结构优化; 双折射; 限制性损耗; 色散; 有限元方法

中图分类号: TN253 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0368-06

Design of Photonic Crystal Fiber with High Birefringence, Low Confinement Loss and Large Negative Dispersion

ZHAO Lijuan, ZHAO Haiying, XU Zhiniu

(School of Electrical and Electronic Engineering, North China Electric Power University, Baoding 071003, CHN)

Abstract: A new type of photonic crystal fiber structure is designed in this paper. The fiber cladding contains six axisymmetric triangular lattices composed of air holes with different shapes, and a row of elliptical air holes with different sizes were introduced along the x -axis in the middle to achieve high birefringence, ultra-low confinement loss and large negative dispersion. The model of the photonic crystal fiber was constructed by the finite element method, based on which, the effects of the rotation angle of the two central air holes on the mode field distribution, birefringence coefficient, confinement loss and dispersion coefficient of the LP_{01} mode and LP_{11} mode were studied. The results show that the fiber has the optimal performance when the rotation angle $\alpha = 90^\circ$, that is, at the wavelength of 1 550 nm, the LP_{01} mode can obtain the birefringence, confinement loss and dispersion as 3.618×10^{-2} , 1.999×10^{-14} dB/m and -764 ps/(nm · km), respectively.

Key words: photonic crystal fiber; structure optimization; birefringence; confinement loss; dispersion; finite element method

0 引言

光子晶体光纤(Photonic Crystal Fiber, PCF)

是一类基于光子晶体特性的新型光纤, 它可以改变光的产生、传输和使用方式, 极具应用前景。PCF 技术因其设计的灵活性表现出传统光纤难以企及的特点, 如高双折射、低损耗和色散管理等, 在光纤传感、光通信以及非线性光学等电信和非电信领域都有着广泛的应用, 备受研究人员的关注^[1]。

收稿日期: 2020-02-27.

基金项目: 国家自然科学基金项目(51607066, 61377088); 河北省自然科学基金项目(E2019502177); 中央高校基本科研业务费专项资金项目(2020YJ005, 2019MS090, 2019MS085).

自1987年Yablonovitch和John^[2-3]首次提出光子晶体的概念以来,随着科学研究和工程实践的进展,光子晶体光纤得到了不断改进和发展。2012年,Xu等^[4]提出一种高双折射低色散的光子晶体光纤,双折射达到 4.92×10^{-3} ,且色散为 $-20 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 。2014年,Hao^[5]利用有限元法提出一种高双折射的光子晶体光纤,其双折射系数提高至 1.8×10^{-2} 。2016年,杨天宇等^[6]提出了一种具有中心缺陷孔的新型非对称椭圆光子晶体光纤,该结构的双折射值可达 3.05×10^{-2} ,色散低至 $-200 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 。武丽敏等^[7]设计了一种色散达 $-667 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 的高负平坦色散光子晶体光纤,但其双折射仅为 2.21×10^{-2} 。2018年,Islam等^[8]通过引入方形空气孔提出一种限制性损耗低至 $1.7 \times 10^{-9} \text{ dB}/\text{m}$ 的光子晶体光纤,其双折射为 2.8×10^{-3} 。2019年,Saha等^[9]设计了一种在波长 1550 nm 处具有高双折射的光子晶体光纤,双折射系数为 2.75×10^{-2} ,负色散达 $-540.67 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$,但其限制性损耗仅为 $10^{-3} \text{ dB}/\text{m}$ 量级。可见,现有光子晶体光纤并不能使多个特性均达到更优。

本文所设计光纤为一种高双折射、低限制性损耗和大负色散的PCF,包层包含六个由形状和大小各异的空气孔组成的轴对称的三角晶格,并在中间沿 x 轴引入一排不同大小的椭圆空气孔。采用有限元法系统研究了纤芯处两个小椭圆空气孔偏转角度对该光纤 LP_{01} 模和 LP_{11} 模的 x, y 偏振态的有效折射率、双折射、限制性损耗和色散特性的影响。优化了偏转角后,基模在波长 1550 nm 处获得了高达 3.618×10^{-2} 的双折射、仅为 $1.999 \times 10^{-14} \text{ dB}/\text{m}$ 的限制性损耗以及低至 $-764 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 的大负色散,并与现有光子晶体光纤进行比较,验证了结果的可靠性。该光纤可应用于高速光通信、光纤传感、色散补偿等领域。

1 基本理论

1.1 光纤结构

本文设计的光子晶体光纤的横截面如图1所示。包层包含六个轴对称的三角晶格,且三角晶格由不同形状及大小的空气孔组成,在中间沿 x 轴引入一排不同大小的椭圆空气孔,其中,各空气孔的参数如表1所示。将部分空气孔设计为椭圆形是为了增加光纤的不对称性,以改善其特性。图中 α 表示偏转角。

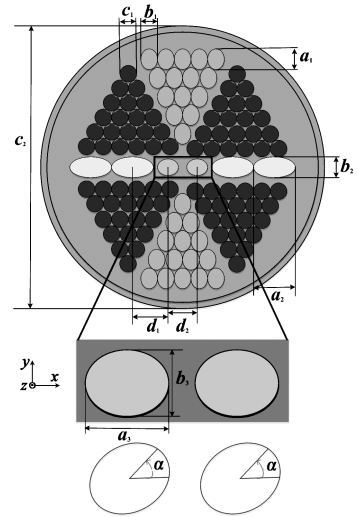


图1 光子晶体光纤横截面示意图

表1 PCF参数(单位: μm)

参数	a_1	b_1	a_2	b_2	a_3	b_3	c_1	c_2	d_1	d_2
值	1	0.8	2	1	1	0.8	0.8	13.6	1.7	1.4

该光子晶体光纤的基底材料是二氧化硅,其折射率满足以下Sellmeier方程^[10-11]:

$$n(\lambda) = \sqrt{\left(1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}\right)} \quad (1)$$

式中, n 为二氧化硅的折射率, λ 为入射光的波长, B_1, B_2, B_3, C_1, C_2 和 C_3 是Sellmeier系数,分别取值为 $0.69616630, 0.40794260, 0.89747940, 4.67914826 \times 10^{-3} \mu\text{m}^2, 1.3512063 \times 10^{-2} \mu\text{m}^2$ 和 $97.9340025 \mu\text{m}^2$ 。

1.2 有限元模型

有限元法适用于不同形状的空气孔任意排列时PCF电磁场的计算,其建模和计算比较方便,而且精确度较高。因此,本文利用该方法建立了光子晶体光纤的电磁场模型,并结合完美匹配层吸收边界条件对光纤模型进行模拟计算。

当光波在PCF的 z 方向上传播时,对 $x-y$ 平面的横截面进行模态分析。由麦克斯韦方程可得其满足的磁场方程如下:

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon_r} \nabla \times \mathbf{H} \right] = K_0^2 \mu_r \times \mathbf{H} \quad (2)$$

其中, \mathbf{H} 为磁场强度, μ_r 和 ϵ_r 分别为介质的相对磁导率和相对介电常数,其中, $K_0 = 2\pi/\lambda$ 为真空中的面外波数(λ 为入射波长)。磁场强度的模态解可以表示为

$$\mathbf{H} = \mathbf{h}(x, y) e^{-ij\beta z} \quad (3)$$

式中, $\mathbf{h}(x, y)$ 是横向平面的场分布, j 代表虚数单位, $\beta = n_{\text{eff}}K_0$ 为传播常数, n_{eff} 为有效折射率。由麦克斯韦方程可得该光子晶体光纤满足的电场方程如下:

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon_r} \nabla \times \mathbf{E} \right] = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_r \times \mathbf{E} \quad (4)$$

其中, \mathbf{E} 为电场强度, $c = 3 \times 10^8$ m/s 为真空中光速, ω 为光在真空中的角频率。电场强度亦可由上述方法得到。通过求解式(2)~(4), 可以计算不同模式的有效折射率(n_{eff})、传播常数(β)、磁场强度(\mathbf{H})和电场强度(\mathbf{E}), 进而可以对 PCF 的双折射(B)、限制性损耗(CL)和色散(D)等特性进行计算。

1.3 传输特性

模式的双折射系数是表征光纤偏振特性的重要指标, 通常由以下公式求得^[12]:

$$B = | \text{Re}(n_{\text{eff}}^x) - \text{Re}(n_{\text{eff}}^y) | \quad (5)$$

式中, Re 表示取实部, n_{eff}^x 和 n_{eff}^y 分别为 x 偏振模和 y 偏振模的有效折射率。

由于 PCF 特殊的波导结构, 它具有不同于普通光纤的损耗, 即限制性损耗。对于 PCF 而言, 限制性损耗是影响其传输性能的重要因素。PCF 的限制性损耗公式^[13-14]为

$$CL = \frac{20}{\ln(10)} \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \quad (6)$$

其中, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 表示取有效折射率的虚部, 表征光能量的损耗。

色散是限制光纤通信系统无中继传输距离的主要制约因素。由式(7)可以求得对应模式的色散^[15]:

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}(n_{\text{eff}})}{d\lambda^2} \quad (7)$$

2 数值模拟和结果分析

由于 PCF 具有无截止单模特性, 其 LP_{01} 模在较大的波长范围内都存在, 本文所设计的 PCF 也不例外。经模拟计算发现本文所设计 PCF 中 LP_{11} 模的截止波长为 1 200 nm, 为了更好地展示研究结果, 分别在 $1\ 100\ \text{nm} \leq \lambda \leq 2\ 000\ \text{nm}$ 和 $\lambda \leq 1\ 200\ \text{nm}$ 波长范围内对 LP_{01} 模和 LP_{11} 模进行分析。改变中间两个椭圆空气孔的偏转角 α 会使光子晶体光纤截面的不对称性发生变化, 从而使得其传输特性发生较大改变。因此, 本文分别选取 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ 和 90° 时的

结构进行数值计算, 分析偏转角 α 对其 LP_{01} 模和 LP_{11} 模特性的影响。

2.1 模场分布特性

根据本文设计的光纤结构, 利用有限元法求解式(2)~(4), 得到该光纤在不同的偏转角 α 和入射波长 λ 下的模场分布。图 2 所示为 $\alpha = 0^\circ$ 时光纤的场强分布。图 3 给出了 $\lambda = 1\ 000\ \text{nm}$ 处, 偏转角 α 取不同值时纤芯处的场强分布。图中箭头表示磁场方向, 水平方向则对应 x 偏振态, 垂直方向代表 y 偏振态。可见, 光在光纤中传输时, 各模式的电场能量被很好地束缚在光纤的纤芯中, 这一特点有利于光在光纤中的长距离传输, 与光子晶体光纤的实际情况吻合。

面上箭头: 磁场 表面: 电场模 (V/m)

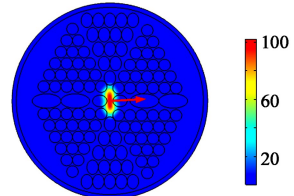
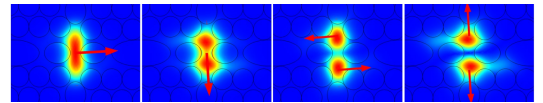
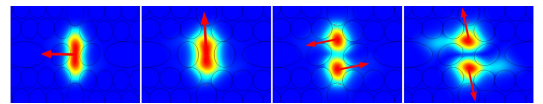


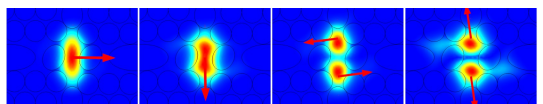
图 2 $\alpha = 0^\circ$ 时的场强分布



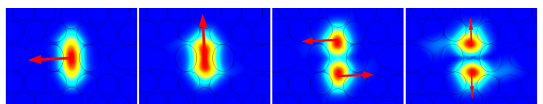
(a) $\alpha = 0^\circ$



(b) $\alpha = 30^\circ$



(c) $\alpha = 60^\circ$



(d) $\alpha = 90^\circ$

图 3 α 取不同值时纤芯处的场强分布

2.2 有效折射率

由于 PCF 的有效折射率是波长的函数, 利用有限元法, 根据 Sellmeier 方程可以得到不同偏转角下有效折射率随波长的变化曲线, 如图 4 所示。可见, 不同模式的有效折射率都随着波长的增加而减小, 且就某一确定的模式而言, 偏转角增大使得 x 方向包层的不对称性提高, 导致有效折射率增大。

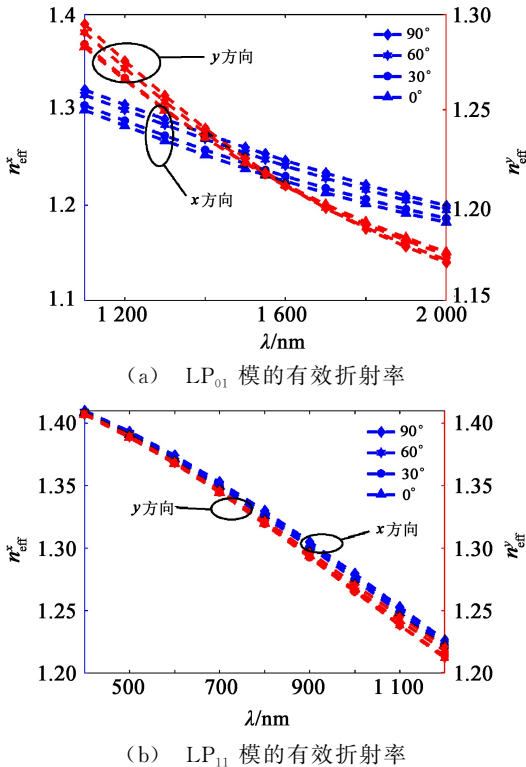


图4 不同偏转角下有效折射率与波长的关系

2.3 双折射特性

图5给出了 α 取不同值时LP₀₁模和LP₁₁模的双折射随波长的变化情况。可见,随着中心椭圆空气孔偏转角度的增大,LP₀₁模和LP₁₁模的双折射均增大,这是因为偏转角越大,光纤截面的不对称性越高,两轴的传播常数差距变大,折射率差距也随之变大。因此,偏转角为90°时,双折射最大,更有利于模式的稳定传输。波长在400~1000 nm时,LP₁₁模的双折射随波长的增大而增大,但始终比LP₀₁模的双折射小,这也符合基模传输信号更稳定的规律。在 $\alpha=90^\circ$,波长为1550 nm时得到该光子晶体光纤基模的双折射达到 3.618×10^{-2} ,较传统的保偏光纤提高了两个数量级,较已有的光子晶体

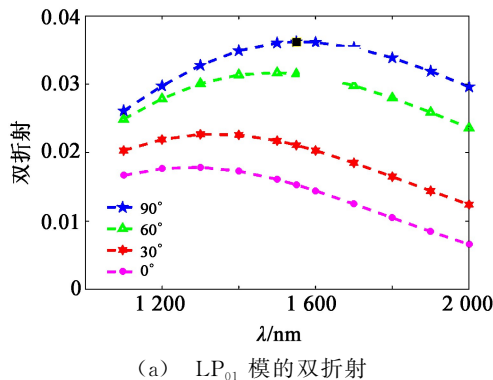
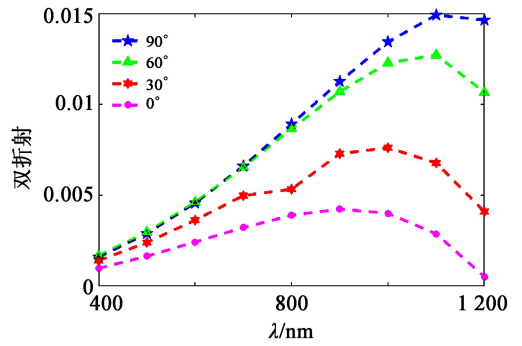
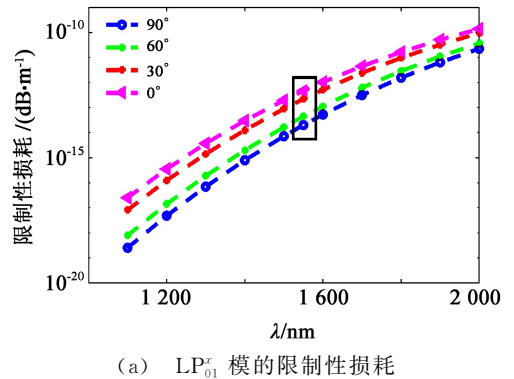
(a) LP₀₁ 模的双折射

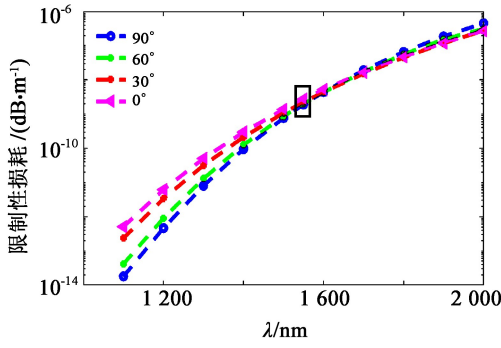
图5 不同模式下双折射与波长的关系

光纤^[4-7,9,16-17]高一个数量级。由于高双折射光纤在高速光通信系统、光纤传感^[18-19]和精密光学仪器等领域都有着重要应用,所以高双折射为本设计的一大优势。

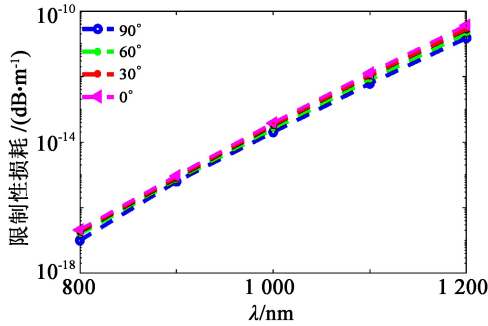
2.4 限制性损耗

由2.2节可知,改变中间小椭圆空气孔的偏转角 α 能够得到不同的有效折射率,进而由式(6)可以得到不同的限制性损耗。通过模拟计算,分析得到中间小椭圆空气孔的偏转角 α 取不同值时光子晶体光纤的限制性损耗随波长的变化曲线,如图6所示。可见,随着波长的增大,PCF对光的约束力减小,由纤芯泄露到包层的能量增多,各模式的限制性损耗随之增大。但是,LP₀₁^x模和LP₁₁^x模的限制性损耗基本稳定在 10^{-10} dB/m以下,LP₀₁^y模和LP₁₁^y模的限制性损耗也基本稳定在 10^{-7} dB/m以下,因此,该PCF具有极低的限制性损耗。此外,LP₀₁模和LP₁₁模中,在相同波长与偏转角下,相较于 y 偏振态, x 偏振态的限制性损耗总是更低,这是由于整体的光纤结构在 x 方向上的不对称性更高。当偏转角 $\alpha=90^\circ$,且波长在1550 nm附近时,LP₀₁^x的限制性损耗仅在 10^{-14} dB/m数量级,与已有光子晶体光纤^[8,16,20-22]相比,降低了5~7个数量级,损耗性能明

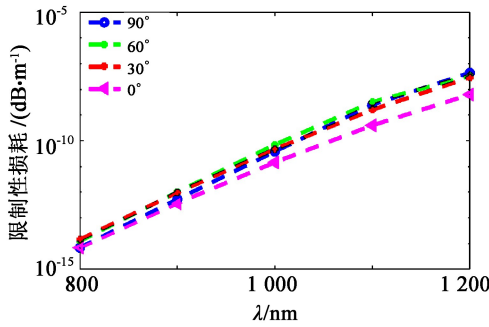
(a) LP₀₁^x 模的限制性损耗



(b) LP_{01}^- 模的限制性损耗



(c) LP_{11}^+ 模的限制性损耗



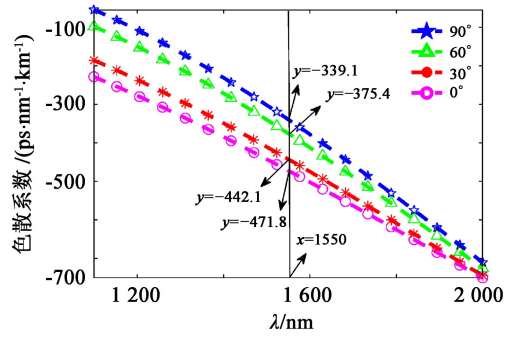
(d) LP_{11}^- 模的限制性损耗

图 6 不同模式、不同偏转角下限制性损耗随波长的变化

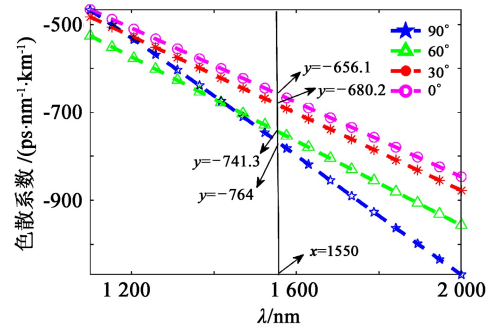
显更优,能更好地将光束缚在纤芯内部,更有利于信号的长距离稳定传输。

2.5 色散

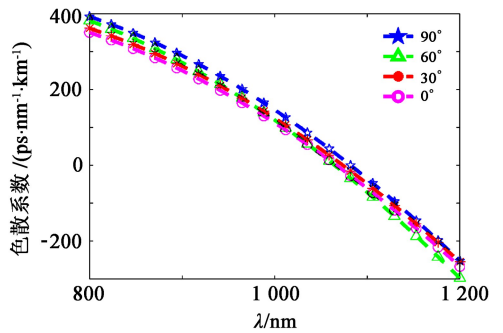
图 7 所示为中间小椭圆空气孔偏转角 α 取不同值时,模式的色散系数随波长的变化曲线。从图 7 中可以看出,随着波长的增大, LP_{01}^+ , LP_{01}^- , LP_{11}^+ 的色散都逐渐减小,且出现大负色散,只有 LP_{11}^- 色散系数为正值。相同波长下,该 PCF 中 LP_{01}^- 色散系数最低,在偏转角为 90° 且波长为 1550 nm 时,色散系数可低至 $-764\text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$,与现有光子晶体光纤^[6-7,9]相比降低了 $100\sim 500\text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$,即获得了更大的负色散特性,这在色散补偿光纤领域有极大的应用潜力。



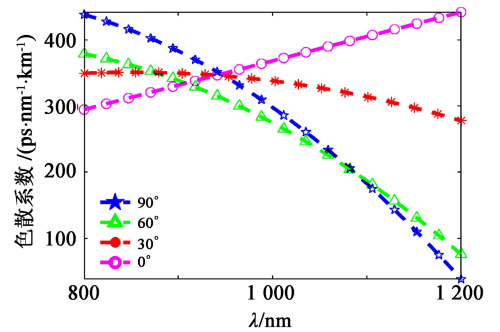
(a) LP_{01}^+ 模的色散



(b) LP_{01}^- 模的色散



(c) LP_{11}^+ 模的色散



(d) LP_{11}^- 模的色散

图 7 不同模式、不同偏转角下色散系数随波长的变化

对于本文所设计的 PCF,由上述模拟计算及数值分析可知,中间小椭圆空气孔偏转角 $\alpha = 90^\circ$ 时的结构所得特性最优,将其与现有的光子晶体光纤在波长为 1550 nm 处进行了进一步的比较,结果如表 2 所示。可见,本文所设计的光子晶体光纤在中间

小椭圆空气孔偏转角 $\alpha = 90^\circ$ 时基模的双折射特性、限制性损耗特性及色散特性都得到了明显的优化。因此,该结构的光子晶体光纤在光纤传感、光信号的长距离稳定传输以及色散补偿等领域有着潜在的应用价值。

表2 本文所设计光纤与现有 PCF 的性能比较

光纤种类	双折射	限制性损耗/ (dB · m ⁻¹)	色散系数/ (ps · nm ⁻¹ · km ⁻¹)
PCF1 ^[6]	3.05×10^{-2}	—	-200
PCF2 ^[7]	2.21×10^{-2}	—	-667
PCF3 ^[8]	5×10^{-3}	1.7×10^{-9}	—
PCF4 ^[9]	2.75×10^{-2}	$< 10^{-6}$	-540.67
PCF5 ^[16]	7.66×10^{-3}	1.498×10^{-6}	12
PCF6 ^[17]	2.89×10^{-2}	—	-600 ~ -700
PCF7 ^[20]	3×10^{-2}	7.68×10^{-7}	—
PCF8 ^[22]	$> 10^{-4}$	$10^{-8} \sim 10^{-7}$	63.51 ~ 65.42
本文设计 PCF, $\alpha = 90^\circ$, 基模	3.618×10^{-2}	1.999×10^{-14}	-764

3 结论

本文设计了一种高双折射、低损耗、大负色散的光子晶体光纤。该光纤的包层包含大小、形状不同的空气孔组成的六个轴对称的三角晶格,且在中间沿 x 轴引入一排大小不同的椭圆空气孔。采用有限元法,对其 LP₀₁ 模和 LP₁₁ 模的 x 和 y 偏振态的模场分布、双折射、限制性损耗和色散特性进行了研究,并且分析了中间小椭圆空气孔的偏转角 α 对这些特性的影响。研究表明:当 $\alpha = 90^\circ$ 时,在波长为 1550 nm 处,可获得高达 3.618×10^{-2} 的双折射系数、仅为 1.999×10^{-14} dB/m 的限制性损耗以及低至 -764 ps/(nm · km) 的大负色散,分别比现有 PCF 高出 1~2 个数量级、降低 5~7 个数量级和降低 100~500 ps/(nm · km)。本文所设计的光子晶体光纤在保偏光通信、光纤传感、色散补偿等领域具有重要的参考借鉴价值。

参考文献:

[1] Arif M F H, Biddut M J H. A new structure of photonic crystal fiber with high sensitivity, high nonlinearity, high birefringence and low confinement loss for liquid analyte sensing applications[J]. Sensing and Bio-Sensing Research, 2017, 12(Complete): 8-14.

[2] Yablonoitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Phys. Rev. Lett., 1987, 58(20): 2059-2062.

[3] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices[J]. Phys. Rev. Lett., 1987, 58(23): 2486-2489.

[4] Xu Qiang, Miao Runcai, Zhang Yani. Highly nonlinear low-dispersion photonic crystal fiber with high birefringence for four-wave mixing[J]. Optical Materials, 2012, 35(2): 217-221.

[5] Hao Rui. Highly birefringent photonic crystal fiber polarization splitter made of soft glass[J]. Optik-Inter. J. for Light and Electron. Opt., 2014, 125(22): 6757-6760.

[6] 杨天宇, 姜海明, 王二垒, 等. 一种近红外波段的高双折射高非线性光子晶体光纤[J]. 红外与毫米波学报, 2016, 35(3): 350-354.

Yang Tianyu, Jiang Haiming, Wang Erlei, et al. Photonic crystal fibers with large birefringence and high nonlinearity in near-infrared band[J]. J. of Infrared and Millimeter Waves, 2016, 35(3): 350-354.

[7] 武丽敏, 宋朋, 王静, 等. 一种高双折射高负平坦色散压缩型光子晶体光纤[J]. 红外与激光工程, 2016, 45(S1): 190-194.

Wu Limin, Song Peng, Wang Jing, et al. A squeezed lattice high negative dispersion and high birefringence photonic crystal fiber[J]. Infrared and Laser Engin., 2016, 45(S1): 190-194.

[8] Islam M S, Sultana J, Ahmed K, et al. A novel approach for spectroscopic chemical identification using photonic crystal fiber in the terahertz regime[J]. IEEE Sensors J., 2017, 18(2): 575-582.

[9] Saha R, Hossain M M, Rahaman M E, et al. Design and analysis of high birefringence and nonlinearity with small confinement loss photonic crystal fiber [J]. Frontiers of Optoelectron., 2019, 12(2): 165-173.

[10] Malitson I H. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica[J]. J. of the Optical Society of America, 1965, 55(10): 1205-1209.

[11] 刘旭安, 吴根柱, 陈达如, 等. 基于椭圆孔包层和微型双孔纤芯的新型高双折射光子晶体光纤[J]. 光子学报, 2011, 40(11): 1728-1732.

Liu Xuan, Wu Genzhu, Chen Daru, et al. Novel highly birefringent photonic crystal fiber based on an elliptical hole fiber cladding and a fiber core of double-micro-hole units[J]. Acta Photonica Sinica, 2011, 40(11): 1728-1732.

[12] Caillaud C, Gilles C, Provino L, et al. Highly birefringent chalcogenide optical fiber for polarization-maintaining in the 3~8.5 μ m mid-IR window[J]. Opt. Express, 2016, 24(8): 7977-7986.

[13] Chen Daru, Wu Genzhu. Highly birefringent photonic crystal fiber based on a double-hole unit[J]. Appl. Opt., 2010, 49(9): 1682-1686.

[14] Begum F, Namihira Y, Razzak S A, et al. Novel broadband dispersion compensating photonic crystal fibers; applications in high-speed transmission systems [J]. Opt. & Laser Technol., 2009, 41(6): 679-686.

(下转第 378 页)

SnSe 薄膜的两步法制备与光电性能研究

崔树松, 沈鸿烈, 李树兵, 江耀华, 刘睿, 孙李鸿

(南京航空航天大学 材料科学与技术学院 江苏省能量转换材料与技术重点实验室, 南京 210016)

摘要: 采用电子束蒸镀预制层, 再对预制层进行硒化的两步法工艺, 通过调节硒化温度和退火时间, 在玻璃基底上成功制备了 SnSe 薄膜。利用 X 射线衍射、拉曼光谱、扫描电子显微镜、紫外可见近红外分光光度计等研究了 SnSe 薄膜的物相、微观形貌和光学性能。结果表明, 在 450 °C 下硒化退火 60 min 可制备出纯相的多晶 SnSe 薄膜, 其带隙为 0.93 eV。在功率为 200 mW/cm² 的 980 nm 激光照射下, 对 SnSe 薄膜进行了光电响应特性测试, 通过曲线模拟得出所制薄膜的响应时间和恢复时间分别为 62 和 80 ms。

关键词: SnSe; 薄膜; 硒化条件; 两步法; 光电性能

中图分类号: TB34 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0374-05

Preparation and Photoelectric Performance of SnSe Films Based on Two-step Process

CUI Shusong, SHEN Honglie, LI Shubing, JIANG Yaohua, LIU Rui, SUN Luanhong

(Jiangsu Key Laboratory of Materials and Technology for Energy Conversion, College of Materials Science and Technology, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, CHN)

Abstract: The Sn prefabricated layer was evaporated by electron beam and then selenized by Se powder, then SnSe films were successfully prepared on the glass substrate by adjusting the selenation temperature and annealing time. The phase, microstructure and optical properties of SnSe films were studied by X-ray diffraction, Raman spectroscopy, scanning electron microscopy and UV-Vis-NIR spectrophotometer. The results show that the pure phase polycrystalline SnSe films with a band gap of 0.93 eV can be prepared by annealing selenide for 60 min at 450 °C. Under the irradiation of a 980 nm laser with a power of 200 mW/cm², the photoelectric response characteristics of SnSe film were tested, and the response time and recovery time of the prepared film were 62 ms and 80 ms, respectively, obtaining through curve simulation.

Key words: SnSe; thin film; selenium condition; two-step method; photoelectric characteristics

0 引言

SnSe 是一种窄带隙 p 型半导体, 其块材具有层状结构, 属于斜方晶系, 空间群为 Pnma^[1]。SnSe 的直接带隙在 1.0 eV 左右, 具有较高光吸收系数^[2]; 和其他材料相比, 其组成元素储量丰富且无毒, 是典型的环境友好型材料^[3]。SnSe 薄膜在光伏、光电器

件等领域具有巨大的潜在应用价值^[4]。

目前 SnSe 薄膜的制备方法有物理法和化学法, 物理法包括磁控溅射^[5]、梯度气相沉积^[6]、蒸发法^[7]等, 化学法包括电沉积^[8]、化学浴沉积^[9]等。在这些合成方法中, 物理法由于涉及高能粒子撞击或者加热过程易使化合物薄膜在生长时发生组分偏析; 化学法通常要用危险的化学试剂, 生长的薄膜结晶性较差且容易引入杂质。而先用物理法制备预制层薄膜, 再对预制层进行化学处理的两步法工艺可有效克服上述缺点^[10], 且这种工艺可以制备大面积

收稿日期: 2020-01-08.

基金项目: 国家自然科学基金项目(61774084); 江苏省科技成果转化专项资金项目(BA2019047).

薄膜,因而被广泛用来制备各类化合物半导体薄膜材料与器件^[11]。目前用两步法制备 SnSe 薄膜的报道较少。

本文以无毒的单质 Sn 和 Se 为原料,采用电子束蒸镀预制层,再硒化的两步法工艺,通过调节硒化温度和退火时间,在玻璃衬底上成功合成了 SnSe 薄膜。利用 X 射线衍射(XRD)、Raman 光谱、扫描电子显微镜(SEM)、紫外可见近红外分光光度计及 980 nm 激光器配合数字源表对所制备薄膜进行了表征分析。

1 实验方法

1.1 SnSe 薄膜的制备

将 20 mm×20 mm×2 mm 的玻璃(洛阳古洛玻璃有限公司)衬底先后浸没于去离子水、洗涤剂、无水乙醇等溶液中并置于超声清洗机内分别清洗 20 min,以去除衬底表面污渍,再用 N₂ 吹干;之后以金属 Sn 粒(国药集团化学试剂有限公司,5 N)为蒸发源,利用电子束蒸发镀膜仪(中科院沈阳科学仪器股份有限公司,DZS-500)在玻璃基底上沉积预制层,镀膜工艺参数分别为:本底真空 6.0×10^{-4} Pa,沉积速率 0.1 nm/s,衬底温度 80 °C,膜厚 550 nm;最后将 1 mg Se 粉(Sigma-Aldrich,4N)和 Sn 预制层先后放入小石英管内,塞上自制管塞后放入单温区管式炉内(合肥科晶,OTF-1200X),在常压、60 cm³/min 的 N₂ 气流中分别在 350,400 和 450 °C 下硒化退火 30 min,并在 450 °C 条件下延长退火时间至 60 min。退火装置如图 1 所示。

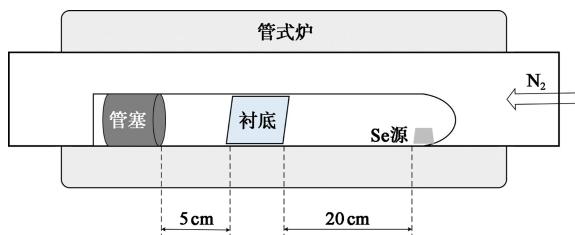


图 1 硒化退火系统示意图

1.2 SnSe 薄膜的性能表征与分析

利用 XRD(BrukerD8-Discover)和 Raman 光谱(Renishaw inVia,532 nm 激光)分析薄膜的晶体结构和物相,用 SEM(Hitachi S-4800)分析薄膜的微观形貌,利用分光光度计(CARY 300/PE lambda 750S)测试了薄膜的吸收光谱,采用 980 nm 激光器(MDL-III-980-2W)配合数字源表(Keithley 2400)

测试了薄膜的光响应特性曲线,进而分析薄膜的光电性能。

2 结果与分析

2.1 物相分析

图 2 为不同条件下制备的样品薄膜的 XRD 图谱。从图中可以看出,在 350 °C 条件下,经 30 min 退火后的薄膜有较强的 Sn(JCPDS:04-0673)衍射峰,且硒化结束后在石英管硒源处有大量 Se 粉剩余,原因是反应温度较低,在该系统中 Se 粉没有完全气化,在石英管中不能产生足够的 Se 蒸气与预制层 Sn 发生反应;保持退火时间不变,升高温度至 400 °C 时,预制层 Sn 的衍射峰明显减弱但没有消失,且在 $2\theta = 31.029^\circ$ 处出现 SnSe(400)的衍射峰,在 $2\theta = 14.364^\circ$ 处出现 SnSe₂(100)的衍射峰(JCPDS:23-0602),表明在该条件下生成的 Se 蒸气可以与 Sn 反应,但是由于反应不够充分,且部分 Sn 被氧化成 Sn⁴⁺;继续升高硒化温度至 450 °C 时,可以发现在 $2\theta = 31.01^\circ, 30.40^\circ$ 处有较强的衍射峰,分别对应 SnSe 的(400)和(111)晶面,此外在 $2\theta = 14.36^\circ$ 处,SnSe₂的衍射峰也有所加强,且在 $2\theta = 30.67^\circ$ 处依然存在预制层 Sn 的衍射峰,表明在此条件下,Se 与 Sn 能大量反应生成 SnSe,而由于部分 Sn 被过氧化导致 Se 量不足,使得部分 Sn 剩余;继续升高硒化温度至 500 °C,发现硒化物发生严重挥发,不利于薄膜生成,因此我们在 450 °C 条件下延长硒化时间至 60 min,可以看到此条件下制备的薄膜其他杂峰完全消失,全部为 SnSe 的衍射峰,且此时最强衍射峰由原来的(400)变为(111),薄膜生长的最优取向发生了转变。

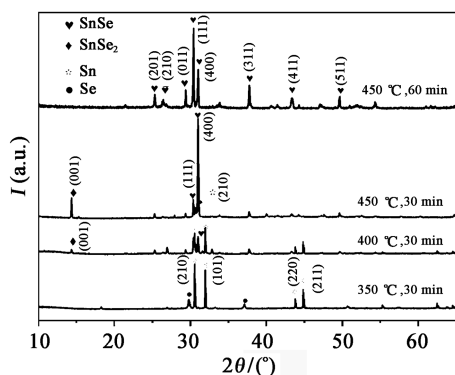


图 2 不同硒化条件下制备的薄膜样品的 XRD 图谱

为进一步了解薄膜的物相状态,对在 450 °C 条件下硒化退火 30 和 60 min 的两个样品进行拉曼散

射光谱表征,结果如图 3 所示。可以看到 450 °C 下制备的样品在 70, 107, 130 和 151 cm⁻¹ 处均有 SnSe 振动峰^[10],说明 450 °C 较适合 SnSe 生长;当退火时间为 30 min 时,在 185 cm⁻¹ 处出现 SnSe₂ 振动峰,表明此时制备的薄膜成分不纯,有 SnSe₂ 生成,这必然导致少量 Sn 剩余;延长退火时间至 60 min 后该拉曼峰消失,表明此时薄膜成分完全变为 SnSe,这与 XRD 测试结果一致。

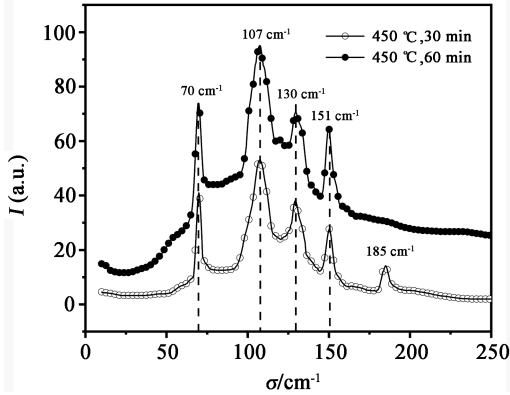


图 3 450 °C 下硒化退火 30 和 60 min 所制薄膜的拉曼光谱图

2.2 微观形貌分析

图 4 为不同条件下制备薄膜的 SEM 图,可以看到随着硒化温度的升高,薄膜微观形貌由较光滑的微球逐渐变为片状堆积的鸡米花状微球,结合薄膜成分表征结果可知,在 350 °C 较低的硒化温度下,硒化不充分,由于此时已超过 Sn 的熔点(231 °C),在表面张力作用下,液态 Sn 在衬底表面会聚成微球;当硒化温度升高到 400 °C 时,由于硒化物开始生成,微球表面开始变得粗糙;当硒化温度继续升高到 450 °C 时,有大量片层状 SnSe 生成,但是

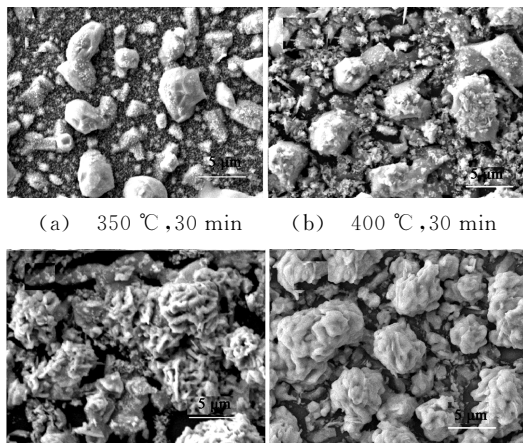


图 4 不同条件下所制备薄膜的 SEM 图

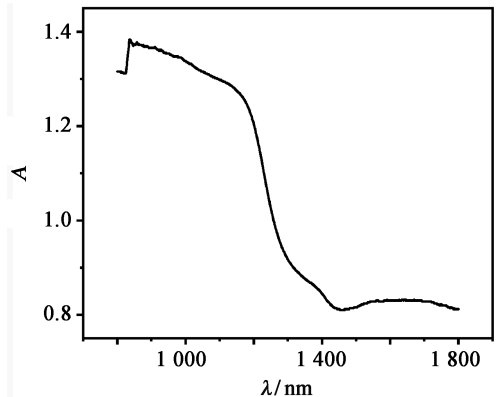
由于有杂质 SnSe₂ 和 Sn 存在,特别是金属 Sn 的存在,使得片层之间发生粘连而呈鸡米花状;延长退火时间至 60 min 后,粘连现象弱化,可以清楚看到片状团簇结构,原因是此时预制层已被充分均匀地硒化为 SnSe,SnSe 具有层状结构^[1],在多晶状态下呈现片状。

2.3 光学性能分析

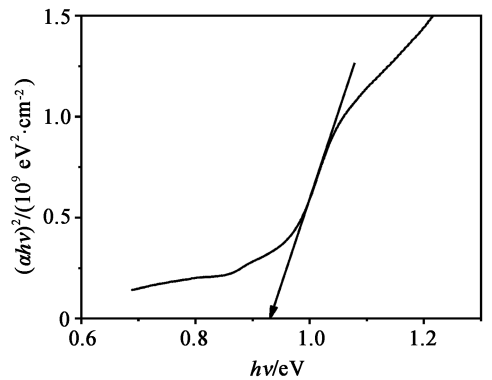
在 450 °C 下硒化退火 60 min 得到的薄膜样品的 UV-vis-NIR 吸收光谱如图 5 所示,由吸收光谱可以看到该样品在波长 1 200 nm 左右有明显的 SnSe 吸收边。薄膜样品的吸收系数 α 由公式(1)计算:

$$\alpha = 2.303 \frac{A}{d} \tag{1}$$

式中,A 为薄膜吸光度,d 为薄膜厚度,在 450 °C 硒化退火 60 min 所制备 SnSe 薄膜的厚度为 1 μm。经计算可知,本文所制备 SnSe 薄膜的吸收系数均大于 10⁴ cm⁻¹,具有较高的吸收系数。



(a) UV-vis-NIR 吸收光谱



(b) (ahν)²-hν 曲线

图 5 450 °C 下硒化退火 60 min 所制 SnSe 薄膜的 UV-vis-NIR 吸收光谱和 (ahν)²-hν 曲线

半导体材料的禁带宽度可以用式(2)计算获得:

$$(ah\nu)^n = B(h\nu - E_g) \tag{2}$$

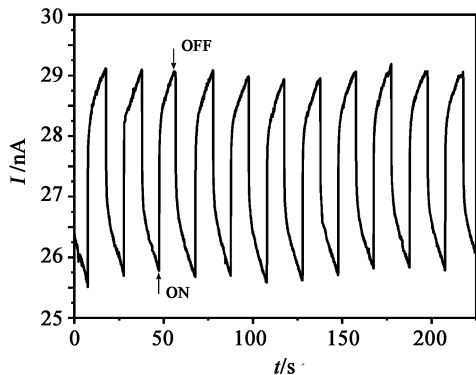
式中, B 为常数, $h\nu = 1240/\lambda$ 为光子能量, E_g 为禁带宽度, n 为特征值(直接带隙取 2)。通过上式做 $(\alpha h\nu)^n - h\nu$ 的曲线, 在曲线最大斜率处做切线, 切线与零横轴的交点即为禁带宽度。由吸收系数可知制备的 SnSe 薄膜为直接带隙材料, 按照上述方式绘制的 $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ 曲线如图 5(b) 所示, 制备的 SnSe 半导体薄膜带隙 $E_g = 0.93 \text{ eV}$ 。

2.4 光电响应特性分析

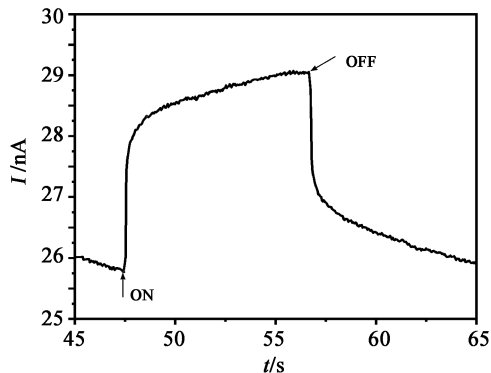
先在制备的 SnSe 薄膜表面电极位置用磁控溅射法生长一层金属银电极, 再利用低温银浆将铜引线固定在电极上; 测试时将引线与数字源表连接, 分别在暗态和激光器照射条件下测试薄膜的 $I-V$ 曲线, 确保 $I-V$ 曲线为直线以示各连接处均形成了良好的欧姆接触。测试光响应特性时, 为更好地引出光电流, 需在薄膜两端施加 1 V 偏压, 之后以 20 s 为周期, 每隔 10 s 开关一次激光器, 并分别记录每个周期内的暗电流和光电流。测试得到的 $I-t$ 曲线如图 6(a) 所示, 打开光源时, 电流明显变大, 每周期暗电流和光电流基本保持稳定, 表明薄膜具有比较稳定的光电响应特性。响应时间是衡量光电器件的重要指标, 因此随机选取一个周期(图 6(b))的光电流进行拟合, 计算所制薄膜的响应时间和恢复时间, 拟合公式为

$$y = y_0 + Ce^{-\frac{x-x_0}{t}} \quad (3)$$

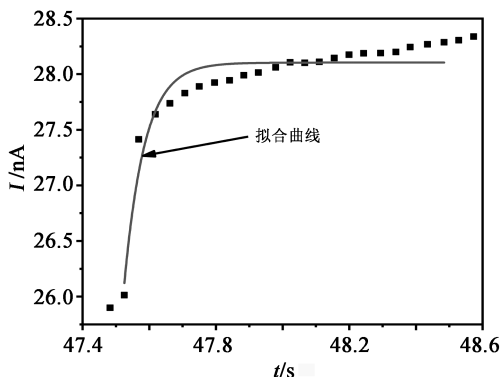
式中, y_0 为光电流或暗电流, C 为参考系数, 由拟合可得; x_0 为每周期开关光源时的时刻, t 为响应时间, 由拟合方程可得。拟合结果如图 6(c)~(d) 所示, 由拟合结果可知, 制备的 SnSe 薄膜响应时间和恢复时间分别为 62 和 80 ms, 响应时间与文献[12]报道的 180 ms 相比大幅缩短, 表明本文制备的 SnSe 薄膜具有较好的光电特性, 在近红外光探测方面有广阔的应用前景。



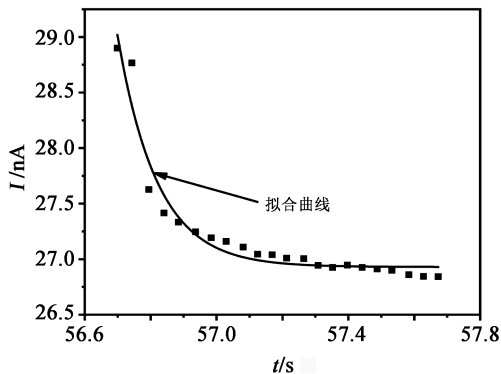
(a) $I-t$ 曲线



(b) 单周期模拟结果



(c) 响应时间拟合结果



(d) 恢复时间拟合结果

图 6 450 °C 下硒化退火 60 min 所制 SnSe 薄膜的 $I-t$ 曲线和各时间段拟合结果

3 结论

采用电子束蒸镀预制层再硒化的方式, 成功制备了 SnSe 薄膜。XRD 和拉曼光谱结果表明, 两步法工艺过程中硒化温度大于 400 °C 有利于 SnSe 的生成, 在 450 °C 时通过延长退火时间至 60 min 可以制备出纯相的多晶 SnSe 薄膜; SEM 显示生成的 SnSe 呈片状, 团簇成球后形成薄膜; 所制备 SnSe 薄膜的禁带宽度为 0.93 eV, 在 980 nm 激光器照射下其响应时间和恢复时间分别为 62 和 80 ms, 具有较

好的红外响应性能。

参考文献:

- [1] Walsh A, Watson G W. Influence of the anion on lone pair formation in Sn(II) monochalcogenides: A DFT study[J]. J. Phys. Chem. B, 2005, 109(40): 18868-18875.
- [2] Chen Z G, Shi X, Zhao L D, et al. High-performance SnSe thermoelectric materials: Progress and future challenge[J]. Prog. Mater. Sci., 2018, 97: 283-346.
- [3] Ren X, Qi X, Shen Y, et al. Synthesis of SnSe nanosheets by hydrothermal intercalation and exfoliation route and their photoresponse properties[J]. Mat. Sci. Eng. B: Solid, 2016, 214: 46-50.
- [4] Shi W, Gao M, Wei J, et al. Tin selenide (SnSe): Growth, properties and applications[J]. Adv. Sci., 2018, 5(4): 1700602.
- [5] Chen Z J, Shen T, Nutor R K, et al. Influence of local heterojunction on the thermoelectric properties of Mo-SnSe multilayer films deposited by magnetron sputtering[J]. J. Electron. Mater., 2019, 48(2): 1153-1158.
- [6] Liu J, Zhou Y, Liang Y, et al. Large scale SnSe pyramid structure grown by gradient vapor deposition method[J]. Cryst. Eng. Comm., 2018, 20: 1037-1041.
- [7] Jeong G, Jaung Y H, Kim J, et al. Sn_{1-x}Se thin films with low thermal conductivity: Role of stoichiometric deviation in thermal transport[J]. J. Mater. Chem. C, 2018, 6: 10083-10087.
- [8] Mustafa B, Ilkay S. Electrodeposition and growth mechanism of SnSe thin films[J]. Appl. Surf. Sci., 2011, 257(7): 2944-2949.
- [9] Shikha D, Mehta V, Sharma J, et al. Electrical characterization of nanocrystalline SnSe and ZnSe thin films: Effect of annealing[J]. J. of Materials Science Materials in Electron., 2018, 29(16): 13614-13619.
- [10] Pallavolu M R, Minnam R V R, Guddeti P R, et al. Development of SnSe thin films through selenization of sputtered Sn-metal films [J]. J. of Materials Science Materials in Electron., 2019, 30(17): 15980-15988.
- [11] Edoff M. Special Report: Capturing the sun II thin film solar cells: Research in an industrial perspective[J]. Ambio, 2012, 41(S2): 112-118.
- [12] Zhong Y, Zhang L, Sun M, et al. Large scale self-assembly of SnSe nanosheets prepared by the hot-injection method for photodetector and capacitor applications[J]. Materials Today Energy, 2019, 12: 418-425.
- 作者简介:**
崔树松(1993—),男,河北人,硕士生,研究方向为光电薄膜与器件;
沈鸿烈(1958—),男,江西人,博士,教授,博士生导师,研究方向为先进光电/电光转换材料与器件、新能源材料与应用技术等。
E-mail: hlshen@nuaa.edu.cn
-
- (上接第 373 页)
- [15] Haxha S, Ademgil H. Novel design of photonic crystal fibres with low confinement losses, nearly zero ultra-flatted chromatic dispersion, negative chromatic dispersion and improved effective mode area[J]. Opt. Commun., 2008, 281(2): 278-286.
- [16] 荣耕辉, 伊小素. 一种新型高双折射光子晶体光纤的特性研究[J]. 半导体光电, 2018, 39(2): 211-215.
Rong Genghui, Yi Xiaosu. Investigation on a new high birefringence photonic crystal fiber [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2018, 39(2): 211-215.
- [17] Liu Min, Hou Jingyun, Yang Xu, et al. Design of photonic crystal fiber with elliptical air-holes to achieve simultaneous high birefringence and nonlinearity[J]. Chinese Phys. B, 2018, 27(1): 014206.
- [18] Maheswaran S, Kuppasamy P G, Ramesh S M, et al. Refractive index sensor using dual core photonic crystal fiber-glucose detection applications[J]. Results in Phys., 2018, 11: 577-578.
- [19] Boopathi C S, Kumar K V, Sheebarani S. et al. Design of human blood sensor using symmetric dual core photonic crystal fiber[J]. Results in Phys., 2018, 11: 964-965.
- [20] Ahmed K, Asaduzzaman S. Microarray-core based circular photonic crystal fiber for high chemical sensing capacity with low confinement loss[J]. Optica Applicata, 2017, 47(1): 41-49.
- [21] Paul B K, Islam S M, Ahmed K, et al. Alcohol sensing over O+E+S+C+L+U transmission band based on porous cored octagonal photonic crystal fiber[J]. Photonic Sensors, 2017, 7(2): 123-130.
- [22] 魏薇, 张志明, 唐莉勤, 等. 六重准晶涡旋光光子晶体光纤特性[J]. 物理学报, 2019, 68(11): 179-185.
Wei Wei, Zhang Zhiming, Tang Liqin, et al. Transmission characteristics of vortex beams in a sixfold photonic quasi-crystal fiber[J]. Acta Physica Sinica, 2019, 68(11): 179-185.
- 作者简介:**
赵丽娟(1981—),女,博士,副教授,主要研究方向为光纤传感与光纤通信;
徐志钮(1979—),男,博士,副教授,主要研究方向为分布式光纤传感及其在电气设备状态监测和故障诊断中的应用。
E-mail: wzcjxx@sohu.com

InP 晶圆背面减薄工艺中翘曲度的控制与矫正

张圆圆, 柳 聪, 赵文伯, 莫才平, 董绪丰,
黄玉兰, 梁星宇, 段利华, 田 坤, 张洪波

(重庆光电技术研究所, 重庆 400060)

摘要: 背面减薄是制备 InP 基光电子芯片的一道重要工艺。晶圆被减薄后失去结构支撑, 会因应力作用产生剧烈形变, 翘曲度大幅提高。严重的翘曲会使芯片可靠性降低甚至失效, 应对晶圆的翘曲度进行控制和矫正。文章从“损伤层-翘曲度”理论出发, 实验研究了晶圆厚度、粘片方式、研磨压力、磨盘转速、磨料粒径对翘曲度的影响。根据试验结果优化工艺参量, 优化后晶圆的翘曲度降低了约 20%; 再通过湿法腐蚀去除损伤层, 矫正已产生的翘曲, 使晶圆的翘曲度降低约 90%。优化减薄工艺降低损伤应力与湿法腐蚀去除损伤层分别是控制和矫正晶圆翘曲度的适用方法, 可使翘曲度下降至之前的 10% 以内。

关键词: InP 晶圆; 背面减薄; 损伤层; 翘曲度; 湿法腐蚀

中图分类号: TN405 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0379-05

Warpage Control and Correction of InP Wafer in Back-thinning Process

ZHANG Yuanyuan, LIU Cong, ZHAO Wenbo, MO Caiping, DONG Xufeng,
HUANG Yulan, LIANG Xingyu, DUAN Lihua, TIAN Kun, ZHANG Hongbo
(Chongqing Optoelectronics Research Institute, Chongqing 400060, CHN)

Abstract: Back thinning is an important process for the fabrication of InP-based optoelectronic chips. When the wafer loses the structural support after thinning, its warping degree will increase due to the severe deformation caused by stress. Serious warping will reduce the chip reliability or even make it invalid, thus the warpage of the wafer should be controlled and corrected. In this paper, based on the theory of ‘damage layer-warping degree’, the influences of wafer thickness, adhesive mode, grinding pressure, grinding speed and abrasive particle size on warping degree were analyzed. And the process parameters were optimized according to the test results, and the warping degree of the wafer was reduced by about 20% after optimization. Then wet corrosion was used to remove the damaged layer and correct the warping, which reduced the warping degree of the wafer by about 90%. Using the optimized thinning process to reduce the damage stress and wet-corrosion to remove the damage layer are the applicable methods for controlling and correcting the warping degree of the wafer, which can reduce the warping degree to be less than 10% of that before the back-thinning process.

Key words: InP chip wafers; back-thinning; lapping; warpage; wet corrosion

0 引言

磷化铟(InP)是Ⅲ-V族化合物半导体材料,具有闪锌矿结构^[1],常温下禁带宽度为 1.35 eV,其能

带结构为直接跃迁型,在光子器件、光电子器件等方面具有广泛的应用。InP 是制作光纤通信用半导体激光器和光电探测器的主要材料。InP 芯片以阵列分布的形式被制作在 InP 晶圆表面,在工艺的末端,

晶圆最终被解理成单个独立芯片。在 InP 晶圆被解理成为单个独立芯片之前,需对其进行背面减薄。

背面减薄工艺是 InP 芯片制作中的一道标准工艺,使用该工艺的原因大致有以下几方面:(1)正照型探测器的光电流从正面向背面贯穿整个衬底,需要减薄衬底厚度以降低电流损耗;(2)背照型光电探测器的进光光路穿过整个衬底,需要减薄衬底厚度以降低光的散射和吸收等光损耗;(3)衬底被划片解理为微小尺寸的芯片之前,需要减薄厚度以降低衬底断裂强度从而便于解理;(4)通过减薄工艺露出内部的体材料,为背面镀膜等工艺做准备;(5)有利于芯片散热,提高其可靠性。背面减薄工艺的质量,特别是其产生的翘曲度对芯片质量有重要影响。在新兴半导体制造领域,芯片厚度逐渐薄化的趋势越来越明显,通过芯片背面减薄^[2]工艺将 InP 晶圆减薄至 100 μm 以内,以制作超薄芯片^[3]。

背面减薄后,晶圆失去厚度的刚性支撑,再加上晶体生长的残余热应力、正面膜层拉应力、损伤层张应力等几个因素叠加,晶圆会产生形变,呈明显翘曲,如图 1 所示。

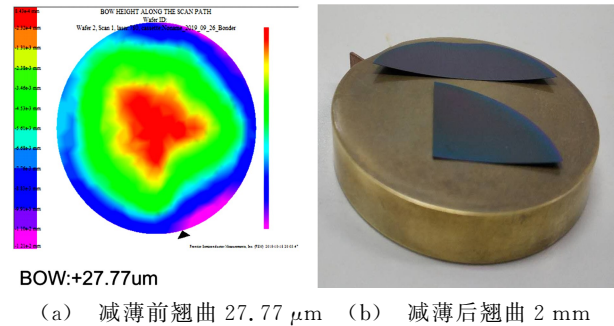


图 1 减薄前后晶圆翘曲度变化情况

晶圆翘曲对芯片工艺制造和芯片性能的影响巨大。首先,由于 InP 晶圆脆性大、易解理^[4],抗拉应力远大于抗剪应力,其力学性能趋向于脆性(断裂能仅为 0.63 J/m²)^[5],所以晶圆翘曲过大将使晶圆折断碎裂的风险大幅增加;其次,晶圆翘曲产生的形变,会在材料内部造成位错、层错等缺陷的增加^[6],并从内部逐渐延伸至正面而影响芯片性能。为确保生产出完好不碎裂、高性能、高可靠的光电子芯片,必须对晶圆减薄后的翘曲度加以控制和矫正。

行业中对晶圆厚度大于 300 μm 的薄片晶圆翘曲度有所讨论^[7],而对晶圆厚度小于 150 μm 的晶圆翘曲的研究鲜有报道。研究有效控制和矫正超薄芯片晶圆翘曲度的方法具有重要意义。

1 理论依据

1.1 减薄方式的选择

晶圆减薄方式一般分为研磨式减薄和砂轮式减薄^[2],研磨式减薄后晶圆表面均匀,如图 2 所示;砂轮式减薄后晶圆表面有明显的切削痕迹,如图 3 所示。但两种减薄方式在表面粗糙度 Ra 相同时,其表面形貌和损伤程度是不同的,所以翘曲度也是不同的。通常,对于蓝宝石或硅晶圆^[8]等坚硬材料使用砂轮式减薄,对于 InP 或 GaAs 等晶圆材料使用研磨式减薄。

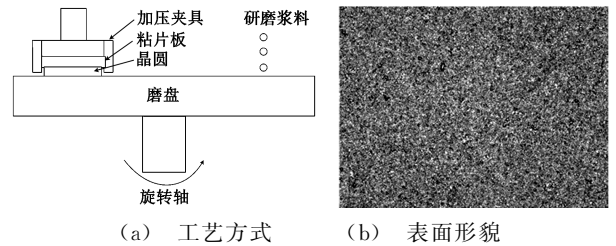


图 2 研磨式减薄工艺示意图及其减薄后的晶圆表面形貌

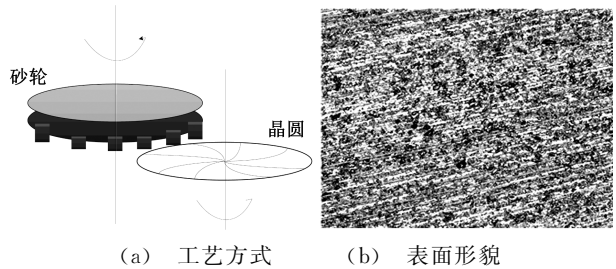


图 3 砂轮式减薄工艺示意图及其减薄后的晶圆表面形貌

1.2 损伤层-翘曲理论

Stoney 于 1909 年在实验室中观察到薄膜附着在基板上时,会因为拉应力或压应力而产生应变,在没有任何外力作用下,基板整体会发生弯曲变形。研究人员通过理论推导,将损伤层看作是一层具有张应力的薄膜^[9],膜厚为损伤层的深度,如图 4 所示。

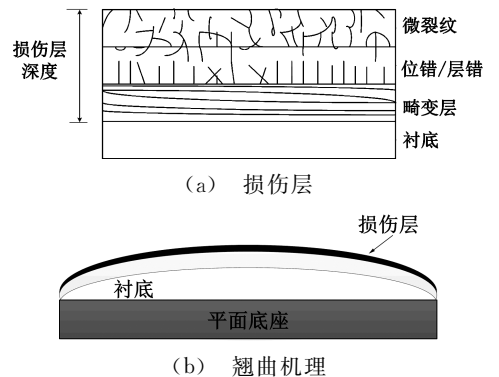


图 4 损伤层及翘曲机理示意图

表面损伤的微观结构一般分为两部分,一部分是由非晶层、多晶层、微裂纹、位错及层错等构成的严重损伤松动区;另一部分为弹性变形的高应力致密区,两个区域没有明显的分界线。

根据理论推导,得到翘曲度 h 与损伤膜层的应力 σ 的关系^[9]:

$$h = \frac{3(1-\nu)\sigma\Delta D^2}{4E} \cdot \frac{1}{t^2} \quad (1)$$

式中, h 为翘曲变形量, E 为弹性模量, ν 为材料泊松比, t 为晶圆厚度, Δ 为晶圆损伤层厚度, D 为晶圆直径。

从该理论依据可知,翘曲度 h 与损伤层厚度 Δ 和损伤层应力 σ 的乘积成正比,而与晶圆厚度 t 的平方成反比。因此可以通过以下三个方面控制翘曲:(1)降低加工过程中的损伤应力,降低损伤层的厚度;(2)去除减薄产生的损伤层;(3)设计适当的晶圆厚度,在芯片性能与翘曲之间折中选择。

2 实验设计

减薄工艺分为粘片和研磨两步,如图5所示。

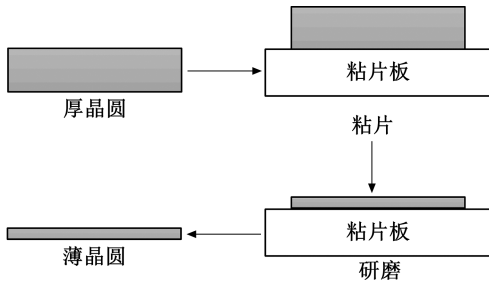


图5 减薄工艺流程

实验所用设备包括:固态蜡粘片机、研磨式减薄机、光学测量仪。样品选择5.08 cm(2英寸)InP晶圆。所需耗材包括:蜡、氧化铝粉、玻璃磨盘。

本文通过试验分析了不同工艺参量下产生翘曲的程度和原因,再优化工艺参量以降低翘曲的幅度;然后用湿法腐蚀,去除损伤层来降低已产生的翘曲,实现对InP减薄后晶圆翘曲度的控制和矫正。

3 实验过程及结果讨论

分别在不同晶圆厚度、粘片方式、研磨压力、磨盘转速、磨料粒径工艺参数下进行研磨试验,在其他几项工艺条件相同的情况下,仅改变其中一项工艺条件,得到该条件下的翘曲度,结果见表1。

表1 工艺参量-翘曲度试验工艺参量表

试验序号	参量	定量对比			变化趋势
1	晶圆厚度/ μm	150	80		厚度越薄,
	翘曲度/mm	1.1	2.6		翘曲越大
2	粘片方式	融蜡-加压	加压-融蜡		蜡层致密,
	翘曲度/mm	1.933	1.562		翘曲越大
3	磨料粒径/ μm	3	9		粒径越粗,
	翘曲度/mm	0.791	1.312		翘曲越大
4	磨盘转速/ ($\text{r} \cdot \text{min}^{-1}$)	10	40	70	转速越快,
	翘曲度/mm	1.215	1.427	1.713	翘曲越大
5	研磨压力/g	100	500	1500	压力越大,
	翘曲度/mm	1.292	1.308	1.443	翘曲越大

注:除试验1以外,其余翘曲度都是在晶圆厚度为 $100 \pm 2 \mu\text{m}$ 时得到的试验数据。

3.1 晶圆厚度的影响

在其他工艺参数一定的条件下,将衬底晶圆分别减薄至150和80 μm 。

晶圆减薄过程中逐渐失去衬底的结构支撑,其本身的机械强度减弱,当晶圆本身存在的材料生长热应力^[10]、正面膜层应力、减薄损伤应力三者叠加时,呈现厚度越薄翘曲越高的趋势。

3.2 粘片方式的影响

分别采用不同粘片方式,在其他工艺条件相同情况下,将晶圆减薄到相同厚度进行对比。

粘片方式中,“先融蜡-后加压”方式,是指加热融蜡→降温定位→二次加热→加压→抽真空→冷却凝固。

“先加压-再融蜡”方式,是指加热融蜡→降温定位→加压→抽真空→二次加热→冷却凝固。

“先融蜡-后加压”方式中蜡层融化后被强行挤压变薄,厚度薄而均匀且无气泡,蜡层致密,应力大;“先加压-再融蜡”方式中温度虽然也超过熔点,但先加压时固体蜡层的支撑作用使气囊压力分散而均匀,在融化过程中起到缓冲的作用,并且观察到蜡层中有随机分布的气泡,说明蜡层酥松,应力小。

由表1可知,“先融蜡-后加压”方式产生的翘曲度小于“先加压-再融蜡”方式产生的翘曲度。

3.3 磨盘转速的影响

在其他工艺条件相同时,采用不同的转速分别减薄三个晶圆进行对比。

磨盘转速越快,晶圆被摩擦、碰撞、磨损程度就越剧烈,损伤层就越深,导致张应力变大,翘曲越高。由表1可知,随着转速从10,40,70 r/min 依次变快,产生的翘曲度逐渐变大。

3.4 研磨压力的影响

在其他工艺条件相同时,分别采用100,500和

1 500 g 不同的压力减薄三个晶圆进行对比。

压力越重,磨料颗粒被嵌入晶圆就越深,磨损就越严重,损伤层就越深,导致张应力变大,翘曲越高。由表 1 可知,随着夹具压力从 100 g 到 1 500 g 逐渐加大,产生的翘曲度也逐渐变大。

3.5 磨料粒径的影响

在其他工艺条件相同时,分别采用 3, 9 μm 粒径的磨料减薄两个晶圆进行对比。

磨料粒径越大,磨料压入材料表面的磨削深度越大^[11],研磨表面越粗糙,使损伤层空洞裂纹更大,导致张应力变大,翘曲越高。由表 1 可知,3 μm 磨料产生的翘曲度小于 9 μm 磨料产生的翘曲度。

通过对上述几个因素的分析总结,控制翘曲度的优化方法已经明确。但是,转速慢、压力轻、磨料细会导致研磨耗时明显延长,所以在实际生产中,需根据生产效率、表面粗糙度等进行综合考虑,对不同芯片定制不同工艺条件。

3.6 湿法腐蚀处理

对已减薄的晶圆,可通过腐蚀去除一部分损伤层以降低翘曲度。

InP 衬底经过研磨清洗后不仅表面活性高,而且有均匀分布的研磨缝隙,可进行充分化学反应。

InP 在酸性溶液中的反应方程式^[12]为

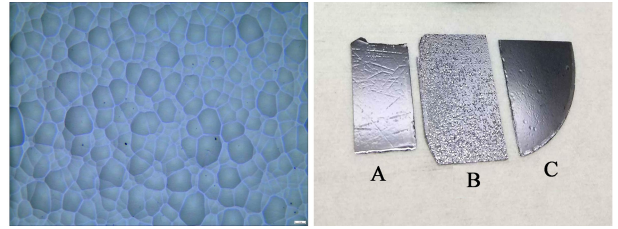


PH₃ 在空气中会自燃生成 P₂O₅:



① 腐蚀液选择

分别选用溴系、盐酸系腐蚀液进行实验。溴系腐蚀液(HBR、溴甲醇、溴水等)虽然能够降低晶圆的翘曲度,但在腐蚀表面容易留下腐蚀坑、晶胞、橘皮褶皱等,如图 6 所示,其中图 6(a)为采用 HBR、腐蚀的样品 A 的表面显微照片,图 6(b)为采用溴甲醇腐蚀的样品 B 的表面显微照片,图 6(c)为采用溴水腐蚀的样品 C 的表面显微照片。可见采用溴系腐蚀液腐蚀的表面粗糙,不利于后续镀膜等其他背面工艺,遂放弃采用。



(c) 显微镜下的橘皮褶皱 (d) 样品照片

图 6 经溴系腐蚀液腐蚀的样品表面形貌

盐酸系腐蚀液中,选择 HCl : HNO₃, HCl : H₂SO₄, HCl : H₃PO₄ 系列配方。HNO₃ 的氧化性极强,腐蚀过于剧烈甚至出现打火;H₂SO₄ 过于黏稠,易造成表面腐蚀无法充分交换,导致表面钝化。通过比较,选择 HCl : H₃PO₄ 作为腐蚀液,其腐蚀速率和腐蚀剧烈程度较为适中。

② 腐蚀液配比的优化

设计两种配比的腐蚀液对已研磨到 (100 ± 2) μm 的 InP 晶圆背面进行腐蚀,对比腐蚀后样品的翘曲度。选择盐酸 HCl 腐蚀 InP, H₃PO₄ 作为粘稠度调节的稀释缓蚀剂。

配比 1: V(HCl) : V(H₃PO₄) = 1 : 3;

配比 2: V(HCl) : V(H₃PO₄) = 3 : 1。

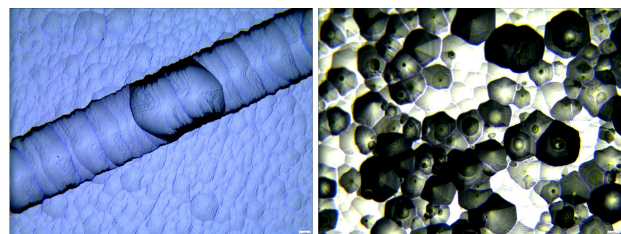
由于 HCl 挥发性强,不利于高温腐蚀和多批次腐蚀的稳定性,所以通常在常温或冷却环境中进行腐蚀。此处讨论常温 (21 ± 2) °C 下腐蚀的结果,仅对比研究各配比的腐蚀时间对翘曲度的影响。

选取已减薄晶圆进行腐蚀,结果如表 2。

表 2 腐蚀-翘曲度试验结果

腐蚀液 配比	参量	腐蚀时间/s			最大矫正比例/%
		0	60	120	
配比 1	翘曲度/mm	1.215	0.261	0.046	95
配比 2	翘曲度/mm	1.427	0.173	0.142	90

表 2 显示,采用配比 1 与配比 2 的腐蚀液对样品进行腐蚀均对矫正翘曲有显著效果,且腐蚀时间越长,矫正翘曲的效果越好。说明损伤层的深度对翘曲有重要影响,与理论分析相符。但翘曲度的变化与溶液浓度、腐蚀时间、腐蚀深度都不呈线性关系,这与减薄工艺亚损伤层各层的损伤程度有关,翘曲度在腐蚀的开始阶段下降明显,腐蚀液与严重损伤松动区充分反应,随着时间加长,腐蚀到高应力致密区时反应变化趋缓。



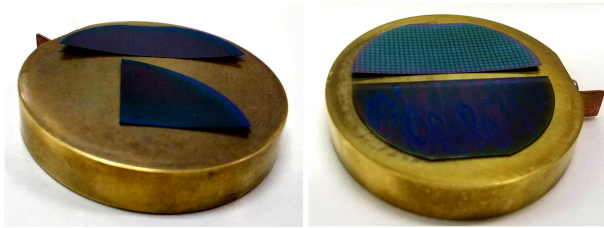
(a) 显微镜下的腐蚀坑 (b) 显微镜下的晶胞

4 结论

根据以上数据,总结出控制减薄产生翘曲的优化结果:(1)晶圆尽量厚(大于等于 $100\ \mu\text{m}$);(2)粘片蜡层疏松;(3)磨盘转速低;(4)夹具压力小;(5)研磨料粒径小。在优化后的工艺参数下进行晶圆背面减薄,其翘曲度可降低约 20%。

对研磨后的晶圆,再通过湿法腐蚀去除其损伤层,可明显改善其翘曲,腐蚀后能将已产生的翘曲降低 90%以上,图 7 所示为腐蚀前后晶圆的照片。为便于直观观察,将晶圆解理为 1/4 晶圆和 1/2 晶圆,分别如图 7(a)和(b)。

需要注意的是,腐蚀也存在以下弊端:一是腐蚀使表面粗糙度变大,对后续背面镀膜质量造成影响;二是随着腐蚀深度增加,晶圆减薄后其厚度均匀性受到影响。所以,可根据不同的要求选择不同的腐蚀条件,综合考虑减薄生产效率、晶圆厚度均匀性、芯片在腐蚀液中的保护、背面粗糙度等重要问题。



(a) 1/4 圆片 (b) 1/2 圆片

图 7 腐蚀矫正前后的晶圆照片

参考文献:

- [1] 孙聂枫. InP 晶体合成、生长和特性[D]. 天津: 天津大学, 2009.
Sun Niefeng. Synthesis, grown and characterization of bulk indium phosphide crystal[D]. Tianjin: Tianjin University, 2009.
- [2] 王仲康, 杨生荣. 芯片背面磨削减薄技术研究[J]. 电子工业专用设备, 2010, 39(1): 28-32.
Wang Zhongkang, Yang Shengrong. Studies on wafer backside grinding [J]. Equipment for Electronic Products Manufacturing, 2010, 39(1): 28-32.
- [3] 王仲康. 超薄化芯片[J]. 电子工业专用设备, 2006, 35(11): 13-18.
Wang Zhongkang. Ultra-thinning die [J]. Equipment for Electronic Products Manufacturing, 2006, 35(11): 13-18.
- [4] 李保军, 林健, 马玉通. InP 晶体多线切割工艺研究[J]. 半导体先进制造技术, 2012, 37(11): 855-857.

- Li Baojun, Lin Jian, Ma Yutong. Study on multi-wire saw process of InP crystal[J]. Semiconductor Technol., 2012, 37(11): 855-857.
- [5] 刘邦武, 李超波, 李勇涛, 等. InP/Si 键合技术研究进展[J]. 电子工艺技术, 2010, 31(1): 12-15.
Liu Bangwu, Li Chaobo, Li Yongtao, et al. Research advances in InP/Si wafer bonding[J]. Electronics Process Technol., 2010, 31(1): 12-15.
- [6] 周晓龙, 杨克武, 杨瑞霞, 等. 大直径 InP 单晶生长研究[J]. 半导体技术, 2009, 34(4): 311-314.
Zhou Xiaolong, Yang Kewu, Yang Ruixia, et al. Growth of large diameter InP single crystal[J]. Semiconductor Technol., 2009, 34(4): 311-314.
- [7] 赵权, 杨洪星, 刘春香, 等. 超薄硅双面抛光片抛光工艺技术[J]. 电子工业专用设备, 2011, 40(3): 21-23, 42.
Zhao Quan, Yang Hongxing, Liu Chunxiang, et al. Polishing process technology of ultra-thin silicon double sides polished wafer[J]. Equipment for Electronic Products Manufacturing, 2011, 40(3): 21-23, 42.
- [8] 江海波, 熊玲, 朱梦楠, 等. 硅片背面减薄技术研究[J]. 半导体光电, 2015, 36(6): 930-932, 963.
Jiang Haibo, Xiong Ling, Zhu Mengnan, et al. Study on wafer backside thinning technique [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2015, 36(6): 930-932, 963.
- [9] 成清校. 单晶硅片超精密磨削减薄技术试验研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2009: 12.
Cheng Qingxiao. Experimental research on ultra-precision grinding technology for silicon wafer thinning [D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2009: 12.
- [10] 潘静, 杨瑞霞, 骆新江, 等. InP 晶片位错密度分布测量[J]. 微纳电子技术, 2011, 48(3): 199-202.
Pan Jing, Yang Ruixia, Luo Xinjiang, et al. Distribution measurement of EPD on InP single crystal wafers [J]. Micronano-electronic Technol., 2011, 48(3): 199-202.
- [11] 张伟, 刘玉岭, 孙薇, 等. 磨料和 H_2O_2 对 InSb CMP 效果影响的研究[J]. 半导体技术, 2008, 33(11): 1016-1019.
Zhang Wei, Liu Yuling, Sun Wei, et al. Study on the influence of abrasive and H_2O_2 on InSb CMP [J]. Semiconductor Technol., 2008, 33(11): 1016-1019.
- [12] 吕菲, 刘春香, 于妍. InP 单晶片翘曲度控制技术研究[J]. 中国电子科学研究院学报, 2014, 9(4): 429-432.
Lv Fei, Liu Chunxiang, Yu Yan. Study on reducing the warp of InP wafer [J]. J. of China Academy of Electronics and Information Technol., 2014, 9(4): 429-432.

作者简介:

张圆圆(1984—),男,重庆人,工程师,主要从事晶圆减薄抛光工艺研究。

E-mail: cqz327@163.com

一种压电半导体纳米线的热电耦合性能研究

李鑫飞, 张巧云

(郑州大学 力学与安全工程学院, 郑州 450001)

摘要: 采用有限元分析方法,研究了一种 n 型压电半导体纳米线(氧化锌)的电热耦合性能,分析了外部温度对氧化锌纳米线内部机械场、电场及电流场分布的影响,并讨论了本构方程线性化对电学参数的影响。研究表明,温度对氧化锌纳米线的电场、载流子浓度和电流密度影响很大,采用线性本构和非线性本构求得的电场、电子浓度和电流密度最大相差分别为 24%,32%和 68%,基于非线性本构分析压电半导体的电学性能会引起很大误差。该研究结果可为压电半导体器件利用温度调控电场、电流提供理论依据。

关键词: 压电半导体;有限元法;热电耦合;温度;材料非线性

中图分类号: TN304.9 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0384-05

Study on Thermoelectric Coupling Characteristics of A Piezoelectric Semiconductor Nanofiber

LI Xinfei, ZHANG Qiaoyun

(School of Mechanics and Safety Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, CHN)

Abstract: The thermoelectric coupling characteristics of a kind of n-type piezoelectric semiconductor nanowire (ZnO) were studied with finite element method. The effects of external temperature on internal distribution of mechanical, electric and current fields of the ZnO nanowire were analyzed. And effects of the linearization of the constitutive equation on electric parameters were discussed. The results show that the external temperature greatly affects the electric field, carrier concentration and electric current density. The electric field, carrier concentration and current density derived from linear and nonlinear constitutive relation differ greatly, the maximum difference are 24%, 32% and 68%, respectively. A large error will appear when one adopts linear constitutive relation to analyze electric properties in piezoelectric semiconductors.

Key words: piezoelectric semiconductor; finite element method; thermoelectric coupling characterization; temperature; material nonlinearity

0 引言

1960年, Hutson在 n 型半导体 ZnO 和 CdS 中发现了压电效应,并将具备压电效应的半导体材料称为压电半导体^[1]。压电半导体材料还具有机电、声电、光电、光热、热电等多场耦合性能,压电半导体器件已经被广泛应用于纳米发电机、声电传输设备、晶体管、多功能传感器、智能机器人和人机交互系统

等领域^[2-7]。由于部分压电半导体的压电效应比较弱,一开始人们对压电半导体的关注度较低,直到美国的王中林院士于 2007 年和 2010 年相继提出压电电子学^[8]和压电光子学^[9]的概念,国内外学者才开始对压电半导体内部的压电效应、声电效应、光电效应及光热效应^[10-14]等多场耦合效应开展研究。

作为一种热电材料,压电半导体在太阳能发电、热电制冷等领域有巨大的应用潜力,研究压电半导体的热电耦合效应是十分必要的。关于压电半导体热电耦合效应的研究已引起国内外学者的广泛关

收稿日期:2020-02-23.

基金项目:国家自然科学基金青年项目(11702251).

注。基于热流场的单向耦合理论,Sladek等^[15]利用无网格法研究了二维瞬态压电半导体的断裂问题;Zhao等^[16-17]采用傅里叶变换和不连续位移方法研究了压电半导体的裂纹问题;基于载流子微小摄动理论,将压电半导体的本构方程进行线性化处理,Jin和Yang采用解析方法研究了在温度场作用下一维热压电半导体的能量转换效率^[18]及压电半导体纳米夹层结构的应力分布^[19];Cheng等^[20]考虑热电效应,研究了温度对压电半导体纳米纤维电学参数的影响。以上工作均基于热流场单向耦合理论或载流子微小摄动理论,将压电半导体的本构方程进行了简化处理,这些简化会引入压电半导体的机械场、电场和电流场的误差。

基于以上背景,本文利用有限元方法,研究了一种n型压电半导体纳米线的热电耦合性能;数值分析了外部温度差的变化对纳米线内部机械场、电场和电流场分布的影响;讨论了本构方程线性化对电场、电流场的影响。研究发现,通过调节外部温度可控制压电半导体器件内部的电场和电流。

1 基本方程

在笛卡尔坐标系 ox 中,一维n型热压电半导体的静态平衡方程^[21-24]为

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = 0 \\ D_{x,x} = -q(N_D^+ - n) \\ J_{x,x} = 0 \\ h_{x,x} = J_x E_x \end{cases} \quad (1)$$

式中, σ_{xx} 、 D_x 、 J_x 、 h_x 和 E_x 分别表示应力分量、电位移、电流密度、热流密度和电场强度; q 、 N_D^+ 和 n 分别表示元电荷(1.602×10^{-19} C)、施主掺杂浓度和电子浓度。在自然状态下, N_D^+ 等于初始载流子浓度 n_0 。

充分考虑热电和压电耦合效应,一维n型热压电半导体的控制方程^[18]为

$$\begin{aligned} \sigma_x &= c_{33} \frac{du}{dx} + e_{33} \frac{d\phi}{dx} - \lambda_{33} (\theta - \theta_0) \\ D_x &= e_{33} \frac{du}{dx} - \epsilon_{33} \frac{d\phi}{dx} + p_3 (\theta - \theta_0) \\ J_x &= -qn\mu_n \frac{d\phi}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx} - qnD_n^T \frac{d\theta}{dx} \\ h_x &= -\kappa_L \frac{d\theta}{dx} + P_n \theta J_x \end{aligned} \quad (2)$$

式中, u 、 ϕ 、 n 和 θ 分别是 x 方向的弹性位移、电势、

电子浓度和温度; θ_0 为相对温度; c_{33} 、 e_{33} 、 λ_{33} 、 ϵ_{33} 、 p_3 、 κ_L 、 μ_n 、 D_n 、 D_n^T 和 P_n 分别表示弹性模量、压电系数、导热系数、介电常数、热电系数、热传导率、电子迁移率、电子扩散系数、电热扩散系数和温差电势率。

将式(2)代入式(1),可得一维压电半导体的控制方程:

$$c_{33} \frac{d^2 u}{dx^2} - e_{33} \frac{d^2 \phi}{dx^2} - \lambda_{33} \frac{d\theta}{dx} = 0 \quad (3a)$$

$$e_{33} \frac{d^2 u}{dx^2} - \epsilon_{33} \frac{d^2 \phi}{dx^2} + p_3 \frac{d\theta}{dx} = q(N_D^+ - n) \quad (3b)$$

$$\begin{aligned} -qn\mu_n \frac{d^2 \phi}{dx^2} - q\mu_n \frac{d\phi}{dx} \frac{dn}{dx} + qD_n \frac{d^2 n}{dx^2} - \\ qnD_n^T \frac{d^2 \theta}{dx^2} - qD_n^T \frac{d\theta}{dx} \frac{dn}{dx} = 0 \end{aligned} \quad (3c)$$

$$\begin{aligned} P_n \left(-qn\mu_n \frac{d\phi}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx} - qnD_n^T \frac{d\theta}{dx} \right) \frac{d\theta}{dx} + \\ \left(-qn\mu_n \frac{d\phi}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx} - qnD_n^T \frac{d\theta}{dx} \right) \frac{d\phi}{dx} - \\ \kappa_L \frac{d^2 \theta}{dx^2} = 0 \end{aligned} \quad (3d)$$

2 压电半导体纳米线模型

考虑图1所示的n型热压电半导体纳米线,其长度为 L 。纳米线两端存在温差,左端温度为 θ_c ,右端温度为 θ_h 。

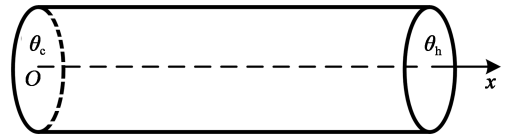


图1 压电半导体纳米线示意图

为研究图1所示的热压电半导体纳米线模型,本文利用有限元软件COMSOL进行模型仿真并分析热压电半导体内部的热电效应。有限元仿真过程如下:

(1)利用COMSOL的PDE模块建立一维热压电半导体纳米线模型;

(2)选择拉格朗日函数作为形函数,选取500个二阶单元对纳米线进行单元离散;

(3)在纳米线两端施加温差等边界条件求解整个物理场。

在本文的数值计算中,选取氧化锌作为研究对象,令氧化锌的初始载流子浓度为 $1.0 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$,

其余材料常数如表 1 所示。另外,数值计算中,固定氧化锌纳米线的长度为 $L=0.1 \mu\text{m}$,本构方程中的参考温度为 $\theta_0=290 \text{ K}$ 。

表 1 氧化锌的材料常数

参数	数值
弹性模量 c_{33}/GPa	210
压电系数 $e_{33}/(\text{C} \cdot \text{m}^{-2})$	1.22
介电常数 $\epsilon_{33}/(\text{C} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1})$	7.89×10^{-11}
电子迁移率 $\mu_n/(\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	0.02
热传导率 $\kappa_L/(\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1})$	15
导热系数 $\lambda_{33}/(\text{N} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$	3.16×10^6
热电系数 $p_3/(\text{C} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1})$	-5×10^{-5}
温差电动势 $P_n/(\text{N} \cdot \text{m} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{C}^{-1})$	-4.36×10^{-3}
电子扩散系数 $D_n/(\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	5.17×10^{-4}
电热扩散系数 $D_n^T/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	2.58×10^{-6}

3 温差对压电纳米线的影响

为确保有限元数值结果的可靠性,本文先将压电半导体的本构方程进行线性化处理,研究了温差作用下热压电半导体纳米线的各物理场分布,并与文献[18]中的解析结果进行了对比。

首先,假定载流子浓度在初始载流子浓度附近扰动,即本构方程中的电流密度 J_x 可以线性化为

$$J_x = -qn_0\mu_n \frac{d\phi}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx} - qn_0D_n^T \frac{d\theta}{dx} \quad (4)$$

令氧化锌纳米线两端的边界条件与文献[18]一致,即:

$$\begin{aligned} u=0, D=0, J=J_0, \theta=\theta_c, x=0, \\ u=0, D=0, n=n_h, \theta=\theta_h, x=L \end{aligned} \quad (5)$$

这里, J_0 为 $2.8 \times 10^5 \text{ A/m}^2$, θ_c 为 290 K , θ_h 为 300 K , n_h 为 $1.01 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 。

图 2~5 分别给出在式(5)边界条件下的位移、电势、载流子浓度和温度沿纳米线的分布。从图 2~5 可以看出,本文所得数值结果与文献[18]的解析结果吻合很好,从而验证了本文数据的可靠性。位移沿纳米线呈抛物线分布,中点变形最大;电势与载流子浓度沿纳米线分布规律一致,最大值向纳米线中点的右侧偏移;温度沿纳米线呈线性分布。

然后,为研究温差变化对热压电半导体纳米线的影响,调整纳米线的边界条件为

$$\begin{aligned} u=0, \phi=0, n=n_0, x=0, \\ u=0, \phi=0.01 \text{ V}, n=n_0, x=L \end{aligned} \quad (6)$$

纳米线左端的温度固定为 $\theta_c=290 \text{ K}$, θ_h 大小可变,定义 $\Delta\theta=\theta_h-\theta_c$ 。

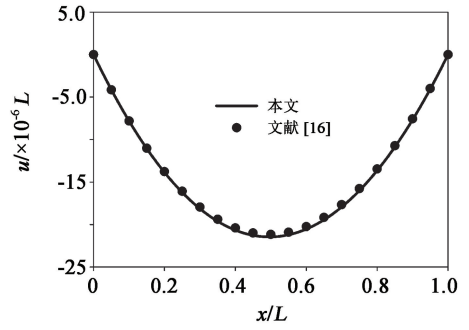


图 2 位移沿纳米线的分布

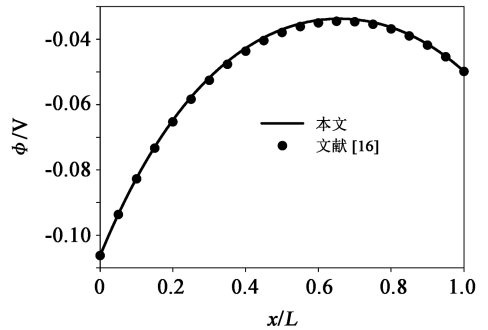


图 3 电势沿纳米线的分布

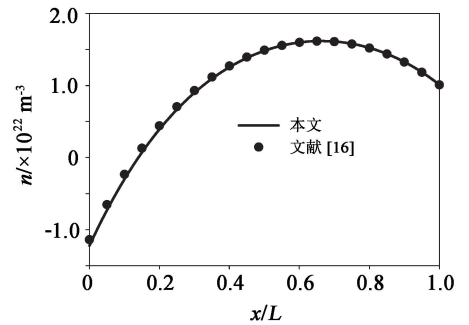


图 4 载流子浓度沿纳米线的分布

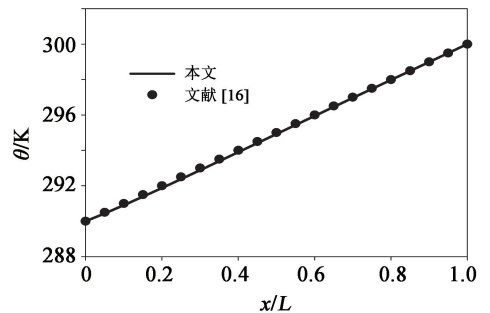


图 5 温度沿纳米线的分布

在温差及式(6)中的边界条件下,氧化锌纳米线的应力、热流密度和电流密度在整条纳米线上均为常值,如表 2 所示。同时,表 2 给出 θ_h 取三个不同温度下的应力、热流密度和电流密度,数值结果表明,随着温差增大,应力、电流密度和热流密度的绝对值呈倍数增大。

图 6~9 给出了三种 θ_h 值下的位移、载流子浓

度、电场强度和电位移沿纳米线的分布情况。可以看出在温差及式(6)中的条件下,位移和载流子浓度关于纳米线中线呈对称分布,电势和电位移均关于纳米线中线呈反对称分布。而且,温差越大,纳米线的变形越大,向纳米线中心聚集的载流子越多,纳米线内部的电场强度越大,纳米线内部的电位移的绝对值越大。

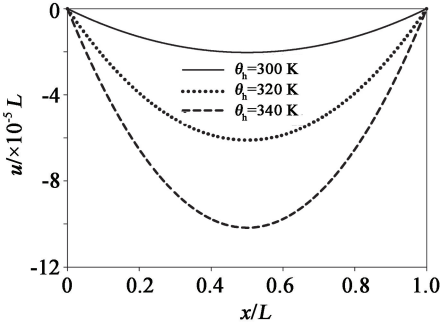


图6 温差变化对位移的影响

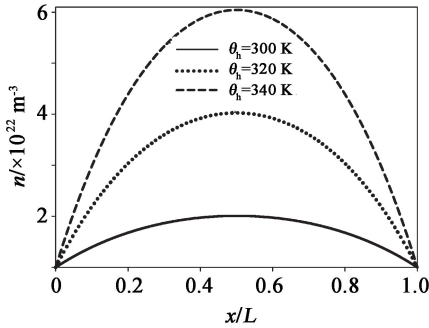


图7 温差变化对载流子浓度的影响

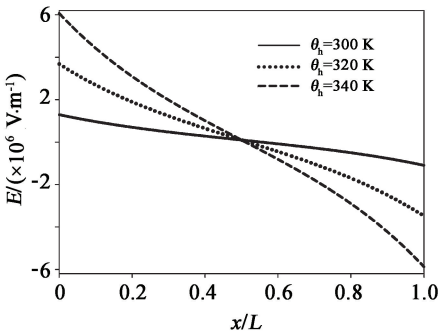


图8 温差变化对电场强度的影响

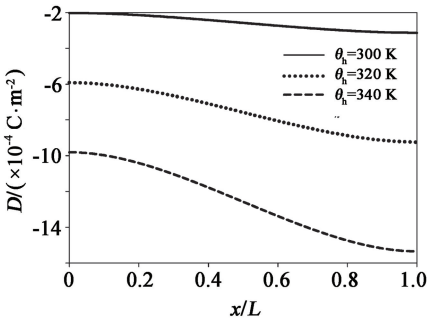


图9 温差变化对电位移的影响

表2 不同温差下的应力、电流密度和热流密度

$\Delta\theta/K$	σ/MPa	$J/(A \cdot m^{-2})$	$h/(W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1})$
10	-15.8	-3.62×10^6	-1.5×10^9
30	-47.5	-4.45×10^6	-4.5×10^9
50	-79.0	-5.27×10^6	-7.5×10^9

4 材料非线性的影响

下面采用严格的非线性本构,研究温差环境下氧化锌纳米线内部各个物理场的分布情况,并与线性本构下的结果进行对比。固定纳米线左、右端的温度分别为 $\theta_c=290\text{ K}$, $\theta_h=320\text{ K}$,其余边界条件与式(6)中相同。如表3所示,基于非线性和线性本构求得的应力和热流密度相差很小,而电流密度的相对差达到68%。

表3 两种本构下纳米线内部的应力、电流密度和热流密度

本构	σ/MPa	$J/(A \cdot m^{-2})$	$h/(W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1})$
线性	-47.5	-4.45×10^6	-4.5×10^9
非线性	-47.3	-1.41×10^7	-4.48×10^9

图10~13给出了非线性和线性本构下,位移、载流子浓度、电场强度和电位移沿纳米线的分布情况。很明显,电流密度本构关系的线性化处理对位移的影响很小,但对载流子浓度、电场和电位移影响很大,基于线性本构的电场和载流子浓度与基于非线性本构的相对差分别为24%和32%。而且,从图12和13可以看出,非线性本构下的电场和电位移的非线性分布趋势更明显。

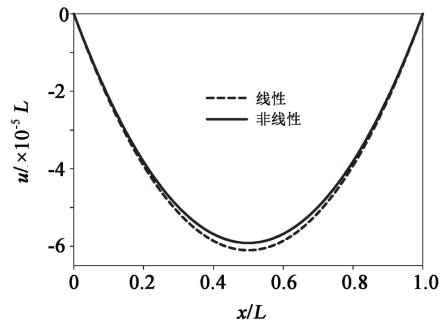


图10 两种本构下位移沿纳米线的分布

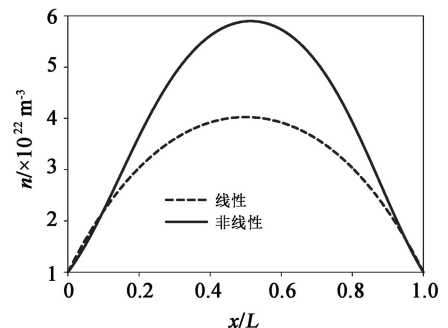


图11 两种本构下载流子浓度沿纳米线的分布

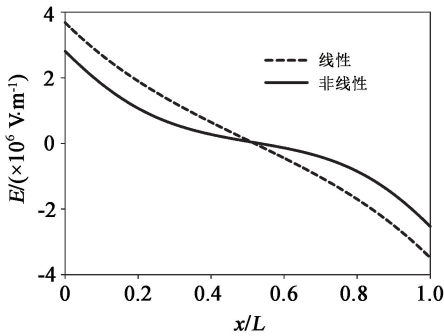


图 12 两种本构下电场强度沿纳米线的分布

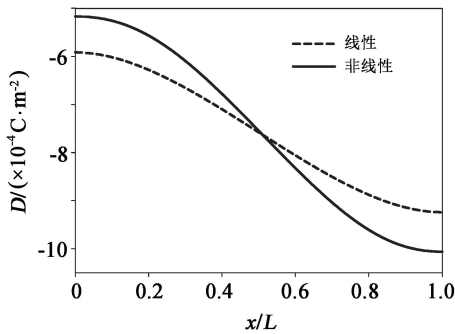


图 13 两种本构下电位移沿纳米线的分布

5 结论

本文采用有限元分析方法,研究了压电半导体纳米线的热电耦合性能,分析了温度和本构方程线性化对纳米线内部电学性能的影响。结果表明:

(1)压电半导体的电场、电位移和电流密度对温度变化很敏感,可通过调节外部温度控制其电场和电流,这一结论为压电半导体器件的高效应用提供了理论指导;

(2)压电半导体本构方程线性化处理对压电半导体内部的电学参数影响很大,为了准确地掌握压电半导体的电学性能,必须基于严格的非线性本构方程来研究压电半导体的电学性能。

参考文献:

[1] Hutson A R. Piezoelectricity and conductivity in ZnO and CdS [J]. Phys. Rev. Lett., 1960, 4(10): 504-507.
 [2] Wang X D, Zhou J, Song J H, et al. Piezoelectric field effect transistor and nanoforce sensor based on a single ZnO nanowire[J]. Nano. Lett., 2006, 6(12): 2768-2772.
 [3] Gao P X, Song J H, Liu J, et al. Nanowire piezoelectric nanogenerators on plastic substrates as flexible power sources for nanodevices[J]. Adv. Mater. 2007, 19(1): 67-72.
 [4] Wang Z L. Towards self-powered nanosystems: from nanogenerators to nanopiezotronics[J]. Adv. Funct. Mater., 2008, 18(22): 3553-3567.
 [5] Choi M Y, Choi D, Jin M J, et al. Mechanically powered

transparent flexible charge-generating nanodevices with piezoelectric ZnO nanorods[J]. Adv. Mater., 2009, 21(22): 2185-2189.

- [6] Buyukkose S, Hernandez-Minguez A, Vratzov B, et al. High-frequency acoustic charge transport in GaAs nanowires[J]. Nanotechnol., 2014, 25(13): 135204.
 [7] Wang Zhonglin, Wu Wenzhuo. Piezotronics and piezophotonics: Fundamentals and applications [J]. National Sci. Rev., 2014, 1(1): 62-90.
 [8] Wang Zhonglin. The new field of nanopiezotronics [J]. Materials Today, 2007, 10(5): 20-28.
 [9] Yang Q, Guo X, Wang W H, et al. Enhancing sensitivity of a single ZnO micro-/nanowire photodetector by piezophototronic effect[J]. ACS Nano, 2010, 4(10): 6285-6291.
 [10] Kazuhiko Y M, Fumio K N. An electroacoustic surface-wave convolver of fabricated from a thin piezoelectric film and a semiconductor [J]. Electron. Commun. Jpn., 2010, 75(12): 21-33.
 [11] Sen B, Strosio M, Dutta M. Piezoelectricity in zincblende polar semiconductor nanowires: A theoretical study[J]. J. Appl. Phys., 2012, 111(5): 054514. 1-054514. 7.
 [12] Gokhale V J, Rais-Zadeh M. Phonon-electron interactions in piezoelectric semiconductor bulk acoustic wave resonators [J]. Scientific Reports, 2014, 4: 5617.
 [13] Zhang Chunli, Wang Xiaoyuan, Chen Weiqiu, et al. Carrier distribution and electromechanical fields in a free piezoelectric semiconductor rod[J]. J. Zhejiang University(Science A), 2016, 17(1): 37-44.
 [14] Yang G Y, Du J K, Wang J, et al. Electromechanical fields in a nonuniform piezoelectric semiconductor rod[J]. J. of Mechanics of Materials and Structures, 2018, 13(1): 103-120.
 [15] Sladek J, Sladek V, Pan E, et al. Fracture analysis in piezoelectric semiconductors under a thermal load [J]. Engineering Fracture Mechanics, 2014, 126: 27-39.
 [16] Zhao M H, Pan Y B, Fan C Y, et al. Extended displacement discontinuity method for analysis of cracks in 2D thermal piezoelectric semiconductors [J]. Smart Materials & Structures, 2017, 26(8): 085029.
 [17] Zhao M H, Yang C H, Fan C Y, et al. Extended displacement discontinuity method for analysis of penny-shaped cracks in three-dimensional thermal piezoelectric semiconductors[J]. Eur. J. Mech A-Solids, 2018, 70: 23-36.
 [18] Jin Z H, Yang J S. Energy conversion efficiency of a piezothermoelectric material[J]. J. Electron Mater., 2018, 47(8): 4533-4538.
 [19] Jin Z H, Yang J S. Analysis of a sandwiched piezoelectric semiconducting thermoelectric structure [J]. Mech. Res. Commun., 2019, 98: 31-36.

(下转第 394 页)

PCM测试参数与CCD工艺关系研究

岳志强, 曲鹏程, 杨修伟, 向华兵, 廖乃镛

(重庆光电技术研究所, 重庆 400060)

摘要: PCM(Process Control Monitor)是一种反映生产线工艺状况的质量监控技术。文章围绕影响电荷耦合器件(CCD)工艺中PCM测试结果的工艺因素展开研究,并对PCM测试结果进行统计分析,以达到测试结果用于工艺改进的目的,并最终获取最佳工艺条件。结果表明:低压化学气相沉积(LPCVD)温度为 $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、膜厚为 580 nm 时的方块电阻为 $18\text{ }\Omega/\square$;孔工艺采用干法刻蚀 CF_4 流量为 $15\text{ cm}^3/\text{min}$ 、 CHF_3 流量为 $45\text{ cm}^3/\text{min}$ 下的接触电阻为 $7\text{ }\Omega$;栅下埋沟注入磷离子能量为 250 keV 、剂量为 $2.5\times 10^{12}\text{ atom}/\text{cm}^2$ 时,MOS管阈值电压为 -8.5 V ;二次铝刻蚀主刻蚀采用 Cl_2 流量为 $90\text{ cm}^3/\text{min}$ 、 BCl_3 流量为 $45\text{ cm}^3/\text{min}$ 、 N_2 流量为 $30\text{ cm}^3/\text{min}$ 可有效避免因残留物引起的金属同层漏电。

关键词: PCM; 电荷耦合器件; LPCVD; 干法刻蚀; 埋沟注入; 二次铝刻蚀

中图分类号: TM386.5 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0389-06

Study on PCM Parameters Test in CCD Process

YUE Zhiqiang, QU Pengcheng, YANG Xiuwei, XIANG Huabing, LIAO Naiman

(Chongqing Optoelectronics Technology Research Institute, Chongqing 400060, CHN)

Abstract: Process control monitor (PCM) is a key quality monitoring technique reflecting the process status of the production line. In this paper, it focuses on the factors affecting the test results of PCM in the fabrication process of charge coupled device (CCD), and the test results of PCM is statistically analyzed. The results show that, the sheet resistance is $18\text{ }\Omega/\square$ when the deposition temperature of LPCVD is $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ and the film thickness is 580 nm . The contact resistance is $7\text{ }\Omega$ when the hole process adopts dry etching with CF_4 flow rate of $15\text{ cm}^3/\text{min}$ and CHF_3 flow rate of $45\text{ cm}^3/\text{min}$. The threshold voltage of the MOS transistor is -8.5 V when the energy and dose of phosphorus ion implanted into the buried channel under the gate are 250 keV and $2.5\times 10^{12}\text{ atoms}/\text{cm}^2$, respectively. It can effectively avoid the metal leakage caused by residues when the secondary aluminum etching adopts Cl_2 flow rate of $90\text{ cm}^3/\text{min}$, BCl_3 flow rate of $45\text{ cm}^3/\text{min}$ and N_2 flow rate of $30\text{ cm}^3/\text{min}$.

Key words: PCM; CCD; LPCVD; dry etching; buried channel implantation; secondary aluminum etching

0 引言

电荷耦合器件(Charge Coupled Device, CCD)广泛应用于光学与频谱望远镜、光学遥测技术和高速摄影技术等领域^[1]。相对于其他IC器件,CCD的制造工艺更复杂,而制造工艺的好坏可以通过

CCD的结构参数,如方块电阻、接触电阻、MOS管阈值电压、金属同层漏电流等来评判。在整个CCD制作工艺中,多晶硅淀积工艺的优劣是影响方块电阻的主要因素,接触电阻与刻蚀小孔工艺紧密相关,调制阈值电压通常需要采用离子注入工艺,金属同层漏电流主要受二次铝刻蚀工艺影响。本文围绕上

述几种工艺展开研究,通过改变多晶硅淀积的膜厚来调整方块电阻;改变刻蚀小孔工艺中 CF_4 和 CHF_3 的流量比来调整接触电阻;在不同能量下注入不同类别、不同剂量的离子来调制 MOS 管的阈值电压;通过改变二次铝刻蚀工艺中气体的组分、添加惰性气体来消除铝刻蚀残留。利用 PCM (Process Control Monitor) 技术对上述工艺条件的改变实施监控,并对测试结果进行统计对比验证,确定最佳工艺条件,稳定工艺对提高器件成品率具有重大意义。

1 PCM 技术基本原理

PCM 是一种反映生产线工艺状况的质量监控技术,其采集的数据具有量大、准确、规范等特点,便于统计分析且备案方便。PCM 可以在短时间内获取大量反映工艺效果的电学测试参数,可用于 CCD 制作工艺问题的查找,便于工艺优化,以达到提高器件成品率的目的。PCM 测试技术已成为国际上公认的工艺管理软件的核心。PCM 系统组成包括:测试仪、测试头、开关矩阵、控制终端、探针台与 HP-IB 连接线。系统原理框图如图 1 所示。

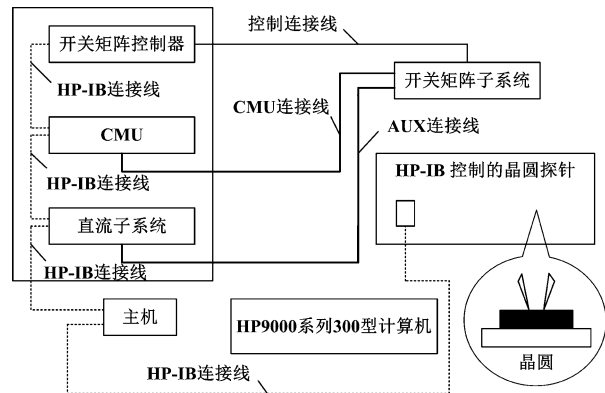


图 1 PCM 测试系统原理框图

PCM 系统是通过施加定量和定向的电流或电压于待测物体上,然后获取待测物体的电流或电压情况来表征待测物体的电学特性,从而达到监控工艺质量的目的。测试仪和探针台的运作经由计算机控制终端依照要求发出指令(测试程序)进行控制,测试仪中的 SMU 单元(源监控单元)在直流子系统中将电压通过 AUX 连接线加至测试头上的开关矩阵,开关矩阵再经由充分接触的探针将电压施加到待测物体上,最后由 SMU 单元依据程序要求测量出所需要的结果,同时将获取的结果保存到计算机,

并在计算机上进行显示。

2 实验结果与分析

2.1 方块电阻

PCM 中方块电阻的测试结构是长为 $6\,000\ \mu\text{m}$ 、宽为 $6\ \mu\text{m}$ 的条形结构,电阻条两端设计了两个 $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ 的压焊点,通过探针与压焊点的接触将电压施加到被测器件上,当多晶硅出现淀积、掺杂、爬坡等问题时容易在测试中被发现。

方块电阻这一参数与多晶硅淀积工艺紧密相关,可以通过方块电阻的测试结果评判多晶硅淀积工艺的优劣。多晶硅淀积采用低压化学气相沉积(LPCVD)工艺技术,该工艺生长多晶硅具有成本低、产量大、薄膜均匀及洁净度高等优点^[2]。在 LPCVD 工艺实验中,淀积温度固定在 $700\ ^\circ\text{C}$,通过改变其膜厚 d 来调整工艺实施方案,利用 PCM 技术实施监控,并对测试结果进行对比验证,如图 2 所示。

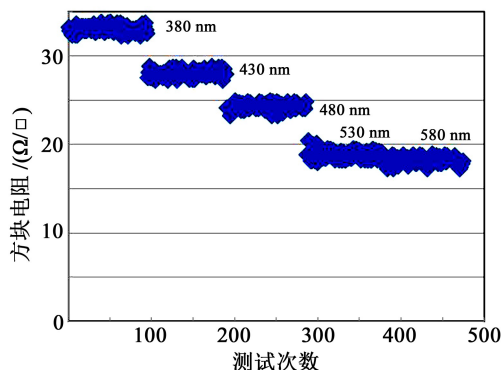


图 2 不同膜厚条件下 PCM 方块电阻值对比验证

从 PCM 统计结果来看,工艺条件的改变造成多晶硅方块电阻呈现不连续分布,多晶硅方块电阻多分布在 $18 \sim 34\ \Omega/\square$ 。多晶硅淀积的好坏可以通过掺磷后的方块电阻来评判,膜厚是影响方块电阻的主要因素之一,方块电阻随着厚度的增加而变小,其机理是载流子迁移率随厚度的增加而增大,厚度增大会使晶粒变粗、晶粒间界减小。但当厚度到达一定程度时,方块电阻变化不再明显,原因是晶粒边界已趋于饱和状态,同时多晶硅的结晶质量不再随厚度增加得以改善,导致迁移率不再有显著变化,因此,达到一定厚度后方块电阻阻值不再变化。在淀积过程中,应保持淀积温度 T 恒定,因为只有恒定的温度才能确保生长速率稳定,实验中采用的淀积温度恒定为 $700\ ^\circ\text{C}$ 。加大硅烷流量会得到较大的淀

积速率,但通常不采用这种办法,其原因是流量大了,会使多晶硅表面层产生麻点。

方块电阻增加会引起多晶硅条的总电阻增加,造成电路负载过大、系统功耗增加、器件非均匀性恶化等一系列问题。从上述测试结果可以得出,LPCVD在使用纯硅烷、淀积温度为 $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、生长多晶硅厚度(d)为 580 nm 时得到的方块电阻仅为 $18\text{ }\Omega/\square$,能够满足CCD器件的指标要求。当膜厚继续增加时,曲线趋于水平,方块电阻阻值变化不再明显,如图3所示。

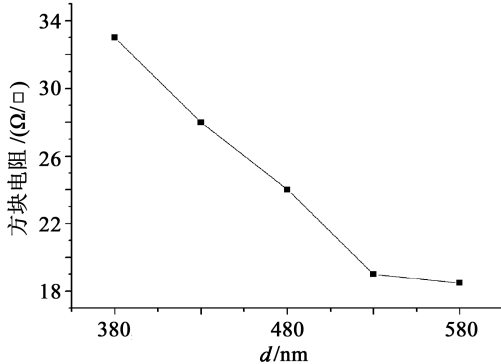


图3 淀积温度为 $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时,方块电阻随膜厚变化曲线

2.2 接触电阻

PCM接触电阻测试结构采用了孔链结构,主要测试孔直径为 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的接触孔电阻,由接触孔电阻阻值衡量孔工艺的优劣。当前,CCD制作工艺为了达到小像元、大面阵器件的布线需求,关键尺寸随着器件像元尺寸的减小而减小,制作孔径也由先前的 $4\text{ }\mu\text{m}$ 减小至现在的 $1\text{ }\mu\text{m}$,孔径的减小势必会对工艺制作提出更高的要求。湿法腐蚀技术多用于 $4\text{ }\mu\text{m}$ 孔工艺,是由于其具有非常高的腐蚀选择比,但其局限性是没有办法浸润尺寸小于 $2\text{ }\mu\text{m}$ 的小孔,制作尺寸小于 $2\text{ }\mu\text{m}$ 孔的唯一工艺措施是干法刻蚀。等离子体刻蚀是干法刻蚀通用的方式,该方式依据的原理是利用等离子体轰击材料表面的物理溅射作用促使活性原子与材料表面发生化学反应^[3]。在腔体压力为 53.33 Pa 、射频功率为 600 W 的条件下,采用5种工艺方案,通过改变 CF_4 和 CHF_3 的流量配比来提升 SiO_2 对Si的刻蚀选择比,具体如表1所示。

当过刻量为 20 nm 时,利用PCM技术对不同气体流量配比的金属与多晶硅接触电阻实施监控,并对测试结果进行对比验证,如图4所示。图中编号①~⑤分别对应表1中5种不同工艺条件。

表1 不同 CF_4 和 CHF_3 流量配比条件下的刻蚀选择比

编号	$V_{\text{CF}_4}/$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$)	$V_{\text{CHF}_3}/$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$)	SiO_2 和Si的 刻蚀选择比
①	45	15	5.22
②	30	30	6.31
③	20	30	8.62
④	20	40	10.28
⑤	15	45	18.33

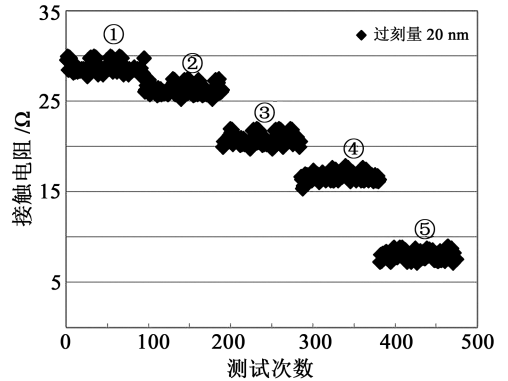


图4 不同工艺条件下PCM接触电阻值对比验证

工艺条件的改变会造成金属与多晶硅接触电阻呈现不连续分布,其阻值分布在 $7\sim 30\text{ }\Omega$,在过刻量相同的情况下,阻值随着刻蚀选择比的提高而减小。同时,刻蚀选择比的提高也会减小干法刻蚀对Si的损伤,其机理是提升刻蚀过程中化学反应的选择性,使得腐蚀 SiO_2 的能力远大于腐蚀Si的能力。刻蚀选择比 S_R 的计算公式如下:

$$S_R = E_f/E_r \quad (1)$$

其中, E_f 为Si的刻蚀速率, E_r 为 SiO_2 的刻蚀速率。

氟碳化合物通常被选用为刻蚀 SiO_2 的气体,在氟碳化合物的等离子形态中,能够与待刻蚀材料发生化学反应的是氟成分,装置配有真空系统以抽走反应生成的挥发性物质。氟配比的提高会引起刻蚀速率的提升;而碳则会减缓刻蚀的进行,这是由于碳是刻蚀中聚合物的来源。随着刻蚀 SiO_2 的进行,刻蚀速率将减缓,是由于刻蚀进行时只会损耗氟而不会损耗碳,碳含量会逐渐增加;加入的 O_2 会与很多碳原子发生反应生成挥发性气体,同时 O_2 会导致氟原子的解离增加,刻蚀速率也随之上升;反之,加入的 H_2 会与氟原子发生反应,使Si的刻蚀速率下降。但对于 SiO_2 而言,由于其组成存在氧元素,能局部性地与碳发生反应,导致氟碳比在局部区域出现不变的情况,从而使刻蚀速率保持稳定, SiO_2 对Si的刻蚀选择比提高^[4]。除了可用 H_2 来提升刻蚀

选择比,还可用氟/碳小于4的气体来取代,如 CHF_3 。

过刻蚀可用于去除刻蚀残留物和剩余的硼磷硅玻璃(掺杂了硼和磷的二氧化硅),同时保证对多晶硅的高选择比。刻蚀结束后残留在硅片表面多余的材料为刻蚀残留物,一般覆盖在腔体内壁或被刻蚀图形的底部。导致其形成的原因有多种,例如膜层中不均匀的杂质分布、腔体内的污染物、刻蚀过快、被刻蚀膜层中的污染物等。刻蚀残留物严重影响了金属与多晶硅的接触,因此刻蚀完成后通常会进行过刻蚀,但过刻蚀量不宜过大,通常为10~25 nm。当过刻蚀量为20 nm时,接触电阻与刻蚀选择比的关系曲线如图5。

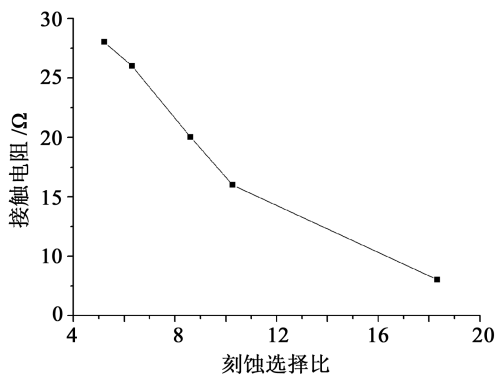


图5 20 nm 过刻量下接触电阻随刻蚀选择比变化曲线

接触孔电阻过大会造成 CCD 器件输出幅度偏低、波形变差甚至无输出等诸多问题。当 V_{CF_4} 流量为 $15 \text{ cm}^3/\text{min}$ 、 V_{CHF_3} 流量为 $45 \text{ cm}^3/\text{min}$ 、过刻量为20 nm时的接触电阻仅为 7Ω ,能够满足 CCD 器件的指标要求。当过刻量固定时,接触孔电阻阻值随刻蚀选择比的增加而减小。

2.3 阈值电压

PCM 中 MOS 管的测试结构采用多晶硅作为栅极,宽长比为10/5。阈值电压是 MOS 管重要参数之一,即 MOS 管由耗尽向反型转变时,会经历 Si 表面电子浓度等于空穴浓度的时刻,此时 MOS 管会处于临界导通的状态,将该时刻 MOS 管的栅电压定义为阈值电压^[5]。采用三种注入方式对 MOS 管的阈值电压进行验证:(1)栅下无注入;(2)栅下埋沟注入磷离子,能量为250 keV,剂量为 $2.5 \times 10^{12} \text{ atom}/\text{cm}^2$;(3)栅下埋沟注入磷离子+势垒注入硼离子,能量分别为250 keV 和100 keV,剂量分别为 $2.5 \times 10^{12} \text{ atom}/\text{cm}^2$ 和 $1.8 \times 10^{11} \text{ atom}/\text{cm}^2$ 。利用 PCM 技术对以上三种注入方案实施监控,并

对测试结果进行对比验证,结果如图6所示。

MOS 管阈值电压计算公式如下:

$$V_{\text{th}} = V_{\text{fb}} + \phi_{\text{Si}} + r \sqrt{\phi_{\text{Si}} + V_{\text{sb}}} \quad (2)$$

$$r = \sqrt{2\epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}} q N_{\text{b}} / C_{\text{ox}}} \quad (3)$$

式中, V_{fb} 为平带电压, ϕ_{Si} 为半导体费米势(与衬底掺杂浓度有关), V_{sb} 为衬底偏压, ϵ_0 为真空介电常数, ϵ_{Si} 为半导体相对介电常数, q 为电子电荷, N_{b} 为衬底掺杂浓度, C_{ox} 为单位面积栅氧化层电容。

根据上述公式,可分析出影响 MOS 管阈值电压的因素主要有栅氧厚度和衬底掺杂浓度。栅氧厚度对阈值电压产生影响的机理是单位面积电容随栅氧化厚度的减小而增大,从而导致 MOS 管阈值电压减小,其弊端是栅氧越薄,氧化层中的场强越大,越容易被击穿。衬底掺杂浓度对 MOS 管阈值电压的影响机理是多数载流子浓度随衬底掺杂浓度的减小而减小,导致表面反型所需电压越小,阈值电压也越小。但这两个参量通常会因为其他设计的约束而不可改变。

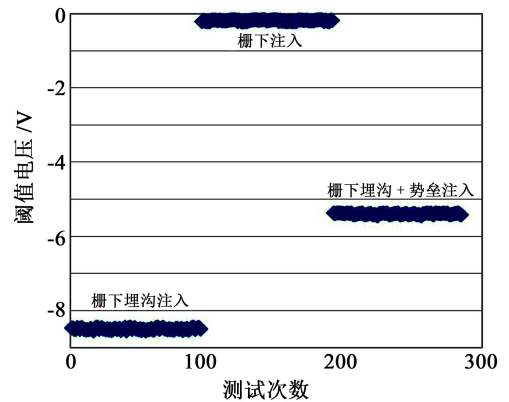


图6 不同工艺条件下 MOS 管阈值电压对比结果

因此调制阈值电压通常需要采用离子注入工艺将一定数量的硼或磷离子注入到 CCD 沟道内以改变 CCD 沟道的杂质浓度。当 MOS 器件偏置在耗尽或反型时,注入的杂质会叠加到氧化层-半导体界面附近的电离杂质电荷上,从而改变阈值电压。若要阈值电压正向漂移,则需要注入硼离子;若要阈值电压负向漂移,则需要注入磷离子。离子注入技术可以将掺杂含量控制得非常精准,从而能够准确地控制阈值电压。

由于使用三种制作工艺,分别在不同能量下注入三种不同剂量的离子,导致 MOS 管阈值电压变化范围较大,栅下无注入阈值电压多集中在 -0.2 V 左右,栅下埋沟注入磷离子阈值电压多集中在

-8.5 V左右,栅下埋沟+势垒注入硼离子阈值电压多集中在-5.5 V左右,各工艺条件下相对应的阈值电压都较稳定。MOS管的阈值电压能够直接影响到CCD沟道的反型和CCD的工作电压,若阈值电压高于正常值,会导致CCD的功耗增大,很大程度上降低了CCD的可靠性,故可以通过离子注入工艺精准调制MOS管的阈值电压。

2.4 金属同层漏电

PCM中金属同层漏电测试结构采用叉指状结构,金属层下面具有不同的台阶,包括LOCOS氧化层、沟阻氧化层、接触孔和多晶硅等台阶,铝条间距设计为 $0.75\ \mu\text{m}$ 。金属同层漏电流主要受光刻胶坚膜工艺和二次铝刻蚀工艺影响,随着CCD器件的高度集成,制作工艺也变得更为复杂,尤其是线宽尺寸非常小的大面阵行间转移结构CCD对上述工艺提出了更为苛刻的要求。器件二次金属铝通过 SiO_2 绝缘分布在一次金属铝上,其台阶高度较一次金属铝高出至少 $1\ \mu\text{m}$,垂直区二次金属铝之间最小距离仅为 $0.75\ \mu\text{m}$,分布尤为紧密。利用PCM技术对金属同层漏电流实施监控,并对测试结果进行统计分析,结果如图7所示。

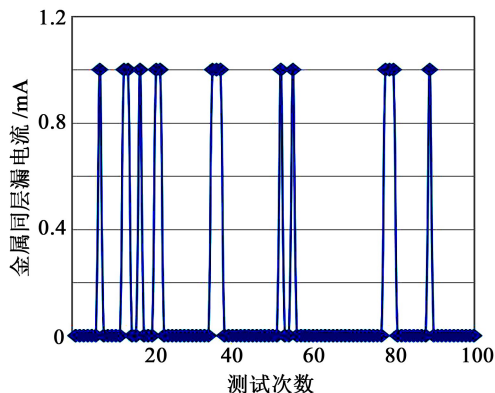


图7 PCM金属同层漏电流测试结果

由图7可知,金属同层漏电流一般在 $10^{-7}\ \text{A}$ 以下,个别点超出了此范围。金属同层漏电过大会引起CCD器件短路,甚至会烧坏电路板。利用扫描电镜对漏电流大的器件进行观察,发现有明显的异常出现在相邻电极之间,如图8所示。

铝刻蚀通常采用的两种气体是 Cl_2 和 BCl_3 , Cl_2 作为主要刻蚀气体与Al发生反应,刻蚀工艺主要的颗粒来源正是其反应生成物 AlCl_3 , AlCl_3 凝销量随着腔体温度的增加而减少,但其存在的弊端是光刻胶的刻蚀量同时会随着温度的升高而增加,对掩模作用不利。 BCl_3 作为辅助性气体,提供离子轰击

材料表面,促使刻蚀呈现各向异性,同时 BCl_3 可作为还原性气体还原铝表面自发氧化生成的氧化铝,有利于刻蚀反应的进程。通常 BCl_3 气体的占比不是很高,由于其固有的物理轰击选择性差的特性,会对掩膜光刻胶造成损伤^[6]。其反应方程式如下:



铝电极的形貌与铝残留直接受刻蚀工艺条件的影响,不恰当的工艺条件是造成铝残留、导致金属同层漏电的主要原因。金属铝刻蚀过程分为预刻蚀(BT)、主刻蚀(ME)和过刻蚀(OE)三个阶段。在主刻蚀中,可以通过提高 Cl_2 在组分中的含量来获取更高的刻蚀速率,有效克服间隙中的微负载效应,同时为获取各向异性应使用 N_2 来提升侧壁钝化,确保铝的形貌;为有效去除顽固残留,在过刻蚀阶段需要提升各向同性刻蚀^[7]。优化后的工艺条件如表2所示。

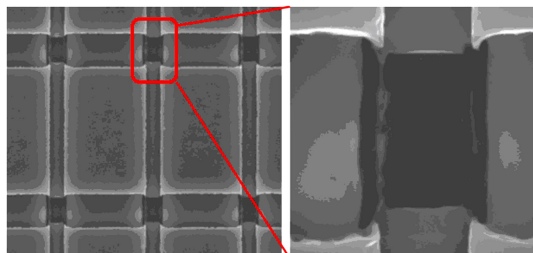


图8 铝刻蚀工艺的残留物

表2 优化后的工艺条件

刻蚀过程	压力/mPa	$V_{\text{Cl}_2} / (\text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1})$	$V_{\text{BCl}_3} / (\text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1})$	$V_{\text{N}_2} / (\text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1})$	功率/W
BT	26.67	0	60	0	550
ME	6.67	90	45	30	400
OE	23.99	50	50	20	300

预刻过程中腔体压力增至 $26.67\ \text{Pa}$, Cl_2 含量为0, BCl_3 的流量增至 $60\ \text{cm}^3/\text{min}$,能增加各向同性腐蚀,有效除去台阶表面氧化层。主刻过程中腔体压力降至 $6.67\ \text{Pa}$,增加各向异性刻蚀来减小线宽损耗; Cl_2 流量增至 $90\ \text{cm}^3/\text{min}$,调整 BCl_3 和 Cl_2 配比为1:2,刻蚀铝的速率得以提升,大面积的铝被快速刻掉;为保护侧壁,将 N_2 流量调至 $30\ \text{cm}^3/\text{min}$ 。过刻过程的腔体压力增至 $23.99\ \text{Pa}$, BCl_3 和 Cl_2 流量配比调为1:1, SiO_2 的损伤和刻蚀铝的速率都会得以降低;为解决铝残留问题,把 N_2 流量调为 $20\ \text{cm}^3/\text{min}$,以增加各向同性刻蚀^[8]。

工艺优化后,利用扫描电镜进行观察,发现二次铝刻蚀残留得以消除,如图9所示。利用PCM技

术对工艺改进后的金属同层漏电流实施监控,并对测试结果进行统计分析,结果如图 10 所示。

从图 9 中可以看出,优化二次铝刻蚀工艺条件后在台阶处无残留,并且能够保持比较理想的刻蚀形貌,解决了铝线间因为刻蚀残留引发的同层漏电过大问题。

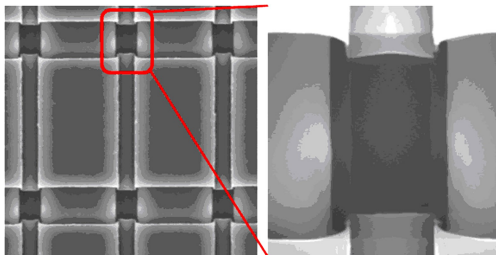


图 9 铝刻蚀工艺优化后的效果图

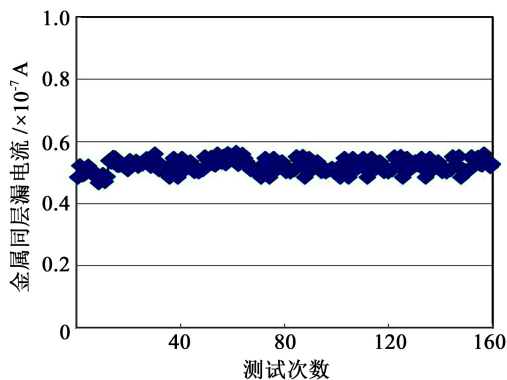


图 10 铝刻蚀工艺优化后金属同层漏电流测试结果

3 结论

CCD 的高度集成化给制作工艺带来了诸多挑战。本文通过提升多晶硅淀积的膜厚来减小方块电阻,通过降低刻蚀小孔工艺中 CF_4 的流量、增加 CHF_3 的流量来减小接触电阻;在不同能量下注入不同类别、不同剂量的离子来精准调制 MOS 管的

阈值电压;通过加大二次铝刻蚀工艺中 Cl_2 的含量、添加惰性气体来消除铝刻蚀残留。利用 PCM 技术实施监控,最终获取最佳工艺条件,使得 CCD 主要结构参数均能达到 CCD 设计要求。

参考文献:

- [1] 王庆有. 图像传感器应用技术[M]. 北京: 电子工业出版社, 2003.
Wang Qingyou. Application Technologies of Image Sensors [M]. Beijing: Electronics Industry Press, 2003.
- [2] Harbek G. Growth and physical properties of LPCVD polycrystalline silicon[J]. J. Electrochem. Society, 1984, 131(3): 675-679.
- [3] Oehrlein G S, Zhang Y. Fluorocarbon high-density plasmas. I. Fluorocarbon film deposition and etching using CF_4 and CHF_3 [J]. J. of Vacuum Science & Technol. A, 1994, 12(2): 323-332.
- [4] Duffalo J M, Monkowski J R. Particulate contamination and device performance[J]. Solid State Technol., 1984, 27(3): 109-114.
- [5] Janesick J R. Scientific Charge-Coupled Devices [M]. Bellingham: SPIE Press, 2001.
- [6] Fu Yuxia, Liu Zhihong, Liu Ronghua, et al. Process of Al-reactive ion etching[J]. Semiconductor Information, 2000, 37(5): 37-40.
- [7] Hess D W. Plasma etch chemistry of aluminum and aluminum alloy films[J]. Plasma Chem. and Plasma Proc., 1982, 2(2): 141-155.
- [8] Danner D A, Dalvie M, Hess D W. Plasma etching of aluminum a comparison of chlorinated etchants[J]. J. of The Electrochemical Society, 1987, 134(3): 669-673.

作者简介:

岳志强(1985—),男,硕士,工程师,主要从事 CCD 测试与工艺技术研究。

E-mail: clint5718690@163.com

(上接第 388 页)

- [20] Cheng R R, Zhang C L, Yang J S. Thermally induced carrier distribution in a piezoelectric semiconductor fiber [J]. J. Electron. Mater., 2019, 48(8): 11664.
- [21] Wachutka G K. Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor [J]. IEEE TCAD, 1990, 9(11): 1141-1149.
- [22] Lindefelt U. Current-density relations for nonisothermal modeling of degenerate heterostructure devices[J]. J. Appl. Phys., 1994, 75(2): 942-957.
- [23] Parrott J E. Thermodynamic theory of transport processes in semiconductors[J]. IEEE Trans. on Electron Devices, 1996, 43(5): 809-826.

- [24] Wolbert P, Wachutka G K, Krabbenborg B H, et al. Nonisothermal device simulation using the 2D numerical process/device simulator TRENDY and application to SOI-devices[J]. IEEE TCAD, 1994, 13(3): 293-302.

作者简介:

李鑫飞(1995—),男,河南省周口市人,硕士研究生,主要研究领域为压电半导体多场耦合性能;

张巧云(1986—),女,河南省开封市人,博士,硕士研究生导师,副教授,主要研究方向为压电半导体、压电等多场材料性能的解析与数值分析。

E-mail: zhangqy@zzu.edu.cn

深紫外 CMOS 图像传感器测试匀光系统设计

李琦^{1,2}, 齐月静^{1,2}, 卢增雄^{1,2}, 张清洋¹, 马敬¹, 杨光华^{1,2}, 苏佳妮¹

(1. 中国科学院微电子研究所, 北京 100029; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 匀光系统的均匀性是实现深紫外 CMOS 图像传感器参数测试的关键。根据傅里叶光学理论, 结合 ArF 准分子激光输出光斑特点, 设计了复眼阵列匀光系统的初始结构, 并在 ZEMAX 非序列模式下建立了匀光系统模型。针对 ZEMAX 光源中光线采样随机性的特点及匀光系统均匀性的要求, 对追迹光线数目及复眼阵列中透镜元个数进行了优化。在透镜元大小为 1 mm、采用 1 亿根光线并做 30 次平均后, 在 12 mm×12 mm 光斑范围内获得了均匀性为 0.986 的均匀照明光斑, 满足 CMOS 图像传感器测试对光斑均匀性优于 0.97 的要求。

关键词: 深紫外; CMOS 图像传感器; 匀光系统; 光学设计

中图分类号: TP212 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0395-05

Design of Homogenizing Optical System for Testing CMOS Image Sensor in Deep Ultraviolet Region

LI Qi^{1,2}, QI Yuejing^{1,2}, LU Zengxiong^{1,2}, ZHANG Qingyang¹,
MA Jing¹, YANG Guanghua^{1,2}, SU Jiani¹

(1. Institute of Microelectronics of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, CHN;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, CHN)

Abstract: The uniformity of the uniform light system is the key for the parameter test of deep ultraviolet CMOS image sensors. Based on the Fourier optics theory and combining the characteristics of the ArF excimer laser output spot, the initial structure of the compound-eye array uniform light system was designed, and a uniform light system model was established in ZEMAX non-sequential mode. According to the characteristics of the randomness of the light sampling in the ZEMAX light source and the uniformity requirements of the uniform light system, the number of tracking rays and the number of lens elements in the compound eye array were optimized. By setting the lens element size of 1 mm, applying 100 million rays and being averaged for 30 times, a uniform illumination spot with a uniformity of 0.986 is obtained in the 12 mm×12 mm spot range, which is better than the requirement on the spot uniformity of 0.97 for CMOS image sensors.

Key words: deep ultraviolet; CMOS image sensor; homogenizing optical system; optical design

0 引言

波像差传感器 (Wavefront Error Sensor, WES) 是实现深紫外光刻投影物镜波像差及照明系

统光瞳测量的重要工具^[1]。作为 WES 重要组成部分的 CMOS 图像传感器, 其灵敏度、响应能力、非线性及暗电流等参数是影响 WES 测量精度的重要因素。此外, 为解决 CMOS 图像传感器硅衬底层对紫外光吸收大、量子效率低^[2]的问题, 通常在其上镀制

收稿日期: 2020-02-12.

基金项目: 国家重大科技专项项目 (2009ZX02204-010).

紫外增强 Lumogen 薄膜^[3], 但该薄膜的厚度、均匀性等将影响 CMOS 图像传感器的性能^[4]。因此, 需对镀制紫外增强 Lumogen 薄膜的 CMOS 图像传感器参数进行精确测量和标定。

根据欧洲机器视觉协会发布的图像传感器与相机性能测试标准(EMVA1288 标准), 在测量 CMOS 图像传感器参数时, 需提供空间均匀性优于 0.97 的光照^[5], 在可见光波段, 该均匀照明条件通过积分球较易实现, 但在深紫外 193 nm 波段, 积分球的均匀性仅能达到 0.84。因此, 满足上述均匀性要求的深紫外匀光系统是深紫外 CMOS 图像传感器参数测试的关键。

在紫外波段, 匀光系统通常采用积分棒或复眼阵列实现。北京师范大学的曾珊珊等用光学积分棒对紫外波段进行匀光, 使均匀性达到 0.965^[6], 当入射光平行于积分棒时, 光会直接穿过而不发生全反射, 积分棒仅适用于有一定发散角的光束。2013 年, 清华大学的胡晓佳等利用自由曲面透镜实现对 LED 道路照明的照度均匀设计^[7], 均匀性达到 0.93。2014 年, 长春理工大学的赵斌等采用复眼阵列设计了用于 LCOS 的照明系统^[8], 其利用反光杯有效提高了系统的光利用率, 但是光斑的均匀性仅为 0.876。2015 年, 中科院光电技术研究所的邢莎莎等采用柱面复眼透镜分别对 X、Y 两个方向进行匀光^[9], 采用 3 片柱面复眼透镜结构, 使均匀性达到 0.957。2017 年, 中北大学的程航等采用结构简单、对入射光束变化不敏感的复眼阵列来实现对激光光束的均匀化^[10], 通过对子透镜尺寸、透镜间距离、光束发散角等因素的对比分析, 优化出较合适的参数, 得到一个光斑大小为 5 mm × 5 mm、均匀性为 0.911 的光斑。2018 年, 中科院重庆绿色智能技术研究院的陈忠雨等^[11]采用自由曲面复眼透镜设计了紫外平行光曝光机用匀光系统, 其均匀性达到了 0.91。上述匀光系统还无法满足深紫外 CMOS 图像传感器参数测试对照明光斑均匀性的要求。在深紫外 193 nm 波段, 因准分子激光脉宽短、峰值功率高, 极易对后排复眼阵列造成损伤。

本文综合考虑匀光系统输出光斑均匀性和复眼阵列抗激光损伤需求, 根据傅里叶光学理论, 结合实际 ArF 准分子激光输出光斑特点, 进行复眼阵列匀光系统的初始结构设计, 然后采用 ZEMAX 光学设计软件, 实现匀光系统的设计优化。

1 深紫外匀光系统初始结构设计

本文拟在深紫外 193 nm 波长下, 对像素为 2 048 × 2 048、像元周期为 5.5 μm 的 CMOS 图像传感器进行测试。深紫外 ArF 准分子激光具有波长短、能量高、时间和空间相干性低等特点, 其输出光斑形状不对称、能量分布不均匀。图 1 所示为实际 ArF 准分子激光的输出光斑, 大小为 2.45 mm × 12.5 mm。故需先对该光斑进行扩束, 再采用复眼阵列进行匀光, 最终得到一个大小为 12 mm × 12 mm、均匀性优于 0.97 的均匀照明光斑。根据 EMVA1288 标准, 非均匀性 ΔE 的定义为^[5]

$$\Delta E = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\text{avg}}} \quad (1)$$

其中, E_{\max} 为最大照度值, E_{\min} 为最小照度值, E_{avg} 为平均照度值。为方便表示, 本文在上述基础上定义匀光系统输出光斑的均匀性 η 为

$$\eta = 1 - \Delta E \quad (2)$$

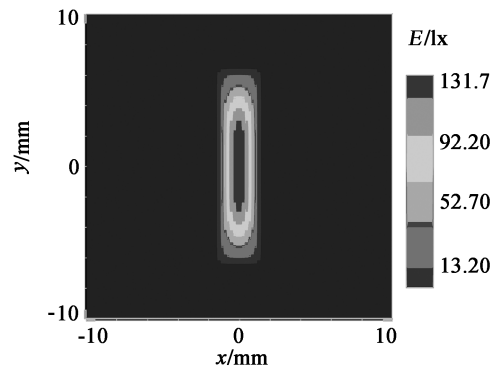


图 1 ArF 准分子激光器输出光斑分布

图 2 所示为深紫外匀光系统方案原理图, 分别采用 x 方向和 y 方向的平凹柱面透镜 CL_x 和 CL_y , 同时结合平凸球面透镜 SL 对 ArF 准分子激光进行扩束, 得到边长为 ϕ 的方形光斑, 其后放置周期为 p 、间隔为 a_{12} 的复眼阵列 MLA1 和 MLA2, 以及焦距为 f_{FL} 的傅里叶透镜 FL, 最后在目标平面 Target 上得到边长为 L 的均匀照明光斑。

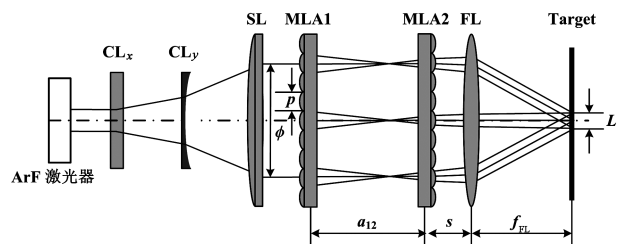


图 2 深紫外匀光系统方案原理图

1.1 扩束系统设计

为保证探测面上照明光斑的均匀性,要求复眼阵列具有足够多的透镜元(详见2.2节),故扩束系统将准分子激光光斑从 $L_{x_{in}} \times L_{y_{in}} = 2.45 \text{ mm} \times 12.5 \text{ mm}$ 扩到 $L_{x_{out}} \times L_{y_{out}} = 25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ ^[12],设 CL_x, CL_y 和 SL 的焦距分别为 f_{CL_x}, f_{CL_y} 和 f_{SL} ,故 x 和 y 方向的扩束倍率 M_x 和 M_y 分别为

$$M_x = \frac{f_{SL}}{-f_{CL_x}} = \frac{L_{x_{out}}}{L_{x_{in}}} = \frac{25}{2.45} = 10.2 \quad (3)$$

$$M_y = \frac{f_{SL}}{-f_{CL_y}} = \frac{L_{y_{out}}}{L_{y_{in}}} = \frac{25}{12.5} = 2 \quad (4)$$

综合考虑系统结构紧凑性及扩束效果等因素,分别取 $f_{CL_x} = -20 \text{ mm}, f_{CL_y} = -102 \text{ mm}$,则 $f_{SL} = 204 \text{ mm}$,均采用紫外熔石英材料, CL_x 和 CL_y 的间隔为 80 mm , CL_y 和 SL 的间隔为 102 mm ,扩束系统具体参数如表1所示。

表1 ArF 准分子激光扩束系统参数

参数	曲率半径/mm	焦距/mm
CL_x	$r_1 = \infty,$	-20
	$r_2 = 11,203.6$	
CL_y	$r_1 = \infty,$	-102
	$r_2 = 57,138.5$	
SL	$r_1 = 114,277,$	204
	$r_2 = \infty$	

1.2 匀光系统设计

根据复眼阵列匀光原理^[13],目标平面上光斑尺寸 L 与复眼阵列 MLA1 和 MLA2 透镜元焦距 f_{MLA1} 和 f_{MLA2} ,透镜元大小 p ,MLA1 和 MLA2 间距 a_{12} ,以及傅里叶透镜 FL 焦距 f_{FL} 之间的关系为

$$L = p \cdot \frac{f_{FL}(f_{MLA1} + f_{MLA2} - a_{12})}{f_{MLA1} f_{MLA2}} \quad (5)$$

a_{12} 与 f_{MLA1} 和 f_{MLA2} 之间满足如下关系:

$$f_{MLA1} < a_{12} < (f_{MLA1} + f_{MLA2}) \quad (6)$$

为避免激光损伤,MLA2 要远离 MLA1 的焦面,设 $f_{MLA1} < f_{MLA2}$,且 $a_{12} = f_{MLA2}$,即 MLA1 位于 MLA2 的前焦面上,此时式(5)变为

$$L = p \cdot \frac{f_{FL}}{f_{MLA2}} \quad (7)$$

因此,均匀光斑尺寸 L 与复眼阵列透镜元大小 p 、MLA2 焦距 f_{MLA2} 以及 FL 焦距 f_{FL} 有关。为满足 $12 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$ 的均匀性要求,本文保持 $L = 25 \text{ mm}, f_{MLA1} = 19.6325 \text{ mm}, f_{MLA2} = 25 \text{ mm}$,通过优化 p 的大小(即保持复眼阵列尺寸不变,改变透镜元的个数),并保持 $p f_{FL} = 300$ 不变,逐步提高照

明光斑均匀性,具体参数值见表2。

表2 匀光系统参数

参数	曲率半径/mm	焦距/mm	周期/mm
MLA1	$r_1 = 11,000.0,$	19.6325	1~6
	$r_2 = \infty$		
MLA2	$r_1 = 14,004.0,$	25.0000	1~6
	$r_2 = \infty$		
FL	$r_1 = 335,358.5,$	50,000.0~300,000.0	\
	$r_2 = -335,358.5$		

2 匀光系统优化

根据上述初始结构参数,在 ZEMAX 非序列模式下建立匀光系统模型,如图3所示。经扩束系统扩束后的光斑分布如图4所示,为 $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ 的方形光斑,其能量分布与入射光相似,匀光系统将该光斑进行匀化。

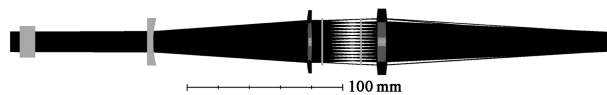


图3 匀光系统 ZEMAX 模型图

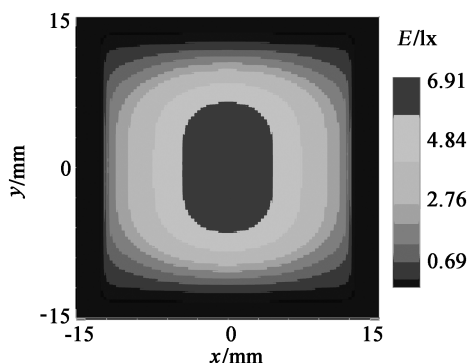


图4 扩束后的准分子激光光斑分布

2.1 追迹光线数目优化

在 ZEMAX 非序列模式下,光源光线采样分为随机采样和朗伯采样两种方法^[14],当探测器上每像素的光线数为 N 时,两者的信噪比分别为 \sqrt{N} 和 N 。对于本文中所导入的 ArF 光源模型,仅支持随机采样方法。在随机采样方法中,即使光源能量是 100% 均匀分布的光源,但由于光源光线在空间中分布不均匀,到达探测器上每个像素的光线数目不同,使得每个像素的输出能量不同,也将造成探测器的均匀性达不到 100%,从而存在模型导致的均匀性误差。

为解决这一问题,本节根据模型均匀性误差由光源随机采样造成这一特点,通过增加追迹光线数目及对多次分析结果取平均的方式来减小误差。图

5 所示为不同追迹光线数目下采用不同平均次数 n 时得到的探测器均匀性。当不进行平均时,追迹光线数目分别为 10^6 根、 10^7 根、 10^8 根、 10^9 根和 4×10^9 根时探测器的均匀性 η 分别为 0.483, 0.843, 0.954, 0.986 和 0.991。当追迹光线数目大于 1 亿根、平均次数大于 30 次后,探测器上的均匀性收敛,达到 0.991。此时,模型均匀性误差仅为 0.009,满足均匀性为 0.97 的匀光系统设计要求。

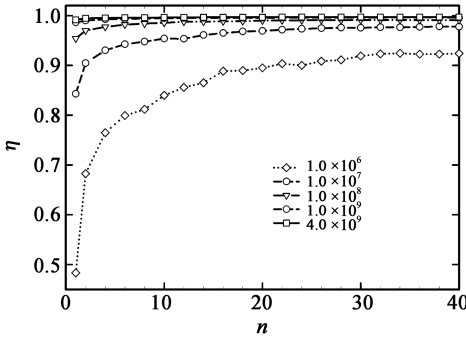


图 5 不同光线数下探测器均匀性随平均次数的变化关系

2.2 微透镜阵列透镜元个数优化

在匀光系统设计过程中,微透镜阵列中透镜元个数是影响匀光系统输出光斑均匀性的重要因素,故本节对微透镜阵列中透镜元个数进行优化。由于扩束系统输出光斑大小为 $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$,考虑到边缘安装需要,MLA1 和 MLA2 的尺寸均设置为 $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$,在优化过程中保持这一尺寸以及光线数目为 10^8 根不变,通过改变透镜元的尺寸,以达到增加透镜元个数的目的,结果如图 6 所示。透镜元尺寸 p 从 6 mm 逐渐减小到 1 mm 时,匀光系统输出光斑的均匀性 η 从 0.685 提高到了 0.955。

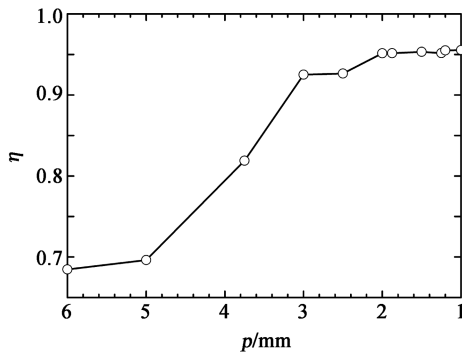


图 6 匀光系统均匀性随透镜元大小的变化关系

图 7 所示为微透镜阵列透镜元尺寸为 1 mm、光线数目为 1 亿根时,得到的光斑二维分布,其 x 方向和 y 方向的截面图分别如图 8 和 9 所示。

在上述基础上通过增加平均次数,进一步提高

匀光系统的均匀性,结果如图 10 所示。当平均次数达到 30 次时,结果基本收敛,探测器上的最大照度 E_{max} ,最小照度 E_{min} 和平均照度 E_{avg} 分别为 13.88, 13.71 和 13.80 lx,因此均匀性为 0.987。

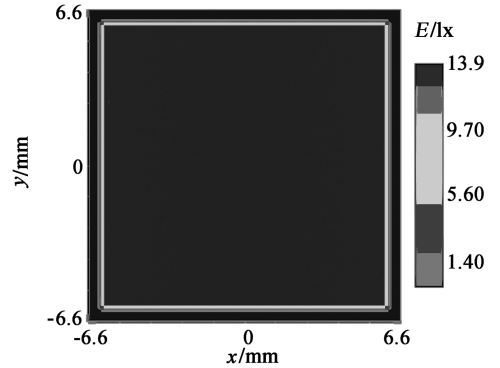


图 7 匀光系数输出的均匀光斑二维分布

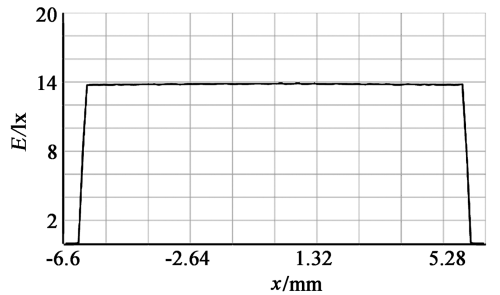


图 8 匀光系统输出光斑的 x 方向横截面

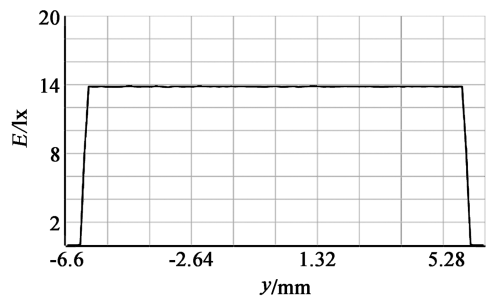


图 9 匀光系统输出光斑的 y 方向横截面

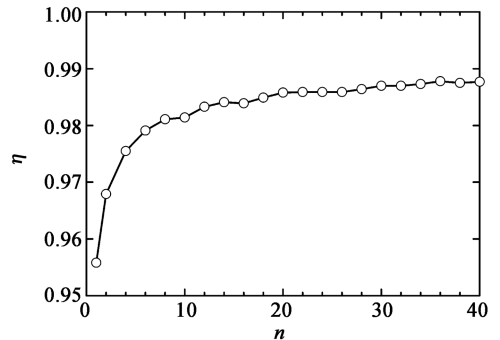


图 10 光斑均匀性随平均次数的变化关系

3 结论

匀光系统是保证深紫外波段下 CMOS 图像传

传感器参数测试的关键。本文根据傅里叶光学理论及ArF准分子激光器输出光斑尺寸,对匀光系统的初始结构进行了设计,在ZEMAX非序列模式下建立了匀光系统模型,先对ArF准分子激光光斑进行扩束,然后再进行匀化处理。针对ZEMAX光源中光线采样随机性的特点及对匀光系统均匀性的要求,对光线数目及复眼阵列中透镜元的个数进行了优化。在透镜元大小为1 mm、采用1亿根光线并做30次平均后,在12 mm×12 mm光斑范围内,获得了均匀性为0.986的均匀照明光斑,满足CMOS图像传感器测试中对光斑均匀性优于0.97的要求。

参考文献:

- [1] Kerkhof M A V D, Boeij W D, Kok H, et al. Full optical column characterization of DUV lithographic projection tools [J]. Proc. of SPIE, 2004, 5377: 1960-1970.
- [2] 廉海峰. 高深紫外量子效率 GaN 基紫外探测器的研究[D]. 南京: 南京大学, 2013.
Lian Haifeng. Research on GaN-based UV detectors with high deep UV quantum efficiency[D]. Nanjing: Nanjing University, 2013.
- [3] 姜霖, 张大伟, 陶春先, 等. 紫外增强 Lumogen 薄膜旋涂法制备及其性能表征[J]. 光谱学与光谱分析, 2013, 33(2): 468-470.
Jiang Lin, Zhang Dawei, Tao Chunxian, et al. Preparation and characterization of ultraviolet enhanced Lumogen film by spin coating[J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2013, 33(2): 468-470.
- [4] 刘琼, 马守宝, 钱晓晨, 等. CMOS 传感器紫外敏化膜层的厚度优化及其光电性能测试[J]. 光子学报, 2017, 46(6): 231-236.
Liu Qiong, Ma Shoubao, Qian Xiaochen, et al. Optimization of UV-sensitized film thickness of CMOS sensor and its photoelectric performance test [J]. Acta Photonica Sinica, 2017, 46(6): 231-236.
- [5] European Machine Vision Association. Standard for characterization of image sensors and cameras[S]. Germany: EMVA Standard 1288, 2010.
- [6] 曾珊珊, 刘建, 卢利根, 等. 改善光纤照射装置均匀性的实验研究[J]. 光学学报, 2013, 33(4): 203-208.
Zeng Shanshan, Liu Jian, Lu Ligen, et al. Experimental study on improving uniformity of optical fiber irradiation device[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(4): 203-208.
- [7] 胡晓佳, 钱可元. LED 道路照明中实现任意照度分布的自由

- 曲面光学设计[J]. 半导体光电, 2013, 34(6): 1077-1081.
Hu Xiaojia, Qian Keyuan. Free-form optical design to achieve arbitrary illumination distribution in LED road lighting [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2013, 34(6): 1077-1081.
- [8] 赵斌, 张国玉, 陈启梦, 等. 硅基液晶投影系统的 LED 光源照明系统设计[J]. 激光技术, 2009, 33(4): 426-428, 436.
Zhao Bin, Zhang Guoyu, Chen Qimeng, et al. Design of LED light source lighting system for silicon-based liquid crystal projection system [J]. Laser Technology, 2009, 33(4): 426-428, 436.
 - [9] 邢莎莎, 冉英华, 江海波, 等. 基于微反射镜阵列的光刻照明模式变换系统设计[J]. 光学学报, 2015, 35(11): 102-111.
Xing Shasha, Ran Yinghua, Jiang Haibo, et al. Design of lithography illumination mode conversion system based on micro-mirror array [J]. Acta Opt. Sin., 2015, 35(11): 102-111.
 - [10] 程航, 张志杰, 李岩峰. 温度传感器校准中激光光束均匀化研究[J]. 激光杂志, 2017, 38(7): 44-47.
Cheng Hang, Zhang Zhijie, Li Yanfeng. Research on laser beam homogenization in temperature sensor calibration [J]. Laser Magazine, 2017, 38(7): 44-47.
 - [11] 陈忠雨, 尹韶云, 孙秀辉, 等. 大面积高均匀度平行光曝光机用自由曲面复眼透镜设计[J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(4): 339-345.
Chen Zhongyu, Yin Shaoyun, Sun Xiuhui, et al. Design of free-form fly-eye lens for large area high uniformity parallel light exposure machine [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(4): 339-345.
 - [12] 巩盾, 王红, 田铁印, 等. 大功率激光扩束器的光学设计[J]. 激光技术, 2009, 33(4): 426-428, 436.
Gong Dun, Wang Hong, Tian Tiejun, et al. Optical design of high power laser beam expander [J]. Laser Technology, 2009, 33(4): 426-428, 436.
 - [13] Dickey F M, Lizotte T E. Laser Beam Shaping Applications [M]. 2nd Ed., UK: CRC Press, 2016.
 - [14] Focus Software Zemax. Optical Design Program User's Guide [M]. USA: Focus Software Incorporated, 2001: 257.

作者简介:

李琦(1993—),男,硕士研究生,主要从事光学设计及光学检测方面的研究;

齐月静(1977—),女,博士,研究员,博士生导师,主要从事光电技术与精密仪器、光刻光学系统检测等方面的研究。

E-mail: qiyuejing@ime.ac.cn

基于改进变分模态分解的 Φ -OTDR 信号去噪方法

熊兴隆, 冯 磊, 刘 佳, 马愈昭

(中国民航大学 电子信息与自动化学院, 天津 300300)

摘要: 针对相位敏感光时域反射仪(Φ -OTDR)信号信噪比过低的问题,提出了一种基于改进变分模态分解(VMD)结合独立成分分析(ICA)的去噪方法。首先,采用模拟退火方法(SA)对VMD进行优化;然后,采用SA-VMD将预处理后的 Φ -OTDR信号分解成一系列本征模态分量(IMF),并根据相关准则选取IMF分量进行虚拟噪声重构;最后,将原始信号与虚拟噪声作为ICA的输入,去除信号中的噪声,提高信号信噪比。采用自行设计的相干 Φ -OTDR系统进行实验验证,结果表明,该方法能够有效去除噪声,与EMD-ICA和SA-VMD方法相比,信噪比提高了4 dB,这对系统的实际应用具有重要意义。

关键词: Φ -OTDR; 模拟退火算法; 变分模态分解; 独立成分分析; 信噪比

中图分类号: TN253 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0400-06

De-Noising Method of Φ -OTDR Signal Based on Improved Variational Mode Decomposition

XIONG Xinglong, FENG Lei, LIU Jia, MA Yuzhao

(College of Electronic Information and Automation, Civil Aviation University of China, Tianjin 300300, CHN)

Abstract: Aiming at the problem of low SNR of phase-sensitive optical time domain reflectometer (Φ -OTDR), a de-noising method based on improved variational mode decomposition (VMD) and independent component analysis (ICA) is proposed. First, the simulated annealing method (SA) was used to optimize the VMD. Then, SA-VMD was used to decompose the pre-processed Φ -OTDR signal into a series of intrinsic mode function (IMF) components, and IMF components were selected for virtual noise reconstruction according to relevant criteria. Finally, the original signal and virtual noise were used as the input of ICA to remove noise and improve the SNR of the signal. Experiments were carried out to verify the proposed method on self-designed coherent Φ -OTDR system, and the results show that the method can effectively remove noise. Compared with the SA-VMD and EMD-ICA methods, the SNR is improved by 4 dB, which is of great significance to the practical application of the system.

Key words: Φ -OTDR; simulated annealing algorithm; variational mode decomposition; independent component analysis; SNR

0 引言

相位敏感光时域反射仪(Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometer, Φ -OTDR)具有灵敏度高、探测范围广、能够同时对多点扰动进行

探测等优点,在民航机场安防中具有重要的应用前景^[1-3]。但是由于受系统加性噪声(如热噪声和探测器噪声)和光纤探测时由环境变化引起的随机噪声影响, Φ -OTDR信号信噪比过低,进一步影响系统的性能。对于系统加性噪声,可采用传统的滑动平均和滑动差分方法有效去除。但由光纤环境变化引起的随机噪声,很难通过传统方法有效去除。因此,如何有效抑制环境变化引起的随机噪声对 Φ -

收稿日期:2020-02-24.

基金项目:国家自然科学基金项目(U1833111);中央高校基本科研业务费项目中国民航大学专项项目(3122018D001).

OTDR信号的影响,从而提高信号信噪比和系统性能是当前的研究热点^[4]。近年来,国内外学者对此进行了大量的研究。周立等^[5]采用小波变换阈值法对信号进行两级去噪,该方法虽然提高了信噪比,但存在小波基函数无法自适应选取的问题。Hai Qiang等^[6]提出了一种基于经验模态分解(Empirical Mode Decomposition, EMD)的去噪算法,EMD虽然能够对信号进行自适应分解,但其在分解时存在模态混叠和端点效应,这将影响信号的去噪效果。刘东杨^[7]提出了一种基于集合经验模态分解(Ensemble Empirical Mode Decomposition, EEMD)的去噪算法,EEMD虽然能够有效抑制模态混叠,但其采用非递归分解方式且存在包络估计误差,会降低信噪比。变分模态分解(Variational Mode Decomposition, VMD)^[8]是一种递归的自适应分解算法,在将信号分解成一系列固有模态函数(Intrinsic Mode Function, IMF)时,能够有效抑制端点效应和模态混叠。但其分解性能依赖预先设定的IMF个数,且分解得到的分量仍会受到噪声影响^[9]。因此,需要对分解的IMF个数进行最优设定,并对得到的IMF分量进一步处理。独立成分分析(Independent Component Analysis, ICA)^[10]是一种能够从多个独立信号的混合信号中分离出原信号的盲源分离方法,但要求观测信号数目不少于原信号数目。故传统ICA在处理 Φ -OTDR信号时,存在观测信号不足的欠定问题。

针对上述问题,本文提出了一种基于(模拟退火(Simulated Annealing, SA)-VMD)-ICA的去噪方法。首先,采用SA对VMD的IMF分量个数进行求解^[11-12],解决依靠人为经验设定IMF分量个数导致的分解误差问题;然后,将经滑动平均和差分处理后的 Φ -OTDR信号作为原信号,采用SA-VMD对其进行分解,得到一系列IMF分量;最后,选取相关系数小的IMF分量进行虚拟噪声重构,并将重构的虚拟噪声和原信号作为ICA的输入,去除信号中的噪声,提高信号信噪比。采用自行设计的相干 Φ -OTDR系统实测数据进行验证。

1 相干 Φ -OTDR系统原理

所用相干 Φ -OTDR系统如图1所示。窄线宽激光器发出的连续光通过光隔离器后,被耦合器1分为两路。其中1%的光作为系统的本振光,另外99%的光经掺铒光纤放大器(EDFA)放大和声光调

制器(AOM)调制后,经环形器注入到探测光纤。返回的瑞利散射光在耦合器2处与本振光发生相干拍频,经双平衡探测器(BPD)转换为电信号后,被采集卡采集。BPD探测的拍频信号的交流部分表达式为

$$I \propto |\hat{r}| E_L E_S e^{-\alpha z} \cos(\Delta\omega t - 2\beta z) \quad (1)$$

式中, \hat{r} 为散射系数, E_L 和 E_S 分别为本振光和注入到光纤中的光的振幅, α 为光纤的衰减系数, z 为光纤中光传播点的位置, $\Delta\omega$ 为AOM引入的频移量, β 为传播常数。当外界发生扰动时,相位 $2\beta z$ 会被调制,并由于干涉作用,使得相位的变化引起后向瑞利散射光强发生变化。因此只需检测光强变化的位置,即可实现系统的扰动定位^[13]。但由于信号受到噪声影响,导致信号信噪比较低,较难准确得到扰动位置。因此,如何提高信号信噪比是提高系统定位扰动性能的关键。本文采用(SA-VMD)-ICA的去噪方法提高信号的信噪比。

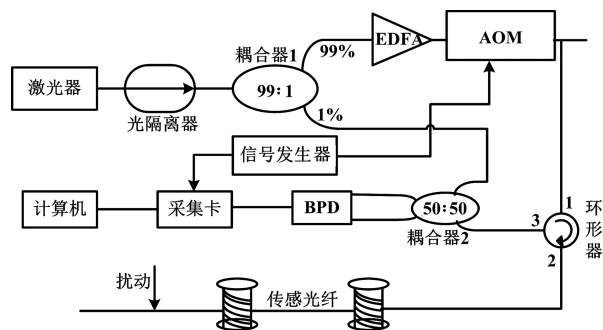


图1 相干 Φ -OTDR原理图

2 (SA-VMD)-ICA去噪方法原理

2.1 SA-VMD方法原理

2.1.1 VMD方法原理

VMD是一种处理信号的时频分析方法。它通过迭代搜索变分模型最优解来确定每个IMF分量的频率中心和带宽,从而自适应地将任意复杂信号分解为具有稀疏特性的IMF分量之和。其分解过程包括变分模型的构造和求解^[14]。

(1)变分模型的构造:假设信号 $x(t)$ 经VMD分解得到 K 个IMF分量,变分模型构造过程见文献^[14]。则变分模型为

$$\min_{\{IMF_k\}, \{\varphi_k\}} \sum_{k=1}^K \left\| \left[\delta(t) + \frac{j}{\pi t} \right] IMF_k(t) \right\| e^{-j\varphi_k t} \|^2 \quad (2)$$

$$\text{s. t. } \sum_{k=1}^K IMF_k(t) = x(t)$$

式中, IMF_k ($k=1 \sim K$)为分解得到的IMF分量, φ_k

为 IMF_k 的中心频率, $\delta(t)$ 为单位脉冲函数。

(2) 求解变分模型: 引入二次惩罚因子 σ 和 Lagrange 乘子 $\lambda(t)$, 求解式(2)的最优解。扩展后的拉格朗日表达式为

$$L(\{IMF_k\}, \{\varphi_k\}, \lambda) = \sigma \sum_k \left\| \partial_t \left\{ \left[\delta(t) + \frac{j}{\pi t} \right] \cdot IMF_k(t) \right\} e^{-j\varphi_k t} \right\|_2^2 + \left\| x(t) - \sum_k IMF_k(t) \right\|_2^2 + \langle \lambda(t), x(t) - \sum_k IMF_k(t) \rangle \quad (3)$$

(3) 采用交替方向乘子法 (Alternate Direction Method of Multipliers, ADMM) 交替更新 IMF_k^{n+1} , φ_k^{n+1} 和 λ^{n+1} , 求解式(3)的鞍点, 从而将 $x(t)$ 分解为 K 个 IMF 分量。

VMD 在分解信号时, 需要预先设定 IMF 的个数 K 。若 K 太小, 会导致信号和噪声分离不彻底; 反之, 则会产生新的噪声伪分量, 增大信号的噪声含量。传统的 K 值设定多依靠人为经验, 很难设定较优的 K 值。为克服这一难题, 采用具有优秀全局寻优能力的 SA 方法对 K 值进行自动寻优, 这样 SA-VMD 就能够快速准确地分解信号, 有效去除噪声, 提高信号的信噪比。

2.1.2 SA 方法原理

SA 是一种来源于固体退火原理的概率算法, 具有收敛速度快、全局寻优能力强等优点。设优化函数 $f: k \rightarrow R^+$, 其中 $k \in S$ 是一个有效解, 解 $k(l)$ 可以在其邻域生成另一个解 $k'(l)$, 其中 l 为温度 T_i 下的搜索次数, 接受 $k'(l)$ 作为下一个新解 $k(l+1)$ 的概率为

$$P = \begin{cases} 1 & , f[k'(l)] < f[k(l)] \\ \exp\left\{-\frac{f[k'(l)] - f[k(l)]}{T_i}\right\} & , \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

这就是 Metropolis 接受准则^[15]。当温度由 T_i 降到 T_{i+1} 时, 重复上述过程, 直至温度降到指定值。此时输出全局最优解。

2.1.3 SA 结合 VMD 方法

VMD 参数 K 的设定, 直接影响其分解性能, 因此采用 SA 方法对参数 K 进行设定。定义 SA 的优化函数为 VMD 分解后的余量的能量与原信号能量之比, 即:

$$f = \frac{\left\| x(t) - \sum_{k=1}^K IMF_k(t) \right\|_2^2}{\left\| x(t) \right\|_2^2} \quad (5)$$

假设第 $l+1$ 步循环中, 新解 $k(l+1)$ 的产生函数为一随机扰动模型, 即:

$$k(l+1) = k(l) + \xi\chi \quad (6)$$

式中, ξ 为扰动幅度参数, χ 为随机扰动变量。SA 优化 VMD 的流程图如图 2, 步骤如下:

- (1) 设定初始参数: 设定一个较大的初始温度 T_0 , 随机设定 VMD 分解的 IMF 分量数 k , 构成初始解 $k(0)$;
- (2) 产生新解: 在 $l+1$ 步, 由式(6)产生新解 $k(l+1)$;
- (3) 以 $k(l+1)$ 作为 IMF 的个数, 进行 VMD 分解, 并根据式(5)得到优化函数的值;
- (4) 根据 Metropolis 准则, 判断是否接受新解 $k(l+1)$, 若接受, 转步骤(5), 反之, 转步骤(2);
- (5) 判断内循环次数是否满足设定值, 若满足, 转步骤(6), 反之, 转步骤(2);
- (6) 降温: 将温度降低到 T_{i+1} , 满足 $T_{i+1} < T_i$, 转步骤(2);
- (7) 结束判断: 当温度降至终止温度时, SA 算法结束, 输出最优解 \hat{K} 。将 \hat{K} 设定为 VMD 的分解层数, 并使用 SA-VMD 对信号进行分解, 达到去除噪声、提高信号信噪比的目的。

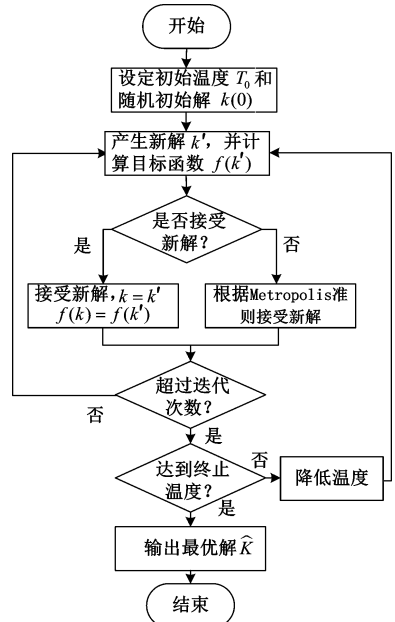


图 2 SA 优化 VMD 流程图

2.2 ICA 方法原理

ICA 是一种能够从多个观测信号的混合信号中找出其内在独立成分、分离出原信号的盲源分离方法。其数学模型为

$$\mathbf{X}(t) = \mathbf{F}\mathbf{B}(t) \quad (7)$$

其中, \mathbf{F} 为未知混合矩阵, $\mathbf{X}(t)$ 为 g 维观测信号, $\mathbf{B}(t)$ 为 b 维原信号。

ICA 就是在原信号 $\mathbf{B}(t)$ 和混合矩阵 \mathbf{F} 未知的情况下, 求解混合矩阵和原信号的最优解 \mathbf{Q} , 即

$$\mathbf{Q} = \mathbf{G}\mathbf{X}(t) \quad (8)$$

其中, \mathbf{G} 为混合矩阵 \mathbf{F} 的逆矩阵, \mathbf{Q} 为原信号的近似逼近。运用 ICA 时必须满足观测信号数目不少于原信号数目。根据分离准则不同, ICA 可分为多种不同算法。这里采用鲁棒性好、收敛速度快的基于负熵的 FastICA^[16] 算法。

2.3 (SA-VMD)-ICA 方法

采用 SA-VMD 方法虽然能够快速准确地分解 Φ -OTDR 信号, 但分解时仍会受到噪声影响, 导致得到的 K 阶 IMF 分量中含有噪声。如果直接选取相关系数大的分量进行 Φ -OTDR 信号重构, 会因为 IMF 分量中的噪声导致重构信号信噪比过低。因此, 采用 ICA 对得到的 IMF 分量进行处理。若直接选取相关系数大的 IMF 分量进行 ICA, 虽然能够解决 ICA 的欠定问题, 并去除噪声, 但是仍会由于 IMF 分量的噪声含量, 导致信号去噪效果不佳。然而, 若选取相关系数小的 IMF 分量进行虚拟噪声重构, 然后将原信号和虚拟噪声作为 ICA 的输入, 进行盲源分离, 则能够有效去除 Φ -OTDR 信号中的噪声, 提高信噪比。其处理过程如图 3 所示。

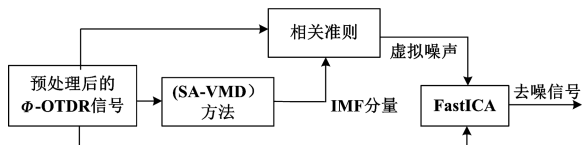


图3 (SA-VMD)-ICA 处理过程图

3 实验验证

为验证本文方法, 采用自行设计的 Φ -OTDR 系统进行实验验证。系统主要器件参数如下: 激光器线宽为 2 kHz, 功率为 25 mW, 采集卡采样率为 200 MSa/s, 光纤长度为 2.5 km。采用压电陶瓷相位调制器(PZT)模拟外界扰动。

3.1 单点扰动算法验证

为验证本文算法对单点扰动信号的去噪效果, 使用 PZT 在光纤 1.5 km 处进行扰动, 并进行信号采集。对连续采集的 100 条 Φ -OTDR 脉冲信号进行滑动平均和差分处理, 去除系统加性噪声。经多次实验对比, 在滑动窗口取 5、移动步长取 7 时, 滑

动平均和差分效果最好。然后, 将预处理后的信号作为原信号, 采用本文方法进行去噪, 并与 EMD-ICA 和 SA-VMD 去噪效果进行对比, 结果如图 4 所示。为衡量去噪方法性能, 分别计算原信号经三种去噪方法处理后的信号信噪比, 结果如表 1 所示。信噪比越大, 说明去噪效果越好。 Φ -OTDR 信号的信噪比公式定义为

$$\text{SNR} = 10 \log \left(\frac{P_{\text{signal}}}{P_{\text{noise}}} \right) \quad (9)$$

式中, P_{signal} 为扰动位置处的信号功率, P_{noise} 为最大随机噪声的功率。

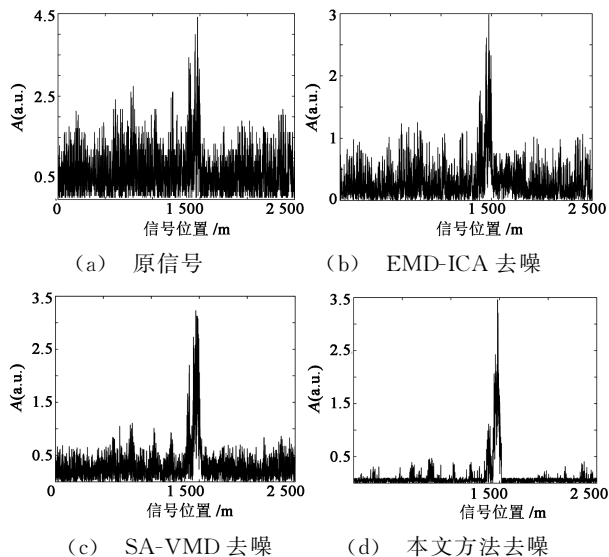


图4 三种方法对单点扰动去噪处理结果对比

表1 三种方法的单点扰动信噪比

方法	EMD-ICA	SA-VMD	本文方法
信噪比/dB	3.883 1	4.310 5	8.560 1

由图 4 可以看出, EMD-ICA 方法虽然对分解后的 IMF 分量进行处理, 但由于 EMD 本身的缺陷, 导致去噪后信号噪声依旧较多, 且降低了扰动处的信号功率。SA-VMD 方法虽然能够对信号进行较好分解, 有效降低噪声功率, 并有效保留扰动处的信号功率, 但是由于未对分解后的分量进行处理, 导致噪声含量依旧较多。而本文方法既能够较好地分解信号, 降低噪声功率, 又对分解后的 IMF 分量进行处理, 去除噪声。且由表 1 可知, 与 SA-VMD 和 LMD-ICA 相比, 本文方法处理后的 Φ -OTDR 信号信噪比约提高 4.5 dB。

3.2 多点扰动算法验证

为验证本文算法对多点扰动信号的去噪效果, 使用 PZT 在光纤 600 m 处和 2.2 km 处进行扰动。

将信号经预处理后,分别使用三种方法进行去噪,结果如图 5 所示,去噪后 Φ -OTDR 信号的信噪比如表 2 所示。

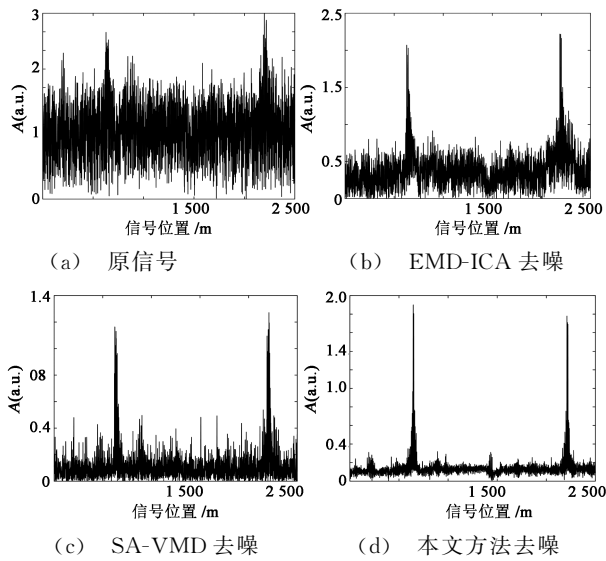


图 5 三种方法对多点扰动去噪处理结果对比

表 2 三种方法的多点扰动信噪比

方法	SA-VMD	EMD-ICA	本文方法
信噪比/dB	3.717 2	3.891 7	7.558 7

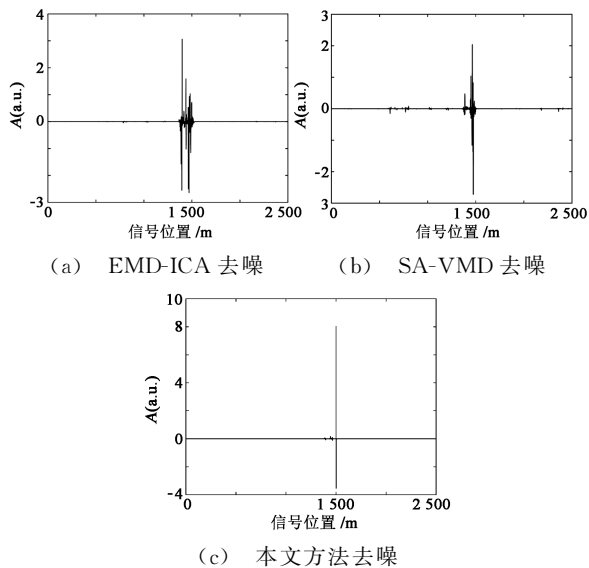


图 6 单点扰动经三种方法处理后各分量相乘结果

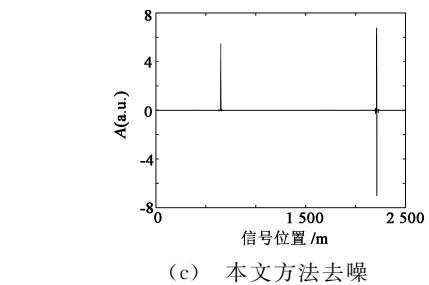
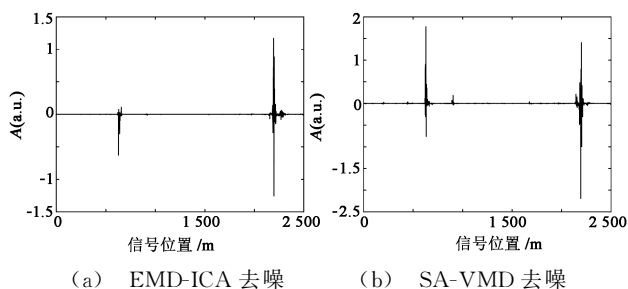


图 7 多点扰动经三种方法处理后各分量相乘结果

由图 5 和表 2 可知,本文方法相比另外两种去噪方法,去噪效果更好,信号信噪比提高了近 4 dB。

为进一步验证所提方法的优越性,将单点和多点扰动 Φ -OTDR 信号分别使用三种方法进行去噪,再对去噪后信号进行分解,并将分解得到的各尺度分量进行相乘,结果如图 6 和 7 所示。这样虽然丢失了信号的轮廓信息,但扰动位置处的对应分量会得到增强,而噪声分量将会减弱^[17],能够更好地对扰动进行定位。由图 6 和 7 可知,本文方法的去噪性能明显优于另外两种方法。

4 结论

针对 Φ -OTDR 信号信噪比较低的问题,提出一种基于 (SA-VMD)-ICA 的去噪方法。该方法采用经 SA 优化的 VMD 对信号进行分解,然后采用 ICA 对得到的分量进行降噪。采用 Φ -OTDR 实测数据验证表明,本文方法能够有效去除噪声,与传统的 EMD-ICA 和 SA-VMD 方法相比,信噪比提高了 4 dB。这使得系统能够高效准确地对扰动进行定位,但对于 VMD 和 ICA 在 Φ -OTDR 信号特征提取和识别方面的应用还有待进一步研究。

参考文献:

[1] Liu Xin, Jin Baoquan, Bai Qing, et al. Distributed fiber-optic sensors for vibration detection[J]. Sensors, 2016, 16(8): 1164.

[2] 饶云江. 长距离分布式光纤传感技术研究进展[J]. 物理学报, 2017, 66(7): 158-176.

Rao Yunjiang. Research progress of long-distance distributed optical fiber sensing technology[J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(7): 158-176.

[3] 叶青, 潘政清, 王照勇, 等. 相位敏感光时域反射仪研究和应用进展[J]. 中国激光, 2017, 44(6): 7-20.

Ye Qing, Pan Zhengqing, Wang Zhaoyong, et al. Research and application progress of phase sensitive optical time domain reflectometer[J]. Chinese J. of Lasers, 2017, 44(6): 7-20.

[4] 熊兴隆, 魏永兴, 张婉童, 等. 基于自适应噪声完备经验模态

- 分解的 Φ -OTDR信号去噪算法[J]. 半导体光电, 2018, 39(4): 600-606.
- Xiong Xinglong, Wei Yongxing, Zhang Wantong, et al. Denoising algorithm of Φ -OTDR signal based on complete ensemble empirical mode decomposition with adaptive noise[J]. Semiconductor Optoelectronics, 2018, 39(4): 600-606.
- [5] 周立, 苗鹏. 一种光时域反射仪实时信号去噪处理的新方法[J]. 工业控制计算机, 2019, 32(9): 102-103, 106.
- Zhou Li, Miao Peng. A new real-time signal denoising method for optical time domain reflectometry[J]. Industrial Control Computer, 2018, 32(9): 102-103, 106.
- [6] Hai Qiang, Zhang Zhihui, Wang Dongsheng, et al. An OTDR event analysis algorithm based on EMD-based denoising and wavelet transform[C]// 12th IEEE Inter. Conf. on Electronic Measurement & Instruments, 2015: 1067-1071.
- [7] 刘东扬. 基于EEMD-MWD的 Φ -OTDR传感系统的定位方法研究[D]. 北京: 北京交通大学, 2018.
- Liu Dongyang. Research on positioning method of Φ -OTDR sensing system based on EEMD-MWD[D]. Beijing: Beijing Jiaotong University, 2018.
- [8] Dragomiretskiy K, Zosso D. Variational mode decomposition[J]. IEEE Trans. on Signal Proc., 2014, 62(3): 531-544.
- [9] 马增强, 柳晓云, 张俊甲, 等. VMD和ICA联合降噪方法在轴承故障诊断中的应用[J]. 振动与冲击, 2017, 36(13): 201-207.
- Ma Zengqiang, Liu Xiaoyun, Zhang Junjia, et al. Application of VMD-ICA combined method in fault diagnosis of rolling bearings[J]. J. of Vibration and Shock, 2017, 36(13): 201-207.
- [10] 田凤兰, 张恩泽, 潘思蓉, 等. 基于特征量优选与ICA-SVM的变压器故障诊断模型[J]. 电力系统保护与控制, 2019, 47(17): 163-170.
- Tian Fenglan, Zhang Enze, Pan Sirong, et al. Transformer fault diagnosis model based on feature quantity optimization and ICA-SVM[J]. Power System Protection and Control, 2019, 47(17): 163-170.
- [11] 张栋良, 李帅位, 黄昕宇, 等. VMD参数优化及其在轴承故障特征提取中的应用[J]. 北京理工大学学报, 2019, 39(8): 846-851.
- Zhang Dongliang, Li Shuaiwei, Huang Xinyu, et al. Optimization of VMD parameters and its application in bearing fault feature extraction[J]. Trans. of Beijing Institute of Technol., 2019, 39(8): 846-851.
- [12] 周旺平, 王蓉, 许沈榕. ABC-VMD和包络谱分析在齿轮故障诊断中的应用[J]. 机械传动, 2019, 43(4): 150-156.
- Zhou Wangping, Wang Rong, Xu Shenrong. Application of ABC-VMD and envelope spectrum analysis in gear fault diagnosis[J]. J. of Mechanical Transmission, 2019, 43(4): 150-156.
- [13] 王鹏飞, 董齐, 刘昕, 等. 基于 Φ -OTDR的煤层气管线外界入侵振动检测系统[J]. 传感技术学报, 2019, 32(1): 144-149.
- Wang Pengfei, Dong Qi, Liu Xin, et al. Coalbed methane transport pipeline intrusion detection system based on Φ -OTDR[J]. Chinese J. of Sensors and Actuators, 2019, 32(1): 144-149.
- [14] 田书, 康智慧. 基于改进变分模态分解和SVM的断路器机械故障振动分析[J]. 振动与冲击, 2019, 38(23): 90-95.
- Tian Shu, Kang Zhihui. Circuit breaker mechanical fault vibration analysis based on improved variational mode decomposition and SVM[J]. J. of Vibration and Shock, 2019, 38(23): 90-95.
- [15] 熊兴隆, 张琬童, 冯磊, 等. 基于多重分形谱的光纤周界振动信号识别[J]. 光子学报, 2019, 48(2): 56-67.
- Xiong Xinglong, Zhang Wantong, Feng Lei, et al. Identification of vibration signals of optical fiber perimeter based on multifractal spectrum[J]. Acta Photonica Sinica, 2019, 48(2): 56-67.
- [16] 王彬, 高冰, 谷沛尚, 等. 基于FastICA的低信噪比雷达信号分选算法[J]. 东北大学学报(自然科学版), 2019, 40(11): 1555-1560.
- Wang Bin, Gao Bing, Gu Peishang, et al. Sorting algorithm of low SNR radar signal based on FastICA[J]. J. of Northeastern University(Nature Science Edi.), 2019, 40(11): 1555-1560.
- [17] 张荣标, 胡海燕, 冯友兵. 基于小波熵的微弱信号检测方法研究[J]. 仪器仪表学报, 2007, 28(11): 2078-2084.
- Zhang Rongbiao, Hu Haiyan, Feng Youbing. Study on weak signal detection method based on wavelet entropy[J]. Chinese J. of Scientific Instrument, 2007, 28(11): 2078-2084.

作者简介:

熊兴隆(1961—),男,陕西西安人,硕士,教授,主要研究方向为信号与信息处理、激光雷达气象探测。

E-mail: xx_long@126.com

二次多项式拟合在分布式光纤传感中的应用

徐志钮, 樊明月, 赵丽娟, 胡宇航

(华北电力大学 电气与电子工程学院, 河北 保定 071003)

摘要: 基于布里渊散射的分布式光纤传感中温度和应变与布里渊频移成线性关系, 为了提高温度和应变测量的准确性, 提出了一种改进的二次多项式拟合算法用于提取布里渊频移。该算法分为两步: 首先使用一种改进的中值滤波算法对含噪布里渊谱信号进行预处理, 以提高增益峰值定位的准确性; 然后截取围绕峰值左右对称的一个线宽的原始布里渊谱进行二次多项式拟合以实现布里渊频移的高精度提取。以布里渊频移误差及峰值定位准确性作为衡量指标, 比较研究后确定同一频率下所有空间点对应的布里渊增益作为滤波器的输入。研究了不同扫频间隔和信噪比及不同滤波窗长下改进算法的效果, 同时研究了最优窗长的选择问题。结果表明, 不同信噪比和扫频间隔下改进算法均能有效提高布里渊频移提取的准确性。随窗口长度增加布里渊频移误差先减少后增加, 在扫频间隔为 1~10 MHz、信噪比为 0~40 dB 情况下, 通用的最优窗长为 53~163。

关键词: 光纤分布式传感; 布里渊频移; 二次多项式拟合; 中值滤波; 去噪

中图分类号: TN911.74 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0406-08

Application of the Quadratic Polynomial Fitting in Distributed Optical Fiber Sensor

XU Zhiniu, FAN Mingyue, ZHAO Lijuan, HU Yuhang

(School of Electrical and Electronic Engineering, North China Electric Power University, Baoding 071003, CHN)

Abstract: In distributed optical fiber sensing based on Brillouin scattering, Brillouin frequency shift (BFS) is linear to temperature and strain in the optical fiber. In order to improve the measurement accuracy of temperature and strain, an improved quadratic polynomial fitting algorithm is proposed. In the algorithm, the median filtering algorithm was proposed to preprocess the noisy Brillouin spectra, so as to improve the accuracy of gain peak location; then spectra within one linewidth and symmetrical about the peak gain were intercepted to extract the BFS precisely using the quadratic polynomial fitting algorithm. Firstly, after systematic comparison according to BFS error and error in frequency corresponding to peak value gain, the Brillouin gain of the same frequency corresponding to all spatial points was selected as the input signal. Subsequently, the effect of the proposed algorithm under different frequency intervals, signal to noise ratios (SNRs) and different filter window sizes was studied, meanwhile the optimal window size selection problem was investigated. The results show that the BFS error decreases first and then increases as the window size increases, and the general optimal window size ranges from 53 to 163.

Key words: distributed optical fiber sensing; Brillouin frequency shift; quadratic polynomial fitting; median filtering; denoise

收稿日期: 2020-02-17.

基金项目: 国家自然科学基金项目(51607066, 61775057); 河北省自然科学基金项目(E2019502177); 中央高校基本科研业务费专项资金项目(2020YJ005, 2019MS090, 2019MS085).

0 引言

分布式光纤传感器在油气管道监测、电缆状态监控、城市基础设施和大型建筑物的结构健康监控、火灾及山体滑坡预警以及飞机和轮船的损伤监测等方面应用前景广阔^[1]。在基于布里渊散射的光纤分布式传感系统中,布里渊频移与温度和应变成线性关系,对其进行准确测量非常关键。同时由于长光纤上待测点数量很多,给布里渊频移的提取提出了挑战。因此,如何准确、快速地提取布里渊频移^[2-4]是光纤分布式传感中的一个关键问题。关于布里渊频移估计的算法大致可以分为两类:非基于模型的算法和基于模型的算法,其中,基于模型的算法通常应用更广泛。一般情况下,这种算法假设获得的信号具有一定的谱形状,通过最小二乘拟合得到目标函数,然后利用优化算法实现目标函数的最小化,进而计算出布里渊频移。根据不同的入射光脉冲宽度,通常分别采用洛伦兹^[5-6]、高斯^[7]、伪 Voigt^[8]和 Voigt 模型^[9]来估计布里渊频移。在扫频参数选择合适时这几类算法能比较准确地提取布里渊频移,但计算过程都比较复杂,计算用时长。

由于布里渊谱在一定的范围内近似满足二次多项式模型,而且该模型简单,计算复杂度比前几种模型小,因此,二次多项式拟合算法经常被用于布里渊频移的提取。Horiguchi 等^[10-11]提出利用二次函数拟合峰值中间区域并多次迭代从而达到较高精确度,其要求布里渊峰值严格对称,中心频率必须在区间的中心位置。但是,含噪谱信号峰值点频率受到噪声影响可能会发生严重偏移^[12],因此,必须先进行去噪处理来提高峰值点定位的准确性。文献[13]采用二维小波阈值去噪,以提高布里渊频移测量精度,但小波基的选取、阈值确定是其关键问题,有待于进一步研究。中值滤波是常用的一种对数据做平滑处理的算法,该算法通过对窗内数据进行大小排序,取中位数作为滤波后信号。在有随机脉冲噪声的情况下,该算法能较好地保护原始信号^[14]。

本文提出了一种改进的二次多项式拟合算法用于布里渊频移的提取,其基本思想是:首先通过使用改进的中值滤波来提高峰值点定位的准确性;然后截取峰值左右一个线宽范围内的含噪布里渊谱,再采用二次多项式拟合算法提取布里渊频移,从而得到较为准确的光纤沿线的布里渊频移分布。

1 基于布里渊散射的分布式光纤传感

光纤分布式传感器利用一根光纤即可实现对光纤沿线温度、应变的测量,可以代替成千上万个点式传感器,具有很好的应用前景。光在光纤中传播会发生瑞利、拉曼和布里渊散射,对应地,目前主要有基于瑞利散射、拉曼散射和布里渊散射的3类分布式光纤传感技术。本文的研究主要针对基于布里渊散射的分布式光纤传感器展开。当入射光脉冲的脉宽较大时,布里渊谱近似满足洛伦兹模型,如式(1)所示:

$$g_B(\nu) = g_0 \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad (1)$$

式中, g_0 为布里渊增益峰值, $\Delta\nu_B$ 为线宽, ν_B 为布里渊频移, g_B 为布里渊增益, ν 为光频率。

布里渊频移与光纤温度和应变成线性关系,如式(2)所示:

$$\nu_B = C_T \Delta T + C_\epsilon \Delta \epsilon + \nu_{B0} \quad (2)$$

式中, C_T 和 C_ϵ 分别为温度和应变敏感系数, ΔT 和 $\Delta \epsilon$ 分别为温度和应变的变化量, ν_{B0} 为基准温度和应变下的布里渊频移。

基于实测的布里渊频移即可解析光纤中的温度或应变。布里渊频移测量的准确性将直接影响基于布里渊散射的分布式光纤传感器温度、应变测量的准确性。本文主要研究采用去噪方式来提高布里渊频移计算的准确性。

2 改进的中值滤波算法

中值滤波的主要运算就是对窗口内的数据序列进行排序,其本质上是一种非线性滤波。对于标准的中值滤波,假设待处理的信号为 $x(n), n=0, \dots, N-1$,若对窗长为 M 的滑动窗口进行滤波,则滤波后所得序列为

$$y(k) = \text{Med}([x(k), \dots, x(k+M-1)]), \quad k=0, \dots, N-M \quad (3)$$

式中,函数 $\text{Med}(X)$ 表示获得序列 X 的中位数, M 为滤波窗的长度,所得新序列 y 比原序列 x 少 $M-1$ 项。可见,采用这种方法滤波后信号的长度要小于滤波前信号的长度,这将给实际运算带来不便。为此,本文使用一种改进的中值滤波算法,对序列开头和结尾的几个数据自适应地改变滤波窗长,在滤除噪声的同时又保持滤波前后数据长度相等。

首先根据窗长 M 计算半窗长 m :

$$m = \lceil (M - 1)/2 \rceil \quad (4)$$

$$z(j) = \begin{cases} \text{Med}(\lceil x(0), \dots, x(2j) \rceil), & 0 \leq j \leq m - 1 \\ \text{Med}(\lceil x(j - k), \dots, x(j + k) \rceil), & m \leq j \leq m - 1 \\ \text{Med}(\lceil x(2j - N + 1), \dots, x(N - 1) \rceil), & N - m \leq j \leq N - 1 \end{cases} \quad (5)$$

可见,改进算法对原序列开头和结尾的几个数也进行了滤波,所得序列 z 与原序列 x 具有相同的长度,避免了原算法滤波后改变信号长度的问题,提高了算法的实用性。

3 基于二次多项式拟合的布里渊频移提取算法

采用二次多项式拟合算法拟合布里渊谱求得各项系数后,布里渊频移就可用二次函数对称轴公式求得。

仿真时设置线宽 $\Delta\nu_B$ 为 40 MHz,布里渊频移 ν_B 为 10.7 GHz,扫频范围为 $(\nu_B - a\Delta\nu_B/2, \nu_B + a\Delta\nu_B/2)$,扫频点数为 61,信噪比为 10 dB,采用洛伦兹模型产生布里渊谱,采用二次多项式拟合算法计算布里渊频移(BFS),误差如图 1 所示。由图 1 可见,扫频点数固定时,扫频范围选择一个线宽,布里渊频移误差最小。

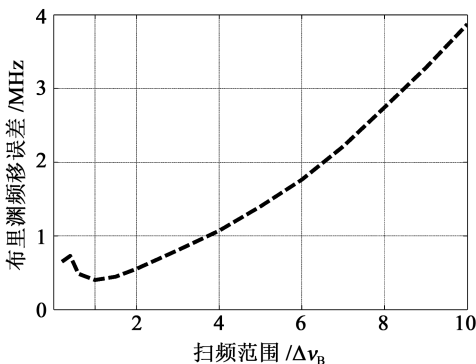


图 1 扫频范围对二次多项式拟合算法准确性的影响

实测布里渊谱扫频范围未必是围绕布里渊频移左右对称,因此有必要分析该种情况对二次多项式拟合算法准确性的影响。扫频范围设置为 $(\nu_B - (x + 0.5)\Delta\nu_B, \nu_B + 0.5\Delta\nu_B)$, x 越大则扫频范围中心偏离布里渊频移的程度越大,即扫频范围的不对称程度越大。设置 $\Delta\nu_B$ 为 40 MHz, ν_B 为 10.7 GHz,信噪比为 10 dB,扫频间隔为 1 MHz,采用洛伦兹模型产生布里渊谱,计算得出扫频范围的不对称程度对布里渊频移提取误差的影响,如表 1 所示。

式中,函数 $\lceil \cdot \rceil$ 代表向正无穷取整。然后通过如下计算,得到滤波后的信号 z :

表 1 扫频范围不对称时的布里渊频移误差

x	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
误差/MHz	0.88	0.91	1.13	1.36	1.53	1.75

由表 1 结合图 1 可知,采用二次多项式拟合进行布里渊频移计算时选择围绕谱峰对称的一个线宽的谱数据,具有最高的布里渊频移计算准确性。因此改进的二次多项式拟合算法实现时都要先找出曲线的最高点,然后往两侧各截取半个线宽的含噪谱作为待拟合对象。

进一步将理想情况下二次多项式拟合算法与其他经典算法进行比较。当线宽 $\Delta\nu_B$ 为 40 MHz、扫频间隔为 1 MHz、布里渊频移 ν_B 为 10.7 GHz、扫频范围为 $(\nu_B - 0.5\Delta\nu_B, \nu_B + 0.5\Delta\nu_B)$ 、信噪比在 10~30 dB 变化时,采用洛伦兹模型产生布里渊谱,采用多种算法计算布里渊频移。图 2 给出了以上典型算法随信噪比增加,布里渊频移误差的变化情况。

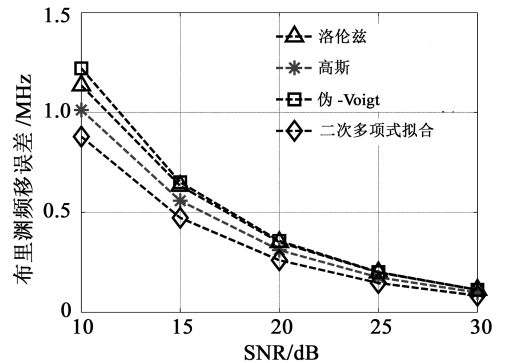


图 2 二次多项式拟合算法与经典拟合算法准确性的比较

由图 2 可知,不同信噪比范围内二次多项式拟合算法的误差均略小于其他经典的基于非线性最小二乘拟合算法,而后者在收敛情况下的准确性被认为是有保障的。因此,我们认为二次多项式拟合算法的准确性有保障。另外,从计算时间上看,以上 4 种算法计算时间分别为 47.0, 38.7, 78.6 和 3.4 ms,显然二次多项式拟合算法具有明显优势。同时,考虑到该方法在布里渊频移提取中的应用也较为广泛,因此,本文选择它用于提取去噪前后的布里渊频移。

4 算法的验证及影响因素分析

4.1 仿真信号的产生

根据光纤沿线布里渊谱测量的实际情况,采用洛伦兹模型仿真产生线宽为 50 MHz、增益峰值为 1、光纤沿线有 400 个采样位置点的布里渊谱。为了更好地反映光纤沿线布里渊频移的波动情况,让光纤沿线布里渊频移在 10.69~10.715 GHz 线性变化。扫频范围设置为 10.65~10.75 GHz,扫频点数为 100。根据实测布里渊谱中的噪声特性,在仿真时,本文采用标准差与信号幅值平方根成正比的高斯白噪声。由于随机数产生的不确定性,在某些点处噪声幅值大于增益且二者极性相反时就出现了负的增益。为了避免这个问题,我们将出现负增益情况下的噪声极性取反。图 3(a)给出了本文仿真产生的理想布里渊频移及信噪比为 10 dB 时的布里渊频移。图 3(b)中给出了理想布里渊频移及信噪比为 10 dB 时的含噪布里渊谱。

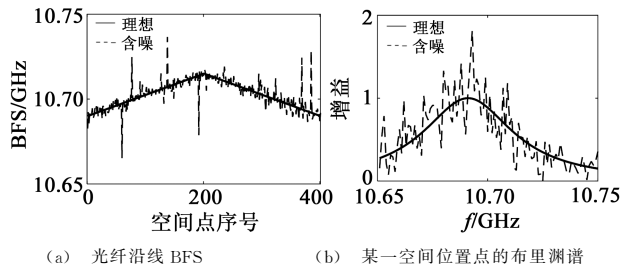


图 3 仿真产生的理想及含噪布里渊谱

4.2 滤波方式的选择

光纤沿线一次静态测量得到的布里渊谱可以看作是一个关于空间位置和频率的二维信号。对于本文中的改进中值滤波算法,输入信号可以有两种形式,即固定空间位置将所有扫频点对应的增益作为输入和固定扫频点将所有空间点对应的增益作为输入。针对理想不含噪的布里渊谱,两种输入方式如图 4 所示。

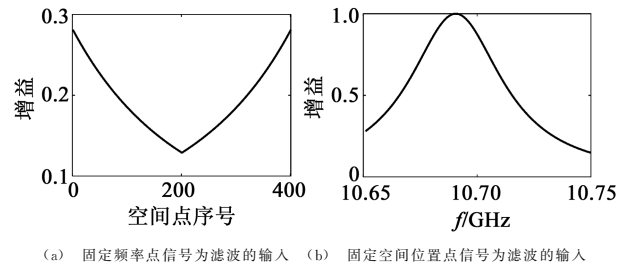


图 4 两种滤波方式展示

对于不同的滤波方式,大致确定了最优的窗长

后,本文研究了在几种典型的信噪比和对应的最优滤波窗长组合下,滤波前后光纤沿线的 BFS 及其误差、峰值定位误差(即峰值点对应频率与理想 BFS 的差距)及布里渊谱,如图 5~8 所示。

图 5 及图 7 分别给出了信噪比为 10 dB 的仿真谱经过两种滤波方式对应的改进二次多项式拟合算

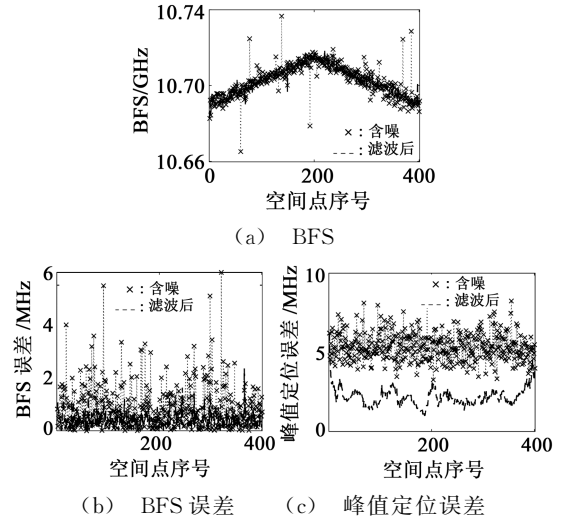


图 5 给定频率点进行滤波时光纤沿线滤波效果(窗长为 93, SNR = 10 dB)

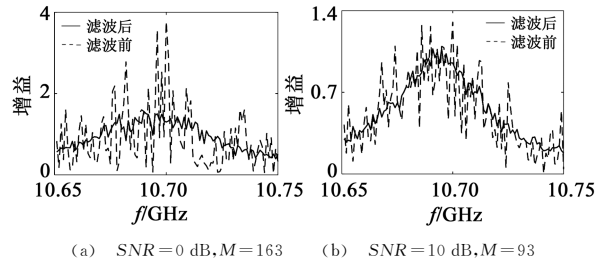


图 6 给定频率点进行滤波前后的布里渊谱

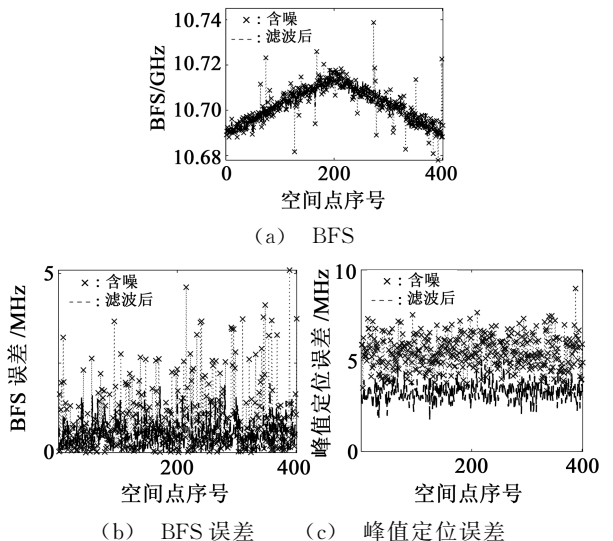
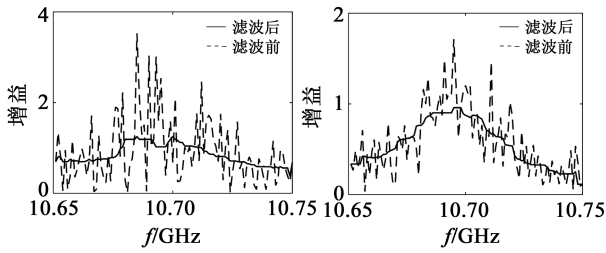


图 7 给定位置点进行滤波时光纤沿线滤波效果(窗长为 33, SNR = 10 dB)



(a) SNR=0 dB (b) SNR=10 dB

图8 给定位置点进行滤波前后的布里渊谱(窗长为33)

法得到的光纤沿线的布里渊频移、布里渊频移误差,以及峰值定位误差。采用这两种方式进行滤波时,设置窗长从3开始,每隔10取一个仿真点,选取其中滤波后频移误差较小的窗长(图5对应窗长93,图7对应窗长33)。对比图5(a)及图7(a),两种滤波方式均使得光纤沿线的BFS波动性比原始含噪信号更小。但是从图5(b),(c)及图7(b),(c)对比可知,采用固定频率点方式进行滤波,得到的光纤沿线BFS误差及峰值定位误差都比固定位置点滤波方式略小。

图6及8分别给出了在信噪比为0或10 dB,采用固定频率点及空间位置点进行滤波时在典型滤波窗长下的去噪前后布里渊谱。不难发现,无论是哪种滤波方式,在0或10 dB时,采取合适的窗长都能使噪声得到较好的抑制。以上是定性分析,为了定量比较两种滤波方式,将相关数据记录于表2。

表2 两种滤波方式典型参数下的去噪效果对比

参数	给定频率点的滤波		给定位置点的滤波	
信噪比/dB	0	10	0	10
窗长	163	93	33	33
去噪前峰值点误差/MHz	6.920	5.415	6.920	5.415
去噪后峰值点误差/MHz	4.010	2.439	6.895	3.327
去噪前频移误差/MHz	5.694	2.594	5.694	2.594
去噪后频移误差/MHz	4.781	1.554	4.851	1.654

分析表2可知,在信噪比为0或10 dB,采用给定空间位置点进行滤波,其峰值定位误差及BFS误差都没有给定频率点进行滤波效果好。同时图6的滤波效果似乎比图8更好。因此,本文采用给定频率点进行滤波的方式进行后续的工作。同时可以看出,当选取合适的窗长时,滤波后比滤波前峰值点定位误差小,但是窗长对于滤波效果有很大影响。下

面详细分析不同信噪比和扫频间隔下窗长对BFS误差及峰值定位误差的影响,以确定最优窗长。

4.3 滤波窗长优化

由于不同情况下实测布里渊谱的扫频间隔和信噪比可能会不同,因此有必要研究它们取不同值时窗长对BFS误差的影响。下面先分析不同扫频间隔下窗长对于BFS误差及峰值定位误差的影响,并对典型扫频间隔下不同窗长滤波前后光纤沿线BFS及布里渊频谱进行展开。本文中窗宽设置为50 MHz,对扫频间隔为1~10 MHz的含噪布里渊谱依次采用窗口长度为3~393的改进中值算法进行滤波。此处信噪比设为10 dB。计算得到不同扫频间隔下滤波后BFS误差与窗长的关系,并将其中典型结果绘制于图9中。

从图9可以看出,当窗长逐渐增大时,BFS误差呈现先减小后增大的趋势,对于扫频间隔1~10 MHz都满足这一关系。当窗长固定时,BFS误

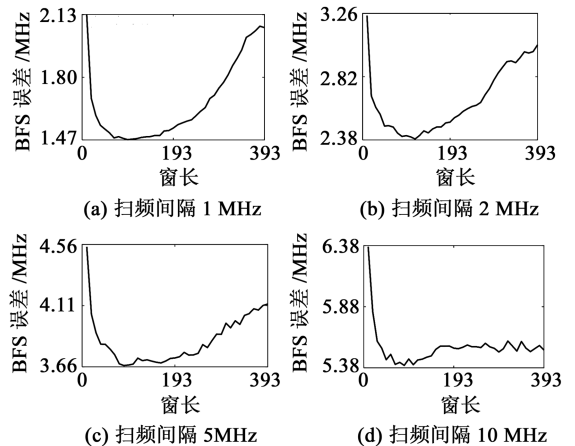


图9 典型扫频间隔下BFS误差与窗长关系(SNR=10 dB)

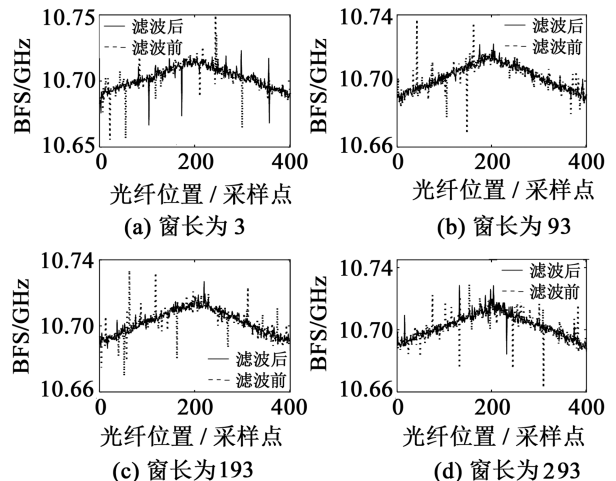


图10 典型窗长下滤波前后光纤沿线BFS(扫频间隔为1 MHz)

差随扫频间隔增大而明显增大。图 10 展示了扫频间隔为 1 MHz, 信噪比为 10 dB 时, 几种典型滤波窗长下的光纤沿线 BFS 提取效果。可以看出, 窗长为 93 时, BFS 的提取效果最好, 窗长过小或过大(如 3 或 293)滤波后提取的 BFS 都与理想 BFS 差距较大。本文的主要思想是通过中值滤波, 找到更加准确的布里渊谱峰值点, 然后对原始含噪信号截取一个线宽范围内的谱用于拟合。因此, 有必要查看滤波对峰值对应频率点定位准确性的提高效果。下面对峰值定位误差与窗长、扫频间隔之间的关系进行研究, 计算结果见图 11。

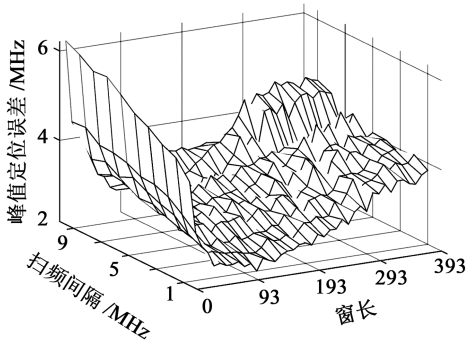


图 11 滤波后峰值定位误差与窗长、扫频间隔的关系 (SNR=10 dB)

从图 11 可以明显看出, 峰值定位误差随窗长增大而呈现先减小后增大的趋势, 随扫频间隔的增大整体呈上升趋势。对比图 11 及图 9, 发现峰值定位误差与 BFS 误差随扫频间隔及窗长的分布规律相似, 峰值定位误差幅值整体上比 BFS 误差高。扫频间隔为 1 MHz 下典型窗长滤波前后的布里渊谱绘于图 12 中。结果与图 11 能较好吻合。因此, 对于

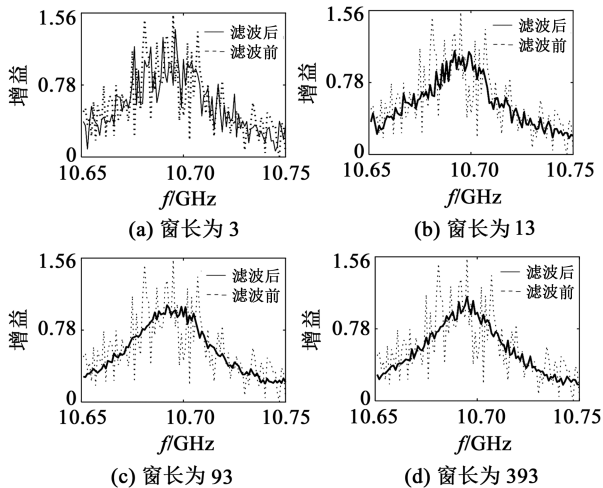


图 12 扫频间隔为 1 MHz, 滤波前后的布里渊谱 (SNR=10 dB)

不同的扫频间隔, 应当各自进行计算, 才能得到最为合理的优化窗长。考虑到窗长为 3 时滤波后的 BFS 误差与未滤波情况相似, 由图 9~10 可知在不同扫频间隔下近似选择最优窗长时滤波都能有效减少二次多项式拟合算法的 BFS 误差。

下面研究不同信噪比下窗长对 BFS 误差及峰值定位误差的影响, 并对典型信噪比下不同窗长滤波前后的光纤沿线 BFS 及布里渊谱进行了展示。

图 13 为仿真谱信号信噪比在 0~40 dB 范围内变化时, 滤波后采用二次多项式拟合法提取到的 BFS 误差随窗长变化的结果。从图 13 可以看出: 在几个典型的信噪比下, BFS 误差随信噪比增大而显著下降; 同时可以清楚看到, 当窗长逐渐增大时, BFS 误差呈现先减小后增大的趋势。而且当信噪比增加时, 最小 BFS 误差对应的滤波窗长逐渐减小。因此, 对于高信噪比信号, 在确定最优窗长时,

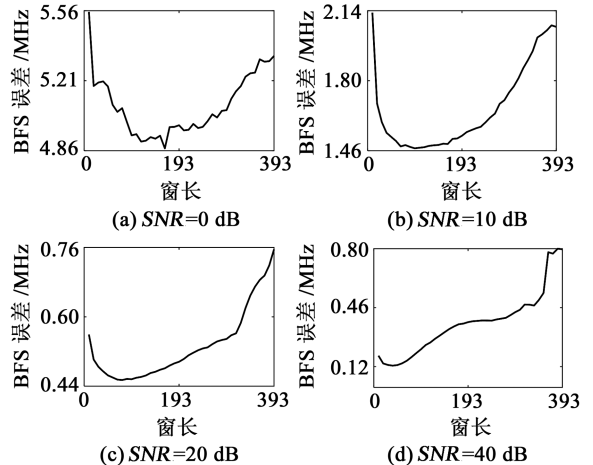


图 13 不同信噪比下 BFS 误差与窗长的关系

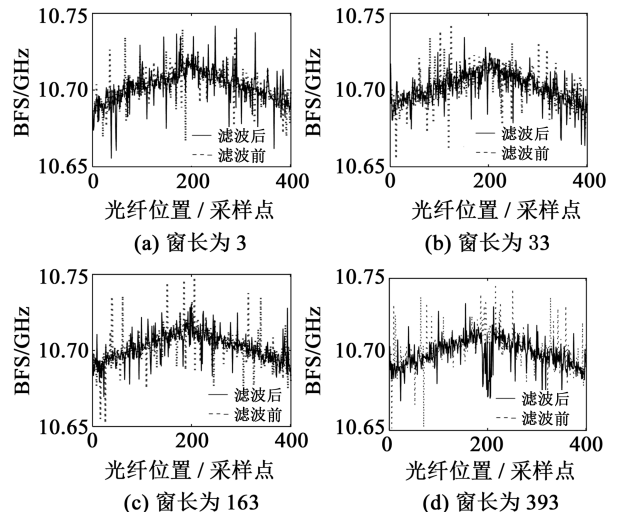


图 14 扫频间隔为 1 MHz, 典型窗长下滤波前后光纤沿线的 BFS (SNR=0 dB)

可以在较小的数值附近进行搜索。图 14 中展示了扫频间隔为 1 MHz, 信噪比为 0 dB 时, 几种典型滤波窗长下的光纤沿线 BFS 提取效果。可以看出, 窗长为 163 时, BFS 的提取效果最好, 窗长过小或过大 (如 3 或 393) 滤波后提取的 BFS 都与理想 BFS 差距较大。与上节相对应, 本节也对峰值定位误差与窗长、信噪比之间的关系进行研究, 仿真计算的结果展示于图 15 中。从图 15 中可以看出峰值定位误差随窗长的增大而先减小后增大, 随信噪比的增大而下降。与图 12 相比, 在信噪比为 30~40 dB 时, 当窗长取值较大时, 峰值定位误差要明显大于 BFS 误差。

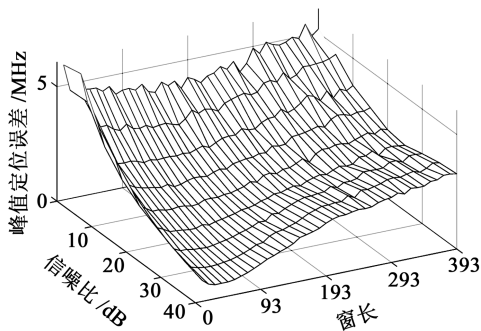


图 15 滤波后峰值定位误差与窗长、信噪比的关系 (扫频间隔为 1 MHz)

图 16 展示了扫频间隔为 1 MHz, 信噪比为 0 dB 时, 典型窗长滤波前后的布里渊谱。由图 16 可知, 当信噪比固定时, 窗长取值不同, 得到的滤波后布里渊谱的效果也大不相同。对比图 16 及图 12, 也可以说明, 当信噪比较低时, 最优窗长取值较

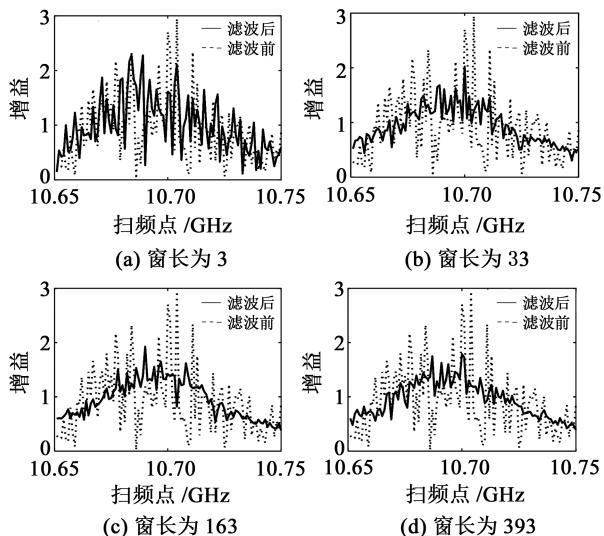
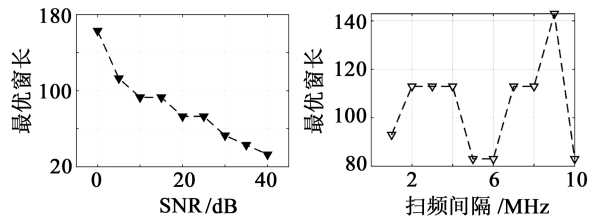


图 16 典型窗长下滤波前后布里渊谱 (SNR = 10 dB, 扫频间隔为 1 MHz)

大。考虑到窗长为 3 时滤波后的 BFS 误差与未滤波情况相似, 由图 13~14 可知, 不同扫频间隔下近似选择最优窗长时滤波都能有效减小二次多项式拟合算法误差。

为了更清楚地说明最优窗长的分布规律, 本文在不同信噪比及不同扫频间隔下, 以 BFS 误差最小作为窗长优化指标, 确定了最优窗长, 如图 17 所示。

从图 17(a) 中可以明显看出, 以 BFS 误差作为优化指标选出的最优窗长随信噪比增加而减小。信噪比为 0 dB 时最优窗长为 163; 信噪比为 40 dB 时, 最优窗长为 23。由图 17(b) 可知, 扫频间隔为 1~10 MHz 时最优窗长的取值在 83~143 变化。



(a) 信噪比 (扫频间隔 1 MHz) (b) 扫频间隔 (SNR = 10 dB)

图 17 最优窗长与信噪比、扫频间隔的关系

前文分别研究了不同信噪比和不同扫频间隔下的最优化窗长, 为了得出更为通用的窗长选取准则, 将以上所有情况下 BFS 误差的均值作为优化指标, 来验证选择范围的可靠性。虽然最优窗长随信噪比和扫频间隔变化较大, 但 BFS 误差随窗长的变化却不太大, 因此通用最优窗长的确定具有可行性。

图 18 为不同滤波窗长下, 信噪比为 0~40 dB 及扫频间隔为 1~10 MHz 所有组合情况下的本文算法算得的 BFS 误差均值。

从图 18 可以看出, BFS 误差均值随窗长的增大而先减小后增大。当窗长为 53~163 时, BFS 平均误差低于 2.6 MHz, 从图 9 和 13 也可以发现窗长为 53~163 时误差处于较小的范围内。综上所述, 它可以作为本文设置的信噪比和扫频间隔下的通用最

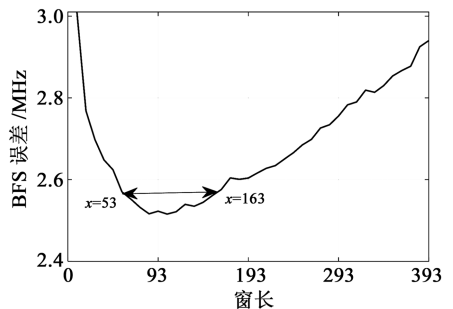


图 18 BFS 误差均值与窗长关系

优窗长选取范围。当然 2.6 MHz 的误差略大,这不是窗长选择的原因,是由于平均扫频间隔偏大,且低信噪比也会增加误差。实际情况中为了提高准确性会适当增加叠加平均次数以提高信噪比,同时采用较小的扫频间隔,可有效减少 BFS 误差。

5 结论

本文提出了一种改进的二次多项式拟合算法,算法首先对含噪布里渊谱进行去噪,然后利用去噪后的谱定位峰值并截取一个线宽的谱用于二次多项式拟合提取布里渊频移。比较系统地研究了滤波方式、扫频间隔、信噪比和窗长对布里渊频移准确性的提高效果,得到结论如下:

(1)固定扫频点将所有空间点对应的增益作为输入与固定空间位置将所有扫频点对应的增益作为输入均能提高 BFS 准确性,前者性能略优于后者;

(2)通过中值滤波能提高布里渊增益峰值定位的准确性,在不同信噪比和扫频间隔下均能有效提高二次多项式拟合算法 BFS 提取的准确性;随窗长增加 BFS 误差先减少后增加,本文设置情况下最优窗长为 53~163。

本文研究可为基于布里渊散射的光纤沿线温度和应变的准确测量提供参考。

参考文献:

- [1] 孙世林, 周会娟, 孟洲. 光纤布里渊分布式温度应变同时传感研究进展[J]. 半导体光电, 2013, 34(1): 6-11, 24.
Sun Shilin, Zhou Huijuan, Meng Zhou. Progresses of simultaneous sensing of distributed optical fiber temperature and strain based on Brillouin scattering [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2013, 34(1): 6-11, 24.
- [2] 徐志钮, 胡宇航, 赵丽娟, 等. 基于单斜坡法的光电复合海缆温度、应变快速测量方法[J]. 电力自动化设备, 2020, 40(5): 202-208.
Xu Zhiniu, Hu Yuhang, Zhao Lijuan, et al. Rapid temperature and strain measurement method for optic-electric composite submarine cable based on slope-assisted method [J]. Electric Power Automation Equipment, 2020, 40(5): 202-208.
- [3] 徐志钮, 胡宇航, 赵丽娟, 等. 基于改进二次多项式拟合的布里渊频移快速高精度提取算法[J]. 光谱学与光谱分析, 2020, 40(3): 842-848.
Xu Zhiniu, Hu Yuhang, Zhao Lijuan, et al. Fast and highly accurate Brillouin frequency shift extracted algorithm based on modified quadratic polynomial fit [J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2020, 40(3): 842-848.
- [4] Xu Zhiniu, Zhao Lijuan. Accurate and ultra-fast estimation of

- Brillouin frequency shift for distributed fiber sensors [J]. Sensors & Actuators A: Physical, 2020, 303: 111822.
- [5] Pannell C N, Dhliwayo J, Webb D J. The accuracy of parameter estimation from noisy data, with application to resonance peak estimation in distributed Brillouin sensing [J]. Measurement Science and Technology, 1998, 9(1): 50-57.
- [6] Xu Zhiniu, Zhao Lijuan. Estimation of error in Brillouin frequency shift in distributed fiber sensor [J]. IEEE Sensors J., 2020, 20(4): 1829-1837.
- [7] Pan Xingguo, Barker P F, Meschanov A, et al. Temperature measurements by coherent Rayleigh scattering [J]. Opt. Lett., 2002, 27(3): 161-163.
- [8] Zhang Yanjun, Li Da, Fu Xinghu, et al. An improved Levenberg-Marquardt algorithm for extracting the features of Brillouin scattering spectrum [J]. Measurement Science and Technology, 2012, 24(1): 015204.
- [9] Kwon H, Kim S, Yeom S, et al. Analysis of nonlinear fitting methods for distributed measurement of temperature and strain over 36 km optical fiber based on spontaneous Brillouin backscattering [J]. Opt. Commun., 2013, 294: 59-63.
- [10] Horiguchi T, Shimizu K, Kurashima T, et al. Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering [J]. J. of Lightwave Technol., 1995, 13(7): 1296-1302.
- [11] Zheng Hanrong, Fang Zujie, Wang Zhaoyong, et al. Brillouin frequency shift of fiber distributed sensors extracted from noisy signals by quadratic fitting [J]. Sensors, 2018, 18(2): 409.
- [12] 丁晔, 须雷, 赵玉灿, 等. 消除采样累加过程中的周期性噪声对 DTS 精度的影响 [J]. 半导体光电, 2019, 40(2): 299-303.
Ding Ye, Xu Lei, Zhao Yucan, et al. Elimination of effect of periodic noise on DTS accuracy in sampling accumulation [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2019, 40(2): 299-303.
- [13] 尚秋峰, 胡雨婷, 王亚欣. 一种布里渊频移提取算法的最佳小波阈值去噪方案 [J]. 半导体光电, 2018, 39(3): 450-454.
Shang Qiufeng, Hu Yuting, Wang Yaxin. An optimal wavelet threshold denoising scheme for Brillouin frequency shift extraction algorithm [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2008, 39(3): 450-454.
- [14] 叶晓东, 朱兆达. 中值滤波的快速算法 [J]. 南京航空航天大学学报, 1997, 29(2): 158-161.
Ye Xiaodong, Zhu Zhaoda. A fast algorithm for median filtering [J]. J. of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 1997, 29(2): 158-161.

作者简介:

徐志钮(1979—),男,博士,副教授,硕士生导师,主要研究方向为光纤分布式传感技术及在电气设备状态监测与故障诊断中的应用。

E-mail: wzcjxx@sohu.com

基于时空注意力网络的中国手语识别

罗元¹, 李丹¹, 张毅²

(重庆邮电大学 1. 光电工程学院; 2. 信息无障碍与服务机器人工程技术研究中心, 重庆 400065)

摘要: 手语识别广泛应用于聋哑人与正常人之间的交流中。针对手语识别任务中时空特征提取不充分而导致识别率低的问题,提出了一种新颖的基于时空注意力的手语识别模型。首先提出了基于残差 3D 卷积网络(Residual 3D Convolutional Neural Network, Res3DCNN)的空间注意力模块,用来自动关注空间中的显著区域;随后提出了基于卷积长短时记忆网络(Convolutional Long Short-Term Memory, ConvLSTM)的时间注意力模块,用来衡量视频帧的重要性。所提算法的关键在于在空间中关注显著区域,并且在时间上自动选择关键帧。最后,在 CSL 手语数据集上验证了算法的有效性。

关键词: 手语识别; 时空注意力; 残差 3D 网络; 卷积 LSTM 网络
中图分类号: TP391 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0414-06

Chinese Sign Language Recognition Based on Spatial-Temporal Attention Network

LUO Yuan¹, LI Dan¹, ZHANG Yi²

(1. Institute of Photoelectric Engin.; 2. Engin. Research Center for Information Accessibility and Service Robots, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, CHN)

Abstract: Sign language recognition is widely used in communication between deaf-mute and ordinary people. In adequate extraction of spatial-temporal features in sign language recognition task is likely to result in low recognition rate. In this paper, proposed is a novel sign language recognition model based on spatial-temporal attention which can learn more discriminative spatial-temporal features. Specially, a new spatial attention module based on residual 3D convolutional neural network (Res3DCNN) is proposed, which automatically focus on the salient areas in the spatial region. Then, to measure the importance of video frames, a new temporal attention module based on convolutional long short-term memory (ConvLSTM) is introduced. The crucial purpose of the proposed model is to focus on the salient areas spatially and pay attention to the key video frames temporally. Lastly, experimental results demonstrate the efficiency of the proposed method on the Chinese sign language (CSL) dataset.

Key words: sign language recognition; spatial-temporal attention; Res3DCNN; ConvLSTM

0 引言

手语识别的目的是将手语翻译成文本或者语音进行输出,达到聋人与正常人、聋人与聋人交流的目的。手语识别中存在两个子问题:孤立词识别和连

续手语识别,前者即逐词翻译,后者可以翻译整句话^[1]。本文研究手语识别任务中的孤立词识别。

传统的手语识别框架包括四个部分:预处理、手势检测、特征提取及分类。其中,特征提取和分类是关键的两个部分。因此研究人员着重设计复杂的人工特征^[2],同时利用传统机器学习方法分类^[3]。但是这些工作依赖于有效的人工特征和选择的机器学习方法,并且耗费大量的时间。

收稿日期:2019-12-30.

基金项目:国家自然科学基金项目(61801061);重庆市教委科学技术研究项目(KJQN201800607).

近年来,深度学习技术在图像分类、物体检测和语义分割等任务上表现出大幅度超出手工特征的性能,因此成为手语识别研究方法的热点。卷积神经网络(Convolutional Neural Network, CNN)在手语识别任务中表现突出^[4]。不同于静态图片,手语大多是动态的,运动轨迹变化各异且快速^[5]。大多数基于CNN的方法丢失了时间信息,限制了其在手语识别任务中的性能。一种常用的解决办法是将CNN扩展到3DCNN^[6]。3DCNN增加了时间通道,因此能够直接学习时空特征。Tran等^[7]将残差网络和3DCNN结合取得了优异的效果。然而大多数采用3DCNN的方法并不擅长处理长序列的视频。另一种可能的方法是采用LSTM网络^[8],虽然该网络在手语识别中广泛应用,但是仍然缺少有效的机制来获取空间显著性信息。

受到动作识别中的注意力机制的启发,本文在手语识别模型中引入了时空注意力机制^[9]。空间注意力表明每一帧中每一个部分的重要性,然而大多数基于空间注意力的方法都是利用FC-LSTM(Fully Connected Long Short-Term Memory)来获取注意权重。这些方法^[10-11]受FC-LSTM输入的限制,将对应的特征映射拉伸成连续的向量序列,显然忽略了空间上的关系。考虑到在手语视频中存在许多无用帧,在时间上提取关键帧是至关重要的。与简单跳过某些帧的方法相比,时间注意力机制能给予不同的帧不同的权重^[12]。

为了更好地学习时空信息,本文提出了一种端到端的基于时空注意力的手语识别框架。在构建Res3DCNN-ConvLSTM网络的基础上引入了时空注意力机制。其中,提出的空间注意力模块是一个没有全连接层的3D残差块,自动地关注手和手臂的区域,减少背景和噪声的干扰;时间注意力模块不仅对视频帧序列学习和分配权重,还可以保留空间关系。在CSL数据集上和其他方法相比较,本文的算法表现优异。

1 3DCNN和ConvLSTM网络

1.1 三维卷积神经网络

3DCNN是CNN的进一步扩展,它可以同时提取时间和空间特征^[13]。在3DCNN中,卷积和池化操作是在时空上同时进行的,而在2DCNN中,它们只在空间上进行操作。3D卷积定义如下:

$$f_{ij}^{xyz} = \sigma \left(b_{ij} + \sum_m \sum_{p=0}^{P_i-1} \sum_{q=0}^{Q_i-1} \sum_{r=0}^{R_i-1} \omega_{ijm}^{pqr} v_{(i-1)m}^{(x+p)(y+q)(z+r)} \right) \quad (1)$$

其中, f_{ij}^{xyz} 表示第*i*层第*j*个特征图中坐标为(*x*, *y*, *z*)的输出值, $\sigma(\cdot)$ 表示非线性激活函数, b_{ij} 表示第*i*层第*j*个特征图的偏置参数, m 表示特征图的索引号, x 和*y*分别表示输入样本的空间维度, z 表示样本的时间维度, p, q, r 分别为卷积操作在三个维度上的值, ω_{ijm}^{pqr} 是卷积核对应前面第*m*个特征图中坐标为(*p*, *q*, *r*)的权值, $v_{(i-1)m}^{(x+p)(y+q)(z+r)}$ 表示输入视频, P_i, Q_i, R_i 分别为卷积核的高度、宽度和时间长度。

1.2 卷积长短时记忆

LSTM是一种特殊的递归神经网络,擅长对变长的长序列进行时序建模。一般地,FC-LSTM以矢量化特征作为输入学习时间特征。矢量化的缺点是不能编码空间信息。为此,本文采用卷积长短时记忆(ConvLSTM)学习长期的时空特征。每个ConvLSTM单元按照如下方式更新参数:

$$i_t = \sigma(w_{xi} \otimes x_t + w_{hi} \otimes h_{t-1} + b_i) \quad (2)$$

$$f_t = \sigma(w_{xf} \otimes x_t + w_{hf} \otimes h_{t-1} + b_f) \quad (3)$$

$$o_t = \sigma(w_{xo} \otimes x_t + w_{ho} \otimes h_{t-1} + b_o) \quad (4)$$

$$c_t = f_t \circ c_{t-1} + i_t \circ \tanh(w_{xc} \otimes x_t + b_c) \quad (5)$$

$$h_t = o_t \circ \tanh(c_t) \quad (6)$$

其中, i_t, o_t, f_t 分别表示步长*t*时的输入门、输出门、遗忘门, x_t 是数据的输入, c_t 为存储细胞状态, h_t 表示*t*时刻ConvLSTM单元的输出,ConvLSTM的输入为 x_t ,单元状态为 c_t ,隐藏状态为 h_t ,门 i_t, f_t, o_t 都是三维张量, w_-, b_- 分别为系数矩阵和偏置向量, \otimes 表示卷积计算, \circ 代表哈达玛积。

2 时空注意力网络

2.1 总体框架

为了提高手语识别的识别率和鲁棒性,本文提出了一种基于时空注意力的Res3DCNN-ConvLSTM网络深度架构。这个架构通过空间注意力网络自动地在每一帧中定位更重要的信息,通过时间注意力网络对不同的帧分配不同的权重,如图1所示。首先,采用滑动窗口方法将手语视频处理为具有统一长度的连续手语序列作为模型的输入。然后将视频帧序列输入到由3D残差块构成的空间注意力网络中。随后将提取的短期时空特征经

过 ConvLSTM 解析后提取出长时间的序列特征,同时结合不同视频帧的时间注意力生成视频的特

征表示。最后,生成的特征表示经过 Softmax 分类器,以向量的形式输出分类类别。

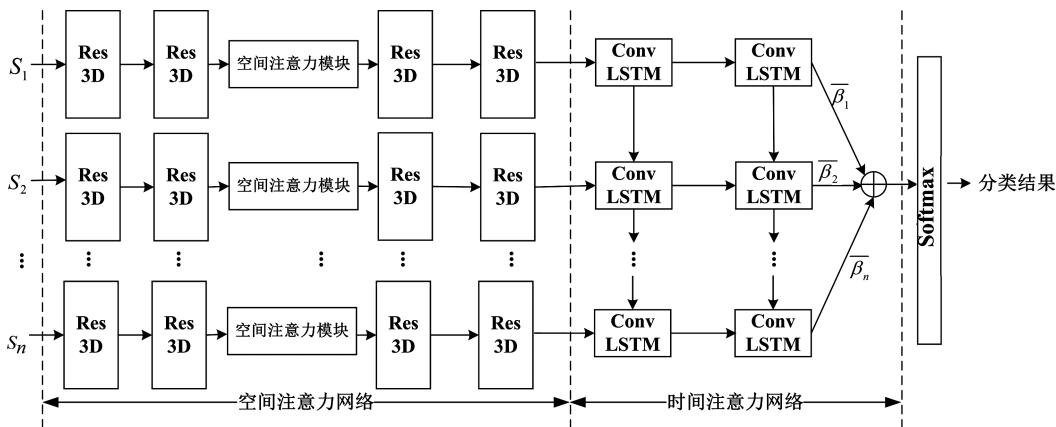


图1 方法总体架构图

2.2 空间注意力网络

在观察手势动作时人们更关注显著的区域(例如手和手臂的部分),则应设计一个空间注意力网络来着重强调空间中显著的区域。网络中学习的特征图包含了许多冗余信息,需要分配重要性程度。因此本文设计了 Res3DCNN 学习去强调特征图中重要的区域。

图 2(a)展示了一个经典的残差结构。在每个残差块中,运用捷径连接将输入和输出相加。该操作可以在不增加参数和计算量的情况下,加快训练过程,提高模型的性能^[14]。图 2(b)是本文设计的残差块,包括一系列三维卷积层、下采样、上采样单元。下采样单元采用最大值池化,上采样单元采用双线性插值。利用这样的卷积-反卷积结构能快速地调整特征尺寸,获得一个更大的视野^[15]。多层三维卷积和残差结构能进一步优化特征的提取。

本文将注意力机制融入残差块中,设计了空间注意力模型,如图 2(c)所示。输入的特征图首先经过两层三维卷积网络得到特征图:

$$H_x = x \otimes W_h \tag{7}$$

其中, \otimes 表示三维卷积操作, $W_h \in \mathbb{R}^{3 \times 3 \times 3}$ 是待学习的权重参数。接着, H_x 分别通过两个分支被变换到两个不同的特征空间 F_x 和 G_x 。上边的分支主要通过下采样和上采样处理使高、低维度的特征更好地组合在一起。下边分支的目的是提取更深层次的时空特征。对两个分支 F_x 和 G_x 进行组合变换,再经过归一化处理生成空间注意力图 α_x ,如下式所示:

$$\alpha_x = \sigma(F_x \circ G_x) \tag{8}$$

其中, \circ 表示哈达玛积,也就是逐元素相乘, σ 表示 Softmax 激活函数。则注意力层输出为

$$S_x = H_x \circ \alpha_x \tag{9}$$

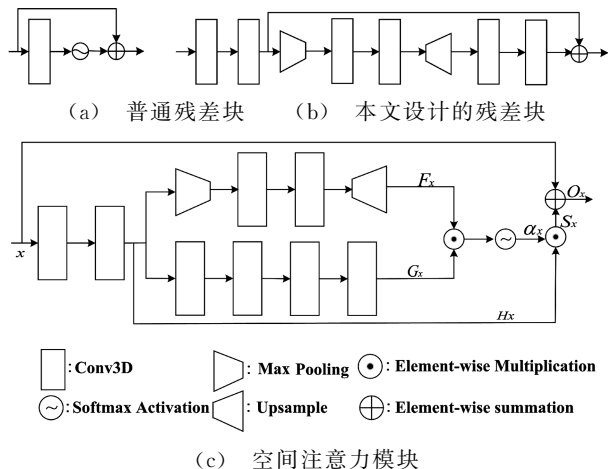
为了更好地利用前层的信息,最终的输出为

$$O_x = x + S_x \tag{10}$$

注意力模块通常放置在网络的中上层^[16],并且为了保护帧内的空间联系,本文中的空间网络不使用全连接层。为了提高网络的泛化能力,每一层卷积之后都是批处理标准化(Batch Normalization, BN)。该方法使每一层神经网络的输入都保持相同的数据分布,训练速度加快,同时可以将训练数据打乱,具有更快的收敛特性。

2.3 时间注意力网络

在手语视频中不同的帧包含不同的信息,包含更多判别性信息的帧应该得到更多注意力。例如手语视频中一般都有抬起手和放下手的动作,那些帧



(c) 空间注意力模块

图2 普通残差块、本文设计的残差块和空间注意力模块示意图

相对来说就没那么重要。因此本文设计了一个自动学习的时间注意力模型。

另外,每个时间步长的注意力权值不仅需要当前时刻信息,还和之前的时刻信息相关。本文基于 ConvLSTM 设计了时间注意力网络。普通的 FC-LSTM 只考虑到时间相关性,没有考虑到空间相关性,因此包含大量的空间冗余数据。ConvLSTM 加上卷积操作之后,不仅能够得到时序关系,还可以保留空间上的联系。本文在 ConvLSTM 基础上建立了时间注意力模型。

$\beta = \{\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_t, \dots\}$ 是在每个时间步长 t 时的时间注意力权重,如下式计算:

$$\beta_t = \text{ReLU}(\mathbf{W}_g \otimes \mathbf{h}_t) \quad (11)$$

其中, \mathbf{h}_t 是一个 3 维张量,表示在时间步长 t 时的隐藏状态, \mathbf{W}_g 表示尺寸为 $1 \times 1 \times 1$ 的卷积核。使用的 ReLU 激活函数定义为 $\max(0, x)$ 。特别地, \mathbf{h}_t 保留着空间位置信息。ConvLSTM 中的注意力机制不仅关注关键帧,而且能关注空间中的关键区域。然后 β_t 通过 Softmax 函数得到归一化的权重:

$$\bar{\beta}_t = \frac{\exp \beta_t}{\sum_{i=1}^T \exp \beta_i} \quad (12)$$

为了获得视频级的分类结果 c ,计算每一个时间步长内的隐藏状态和时间注意力的权重和。

$$\mathbf{c} = \sum_{i=1}^T \bar{\beta}_i \mathbf{h}_i \quad (13)$$

最后,将视频级特征表示 c 送入一个 softmax 分类器。

2.4 时空联合注意力训练

为了更有效地训练时空注意力网络,本文的损失函数表示如下:

$$L = - \sum_{i=1}^c y_i \log \hat{y}_i + \lambda_1 \sum_j \|\mathbf{w}_j\|^2 + \lambda_2 \sum_{i=1}^T \|\bar{\beta}_i\| \quad (14)$$

其中,第一项为交叉熵函数, $\mathbf{y} = (y_1, y_2, \dots, y_c)$ 表示手语的真实类别, $\hat{\mathbf{y}} = (\hat{y}_1, \hat{y}_2, \dots, \hat{y}_c)$ 表示预测的向量; \mathbf{w}_j 表示网络参数的设置, λ_1 是权值衰减参数, λ_2 是正则化系数,限制时间注意力的增加。

时空联合训练策略:

输入:采样后的视频序列 \mathbf{S}_i 和相应的标签。

步骤(1):使用高斯初始化网络参数;

步骤(2):提取特征,计算式(7)~(8),得到空间注意力分数 α ;计算式(9)得到空间上的序列表示;

步骤(3):将得到的特征送入 ConvLSTM 网络

做动态时间建模;

步骤(4):ConvLSTM 网络的输出送入时间注意力模块,计算式(12)预测相应的时间注意力分数 $\bar{\beta}$;

步骤(5):计算式(13)得到最后的视频级表示 c ;

步骤(6):计算式(14)得到损失,随机梯度下降算法更新网络;

输出:最后收敛的模型。

3 实验结果

3.1 实现细节

在 CSL^[17] 数据集上对本文算法进行实验。CSL 数据集上共包含 500 个中国手语词。每个手语词由 50 个手语者演示 5 次,共包含 125 000 个样本。考虑到实验设备的限制(一块 1 080Ti GPU),本文在其子集 CSL-100 上验证模型的有效性。同样地,CSL-100 数据集中每个手语词有 250 个样本,共包含 25 000 个样本。为了验证算法对非特定人的泛化能力,本文选择 36 个手语者的样本作为训练集,余下的 14 个手语者的样本作为测试集。

本文的模型在 TensorFlow 和 Keras 框架上实现。每个视频使用文献[5]的方法下采样为 32 帧。输入空间尺寸调整为 112×112 。卷积核大小均为 $3 \times 3 \times 3$ 和 $1 \times 1 \times 1$ 的卷积,并使用了两层各含 256 个隐藏单元的 ConvLSTM 网络。学习率遵循从 0.001 到 0.000 001 的多项式衰减。 λ_1 和 λ_2 分别设置为 0.000 05 和 0.001。模型的训练采用随机梯度下降方法,以 0.001 作为初始的学习速率,动量设置为 0.9, batch size 设置为 4。实验在一块 NVIDIA 1 080Ti GPU 加速基础上,可以在 3 h 内完成一个 epoch 的迭代。经过 10 个 epoch 的迭代,网络已经

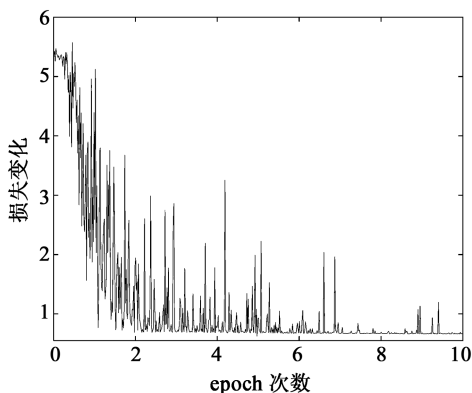


图3 迭代性能曲线结果

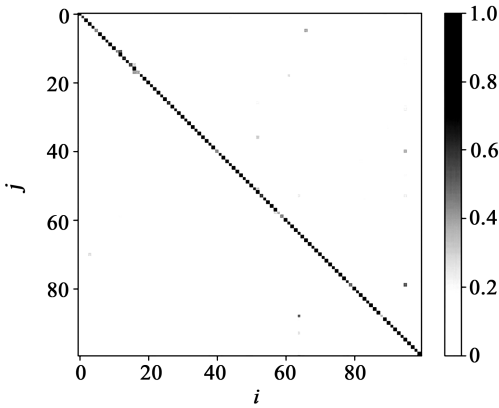


图4 混淆矩阵结果

收敛得很好。图3是网络的性能曲线,横坐标为训练的 epoch 次数,纵坐标表示损失的变化。图4展示了本文算法的混淆矩阵,横坐标 i 和纵坐标 j 分别表示预测标签和真实标签,颜色深浅代表占的比重大小。图4表明了本文算法的有效性:大部分手

语都能被正确分类,极少数手语完全被错误分类。其原因是一些手语比较接近,容易混淆。

3.2 注意力模型分析

本文模型的重点在于时空注意力机制,因此这一节将分析验证学习到的时空注意力模型。

如前所述,空间注意力着重关注帧内手和手臂的部分。为了更好地阐述,本文展示了在 CSL 数据集上的不同帧的可视化结果。图5为手语词“圆满”的帧序列,展示了空间注意力的可视化结果,图片中越亮的区域表明得到了越多关注,反之越暗的部分表示得到越少的关注。从图中可以看出,本文提出的空间注意力模型能有效地关注图片中重要的区域,也就是手和手臂的部分。

图6展示了时间注意力的可视化结果,对于手语词“落”,模型能够给不同的帧赋予不同的权值。当手语者抬起手臂时,模型更关注那些帧;当手语者开始放下手臂时,模型将给予更少的注意力。



图5 空间注意力的可视化结果



图6 时间注意力的可视化结果

3.3 算法比较和验证

这一节将在 CSL 数据集上验证本文提出的时空注意力网络的有效性,并与其他算法进行比较。如表1所示,之前的方法多利用骨架信息描绘出运动轨迹,本文仅使用了 RGB 信息就获得了优异的效果。相对于骨架数据,RGB 图像更易在实际中获得。与手工特征算法相比,基于 LSTM, ResC3D 的深度学习算法都取得了更高的识别率。RGB 和骨架相结合的方法与单模态的方法相比,有了一个明显的识别率提升。本文算法在仅采用一种模态的情况下,依然优于这些基于骨架的方法,而且与基于

ResC3D 的手语识别方法和基于 LSTM 的手语识别方法比较结果表明,本文算法有更突出的时空特征学习能力。

4 结束语

本文提出了一种基于时空注意力的端到端手语识别模型。在这个模型中,空间注意力网络能够自动定位视频帧中重要的区域,时间注意力网络选择关键帧。空间注意力模型由 Res3DCNN 构成,同时时间注意力网络由 ConvLSTM 组建。为了更细致地探究时空注意力机制,本文在视频帧中可视化了时空注意力机制。和其他方法相比,本文的算法在仅使用 RGB 模态的情况下表现突出。

然而,手语识别还有许多需要探索之处,如手和手臂的精确定位还很困难、相邻帧中还包含许多冗余信息。下一步的工作将研究如何使学习鲁棒性更佳的手语特征表示,同时结合多模态信息(例如

表1 不同算法在 CSL 数据集上的比较

方法	模态	识别率/%
TM_HMM ^[18]	骨架	67.3
eSC+HOG ^[19]	RGB+骨架	82.1
LSTM_fc2 ^[20]	骨架	86.2
ResC3D ^[21]	RGB	86.3
Res3D+ConvLSTM+MobileNet ^[22]	RGB	90.1
本文	RGB	95.3

RGB、深度、骨架、光流等)构建手语识别模型,并尝试用到大规模的手语识别数据集中。

参考文献:

- [1] Li K, Zhou Z, Lee C H. Sign transition modeling and a scalable solution to continuous sign language recognition for real-world applications [J]. *ACM Trans. on Accessible Computing*, 2016, 8(2): 1-23.
- [2] Lin Y, Chai X, Zhou Y, et al. Curve matching from the view of manifold for sign language recognition[J]. *Lecture Notes in Computer Science*, 2014, 9010: 233-246.
- [3] Khotimah W N, Suciati N, Benedict I. Indonesian sign language recognition by using the static and dynamic features [C]// 2018 Inter. Seminar on Intelligent Technol. and Its Applications (ISITIA), 2018: 293-298.
- [4] Huang J, Zhou W, Li H, et al. Sign language recognition using 3D convolutional neural networks [C]// 2015 IEEE Inter. Conf. on Multimedia and Expo, 2015: 1-6.
- [5] Zhu G, Zhang L, Shen P, et al. Multimodal gesture recognition using 3-D convolution and convolutional LSTM [J]. *IEEE Access*, 2017, 5: 4517-4524.
- [6] Zhang L, Zhu G, Shen P, et al. Learning spatiotemporal features using 3DCNN and convolutional LSTM for gesture recognition [C]// 2017 IEEE Inter. Conf. on Computer Vision Workshop, 2017: 3120-3128.
- [7] Tran D, Ray J, Shou Z, et al. ConvNet architecture search for spatiotemporal feature learning [EB/OL]. [2019-10-15]. <https://arxiv.org/abs/1708.05038>.
- [8] Li Z, Gavriljuk K, Gavves E, et al. VideoLSTM convolves, attends and flows for action recognition [J]. *Computer Vision and Image Understanding*, 2018, 166: 41-50.
- [9] Sharma S, Kiros R, Salakhutdinov R. Action recognition using visual attention [EB/OL]. [2019-10-15]. <https://arxiv.org/abs/1511.04119>.
- [10] Hu Y, Wong Y, Wei W, et al. A novel attention-based hybrid CNN-RNN architecture for sEMG-based gesture recognition [J]. *PLoS ONE*, 2018, 13(10): e0206049.
- [11] Li D, Yao T, Duan L, et al. Unified spatio-temporal attention networks for action recognition in videos [J]. *IEEE Trans. on Multimedia*, 2019, 21(2): 416-428.
- [12] Wang L, Xu Y, Cheng J, et al. Human action recognition by learning spatio-temporal features with deep neural networks [J]. *IEEE Access*, 2018, 6: 17913-17922.
- [13] Molchanov P, Gupta S, Kim K, et al. Hand gesture recognition with 3D convolutional neural networks [C]// 2015 IEEE Conf. on Computer Vision and Pattern Recognition Workshops, 2015: 1-7.
- [14] Peng M, Wang C, Chen T. Attention based residual network for micro-gesture recognition [C]// 13th IEEE Inter. Conf. on Automatic Face & Gesture Recognition, 2018: 790-794.
- [15] Zhengyuan Y, Yuncheng L, Jianchao Y, et al. Action recognition with spatio-temporal visual attention on skeleton image sequences [J]. *IEEE Trans. on Circuits and Systems for Video Technol.*, 2019, 29(8): 2405-2415.
- [16] Zhang H, Goodfellow I, Metaxas D, et al. Self-attention generative adversarial networks [C]// Proc. of the 36th Inter. Conf. on Machine Learning, 2019, 97: 7354-7363.
- [17] Huang J, Zhou W, Li H, et al. Attention based 3D-CNNs for large-vocabulary sign language recognition [J]. *IEEE Trans. on Circuits and Systems for Video Technol.*, 2019, 29(9): 2822-2832.
- [18] Pu J, Zhou W, Zhang J, et al. Sign language recognition based on trajectory modeling with HMMs [C]// The Inter. Conf. on Multimedia Modeling, 2016, 9516: 686-697.
- [19] Zhang J, Zhou W, Xie C, et al. Chinese sign language recognition with adaptive HMM [C]// 2016 IEEE Inter. Conf. on Multimedia and Expo, 2016: 1-6.
- [20] Liu T, Zhou W, Li H. Sign language recognition with long short-term memory [C]// 2016 IEEE Inter. Conf. on Image Proc., 2016: 2871-2875.
- [21] Miao Q, Li Y, Ouyang W, et al. Multimodal gesture recognition based on the ResC3D network [C]// 2017 IEEE Inter. Conf. on Computer Vision Workshop, 2017: 3047-3055.
- [22] Zhang Liang, Zhu Guangming, Lin Mei, et al. Attention in convolutional LSTM for gesture recognition [C]// Neural Information Processing Systems (NIPS), 2018: 1953-1962.

作者简介:

罗元(1972—),女,博士,教授,研究领域为数字图像处理、智能信号处理;

E-mail: luoyuan@cqupt.edu.cn

张毅(1966—),男,博士,教授,研究领域为机器人技术与应用、数据融合、信息无障碍技术。

多抽头 EMCCD 相机时序控制及像元合并技术

刘玲钰^{1,2,3}, 王明富^{1,3}, 刘恩海¹

(1. 中国科学院光电技术研究所, 成都 610209; 2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 中国科学院空间光电精密测量技术重点实验室, 成都 610209)

摘要: 高速、高灵敏度相机在自适应光学系统中可以对波前误差进行实时测量, 为大型地基望远镜提供接近衍射极限的目标图像。多抽头电子倍增电荷耦合器件(EMCCD)相机是自适应光学波前探测的最佳选择之一, 基于 8 抽头的 CCD220 设计了 2 000 f/s 级高速、高精度、多路同步时序发生器, 并通过时序控制的方法在 CCD 器件上实现了多种像元合并, 进一步将相机帧频提高到 3 500 f/s(2×2 合并)和 5 700 f/s(4×4 合并), 并能对相机感兴趣区域进行控制。时序发生器的步进精度可达到 2.5 ns, 输出的各路驱动信号的相位抖动可达 200 ps 以下。

关键词: 电子倍增; 电荷耦合器件; 高精度时序控制; 像元合并; 自适应光学

中图分类号: TN386.5 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0420-06

Timing Control and Pixel Merger Technology of Multi-tap EMCCD Camera

LIU Lingyu^{1,2,3}, WANG Mingfu^{1,3}, LIU Enhai¹

(1. Institute of Optics and Electronics of the Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, CHN;
2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, CHN; 3. Key Laboratory of Science and Technology on Space Optoelectronic Precision Measurement, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, CHN)

Abstract: The adaptive optical system of a large ground-based telescope needs to use a high-speed and high-sensitivity camera to measure the wavefront error in real time to obtain a target image close to the diffraction limit. The multi-tap electron-multiplying charge coupled device (EMCCD) camera is one of the best choices for adaptive optical wavefront detection. Based on the 8-tap CCD220, a high-speed (2 000 f/s), high-precision and multi-channel synchronous timing generator is designed. A variety of pixel combinations have been implemented on the device, thus the camera frame rate is increased to 3 500 f/s (2×2 merge) and 5 700 f/s (4×4 merge), and the area of interest of the camera can be controlled. The stepping accuracy of the timing generator can reach 2.5 ns, and the phase jitter of each driving signal output can reach below 200 ps.

Key words: electron multiplication; CCD; high-precision timing control; pixel merger; adaptive optics

0 引言

电子倍增电荷耦合器件(Electron-Multiplying Charge Coupled Device, EMCCD)是当前可见光波段灵敏度最高的固态图像传感器, 在国防军事、生物医疗、天文观测等领域有大量应用, 可探测到 10^{-4} lux 级的微弱目标^[1]。EMCCD 在普通 CCD

器件基础上发展而来, 相较于传统的真空光电器件如增强电荷耦合器件(Intensified Charge Coupled Device, ICCD)、电荷轰击电荷耦合器件(Electron Bombardment Charge Coupled Device, EBCCD), 具有空间分辨率高、信噪比高、灵敏度高、可靠性好、不怕强光等优点, 具有日夜均可工作的能力^[2]。

大型地基望远镜是实现地面观测系外体的重要手段之一。由于受到大气湍流等地球环境因素的

影响,大型地基望远镜的成像质量会严重退化甚至不能成像。大型望远镜配备的自适应光学系统(Adaptive Optics, AO)可利用波前传感器实时测量遥远星光的入射波前相位误差,通过波前控制器将其转化为波前校正器的控制信号来补偿波前相位误差,使望远镜得到接近衍射极限的目标图像。

自适应光学系统在可见光波段的波前探测要求帧频高、灵敏度高、分辨率高的相机,而带片上电子增益的多抽头 EMCCD 探测器无疑是最好的选择。时序发生器是 EMCCD 相机正常工作的基础,对于高速读出的多抽头 EMCCD 来说,其关键在于多路相同功能栅极驱动信号之间的同步和不同功能栅极驱动信号之间的高精度相位控制。另外,为获得更高的读出频率,对多抽头 EMCCD 相机提出了像元合并、开窗等功能需求。

本文主要针对 8 抽头 EMCCD 图像传感器 CCD220 的时序控制要求,基于 FPGA 实现了 3 种不同像元合并和开窗输出的高精度时序控制逻辑,并对设计结果进行了验证。

1 电子倍增 CCD 结构及其工作原理

单抽头 EMCCD 结构如图 1 所示,与普通帧转移型 CCD 的结构基本相同,只是在串行寄存器和读出放大器之间增加了数百级电子增益寄存器^[4]。这些电子增益寄存器需要一个单独的高压倍增相 R_{2HV} 和一个直流电压相 R_{dc} 来实现电荷的放大与转移。

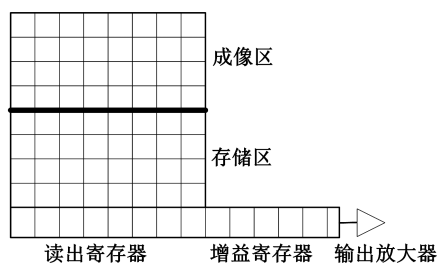
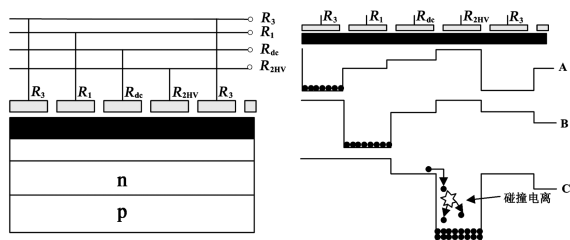


图 1 EMCCD 基本结构

电子增益寄存器的结构如图 2 所示,每一个单元都由四个电极 R_3, R_1, R_{dc} 和 R_{2HV} 组成,其中直流相 R_{dc} 的作用是在电荷从 R_1 相下的势阱转移到倍增相 R_{2HV} 时建立稳定的直流电场。要实现电荷倍增,需要在倍增相 R_{2HV} 下形成高压电场,电荷从 R_1 经过 R_{dc} 转移到 R_{2HV} 时被高压电场加速,从而发生碰撞电离产生新的电子空穴对,实现信号电荷的增益。在增益寄存器中, R_1 和 R_3 均由正常的电

压(典型值为 10 V)驱动, R_{2HV} 的驱动电压相对更高,在 40~50 V^[5-6]。



(a) 增益寄存器四相结构 (b) 电荷转移过程

图 2 增益寄存器结构示意图

2 CCD220 驱动方案设计

CCD220 分辨率为 240×240 , 分 8 个抽头同时读出,每个抽头输出分辨率为 60×120 ,其结构如图 3 所示^[7]。感光区和存储区由两相并行时钟构成,分成顶部和底部两组同时输出,并行电荷转移速率可达到 10 MHz 以上,同时具有 8 个串行输出通道,配合 8 组电子增益放大寄存器,可达到 1 000 倍以上的电子增益,串行电荷转移由两组四相串行驱动时钟控制。

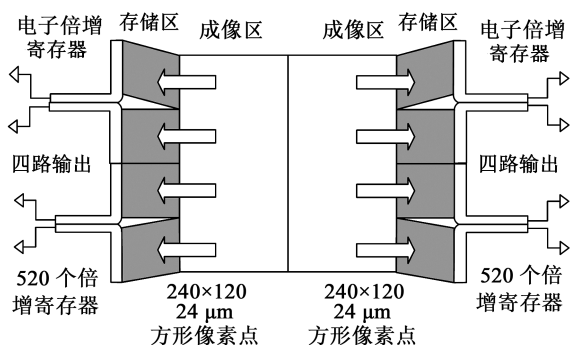


图 3 CCD220 结构示意图

由于 CCD220 在工作过程中需要在曝光的同时进行电荷转移,因此要求并行转移栅极和串行栅极各自严格同步。另外,为满足电荷转移效率的要求,同一组内不同功能栅极之间的相位关系需要精确调控。根据 CCD220 对转移栅极电压及相邻栅极之间的重叠关系,以最小重叠时间的 1/2 考虑,要求并行转移时钟相位调整步距小于 10 ns,串行转移时钟相位调整步距小于 2.5 ns。另外,时序发生器输出的各路驱动信号的相位抖动将会在 ADC 采样时引入较大的孔径延迟噪声,需要对驱动信号的相位抖动进行严格控制,根据所选择的 ADC 要求,相位抖动需要控制在 200 ps 以下。

目前,国内外在设计 CCD 驱动时序时采用的方

法主要有以下几种:专用集成电路、单片微处理器、EEPROM 器件或可编程逻辑器件 FPGA^[8]。由于 8 抽头 EMCCD 所需的驱动信号路数多、时序控制复杂、调整步距小、时序抖动小,现有专用集成电路及微处理器等传统时序发生器均不能满足应用要求。而可编程逻辑器件 FPGA,拥有强大的可编程能力、可重复擦写及相对低廉的价格,其在数字逻辑电路设计上拥有无可比拟的优势。但 FPGA 作为复杂 CCD 时序发生器时,每一次逻辑综合及布局布线后会产生不同的逻辑延时,造成多路驱动信号之间无法实现固定的相位延时控制。为解决这个问题,本文设计了 FPGA+外部多路触发器的方案,如图 4 所示。通过 FPGA 产生 CCD220 所需的各路驱动时序信号,外部采用同一路低抖动时钟通过多路触发器对 FPGA 产生的各路驱动信号进行二次锁存,在±2.5 ns 内实现 FPGA 输出驱动信号的严格同步。

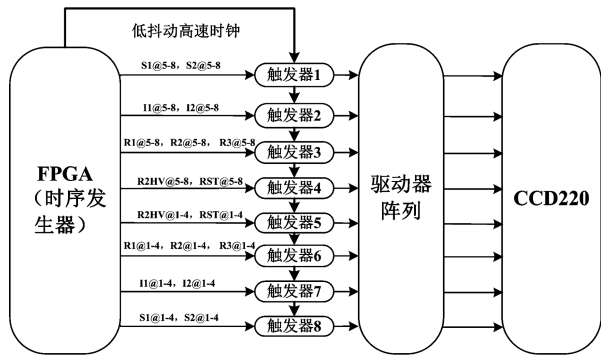


图 4 FPGA+外部多路触发器驱动方案示意图

CCD220 转移时序要求如图 5 所示^[9], I_1, I_2, S_1, S_2 为并行转移时钟,其中 I_1, I_2 完成将电荷从感光区转移到存储区的过程,而 S_1, S_2 完成电荷从存储区到串行转移区的过程。 R_1, R_2, R_3 和 R_{2HV} 为串行转移驱动时钟, R 为输出节点复位信号。

当图像曝光完毕后,由 I_2 和 S_2 上的一个脉宽大于 $2 \mu s$ 的脉冲信号启动转移,垂直驱动信号 I_1, I_2, S_1, S_2 需连续转移 122 个行转移周期,将成像区的电荷包全部转移到存储区;然后经过 66 个像素周期清除水平寄存器中的无效电荷;最后将存储区的信号电荷通过水平寄存器逐行、逐像素依次转移出去。进入水平转移周期后,先由 S_1, S_2 将一行电荷从存储区转移到串行寄存器,此时 R_1, R_2 必须为高电平,以形成势阱来接收电荷, R_3 为低电平,将各个像素的电荷隔离开来。经过连续的 66 个像素周期, R_1, R_2, R_3 和 R_{2HV} 将整行像素逐一转移到读出

放大器,配合读出放大器的复位信号 R ,将信号电荷转换为信号电压输出。

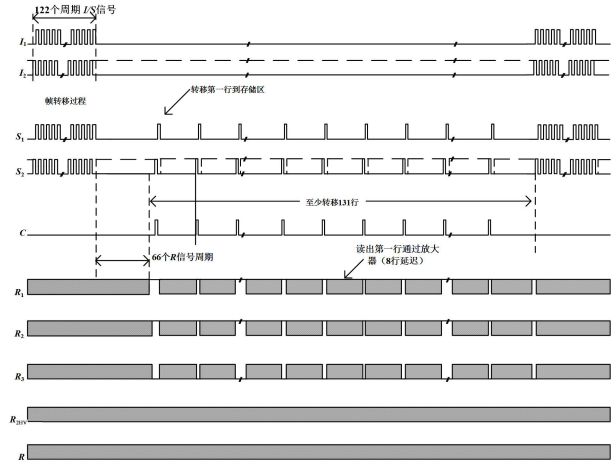


图 5 CCD220 时序图

采用功能强大的有限状态机 (Finite State Machine, FSM) 设计大框架,分时段对电平置高、置低以生成所需波形。根据 CCD220 的工作过程,可以将其分为空闲、垂直转移准备、垂直转移、水平清空、水平转移和转移结束 6 个状态,根据这 6 个状态设计了 CCD 工作状态机,如图 6 所示。当 CCD 完成拍摄任务而未接收到下一个拍摄指令之前处于空闲状态 (IDLE),一旦达到空闲状态的设置时间 (内同步) 时,CCD 进入快速擦除状态,当完成擦除成像区的 122 行像元后,便进入曝光状态;曝光结束进入垂直转移等待状态,等待 $2 \mu s$ 后,便进入垂直转移状态;将成像区的 124 行信号电荷转移到存储区,同时擦除存储区的无效电荷,之后进入水平转移状态,可正常水平转移信号电荷或对信号电荷实现 Binning 操作;当将存储区的信号电荷全部移出 CCD 后再回到空闲状态,等待进行下一帧拍摄。整个时序过程由一个计数器来控制状态转移,当计数器的值等于该状态下预先设定的值时,便跳出该状态,进入下一个状态。

各阶段功能如下:

(1) 空闲状态:初始化各寄存器、计数器及时序脉冲电平初值。

(2) 并行转移阶段:状态机中设置两个互补的状态,通过在两状态间跳转来实现一定频率的并行转移脉冲波形 (I_1, I_2, S_1, S_2),完成从成像区到存储区的像素转移,并行转移计数器控制转移行数为 124,在此状态中多转移 2 行,是为了保证在垂直转移阶段有效行的行数为 120,即为 2 或 4 的整数倍,

方便在后续进行像元合并操作时,能统一进行处理。

(3)垂直转移阶段:水平转移脉冲工作前需要并行转移脉冲(S_1, S_2)将一行信号电荷转入水平移位寄存器。行转移计数器设置为129行,其中包括9行无效信息行和120行有效数据行。

(4)电荷清空状态:信号电荷在经过垂直转移后累积到读出寄存器中,每一次读出有效信号电荷后需对读出寄存器进行复位清除操作。

(5)水平转移阶段:水平驱动信号发生模块主要产生与水平转移密切相关的高频时序信号 $R_1 \sim R_3, R, R_{2HV}$ 。其中, R, R_{2HV} 这2个信号在所有状态下均产生连续不断的驱动信号; $R_1 \sim R_3$ 则分两种情况:信号电荷接收状态和水平转移状态。在信号电荷接收状态下, S_1 与 S_2 驱动一行信号电荷到水平转移寄存器, R_1 和 R_2 为高电平,以形成有效势阱, R_3 为低电平,以形成势垒,隔离像素之间的信号电荷;水平转移状态下, $R_1 \sim R_3$ 都依次置高、置低水平转移电荷。

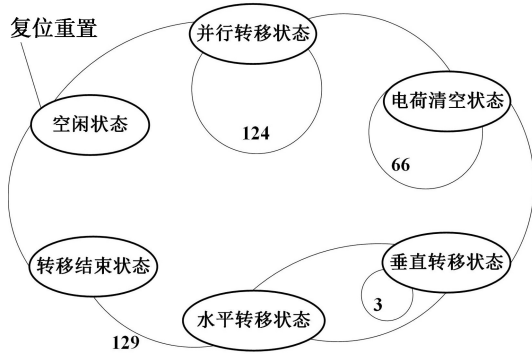


图6 CCD工作状态机示意图

图7为全分辨率输出模式下的CCD220时序仿真图。采用200 MHz的主时钟进行分频,以保证各路驱动信号所能调整的最小步进精度能够达到2.5 ns,利用主时钟产生不同频率的计数器,以配合各路驱动信号的调整需求。

利用示波器对各驱动信号的实际波形进行测量验证,分别对 R_1 和 R_{2HV} 进行测量,满足 R_1 的下降沿到来前 R_{2HV} 达到最大值;对 R_1, R_2 和 R_3 进行测量,满足 R_1 为高电平时, R_2 和 R_3 均为低电平,且上升沿和下降沿交叠大于70%。驱动信号的测试波形图如图8所示,满足上述时序要求及相位关系。

利用示波器的余晖模式测量驱动信号的相位抖动,以 R_3 信号为例,由图9可见,驱动信号的相位抖动约为200 ps,满足上述时序要求及相位关系。

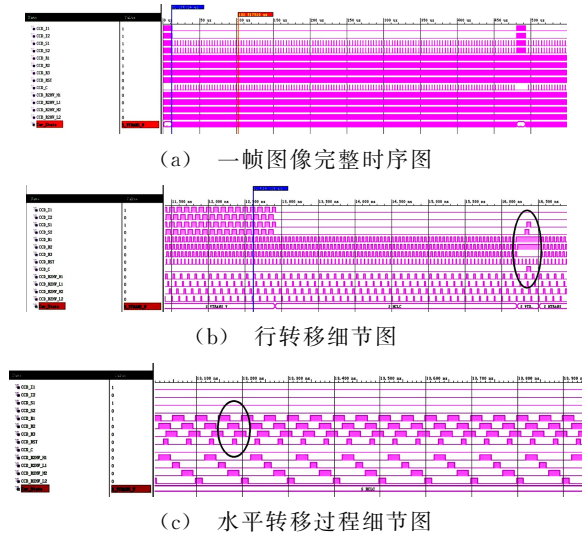


图7 分辨率输出模式下CCD220时序仿真图

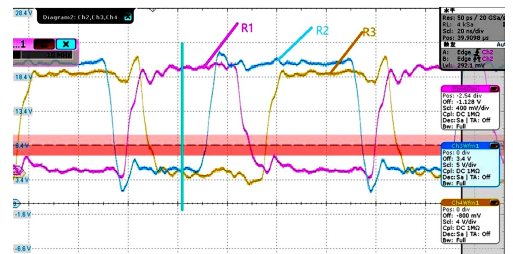


图8 驱动信号测试波形图

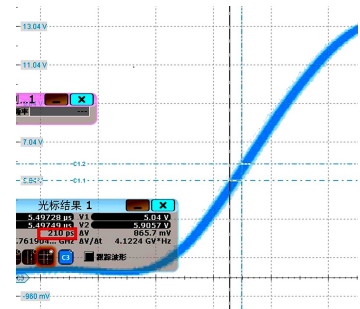


图9 驱动信号相位抖动

3 实现EMCCD相机的像元合并

像元合并分为模拟域像元合并和数字域像元合并。在 $N \times N$ Binning模式下,进行多次行转移且相邻像素电荷累积后水平读出。Binning就是把若干像元采集到的电荷信号在信号输出前合并在一起,以提高单一探测点的电荷数量,主要通过调整时序驱动发生器来完成信号电荷的累积。以 2×2 Binning为例,操作过程如图10所示,驱动时序连续进行2次行转移,将2行的电荷转移到水平读出寄存器中,并在水平转移的过程中,每驱动两个像素进行一次电荷复位,接着做一次水平读出,称这种方式为模拟像元合并(2×2 -Binning)^[8]。数字域的像元

合并(2×2-AVR)是指针对数字图像将相邻数据叠加到一起,即完成了数字域的像元合并(2×2-AVR)操作。数字域合并的优势在于对像元的满阱容量没有更高的要求,可有效避免可能出现的电荷溢出,同时不用分情况对相机的驱动时序进行调整,对硬件电路的要求不高。

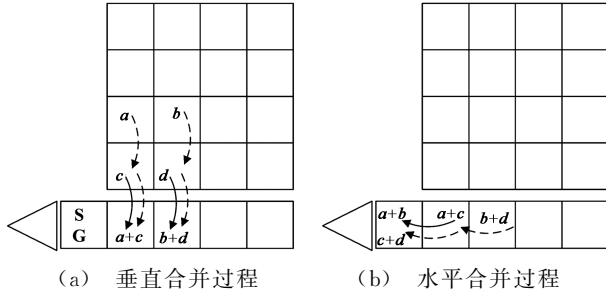


图 10 2×2 像元合并过程示意图

数字域像元合并与模拟域像元合并均能有效提高 CCD 的信噪比^[11],对弱光探测十分有利。为比较模拟域像元合并与数字域像元合并的信噪比改善情况,进行了对比分析。未进行像元合并的普通输出模式的信噪比为

$$SNR = 20\log\left(\frac{S_{\text{signal}}}{S_{\text{noise}}}\right) \quad (1)$$

模拟域 N 个像元合并,在信号电荷合并后仅通过一次倍增寄存器及放大电路,只存在信号的累积而没有噪声的累积,信噪比可提高 N 倍。而数字域 N 个像元合并,会同时累积信号和噪声,信噪比仅提升 \sqrt{N} 倍。可见在模拟域实现像元合并可获得更高的信噪比。

另外,自适应光学系统的 EMCCD 相机进行像元合并的另一个目的是获得更高的帧频,以达到更好的校正效果。模拟域像元合并不但可以提高信噪比,而且可以大大提高读出帧频,因此本文采用模拟域像元合并的方法完成驱动时序逻辑设计。

以 $N \times N$ 模拟域像元合并为例,首先进行垂直方向的合并:保持水平转移栅极处于电荷接收状态,给 CCD 施加垂直方向上的转移时钟,连续转移靠近水平转移寄存器的 N 行信号电荷到水平转移寄存器,垂直方向上的 N 个信号电荷包就转移到同一个水平转移寄存器中,从而实现信号合并。之后进行信号电荷的水平转移,由于 CCD220 没有专门用于像素合并的求和栅极,因此水平方向上的像元合并只能靠读出放大器的浮置扩散电容来实现^[12]。首先开启复位管对浮置扩散电容充电,充电完毕后连

续转移两个像元的信号电荷到浮置扩散电容,以实现水平合并。在水平转移这 N 个信号电荷的过程中,只进行一次复位,即每隔 $N-1$ 个信号电荷复位一次,达到一次性输出 N 个像素单元的信号电荷,实现水平方向上像元合并的目的。

采用 0.5 s 曝光时间时,CCD220 在 2×2 Binning 和 4×4 Binning 工作模式下的 FPGA 驱动时序仿真波形如图 11 所示。图中 I_1, I_2, S_1, S_2 是 CCD 存储区的垂直转移时钟(4 相), R_1, R_2, R_3, R_{2HV} 是水平读出时钟。通过仿真可得出在全幅输出模式下,一帧的驱动周期为 $481 \mu\text{s}$,在 2×2 Binning 输出模式下,一帧的驱动周期为 $279 \mu\text{s}$,在 4×4 Binning 输出模式下,一帧的驱动周期为 $173 \mu\text{s}$ 。

采用 Xilinx 公司的 FPGA 器件在 Vivado 集成开发环境下完成逻辑设计、布局布线与仿真。整个逻辑除时序发生器之外,还包括 A/D、数据采集逻辑、8 通道数据拼接与缓存、光纤发送逻辑等。图 12 为实际测量的驱动信号波形。

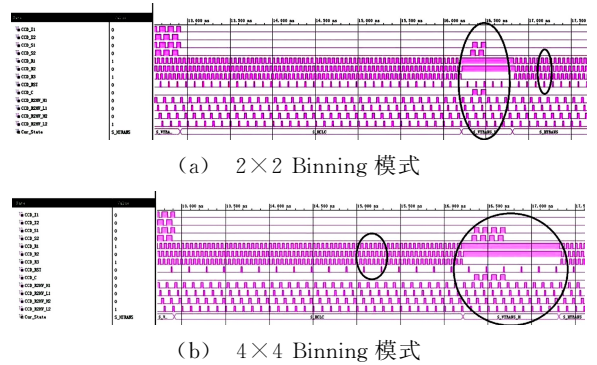


图 11 不同工作模式下像元合并仿真波形图

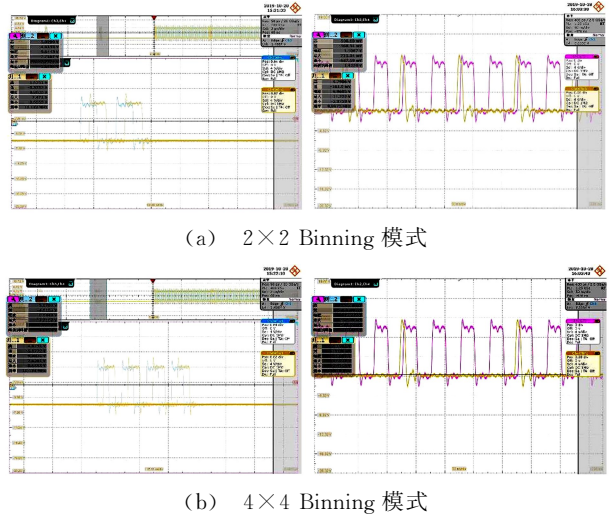


图 12 不同工作模式下像元合并驱动信号波形测量结果

在相同的曝光条件下,分别对三种模式进行实验验证,利用示波器测量相机输出的帧信号,测试结果如表 1 所示,可见通过像元合并的方式可大幅提高帧频。

表 1 不同模式成像后参数对比

模式	普通输出	2×2 Binning	4×4 Binning
分辨率	240×240	120×120	60×60
单幅周期/ μs	488	263	161
最大帧频 (理论值)/($\text{f}\cdot\text{s}^{-1}$)	2 079	3 584	5 780
最大帧频 (测量值)/($\text{f}\cdot\text{s}^{-1}$)	2 071	3 563	5 734

根据以上设计方案,得到不同模式下的成像结果,结果表明所设计的时序发生器工作正常,稳定可靠,能获得比较清晰的图像。

4 结论

本文分析了 EMCCD 器件——CCD220 的结构特点和驱动要求,根据驱动要求利用 FPGA 器件设计了科学级 EMCCD 相机时序发生器,并根据自适应光学系统的应用特点,提出了利用像元合并的方式来提高相机的帧频、动态范围以及信噪比。通过对模拟域像元合并和数字域像元合并的对比分析,选取模拟域像元合并的方式来设计驱动时序控制信号,完成了 2×2 像元合并和 4×4 像元合并的设计,通过仿真以及实验验证了该设计方案的可行性,得到了较好的成像质量,满足设计需求。

参考文献:

- [1] 王 丽,尚晓星,王 瑛. 微光夜视仪的发展[J]. 激光与光电子学进展, 2008, 45(3): 56-60.
Wang Li, Shang Xiaoxing, Wang Ying. Development of low-light level night vision[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2008, 45(3): 56-60.
- [2] 徐艺灵. 用于空间碎片监测的科学级 CCD 相机研制[D]. 北京: 中国科学技术大学, 2018.
Xu Yiling. The Development of scientific CCD camera for space debris monitoring [D]. Beijing: University of Science and Technology of China, 2018.
- [3] 卢斯洋. 一种通用型 EMCCD 驱动系统[D]. 南京: 南京理工大学, 2016.
Lu Siyang. A universal EMCCD drive system [D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2016.
- [4] Madan S K, Bhaumik B, Vasi J M. Experimental observation of avalanche multiplication in charge-coupled devices[J]. IEEE

- Trans. on Electron Devices, 1983, 30(6): 694-699.
- [5] 庄浩宇. 高速高精度 CCD 模拟前端电路的研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2017.
Zhuang Haoyu. High-speed high-resolution CCD analog front end[D]. Xi'an: Xidian University, 2017.
- [6] 王明富. 电子倍增 CCD 驱动技术及其噪声特性研究[D]. 北京: 中国科学院研究生院, 2011.
Wang Mingfu. Research on driving techniques and noise characteristics of electron multiplication charge coupled device [D]. Beijing: Graduate University of the Chinese Academy of Sciences, 2011.
- [7] CCD220 back illuminated electron multiplying CCD sensor datasheet[H]. E2V Technologies, 2015.
- [8] 常 振,王 煜,司福祺,等. CCD 数字像元的合并方法及其应用[J]. 光学精密工程, 2017, 25(8): 2204-2211.
Chang Zhen, Wang Yu, Si Fuqi, et al. Digital binning method for CCD pixels and its applications[J]. Optics and Precision Engin., 2017, 25(8): 2204-2211.
- [9] 夏侯耀涛. 高速 CMOS 相机驱动设计及光学图像预处理[D]. 成都: 中国科学院大学(中国科学院光电技术研究所), 2018.
XiaHou Yaotao. High-speed CMOS camera driver design and optical image preprocessing[D]. Chengdu: University of Chinese Academy of Sciences (Institute of Optoelectronic Technology of the Chinese Academy of Sciences), 2018.
- [10] 李云飞,李敏杰,司国良,等. 基于 FPGA 的科学级 CCD 相机时序发生器的设计[J]. 微计算机信息, 2007, 23(5): 196-198.
Li Yunfei, Li Minjie, Si Guoliang, et al. The design of timing generator of scientific grade CCD camera based on FPGA[J]. Microcomputer Information, 2007, 23(5): 196-198.
- [11] 张元涛,孙德新,刘银年. 基于 CMOS 图像传感器的微光成像系统信噪比研究[J]. 红外, 2018, 39(7): 1-7.
Zhang Yuantao, Sun Dexin, Liu Yinnian. Study of SNR of low light level imaging system based on CMOS image sensor[J]. Infrared, 2018, 39(7): 1-7.
- [12] 周 博,李春来,李飞飞,等. 面向深空探测的 CCD 多像元合并设计与验证[J]. 红外, 2018, 39(4): 29-34, 44.
Zhou Bo, Li Chunlai, Li Feifei, et al. Design and verification of CCD multi-pixel binning for space exploration[J]. Infrared, 2018, 39(4): 29-34, 44.

作者简介:

刘玲钰(1995—),女,黑龙江人,硕士,主要研究方向为光电信号检测与处理;

王明富(1982—),男,四川遂宁人,博士,副研究员,主要研究方向为高速高灵敏度相机。

E-mail: arraby@163.com

大口径细光束自准直测量系统误差的实验研究

姚 明^{1,2,3}, 王 劼¹

(1. 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800; 2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 中国科学院上海高等研究院, 上海 201210)

摘 要: 目前的商用自准直仪并不满足纳米光学测量仪(NOM)利用细光束进行测量的要求,大口径细光束模式下的自准直测量系统存在各种误差。为了满足自准直测量系统的高精度要求,根据自准直测量原理,对大口径细光束自准直测量系统中 CCD 阵面与 f-theta 透镜焦平面不重合引入的误差进行了归纳分析,并通过相关实验对误差的线性关系进行了验证,结果证明理论计算与实验结果具有良好的一致性。

关键词: 自准直系统; 细光束; 误差分析; 实验研究; 线性关系

中图分类号: TH74 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0426-06

Error Analysis of Large Aperture and Thin Beam Auto-collimating Measurement System

YAO Ming^{1,2,3}, WANG Jie¹

(1. Shanghai Institute of Applied Physics of the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, CHN;
2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, CHN;
3. Shanghai Advanced Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201210, CHN)

Abstract: Commercial autocollimators cannot meet the requirements on measuring thin beam of nanometer optical component measuring machine (NOM), thus various errors exist in large aperture and thin beam auto-collimating system. In order to meet the high-precision requirement of auto-collimating system, based on the principles of auto-collimating, the errors caused by the misalignment between CCD detection surface and f-theta lens focal plane in large aperture and thin beam auto-collimating system were analyzed and experimentally studied. The linear relationship of errors was verified by experiments, and it is indicated that the theoretical calculation has a good consistency with the experimental results.

Key words: auto-collimating system; thin beam; error analysis; experimental study; linear relationship

0 引言

自准直仪是利用光学自准直原理进行小角度测量的一种测量仪器,具有测量精度高、测量范围广、非接触以及使用方便等优点,在平板平面度测量、导轨平直度测量、精密机械制造、光学元件加工与检测等领域有着广泛的应用^[1-3]。

同步辐射光源、自由电子激光和 X 射线天文望

远镜等对 X 射线反射或聚焦时,采用的是大尺寸反射镜,为了保证成像质量,这些大尺寸反射镜要求具有纳米级的表面高度差和几十纳弧度量级的表面斜率差,因此需要很高精度的检测手段对反射镜面形进行检测。纳米光学测量仪^[4](NOM)的出现展现了其对 X 射线反射镜表面面形检测的精确性,其借助于商业化的高精度自准直仪,极大地提高了表面斜率的测量精度。目前国际上 NOM 装置可测量长度为 1.2 m 光学元件的面形斜率和曲率半径等特征,其对面形的测量精度高达 50 nrad^[3],是目前大

尺寸 X 射线反射镜检测的主要仪器。

商业化的自准直仪的准直光束一般情况下是满口径的,口径通常为 20~30 mm,利用测量光束的光轴对称性来降低透镜像差的影响。而 NOM 采用小孔光阑获取的口径为 1~2 mm 左右的细光束进行测量,但是这种方式获得的细光束的准直度较差,并且细光束不再满足光轴的空间对称性,使得自准直仪光学系统的像差与入射光的空间位置有关。目前基于细光束 f-theta 测量系统的优化方案针对透镜进行优化,理论上可以将细光束模式下的透镜像差影响显著降低^[5]。CCD 和准直物镜组成的 f-theta 角度检测系统是实现自准直测量的核心部分,仪器安装调试过程中,当 CCD 与准直物镜焦平面不重合时会引入测量误差。因此本文对大口径细光束自准直测量系统 CCD 与准直物镜焦平面不重合引入的误差做了定量的分析计算,并且通过搭建大口径细光束自准直测量系统的光路,在实验上对 CCD 偏离准直物镜焦平面引入的误差情况进行了实验研究,结果显示实验数据与理论计算结果具有良好的一致性。研究结果为实验上判断大口径细光束自准直测量系统的误差来源提供了重要的参考。

1 误差分析

1.1 CCD 偏离焦平面引入的误差

CCD 阵面与准直物镜焦平面不重合引起的误差,可以看作是 CCD 离焦误差、CCD 姿态引入误差这两种单一误差的组合。文献[6]对 CCD 离焦误差和 CCD 姿态引入的误差分别进行了定量分析,本文在此基础上做以下归纳分析。

理想情况下 CCD 与准直物镜焦平面完全重合,但是由于仪器零件的装调等因素影响,CCD 的阵面位置和准直物镜的焦平面存在偏离。如图 1 所示,CCD 从理想焦平面沿准直物镜光轴方向离焦距离为 d ,相对于准直物镜光轴偏转角为 α ,测量光线角度为 θ ,工作距离为 L 。根据几何关系可知:

$$\beta = \frac{L-f}{f} \cdot \theta \quad (1)$$

根据文献[6]的式(4),(9)可知:

$$h_1 = \frac{1}{1 - \tan(\beta)\alpha - 0.5\alpha^2} \cdot h \quad (2)$$

$$h_2 = \left(d \cdot \frac{L-f}{f^2} + 1\right) \cdot h \quad (3)$$

由几何关系可知,ABC 和 A'B'C' 为相似三角

形,由相似三角形原理有下式:

$$h' = \frac{h_2}{h} \cdot h_1 \quad (4)$$

将式(2)和(3)代入到式(4),可得:

$$h' = \left(d \cdot \frac{L-f}{f^2} + 1\right) \cdot \frac{1}{1 - \tan(\beta)\alpha - 0.5\alpha^2} \cdot h \quad (5)$$

最后可得:

$$\Delta_1 = \frac{h' - h}{f} = \left[\left(d \cdot \frac{L-f}{f^2} + 1\right) \cdot \frac{1}{1 - \tan(\beta)\alpha - 0.5\alpha^2} - 1 \right] \cdot \theta \quad (6)$$

式(6)是对 CCD 阵面与准直物镜焦平面不重合的误差公式,可以看到当 $\alpha=0$ 时,该式会变回 CCD 单独离焦的误差关系式,当 $d=0$ 时,则会变回 CCD 姿态偏转时的误差关系式。

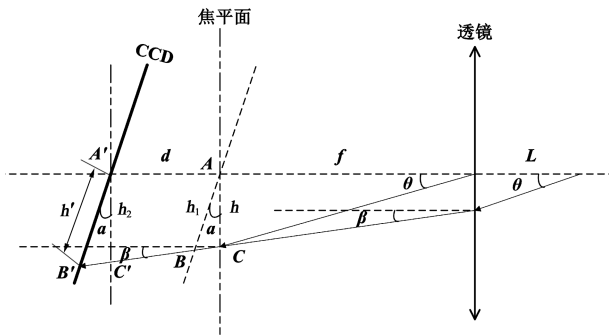


图 1 CCD 离焦、偏转两种误差叠加分析图

当 CCD 离焦量 $d=0.05$ mm 且 CCD 姿态偏转角 $\alpha=3$ mrad 时,误差随测量角度和工作距离的变化如图 2 所示,可以看到,在两种误差叠加时,误差随着测量角度和工作距离的变化是线性的。

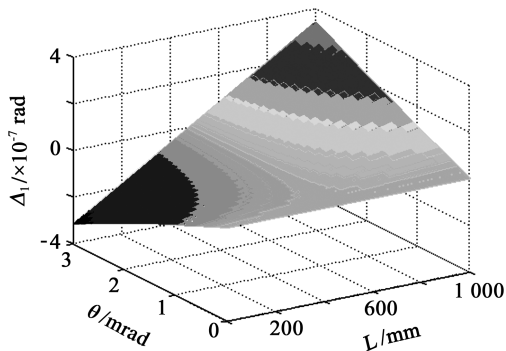


图 2 CCD 离焦、偏转两种误差同时存在叠加的误差

由图 2 可知,当焦距为 500 mm,工作距离 L 为 0~1 000 mm,测量角度 θ 为 0~3 mrad 时,引入的最大测量误差 Δ_1 不超过 400 nrad。

1.2 f-theta 透镜与光轴不垂直引入的误差情况

上节讨论的是在准直物镜垂直于系统光轴情况下, CCD 与准直物镜焦平面不重合引入的误差, 但是当准直物镜与系统光轴不重合时, 情况会有所不同, 此时测量光束的角度和工作距离会变化。

从文献[7]中的图 6(b) 可以看到, 当测量角度为 0~5 mrad、焦距为 500 mm、透镜倾斜 3 mrad 时, 透镜与系统光轴不垂直引入的最大误差接近 300 nrad。此误差中有透镜像差因素影响, 但同时伴随着透镜偏转引入的测量光束角度 θ 改变、工作距离 L 的改变、CCD 阵面与透镜焦平面不重合引入的误差因素, 是众多误差混合的综合体现, 但是像差和透镜倾斜引入的误差各占多少比例并不知道。因此接下来把准直物镜当作理想 f-theta 透镜, 分析物镜与光轴不垂直引入的误差大小。

如图 3 所示, 当透镜光轴相对于系统光轴偏转 α 角时, 测量光束的角度由 θ 变为 θ' , 工作距离 L 变为 L' 。透镜所在的焦平面沿着透镜光轴方向移动 d 的距离, 再偏转 α 角后将与 CCD 阵面所在的平面重合。

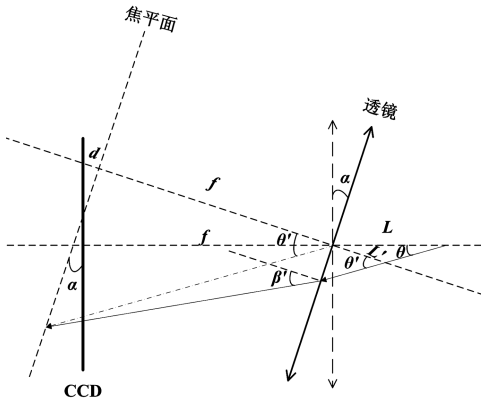


图 3 透镜与系统光轴不垂直引起的误差分析示意图

如图 3 所示, 由几何关系可知, 工作距离 L 变为

$$L' = L \cdot \left[\cos \alpha - \sin \alpha \cdot \tan \left(\frac{\pi}{2} - \alpha - \theta \right) \right] \quad (7)$$

测量角度 θ 变为

$$\theta' = \alpha + \theta \quad (8)$$

β 变为

$$\beta' = \frac{L' \cdot \theta' - f \cdot \theta'}{f} \quad (9)$$

根据几何关系有:

$$d = f \cdot \left(1 - \frac{1}{\cos \alpha} \right) \quad (10)$$

测量角度为 θ 时, 利用式(5)的结果, 得到 θ 角度时 CCD 上光斑的坐标位置:

$$h' = \left(d \cdot \frac{L' - f}{f^2} + 1 \right) \cdot \frac{1}{1 - \tan(\beta)\alpha - 0.5\alpha^2} \cdot f \cdot \tan \theta' \quad (11)$$

将 $\theta=0^\circ$ 代入式(7)~(9), L', θ' 和 β' 分别变为 L'_0, α 和 β'_0 , 再代入式(11), 可得测量角度 $\theta=0^\circ$ 时, CCD 上光斑坐标位置:

$$h'_0 = \left(d \cdot \frac{L'_0 - f}{f^2} + 1 \right) \cdot \frac{1}{1 - \tan(\beta)\alpha - 0.5\alpha^2} \cdot f \cdot \tan \alpha \quad (12)$$

根据误差公式:

$$\Delta_2 = \frac{h' - h'_0}{f} - \theta \quad (13)$$

将式(11)和(12)代入式(13)即可得到误差结果。

若考虑到 CCD 本身姿态额外引入的离焦量 d 或者夹角 α , 那么改变式(8)的 α 和式(10)中的 d , 重新代入式(11)~(12)即可得到综合误差的结果。

图 4 是测量角度为 0~5 mrad、焦距为 500 mm、工作距离为 200~1 200 mm、透镜倾斜 3 mrad 时系统的误差图。

从图中可以看出, 理想透镜情况下准直物镜与光轴不垂直引入的最大测量误差不超过 130 nrad。对比文献[7], 可以知道当透镜偏转 3 mrad 时, 透镜像差因素引起的误差所占的比例略大, 但是在实验研究细光束 f-theta 优化透镜^[5]像差关系, 判断误差来源时, 透镜倾斜引起的误差大小同样不可忽略。

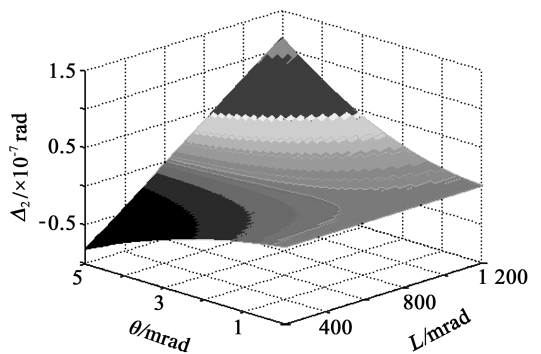


图 4 理想 f-theta 透镜情况下, 准直物镜与光轴不垂直引入的误差

2 验证误差关系的实验光路

实验搭建的光路如图 5 所示^[8], 导轨的支架上从左至右依次为光源、光源透镜、分束镜、准直物镜、反射镜。

单模光纤光源发出的高斯光束,经过光源透镜与物镜组成的光束准直系统,其中物镜使用的是基于细光束模式下的 f -theta 优化透镜^[5]。根据高斯光束经过透镜传输变换特性^[9-10],实验中得到束腰直径约为 1.2 mm,发散度约为 0.35 mrad,满足测量光束发散度要求^[8]。然后入射到待测反射镜的表面上,反射镜为正反双镜面。

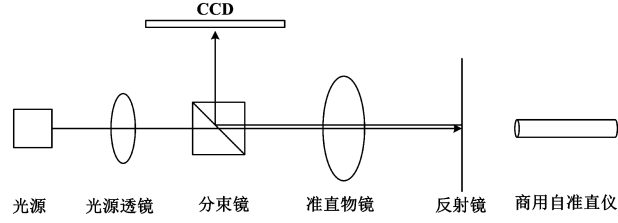


图5 光路结构示意图

经待测反射镜的表面反射并再次通过物镜返回的光,由分束镜将其反射至 CCD,从而在 CCD 上形成测量光斑。物镜和 CCD 组成 f -theta 角度检测系统,实现对反射镜角度的检测。

搭建好实验光路后,利用商用自准直仪来对系统进行数据对比,验证系统出射光束对准反射镜正面的反射镜面,自准直仪位于光学平台上,探头对准反射镜背面的反射镜面,当反射镜偏转一定角度后,自准直仪与验证系统能同时获得相同角度变换的测量光束,通过自准直仪可以读出反射镜偏转角度,而 CCD 则可获得测量光斑,如图 6 所示。

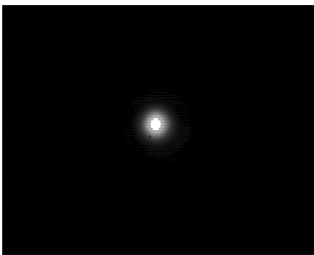


图6 CCD采集到的光斑图像

对光斑进行高斯拟合计算得到光斑的质心位置,从而获得光斑坐标数据^[11-12],对比光路系统和商用自准直仪测得的数据,其中前者所得数据为测量值,后者所得数据为真值,两组数据相减即得到系统误差。

3 误差关系的实验验证

3.1 CCD 离焦误差

3.1.1 误差随工作距离的变化

当 CCD 离焦量 $d=4$ mm 时,误差随测量角度

和工作距离变化的关系如图 7 所示。

测量角度 θ 在 $0\sim 3.5$ mrad、工作距离为 $0\sim 1000$ mm 范围时,误差最大达到 $30\ \mu\text{rad}$ 。理论计算表明,此时误差随着测量角度和工作距离呈线性变化,且随着测量角度和工作距离的增大而增大。

实验中的光路受安装调试因素、透镜像差因素和环境因素影响,误差混合在一起,情况较为复杂。如果 CCD 离焦误差在全部误差中所占比例较大,其误差关系会具有线性趋势,根据此分析进行了以下实验研究。

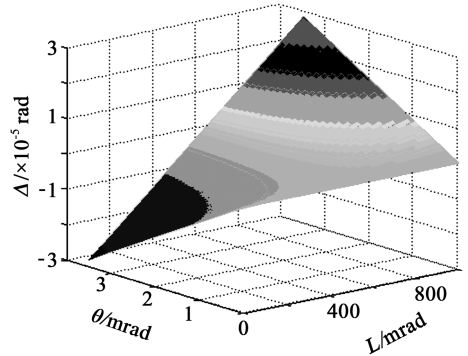


图7 CCD 阵面与焦平面偏离引入的误差

当测量光线角度为 2 mrad,工作距离在 $300\sim 1000$ mm 变化,每 50 mm 测量一个点,CCD 离焦误差随工作距离变化的情况如图 8 所示。

图 8 包含 CCD 离焦 4 和 6 mm 两种情况,可以看到 CCD 离焦时误差随着工作距离的增大而增大。工作距离为 1000 mm,CCD 离焦 4 mm 时,误差最大达到了约 $20\ \mu\text{rad}$ 。工作距离为 1000 mm,CCD 离焦 6 mm 时,误差最大达到了约 $30\ \mu\text{rad}$ 。线性相关度从 0.727 变为 0.891。

可以看到,CCD 离焦时,随着工作距离的增大,误差向着增大的方向发展,而且随着 CCD 离焦量的增大,误差也呈线性相关趋势发展,符合预测结果。

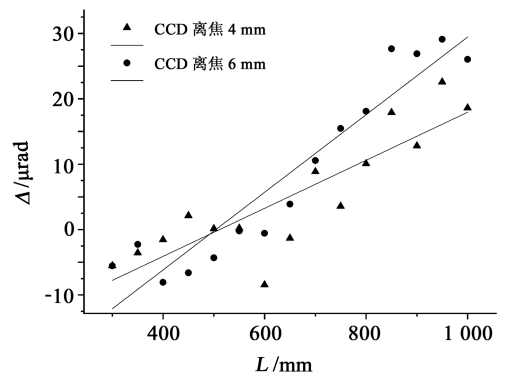


图8 CCD 离焦误差随工作距离的变化

3.1.2 误差随着测量角度的变化

当工作距离为 850 mm, 测量角度为 0.125 ~ 3.5 mrad, 每 0.125 mrad 测量一个点, 测得 CCD 离焦误差随测量角度的变化情况, 如图 9 所示。

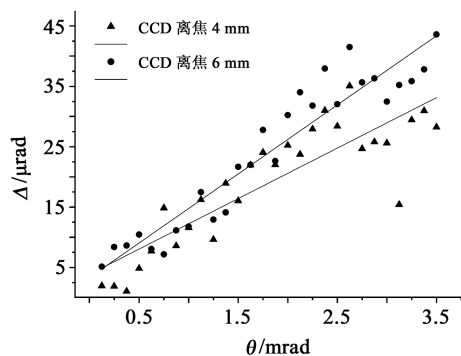


图 9 CCD 离焦误差随测量角度的变化

图 9 包含 CCD 离焦 4 和 6 mm 两种情况, 可以看到 CCD 离焦误差随着测量角度为 3.5 mrad、CCD 离焦 4 mm 时, 误差最大达到了约 32 μrad 。测量角度为 3.5 mrad、CCD 离焦 6 mm 时, 误差最大达到了约 45 μrad 。线性相关度从 0.735 达到 0.908。

可以看到, CCD 离焦时, 随着测量角度的增大, 误差向着增大的方向发展, 而且随着离焦量的增大, 误差也向着线性相关的趋势发展, 符合理论计算结果。

3.2 CCD 阵面与准直物镜焦平面存在夹角引入的误差

图 10 所示为 CCD 阵面与焦平面夹角为 64 mrad、测量角度 θ 在 0 ~ 3.5 mrad、工作距离为 200 ~ 1200 mm 范围时的误差示意图。

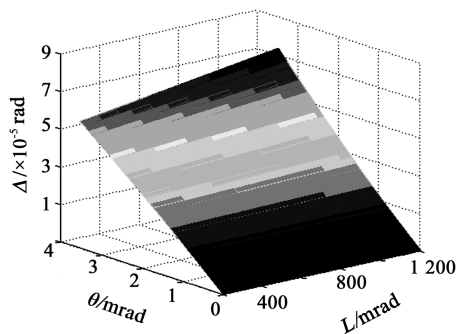


图 10 CCD 阵面与焦平面夹角引入的误差

由图 10 可以看到, 此时测量角度和工作距离的变化对于误差的影响是线性的, 误差随着测量角度的增大而增大, 但是工作距离在 200 ~ 1200 mm 范围时, 误差随着工作距离的变化不明显, 所以需要验

证误差与测量角度变化的关系。

当 CCD 阵面最大偏转 64 mrad、工作距离为 850 mm、测量角度为 0.125 ~ 3.5 mrad 时, 每 0.125 mrad 测量一个点, CCD 偏转引起的误差随着测量角度的变化情况如图 11 所示。

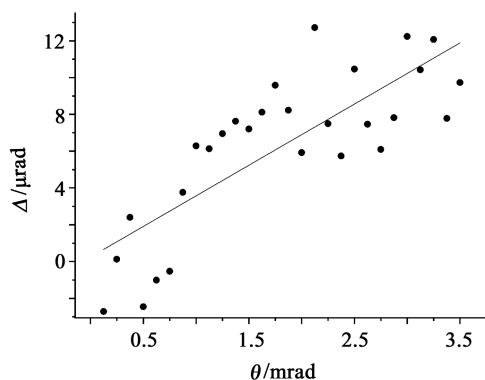


图 11 CCD 姿态偏转 64 mrad 引入的误差

由图 11 可以看到, 误差整体随着测量角度的增大而增大, 当测量角度为 3.5 mrad 时, 误差约为 11 μrad , 此情况下线性相关度为 0.615。

3.3 CCD 离焦、姿态偏转同时存在时的误差

本文 1.1 节讨论了两种误差同时存在的情况。因此将本文 3.1 中图 9 和 3.2 中图 11 两种情况相结合。如图 12 所示, 圆点为 CCD 阵面与焦平面夹角为 64 mrad (约 3.5°), 且 CCD 离焦 4 mm, 测量角度 θ 在 0 ~ 3.5 mrad, 工作距离为 850 mm 范围时的误差情况。

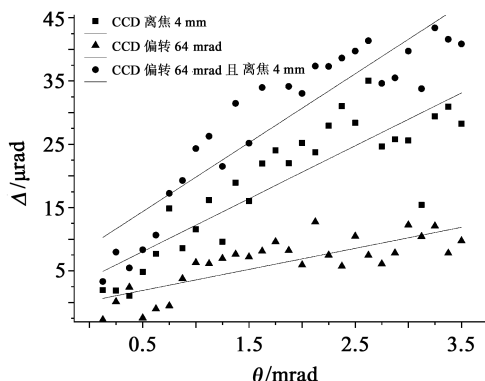


图 12 CCD 姿态偏转 64 mrad 且离焦 4 mm 时引入的误差

可以看到, 当 CCD 离焦和姿态偏转同时存在时, 误差随着测量角度的增大而增大, 当测量角度为 3.5 mrad 时, 误差达到了约 43 μrad , 此情况下线性相关度为 0.819。

对比图中三角形点 CCD 单独姿态偏转 64 mrad 时误差线性相关度 0.615, 以及图中方形点

CCD单独离焦4 mm时误差线性相关度0.735,可知在两种误差共同存在叠加的情况下,误差变化关系继续向着线性趋势发展。

由上述结果可知,当分析大口径细光束自准直测量系统的误差时,如果发现系统误差变化的线性相关性较大时,系统的误差主要由CCD阵面偏离透镜焦平面所导致;当误差变化的线性相关性较差时,系统的误差主要可能由透镜像差、系统不稳定等其他误差因素导致,以此方法得知系统的误差来源。

4 结语

本文根据自准直测量原理对大口径细光束自准直测量系统的误差关系进行了分析与实验研究,对CCD阵面偏离准直物镜焦平面引入的误差做了归纳讨论与定量分析,并且通过搭建大口径细光束自准直测量系统实验光路,验证了测量系统在CCD偏离焦平面时误差的变化呈线性关系,提供了检测判断系统误差来源的方法,为后续大口径细光束自准直测量系统的研究提供了参考。

参考文献:

- [1] 陈颖,张学典,逯兴莲,等.自准直仪的现状与发展趋势[J].光机电信息,2011,28(1):6-9.
Chen Ying, Zhang Xuedian, Lu Xinglian, et al. Current situation and development trend of autocollimator[J]. OME Information, 2011, 28(1): 6-9.
- [2] 张继友,范天泉,曹学东.光电自准直仪研究现状与展望[J].计量技术,2004(7):27-29.
Zhang Jiyu, Fan Tianquan, Cao Xuedong. Current situation and prospect of photoelectric autocollimator[J]. Measurement Technique, 2004(7): 27-29.
- [3] 刘学吉,王省书,周金鹏,等.光电自准直系统的建模方法研究[J].半导体光电,2016,37(4):545-551.
Liu Xueji, Wang Shengshu, Zhou Jinpeng, et al. Research on the model of photoelectric autocollimating system [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2016, 37(4): 545-551.
- [4] Siewert F, Noll T, Schlegel T, et al. The nanometer optical component measuring machine: a new sub-nm topography measuring device for X-ray optics at BESSY[C]// AIP Conf. Proc. AIP, 2004, 705(1): 847-850.
- [5] 彭川黔,何玉梅,王劼.基于细光束的f-theta测量系统的优化方法[P].中国:CN106767675A,2017-05-31.
Peng Chuanqian, He Yumei, Wang Jie. Optimization of pencil

beam f-theta lens for metrology[P]. China: CN106767675A, 2017-05-31.

- [6] 赵玉平,彭川黔,王劼.大口径细光束自准直测量系统的误差源分析[J].半导体光电,2018,39(3):414-419.
Zhao Yuping, Peng Chuanqian, Wang Jie. Analysis of error source for large aperture thin beam auto-collimating measurement system [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2018, 39(3): 414-419.
- [7] 彭川黔.扫描型表面斜率测量的方法研究[D].上海:中国科学院上海应用物理研究所,2017.
Peng Chuanqian. Research on method of scanning surface slope metrology[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Appl. Phys. of the Chinese Academy of Sciences, 2017.
- [8] 赵玉平.基于单模光纤光源的大口径细光束自准直技术的研究[D].上海:中国科学院上海应用物理研究所,2018.
Zhao Yuping. Research on large aperture thin beam auto-collimating measurement technology based on single mode fiber light source [D]. Shanghai: Shanghai Institute of Applied Physics of the Chinese Academy of Sciences, 2018.
- [9] 陈钰清,王静环.激光原理[M].杭州:浙江大学出版社,1994.
Chen Yuying, Wang Jinghuan. Principle of Laser [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 1994.
- [10] 黄钟德,王振声.厚透镜对高斯光束的变换及激光扩束系统的倍率计算[J].沈阳工业大学学报,1985,25(3):25-33.
Huang Zhongde, Wang Zhensheng. The transformation of Gaussian beam by thick lens and the calculation of the magnification of laser beam expander [J]. J. of Shenyang Technological University, 1985, 25(3): 25-33.
- [11] 王焱廷,张瑞红,李光耀,等.高斯光束束腰位置及尺寸的精确测量[J].西安工业大学学报,2015,35(6):431-433.
Wang Yaoting, Zhang Ruihong, Li Guangyao, et al. Precise measuring Gaussian beam parameters [J]. J. of Xi'an Technological University, 2015, 35(6): 431-433.
- [12] 王丽丽,胡中文,季杭馨.基于高斯拟合的激光光斑中心定位算法[J].应用光学,2012,33(5):985-990.
Wang Lili, Hu Zhongwen, Ji Hangxin. Laser spot center location algorithm based on Gaussian fitting [J]. J. of Appl. Opt., 2012, 33(5): 985-990.

作者简介:

姚明(1987—),男,硕士研究生,主要研究方向为光学仪器设计;

王劼(1963—),男,研究员,主要从事同步辐射光学元件的表面检测技术、高精密度运动部件几何参数非接触测量的工作。

E-mail: wangjie@sinap.ac.cn

基于光场相机波前传感器的气动光学效应校正研究

盛良睿^{1,2,3}, 马晓燮^{1,2,3}, 杨奇龙⁴, 汪 韬^{1,2,3}

(1. 中国科学院自适应光学重点实验室, 成都 610209; 2. 中国科学院光电技术研究所, 成都 610209;
3. 中国科学院大学, 北京 100049; 4. 重庆连芯光电技术研究院有限公司, 重庆 400021)

摘要: 受气动光学效应的影响, 来自目标的光波波前会产生动态扰动, 导致成像模糊化。常用的校正方法是在测得波前的前提下进行解卷积处理, 达到还原图像的效果。传统的波前传感器只能有效测量中心视场, 由于存在非等晕问题, 导致所能还原的图像区域过小。光场相机波前传感器作为一种新型波前传感器, 具有视场大、动态范围大的优点, 可以同时探测模糊图像不同区域的点扩散函数, 从而一次性还原整幅图像。文章利用 Matlab 模拟了光场相机的大视场波前探测特性, 对气动光学效应引起的模糊图像进行清晰化处理, 并与夏克-哈特曼传感器的模拟结果进行了比较。结果表明, 光场相机波前传感器可以对气动光学效应造成的波前扰动进行有效的大视场波前探测, 一次探测能够清晰化整个视场的图像, 且视场范围是传统波前传感器的数倍以上。

关键词: 图像模糊; 解卷积; 波前测量; 光场相机; 图像清晰化; 气动光学效应

中图分类号: O436; O439 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0432-05

Research on Aero-optic Effect Correction Based on Light-field Camera Wavefront Sensor

SHENG Liangrui^{1,2,3}, MA Xiaoyu^{1,2,3}, YANG Qilong⁴, WANG Tao^{1,2,3}

(1. Key Laboratory on Adaptive Optics of the Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, CHN;
2. Institute of Optics and Electronics of the Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, CHN;
3. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, CHN;
4. Chongqing Lianxin Photoelectric Technology Research Institute Co. Ltd, Chongqing 400021, CHN)

Abstract: Affected by the aero-optical effect, the wavefront of the light wave from the target will cause dynamic disturbance, which will cause blurring in imaging. A common correction method is to perform deconvolution processing based on measuring the wavefront so as to restore the image. The traditional wavefront sensor can only measure the central field of view, thus the image area that can be restored is too small due to non-equal halo problems. As a new type of wavefront sensor, the light field camera wavefront sensor has the advantages of large field of view and large dynamic range. It can simultaneously detect the point spread functions of different areas of a blurred image, so as to restore the full image at one time. The large-field wavefront detection characteristics of the light-field camera were numerically simulated by using MATLAB software, and the blurred images caused by aero-optical effects were clearly processed, and compared with the simulation results of the Shack-Hartman sensor. The results show that the wavefront sensor of the light field camera can detect the wavefront disturbance caused by the pneumatic optical effect effectively and the image of the whole field of view can be clearly detected at one time, and the field of view is several times of that of the traditional wavefront sensor.

Key words: image blur; deconvolution; wavefront measurement; light field camera; image sharpening; aero-optical effect

0 引言

受气动光学效应的影响,来自目标的光波波前会产生动态扰动,使成像探测器中的目标图像产生偏移、抖动和模糊,成像质量大大降低。以自适应光学为原理基础的光电校正技术是解决该问题的重要技术途径之一^[1],使用波前探测器对波前畸变进行探测,估计出系统点扩散函数,然后进行解卷积处理还原模糊图像。于是对波前误差的测量成为目标像清晰化技术的关键技术,常用的波前传感器主要有夏克-哈特曼波前传感器(SWS)、剪切干涉仪和波前曲率探测器。

SWS是目前应用最广的波前传感器^[2],它利用微透镜阵列来划分波前,根据每个子孔径的质心偏移量来推导出斜率信息,进而复原出整个波前。其优点是结构简单、光能利用率高、还原精度高,但是也有动态范围小、只能探测中心视场等缺陷。由于存在非等晕问题^[3-4],SWS只能在几角秒或十几角秒视场范围内得到接近衍射极限分辨率的成像结果,而光场相机波前传感器可以很好地一次性测得多个视场的波前信息,所以能清晰成像的视场范围增大,在气动光学效应校正中具有良好的应用前景。

光场相机波前传感器(LFS)最早由Clare和Lane在2003年提出^[5-6],他们将SWS中的微透镜阵列替换到主透镜的焦面处来实现波前测量。拉古纳大学的Ramos等申请了“波前像差和距离测量相位相机”发明专利^[7]。光场相机波前传感器最大的优势是仅做一次测量,可以同时获得来自各个视场的波前信息,能够提取出大气湍流的层析波前信息^[8-9]。国内的中国科学院光电技术研究所、国防科技大学等单位也进行了光场相机波前传感器的研究^[10-13],但多聚焦于研究中心视场的波前还原和图像清晰化领域,对于大视场的图像清晰化研究甚少。本文通过理论分析和数值模拟初步研究了光场相机的大视场波前探测特性,并与传统的夏克-哈特曼波前传感器进行了对比分析。最后搭建了实验平台对仿真方案进行了验证,结果表明光场相机波前传感器在大视场波前探测领域有着不错的表现。

1 基本原理

1.1 波前探测原理

光场相机波前传感器的原理如图1所示,平行空间光经入瞳主镜聚焦,并在焦面上放置微透镜阵

列,电荷耦合器件(CCD)置于微透镜阵列的焦面。

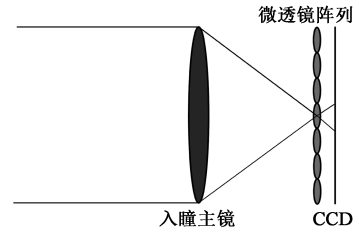


图1 焦面哈特曼结构示意图

为了实现畸变波前复原,必须先得到CCD上的远场光斑成像,用傅里叶光学理论对其光场结构分析如下。定义 $A(\xi, \eta)$ 为入瞳处光场的复振幅, $P(\xi, \eta)$ 为入瞳处复振幅的幅度, $\varphi(\xi, \eta)$ 为入瞳处的波前相位,焦面微透镜阵列处的复振幅为 $a(u, v)$ 。微透镜阵列的光瞳函数为 $H_{m,n}(u, v)$,其中 (m, n) 表示微透镜所在的位置, (ξ, η) 为入瞳平面上的坐标, (u, v) 表示焦平面上的坐标, d 为微透镜的直径。由透镜的傅里叶变换性质有

$$A(\xi, \eta) = P(\xi, \eta) \times \exp[j\varphi(\xi, \eta)] \quad (1)$$

$$a(u, v) = \frac{\exp(j2\pi f/\lambda) \exp[j\pi(\alpha^2 + \beta^2)/\lambda f]}{j\lambda f} \times \iint A(\xi, \eta) \times \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda f}(\alpha\xi + \beta\eta)\right] d\xi d\eta \quad (2)$$

第 (m, n) 块微透镜在CCD靶面上所产生的远场光斑为^[6]

$$I_{m,n}(\xi, \eta) = \left| \mathcal{F}^{-1}(H_{m,n}(u, v) \mathcal{F}\{P(\xi, \eta) \cdot \exp[j\varphi(\xi, \eta)]\}) \right|^2 \quad (3)$$

其中, \mathcal{F} 和 \mathcal{F}^{-1} 分别代表傅里叶变换和傅里叶逆变换,“ $||$ ”表示取模。

根据式(3)得到远场光斑能量分布特征,波前斜率便可以根据相应的算法得到。对于 $M \times N$ 排列的微透镜阵列,其波前斜率的估计表达式为

$$\frac{\partial \varphi(\xi, \eta)}{\partial \xi} \propto \frac{\sum_{m=-M/2+1}^{M/2} \sum_{n=N/2+1}^{N/2} (nd - \delta_v) I_{m,n}(\xi, \eta)}{\sum_{m=-M/2+1}^{M/2} \sum_{n=-N/2+1}^{N/2} I_{m,n}(\xi, \eta)} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varphi(\xi, \eta)}{\partial \eta} \propto \frac{\sum_{m=-M/2+1}^{M/2} \sum_{n=N/2+1}^{N/2} (md - \delta_u) I_{m,n}(\xi, \eta)}{\sum_{m=-M/2+1}^{M/2} \sum_{n=-N/2+1}^{N/2} I_{m,n}(\xi, \eta)} \quad (5)$$

其中, $I_{m,n}(\xi, \eta)$ 表示的是第 (m, n) 块微透镜所成图像的第 (ξ, η) 个像素值, δ_u, δ_v 分别表示两个方向上

的偏移量。

由于光场相机波前传感器特殊的光场结构,微透镜阵列能轻易地划分出各个视场,不同视场的光会通过不同的微透镜区域成像,只要视场划分合适就不会发生混叠,如图 2 所示。

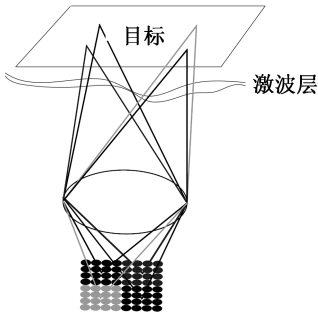


图 2 不同视场的划分示意图

1.2 图像清晰化原理

在测得波前相位 φ 的基础上,基于解卷积的图像清晰化可以根据测得的点扩散函数还原出清晰的图像。图像的模糊化过程可以描述为^[14-15]

$$g(x, y) = h(x, y) \otimes f(x, y) + n(x, y) \quad (6)$$

式中,“ \otimes ”是空域卷积, $g(x, y)$ 是模糊图像, $h(x, y)$ 是系统函数,即系统点扩散函数 (PSF), $f(x, y)$ 是原始图像, $n(x, y)$ 是噪声。则原始图像为

$$f(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{G(f_x, f_y)}{H(f_x, f_y)} \right\} - n(x, y) \quad (7)$$

式中, $G(f_x, f_y)$ 是 $g(x, y)$ 的傅里叶变换。 $H(f_x, f_y)$ 是 $h(x, y)$ 的傅里叶变换,由测得波前相位 φ 求得:

$$h(x, y) = | \mathcal{F}\{A(u, v) \exp(j\varphi(u, v))\} |^2 \quad (8)$$

式中, $A(u, v)$ 是光学系统的入瞳函数。

1.3 算法实现

对每个视场的远场光斑成像分别进行解算,得到每个视场的波前畸变信息后,结合解卷积的图像清晰化方法对每个视场对应的模糊区域进行清晰化处理,具体的流程如下:

- (1) 对每个视场的远场光斑成像进行解算,得到波前畸变信息;
- (2) 估计每个视场的系统点扩散函数;
- (3) 对每个视场对应的模糊图像区域进行解卷积处理,得到原始图像,即清晰图像。

为了验证上述算法的有效性,搭建了一个气动光学校正系统,如图 3 所示。物体反射回的光波被分束镜分成了两路,一路用于成像,一路用于波前探测来估计出点扩散函数,然后对相机的模糊图像和

波前探测得到的点扩散函数进行反卷积处理,最后得到清晰的图像。

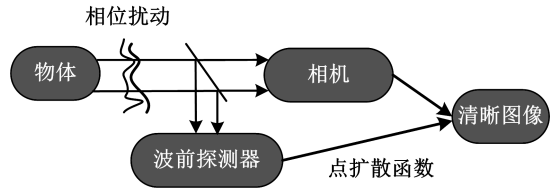


图 3 气动光学效应校正流程

2 数值模拟结果

仿真中取入射光波长 $\lambda = 650 \text{ nm}$,入瞳透镜直径 $D = 3.3 \text{ mm}$,焦距 $f = 100 \text{ mm}$,微透镜直径 $d = 1.32 \text{ mm}$,焦距 $f = 80 \text{ mm}$,微透镜阵列为 8×8 ,视场大小约为 6° 。由于气动光学效应引起的波前畸变绝大部分是低阶像差,因此选择低阶 Zernike 像差作为入射波前畸变。本文针对气动光学效应引起的波前畸变进行仿真,共划分为 4 个视场,每一阶 Zernike 像差代表一个视场,图 4 是各个视场的入射波前,图 5 是焦面哈特曼传感器的远场光斑图像,图 6 是利用远场光斑图像解算出来的波前相对于入射

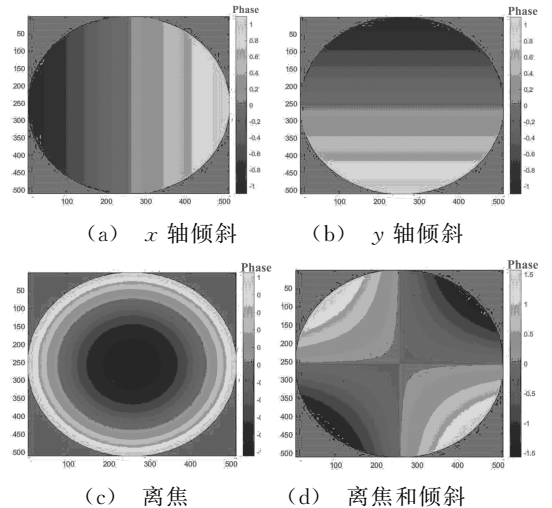


图 4 4 个视场的入射波前

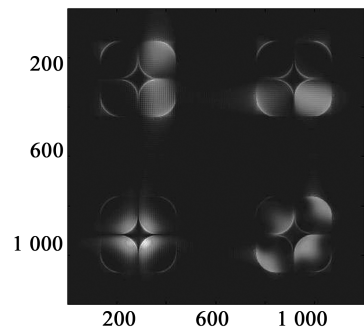


图 5 远场光斑成像

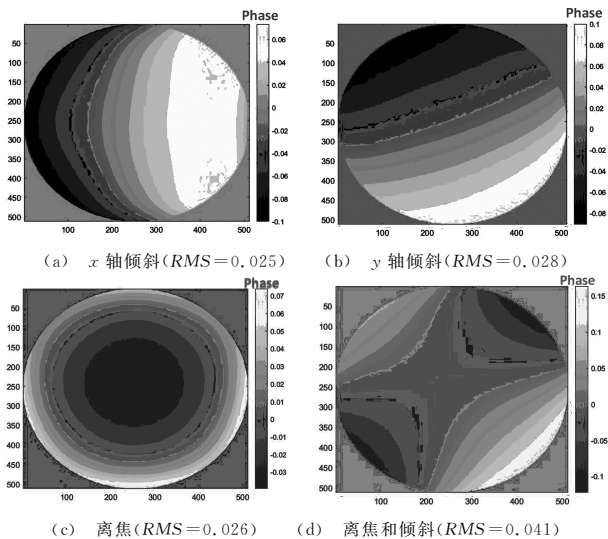


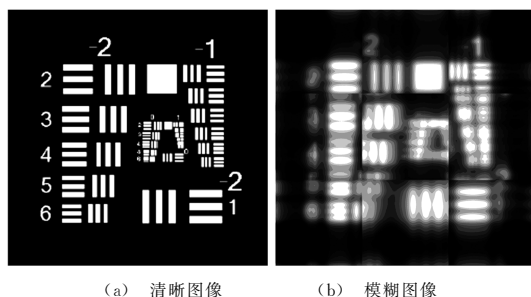
图6 波前残差

波前的残差。从仿真结果可看出光场相机波前传感器各个视场的远场光斑很好地被划分,得到每个视场的光场特征后,有效还原了每个视场的波前信息,验证了光场相机大视场波前测量的有效性。

由于存在非等晕性问题,传统哈特曼波前传感器只用同一个波前信息来解算整个模糊图像,因此只能对一小部分视场进行清晰化,其他视场反而更加模糊。而光场相机波前传感器分别探测不同视场的波前畸变,得到不同视场范围的点扩展函数,可以很好地解决此问题。

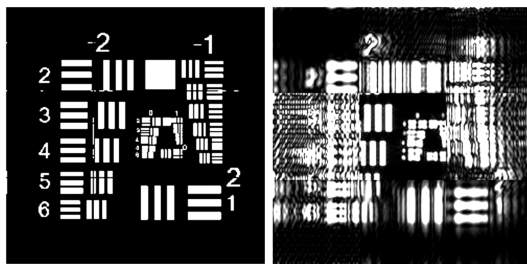
假设单一视场对应模糊图像的点扩展函数相同,取入射光波长 $\lambda = 650 \text{ nm}$,入瞳透镜直径 $D = 3.3 \text{ mm}$, F 数取 60,微透镜直径 $d = 0.33 \text{ mm}$, F 数取 60,阵列数 N 为 12×12 ,不同 Zernike 像差代表不同的视场。图 7 给出了光场相机波前传感器和传统 Shark-Hartmann 波前传感器的像清晰化仿真结果。

仿真结果表明基于光场相机的波前畸变测量方法对气动光学效应引起的模糊图像清晰化处理比传统波前探测方法效果更好,基于传统 Shark-Hartmann 波前传感器测量的波前只能清晰中心视



(a) 清晰图像

(b) 模糊图像



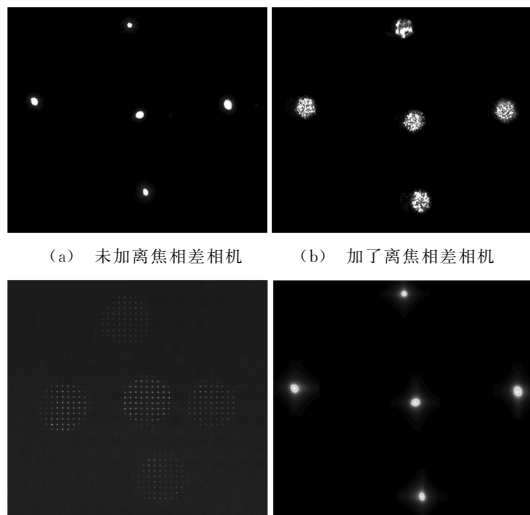
(c) 基于光场相机波前 (d) 基于传统 Shark-Hartmann 波前

图7 光场相机波前传感器和传统 Shark-Hartmann 波前传感器的像清晰化仿真结果

场,其他边缘视场反而更模糊了。光场相机同时测得多个视场的波前,所以它一次性能够清晰化图像的区域也远大于只能测量单个视场的传统 Shark-Hartmann 波前传感器。

3 实验研究

在实验研究中,用 5 只红色激光器来充当不同方向的点光源,在镜头前放置离焦片来产生离焦相差。利用光场相机波前传感器测得不同视场的波前畸变信息,估计成像系统相应的点扩散函数,与相机采集到的模糊成像进行解卷积处理,分别还原出不同视场的成像,图像复原结果如图 8 所示。



(c) 光场相机采集的图像 (d) 清晰化后的结果

图8 图像复原结果

试验结果表明,基于光场相机波前传感器测得的多视场波前畸变信息,与相机采集的模糊图像进行解卷积处理可以有效地还原出目标的理想图像。在组装过程中微透镜阵列面与 CCD 探测面有一定的倾斜误差,镜头在调焦和对焦过程中也产生了误差,从而导致复原出的波前畸变误差变大,还原出的

图像跟目标理想图像之间有一定差异,这将在下一步试验中完善。

4 结论

基于光场相机的大视场波前传感器,可以一次性探测多个视场的波前信息,能够有效解决传统波前探测等晕区过小的问题,在气动光学效应校正中有广阔的应用前景。本研究针对光场相机波前传感特性进行了简单的数值模拟和实验验证,数值模拟中利用光场相机针对多个视场测量的波前畸变信息对模糊图像进行还原,并与传统的夏克-哈特曼波前传感器的还原效果进行对比分析。结果表明,光场相机可以有效地校正气动光学效应带来的图像模糊化,能清晰化的视场范围是传统夏克-哈特曼波前传感器的数倍以上。实验结果充分验证了光场相机的大视场特性和方案的可实施性。

参考文献:

- [1] 谢文科. 气动光学畸变波前测量及控制方法[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2007.
Xie Wenke. Pneumatic optical distortion wavefront measurement and control method [D]. Changsha: National University of Defense Technol., 2007.
- [2] Hardy J W. Adaptive Optics for Astronomical Telescopes [M]. Oxford: Oxford University Press, 1998: 135-175.
- [3] Angel J R P. Ground-based imaging of extrasolar planets using adaptive optics[J]. Nature, 1994, 368(6468): 203-207.
- [4] Fried D L. Anisoplanatism in adaptive optics[J]. J. of the Optics Society of America, 1982, 72(1): 52.
- [5] Clare R M, Lane R G. Phase retrieval from subdivision of the focal plane with a lenslet array[J]. Appl. Opt., 2004, 43(20): 4080-4087.
- [6] Clare R M. Comparison of wavefront sensing using subdivision at the aperture and focal planes[J]. Proc. of SPIE, 2004: 1211-1222.
- [7] Ren Ng, Marc L, Mathieu B, et al. Light field photography with a hand-held plenoptic camera[R]. Stanford Tech Report CSTR, 2005: 1-11.
- [8] Rodriguez-Ramos J M, Femenia C B, Nava F P, et al. Wavefront and distance measurement using the CAFADIS

- camera[J]. Proc. SPIE, 2008, 7015: 789380.
- [9] Rodriguez-Ramos J M, Femenia B, Montilla I. The CAFADIS camera: a new tomographic wavefront sensor for adaptive optics[C]// 1st AO4ELT Conf. on Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2010: 05011.
- [10] 张锐, 杨金生, 田雨, 等. 焦面哈特曼传感器波前相位复原[J]. 光电工程, 2013, 40(2): 32-39.
Zhang Rui, Yang Jinsheng, Tian Yu, et al. Wavefront phase recovery from the plenoptic camera [J]. Opto-Electronic Engineering, 2013, 40(2): 32-39.
- [11] 吕洋. 基于扩展目标的大视场波前畸变探测研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2013.
Lv Yang. Research on large-field wavefront distortion detection based on extended targets[D]. Changsha: National University of Defense Technol., 2013.
- [12] 吕洋, 宁禹, 马浩统, 等. 计算光场自适应光学成像技术研究[J]. 光电工程, 2018, 45(3): 122-129.
Lv Yang, Ning Yu, Ma Haotong, et al. Research on adaptive optical imaging technology for computational light field [J]. Opto-Electronic Engineering, 2018, 45(3): 122-129.
- [13] 刘欣城. 基于光场测量的成像技术研究[D]. 成都: 中国科学院大学(中国科学院光电技术研究所), 2019.
Liu Xincheng. Research on imaging technology based on light field measurement [D]. Chengdu: University of Chinese Academy of Sciences (Institute of Optoelectronic Technology of the Chinese Academy of Sciences), 2019.
- [14] 曾明. 自适应光学系统中图像复原技术及应用[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2013.
Zeng Ming. Image restoration technology and application in adaptive optical system [D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2013.
- [15] 邹谋炎. 反卷积和信号复原[M]. 北京: 国防工业出版社, 2001: 1-10.
Zou Mouyan. Deconvolution and Signal Processing [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2001: 1-10.

作者简介:

盛良睿(1994—),男,硕士研究生,主要研究方向为波前还原、图像复原;

马晓燠(1983—),男,博士,研究员,博士生导师,主要从事哈特曼波前传感器设计与研制、阵列型单光子计数技术以及太阳能综合利用技术的研究。

E-mail: maxiaoyu011@126.com

可见光通信中一种大围长可快速编码的 QC-LDPC 码构造方法

袁建国, 张希瑞, 袁财政, 张祖强, 吴俊男

(重庆邮电大学 光电信息感知与传输技术重庆市重点实验室, 重庆 400065)

摘要: 为了改善可见光通信(VLC)系统的性能,针对准循环低密度奇偶校验(QC-LDPC)码码字间最小距离不够大而导致纠错性能下降的问题,提出一种新颖的QC-LDPC码构造方法。该方法将最大公约数(GCD)算法和Lucas序列相结合构造QC-LDPC码的信息位;同时,为了降低编码复杂度,校验位采用了准双对角线的形式,在保证大围长的同时实现QC-LDPC码的快速编码。然后用所提出的构造方法构造了码率为0.5的GL-QC-LDPC(2650,1325)码,并运用所搭建的VLC系统仿真模型进行了仿真性能分析。仿真结果表明,在误码率为 10^{-6} 时,该GL-QC-LDPC(2650,1325)码与基于阵列码(AC)构造的AC-QC-LDPC(2652,1326)码、直接使用GCD算法与修饰技术构造的GM-QC-LDPC(2650,1325)码,以及基于群可分设计(GDD)的GDD-QC-LDPC(2652,1326)码相比,其净编码增益(NCG)分别提高了0.10,0.14和0.25 dB。

关键词: 可见光通信系统;准循环低密度奇偶校验码;可快速编码;误码率

中图分类号: TN929.11 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0437-06

Construction of QC-LDPC Code with Large Girth and Fast Encoding in Visible Light Communications

YUAN Jianguo, ZHANG Xirui, YUAN Caizheng, ZHANG Zuqiang, WU Junnan

(Chongqing Key Laboratory of Photoelectronic Information Sensing and Transmitting Technology,
Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, CHN)

Abstract: In order to improve the performance of visible light communication (VLC) systems, a novel construction method of quasi-cyclic low-density parity-check(QC-LDPC) codes is proposed to solve the problem that the minimum distance between code words of QC-LDPC codes is not large enough, which leads to the degradation of the error correction performance. In the proposed construction method, the information bit of QC-LDPC codes is constructed by combining the greatest common divisor (GCD) algorithm with Lucas sequence. At the same time, in order to reduce the encoding complexity, the check bit is designed in the form of the quasi-double diagonal, which can ensure the large girth length and realize the fast encoding of QC-LDPC codes. Then the GL-QC-LDPC (2650, 1325) code with a code rate of 0.5 is constructed with the proposed construction method, and the simulation performance is analyzed in the established VLC system simulation model. Simulation results show that at the bit error rate(BER) of 10^{-6} , the net coding gain(NCG) of the GL-QC-LDPC(2650,1325) code constructed by this method is respectively 0.10, 0.14 and 0.25 dB more than those of AC-QC-LDPC(2652,

收稿日期:2020-01-16.

基金项目:国家自然科学基金项目(61971079,61671091);
重庆市基础与前沿研究计划项目(csts2017jcyjAX0427).

1326) code based on the array codes(AC), GM-QC-LDPC (2650, 1325) code constructed directly using the GCD algorithm and the modification

technology and GDD-QC-LDPC (2652, 1326) code based on group divisible designs (GDD).

Key words: visible light communication system; quasi-cyclic low-density parity-check code; Hoey sequence; bit error rate

0 引言

可见光通信(VLC)技术是一种高速无线接入技术,是弥补传统无线电频谱不足的一种手段^[1]。VLC系统使用具有快速响应和高灵敏度优势的白光发光二极管(LED)来完成数据传输,但在实际应用中仍然存在许多问题,其中最主要的问题就是多径效应和码间干扰(Inter Symbol Interference, ISI),这通常会增加通信链路误码率,有时甚至可能会导致传输中断^[2]。而低密度奇偶校验(LDPC)码作为一种分组码,具有较强的纠错性能,可有效地控制通信系统信道中的噪声和干扰,因而应用于VLC系统中能有效改善其通信的可靠性。

文献[3]在VLC收发器设计中采用了LDPC码来有效改善VLC系统中的多径效应问题,增加通信系统传输距离。文献[4]提出了一种构造准循环低密度奇偶校验(QC-LDPC)码的新方法,并将其应用于VLC系统,仿真结果表明QC-LDPC码不仅继承了LDPC码的各种优点,并且它的校验矩阵由一组循环矩阵构成,使其易于高效编译码,能够更加有效地提升VLC系统的纠错能力。

本文将最大公约数(GCD)算法和Lucas序列相结合,以构建围长为8、可以快速编码的QC-LDPC码,并将其引入VLC系统中。仿真结果证明,如果VLC系统的环境参数相同,且LDPC码的码长和码率相同,该码型的迭代译码性能优于基于阵列码(AC)^[5]构造的AC-QC-LDPC码、直接使用GCD算法与修饰技术构造的GM-QC-LDPC码以及基于群可分设计(GDD)的GDD-QC-LDPC码^[6]。

1 VLC系统模型

VLC系统是一种传统的射频通信系统,它由三部分组成:发射器、信道和接收器。本文参考文献[7]搭建了VLC系统模型,如图1所示。在发送端,经过预处理的数据信息由信道编码模块和调制模块依次处理,并将电信号加载到驱动电路的直流电源中,以调整LED发光强度。电信号被转换成包含输入信息的光信号,然后将调制好的光信号送入可见光信道进行传输。在这个过程中,光信号受到散粒

噪声、热噪声和ISI的影响。在接收端,光信号先由光电检测器转换成电信号,再由放大器、解调模块和信道解码模块进行处理,最终恢复信息。

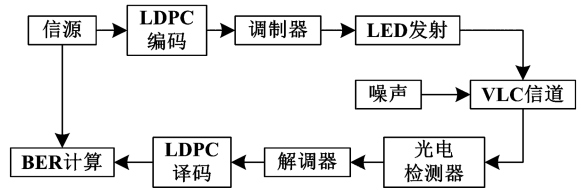


图1 VLC基本系统模型

VLC系统信道基本模型也参考文献[7]进行搭建,如图2所示。

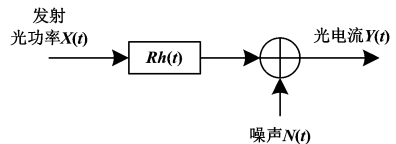


图2 VLC基本信道模型

对于大多数室内场景,其中灯具连接到天花板并朝下,使得反射光功率明显弱于直射光功率。因此本文搭建仿真环境时采用视距链路(Line of Sight, LOS)直射的情况,适用于传输路径上无障碍的点对点通信。

2 适用于VLC系统的QC-LDPC码的构造

将LDPC码应用于VLC系统的编码器,则LDPC码的构造会直接影响系统性能。而LDPC码的性能和译码复杂度直接由其校验矩阵决定。一个QC-LDPC码的校验矩阵 \mathbf{H} 由大小为 $P \times P$ 的循环置换矩阵(Circulant Permutation Matrices, CPM)和大小为 $P \times P$ 的零矩阵组成,如式(1)所示:

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} I_{P_{0,0}} & I_{P_{0,1}} & \cdots & I_{P_{0,L-1}} \\ I_{P_{1,0}} & I_{P_{1,1}} & \cdots & I_{P_{1,L-1}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ I_{P_{J-1,0}} & I_{P_{J-1,1}} & \cdots & I_{P_{J-1,L-1}} \end{bmatrix}_{JP \times LP} \quad (1)$$

其中 $J \leq L$, 且对任意的 $0 \leq j \leq J-1, 0 \leq l \leq L-1$, 有 $P_{j,l} \in \{-1, 0, 1, \dots, P-1\}$ 。当 $P_{j,l} = -1$ 时, $I(P_{j,l})$ 表示一个 $P \times P$ 的零矩阵; 当 $P_{j,l} \geq 0$

时, $I(P_{j,l})$ 表示一个 $P \times P$ 的单位矩阵每行向右移 $P_{j,l}$ 位后所得的 CPM。用基矩阵 \mathbf{H}_b 表示所有的移位因子 $P_{j,l}$, 如式(2)所示:

$$\mathbf{H}_b = \begin{bmatrix} P_{0,0} & P_{0,1} & \cdots & P_{0,L-1} \\ P_{1,0} & P_{1,1} & \cdots & P_{1,L-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{J-1,0} & P_{J-1,1} & \cdots & P_{J-1,L-1} \end{bmatrix}_{J \times L} \quad (2)$$

由此可看出, QC-LDPC 码的校验矩阵 \mathbf{H} 可由其基矩阵 \mathbf{H}_b 和 CPM 的大小 P 唯一确定。在 VLC 系统中进行译码时, 部分性能损失通常是由于 QC-LDPC 码围长较小造成的。所以在构造 QC-LDPC 码的校验矩阵 \mathbf{H} 时, 应尽量通过优化 \mathbf{H} 实现更大的围长, 避免短环, 提高 QC-LDPC 码的纠错性能。同时, 为了降低编码复杂度, \mathbf{H} 的校验矩阵可以设计为一个非奇异矩阵, 比如准双对角线或下三角的形式。这样不仅保证了校验矩阵的非奇异性, 还可以通过线性编码大大降低编码复杂度。

文献[4]将 QC-LDPC 码应用于 VLC 系统中, 很大程度上提高了 VLC 系统性能。该码可以直接通过其具有准双对角线结构的校验矩阵进行编码。在此基础上, 本文采用结构化构造的方法, 利用 Lucas 序列和 GCD 算法构造 QC-LDPC 码并构造校验矩阵的信息位, 将具有准双对角线结构的矩阵设置为其校验位, 构造了一种围长为 8、可快速编码的 QC-LDPC 码。下面给出该 QC-LDPC 码校验矩阵的基矩阵 \mathbf{H}_b 的具体构造方法。

2.1 基矩阵 \mathbf{H}_b 的构造方法

将该码型基矩阵 \mathbf{H}_b 分为两部分, 表示为

$$\mathbf{H}_b = [\mathbf{H}_1 \quad \mathbf{H}_q] \quad (3)$$

其中, \mathbf{H}_b 中所有元素为自然数。 \mathbf{H}_b 的左边部分 \mathbf{H}_1 为 \mathbf{H}_b 的信息位, 大小为 $m_b \times k_b$, 该矩阵基于 GCD 算法与 Lucas 序列构造, 不存在 4, 6 环; \mathbf{H}_b 的右边部分 \mathbf{H}_q 为 \mathbf{H}_b 的校验位, 大小为 $m_b \times m_b$, 具有准双角线的结构。

2.2 信息位 \mathbf{H}_1 的构造方法

在文献[8]中, 直接利用了 GCD 算法构造了整个基矩阵, 构造方法不够简单、灵活; 且当基矩阵的尺寸 J 和 L 的值增大时, 矩阵中的值增大明显, 从而引起 CPM 的尺寸 P 值也随之增大, 增加了计算复杂度。而本文只需要使用 GCD 算法构造校验矩阵的信息位部分, 相对来说不那么容易产生太大的 P 值, 同时还可以结合其他递增序列联合构造, 使构造更加灵活可变。

构造矩阵 \mathbf{H}_1 会应用到文献[8]中基于 GCD 算法得到的一组递增数列 $(a_0, a_1, \dots, a_{k_b-1})$, 且 \mathbf{H}_1 中没有零矩阵, 可如式(4)构造:

$$\mathbf{H}_1 = \begin{bmatrix} a_0 L(1) & a_0 L(2) & \cdots & a_0 L(k_b) \\ a_1 L(1) & a_1 L(2) & \cdots & a_1 L(k_b) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m_b-1} L(1) & a_{m_b-1} L(2) & \cdots & a_{m_b-1} L(k_b) \end{bmatrix} \quad (4)$$

其中, $a_i \in (a_0, a_1, \dots, a_{m_b-1}), 0 \leq i \leq m_b - 1$ 。序列 $L(r) (1 \leq r \leq k_b)$ 为 Lucas 序列。

Lucas 是一个 Fibonacci 整数序列^[12], 每个 Lucas 数都定义为其前两项之和, 且最初的两个 Lucas 数为 $L(0)=2, L(1)=1$ 。所以 Lucas 序列可定义如下:

$$L(n) = \begin{cases} 2, & n = 0 \\ 1, & n = 1 \\ L(n-1) + L(n-2), & n > 1 \end{cases} \quad (5)$$

根据 Lucas 序列的定义, Lucas 序列的前几项为: $(2, 1, 3, 4, 7, 11, \dots)$, 由于序列 $(a_0, a_1, \dots, a_{m_b-1})$ 为递增序列, 为了保证项 $a_i L(r)$ 在矩阵中升序排列, 本文从 Lucas 序列的第二项 $L(1)$ 开始取。若将 Lucas 序列第一项删除, 可得到新的序列: $S(r) (0 \leq r \leq k_b - 1)$, 那么矩阵 \mathbf{H}_1 可用式(6)表示:

$$\mathbf{H}_1 = \begin{bmatrix} a_0 S(0) & a_0 S(1) & \cdots & a_0 S(k_b - 1) \\ a_1 S(0) & a_1 S(1) & \cdots & a_1 S(k_b - 1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m_b-1} S(0) & a_{m_b-1} S(1) & \cdots & a_{m_b-1} S(k_b - 1) \end{bmatrix} \quad (6)$$

2.3 校验位 \mathbf{H}_q 的构造方法

为了实现 QC-LDPC 码直接运用校验矩阵进行快速编码, 将信息位 \mathbf{H}_q 设计为一个大小为 $m_b \times m_b$ 的准双对角线矩阵, 具体构造如式(7)所示:

$$\mathbf{H}_q = \begin{bmatrix} N(0) & 0 & -1 & \cdots & -1 \\ \vdots & 0 & 0 & \ddots & \vdots \\ N(r_b) & -1 & \ddots & \ddots & -1 \\ \vdots & \vdots & \ddots & 0 & 0 \\ N(m_b - 1) & -1 & \cdots & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

其中, $N(0)=N(m_b-1)$ 为小于 CPM 的尺寸 P 的质数, $N(r_b)=0 (0 < r_b < m_b - 1)$ 。可以看出, \mathbf{H}_q 是一个满秩矩阵。这种准双对角线矩阵不仅保证了校验矩阵 \mathbf{H} 的可逆性, 而且还实现了快速编码。

3 围长为 8 的证明

根据 LDPC 码的定义,每个 LDPC 码都有相对应的 Tanner 图。在相应的 Tanner 图中,一个长为 $2l$ 的环是由边连接的 l 个变量节点和 l 个校验节点组成的集合。存在一条路径,该路径穿过集合中的每个节点且只遍历一次,并将每个节点连接到自身。一个 LDPC 码对应的 Tanner 图的围长定义为 Tanner 图中最短环的长度。如果 LDPC 码的围长过短,会无法获得良好的解码性能,会直接降低误码率性能。如文献[9]所述,在 QC-LDPC 码中,存在长度为 $2i$ 环的充分必要条件如式(8)所示:

$$\sum_{k=0}^{i-1} (P_{j_k, l_k} - P_{j_{k+1}, l_{k+1}}) = 0 \pmod{P} \quad (8)$$

其中, $j_n = j_0, j_k \neq j_{k+1}, l_k \neq l_{k+1}, P_{j_k, l_k}$ 为基矩阵 H_b 中的一项。

本文构造的基矩阵 H_b 分为左右两部分,显然,

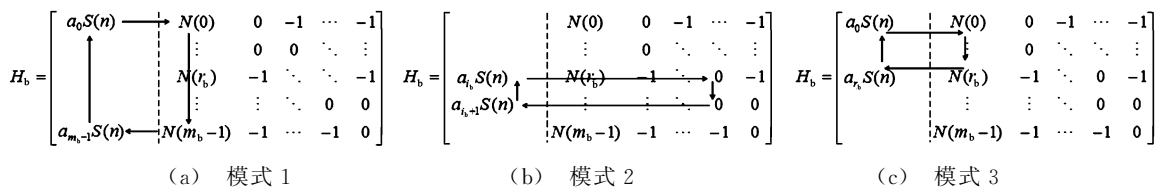


图 3 三种 4 环模式

图 3(a)、(b)和(c)中存在 4 环的充要条件分别为

$$a_0S(n) - N(0) + N(m_b - 1) - a_{m_b-1}S(n) = 0 \pmod{P} \quad (11)$$

$$a_{i_b}S(n) - 0 + 0 - a_{i_b+1}S(n) = 0 \pmod{P} \quad (12)$$

$$a_0S(n) - N(0) + N(r_b) - a_{r_b}S(n) = 0 \pmod{P} \quad (13)$$

由于 $a_0 \neq a_{m_b-1}, a_{i_b} \neq a_{i_b+1}, 0 \leq n \leq k_b - 1$, 易证以上三式均不成立,即不存在 4 环。

3.2 不存在 6 环的证明

假设 i, j, k 是不同行索引,且满足 $0 \leq i < j < k \leq m_b - 1$; r, s, t 是不同列索引,且满足 $0 \leq r < s < t \leq k_b - 1$ 。

3.2.1 对于矩阵 H_1

假设在这三行三列中存在 6 环,那么根据环存在定理,有:

$$\begin{aligned} &(a_jS(r) - a_kS(r)) + (a_kS(t) - a_iS(t)) + \\ &(a_iS(s) - a_jS(s)) = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

右边部分 H_q 中不含 4, 6 环,即围长为 8,所以只需分别考虑左边部分 H_1 的围长以及 $H_b = [H_1 \ H_q]$ 整体的围长。

3.1 不存在 4 环的证明

假设 i, j 是不同行索引,满足 $0 \leq i < j \leq m_b - 1$; r, s 是不同列索引,满足 $0 \leq r < s \leq k_b - 1$ 。

3.1.1 对于矩阵 H_1

根据文献[8]中 GCD 算法与环存在定理,当 $P \geq (a_{m_b-1} - a_0)S(k_b - 1) + 1$ 时,可得:

$$-a_iS(r) + a_iS(s) - a_jS(s) + a_jS(r) \quad (9)$$

式(9)可转化为

$$(S(s) - S(r))(a_i - a_j) \neq 0 \quad (10)$$

所以 H_1 中不存在 4 环是一定的。

3.1.2 对于矩阵 $H_b = [H_1 \ H_q]$

如果在基矩阵 H_b 中存在 4 环,则存在的 4 环有三种可能的模式,如图 3 所示。

可转化为

$$\begin{aligned} &(a_j - a_i)(S(r) - S(s)) = (a_k - a_i) \cdot \\ &(S(r) - S(t)) \end{aligned} \quad (15)$$

假设 $\gcd(A, B) (A, B \in N)$ 表示 A 和 B 的最大公约数,式(15)可转化为

$$\begin{aligned} &[(a_j - a_i) / \gcd(a_k - a_i, a_j - a_i)] \cdot \\ &(S(r) - S(s)) = [(a_k - a_i) / \gcd(a_k - a_i, \\ &a_j - a_i)](S(r) - S(t)) \end{aligned} \quad (16)$$

又因为:

$$\begin{aligned} &\gcd[(a_j - a_i) / \gcd(a_k - a_i, a_j - a_i), \\ &(a_k - a_i) / \gcd(a_k - a_i, a_j - a_i)] = 1 \end{aligned} \quad (17)$$

令 $(a_j - a_i) / \gcd(a_k - a_i, a_j - a_i) = C, (a_k - a_i) / \gcd(a_k - a_i, a_j - a_i) = D$, 因为式(17)成立,所以 C 与 D 互质。式(16)可化为

$$C(S(s) - S(r)) = D(S(t) - S(r)) \quad (18)$$

即 $S(s) - S(r)$ 能够整除 D 。

根据文献[8]中 GCD 算法,序列 (a_0, a_1, a_{m_b-1}) 满足 $(a_k - a_i) / \gcd(a_k - a_i, a_j - a_i) \geq S(k_b - 1) + 1$, 即 $D \geq S(k_b - 1) + 1$ 。

而式 $S(s) - S(r) < S(t) - S(r) < S(k_b - 1)$

明显成立。又由于 $S(s) - S(r)$ 不能够整除 D ，与式(18)矛盾，于是式(14)不成立，即不存在6环。

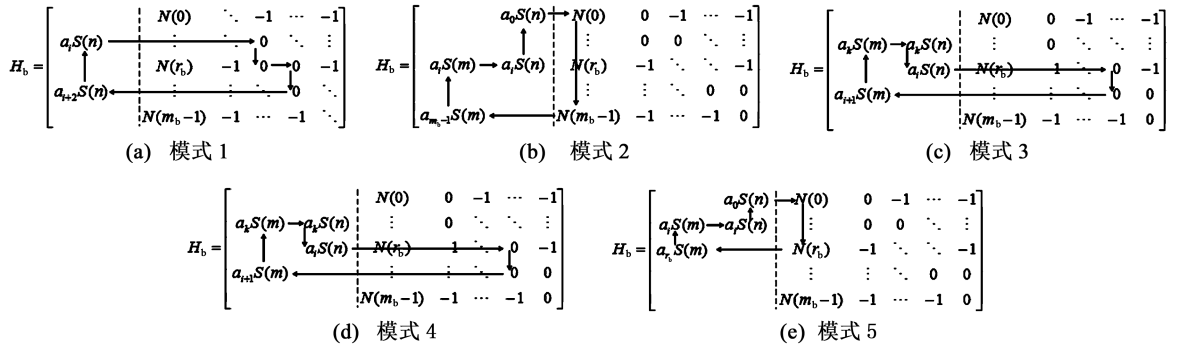


图4 五种6环模式

对于图4(a)所示的情况，由于 $a_i \neq a_{i+2}$ ，易证不存在6环。

对于图4(b)，如果该情况存在6环，由于 $N(0) = N(m_b - 1)$ ，则根据环存在定理，有：

$$a_0 S(n) - a_{m_b-1} S(m) + a_i S(m) - a_i S(n) = 0 \pmod{P} \quad (19)$$

式(19)可转化为

$$(a_i - a_0) S(n) + (a_{m_b-1} - a_i) S(m) = 0 \pmod{P} \quad (20)$$

其中 $a_0 < a_i < a_{m_b-1}$, $0 \leq m < n < k_b - 1$ ，将式(20)左侧表示为LHS，可得：

$$0 < LHS < (a_i - a_0) S(k_b - 1) + (a_{m_b-1} - a_i) S(k_b - 1) \quad (21)$$

所以 $0 < LHS < (a_{m_b-1} - a_0) S(k_b - 1) < P$ ，式(19)不成立。即当 $P \geq (a_{m_b-1} - a_0) S(k_b - 1) + 1$ 时，在该模式下不存在6环。图4(c)与图4(b)证明过程类似，如果存在6环，则可得到：

$$(a_{i+1} - a_k) S(m) + (a_k - a_i) S(n) = 0 \pmod{P} \quad (22)$$

其中 $0 \leq a_k < a_i < a_{i+1}$, $0 \leq m < n < k_b - 1$ ，将式(22)左侧表示为LHS，可得：

$$|LHS| < (a_{m_b-1} - a_0) S(k_b - 1) < P \quad (23)$$

所以如果当 $P \geq (a_{m_b-1} - a_0) S(k_b - 1) + 1$ ，要使式

$$\mathbf{H}_b = \begin{bmatrix} 1 & 3 & 4 & 7 & 11 & 5 & 0 & -1 & -1 & -1 \\ 10 & 30 & 40 & 70 & 110 & -1 & 0 & 0 & -1 & -1 \\ 11 & 33 & 44 & 77 & 121 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 \\ 23 & 69 & 92 & 161 & 253 & -1 & -1 & -1 & 0 & 0 \\ 24 & 72 & 96 & 168 & 264 & 5 & -1 & -1 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (28)$$

3.2.2 对于矩阵 $\mathbf{H}_b = [\mathbf{H}_1 \ \mathbf{H}_q]$

如果在矩阵 \mathbf{H}_b 中存在6环，则存在的6环有五种具有代表性的模式，如图4所示。

(23)成立，只能使 $|LHS| = 0$ ，即：

$$(a_{i+1} - a_k) S(m) + (a_k - a_i) S(n) = 0 \quad (24)$$

等价于：

$$\left[\frac{a_{i+1} - a_k}{\gcd(a_{i+1} - a_k, a_i - a_k)} \right] S(m) = \left[\frac{a_i - a_k}{\gcd(a_{i+1} - a_k, a_i - a_k)} \right] S(n) \quad (25)$$

参照上文在矩阵 \mathbf{H}_1 中证明6环的步骤，不难证明式(8)不成立，即在该模式下不存在6环。同理可证，图4(d)与图4(c)也不存在6环。

对于图4(e)，可得：

$$(a_i - a_0) S(n) + (a_{r_b} - a_i) S(m) + N(0) = 0 \pmod{P} \quad (26)$$

其中 $a_0 < a_i < a_{r_b}$, $0 \leq m < n < k_b - 1$ ，将式(26)左侧表示为LHS，可得：

$$0 < LHS < (a_{m_b-1} - a_i) S(k_b - 1) - N(r_b) < P \quad (27)$$

即当 $P \geq (a_{m_b-1} - a_0) S(k_b - 1) + 1$ 时，在该模式下不存在6环。

4 仿真结果和分析

本文首先利用所提出的构造方法构造基矩阵的 \mathbf{H}_1 和 \mathbf{H}_q ，根据GCD算法，取数列 $(a_0, a_1, a_2, a_3, a_4)$ 为(1, 10, 11, 23, 24)，可得到QC-LDPC码校验矩阵的基矩阵 \mathbf{H}_b ，如式(28)所示：

取扩展因子 $P = 265$,再基于 CPMs 对基矩阵

$$H = \begin{bmatrix} I_1 & I_3 & I_4 & I_7 & I_{11} & I_5 & I_0 & I_{-1} & I_{-1} & I_{-1} \\ I_{10} & I_{30} & I_{40} & I_{70} & I_{110} & I_{-1} & I_0 & I_0 & I_{-1} & I_{-1} \\ I_{11} & I_{33} & I_{44} & I_{77} & I_{121} & I_0 & I_{-1} & I_0 & I_0 & I_{-1} \\ I_{23} & I_{69} & I_{92} & I_{161} & I_{253} & I_{-1} & I_{-1} & I_{-1} & I_0 & I_0 \\ I_{24} & I_{72} & I_{96} & I_{168} & I_{264} & I_5 & I_{-1} & I_{-1} & I_{-1} & I_0 \end{bmatrix} \quad (29)$$

其中, I_0 表示大小为 265×265 的单位矩阵, I_{-1} 表示大小为 265×265 的零矩阵, I_k 表示大小为 265×265 的单位矩阵向右循环移位 k 位得到的 CPM。最终得到码长为 2650,码率为 0.5,列重 $J = 5$,行重 $L = 10$ 的 GL-QC-LDPC(2650,1325)码。

为了验证 GL-QC-LDPC 码在室内 VLC 系统中的性能,在第一节建立的室内 VLC 系统模型和信道模型的基础上,运用 MATLAB 对该码在室内 VLC 系统中进行了仿真。发射端和接收端之间的链路选择为无遮挡的 LOS,仿真环境为 AWGN 信道,采用二进制相移键控(Binary Phase Shift Keying,BPSK)调制,置信传播(Belief Propagation,BP)译码算法,最大迭代次数取 50 次。并将 GL-QC-LDPC 码与仅基于 GCD 算法构造的 GM-QC-LDPC 码^[7]、基于 GDD 的 GDD-QC-LDPC 码^[8]以及基于 AC 构造的 AC-QC-LDPC 码^[6]进行性能比较,如图 5 所示。

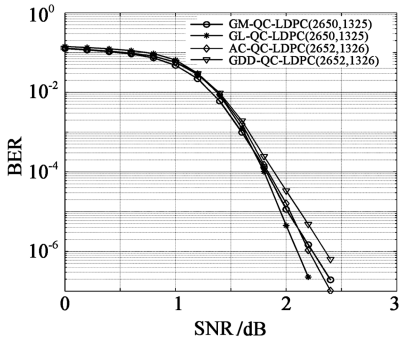


图 5 GL-QC-LDPC 码与其他码的纠错性能仿真图

在误码率(BER)为 10^{-6} 时,用所提构造方法构造的围长为 8 的可快速编码 GL-QC-LDPC(2650,1325)码与 AC-QC-LDPC(2652,1326)码相比 NCG 提高了约 0.10 dB,与 GM-QC-LDPC(2650,1325)码相比,NCG 提高了约 0.14 dB,与 GDD-QC-LDPC(2652,1326)码相比,NCG 提高了约 0.25 dB。可以看出,随着通信系统中信噪比(SNR)的增加,GL-QC-LDPC 码的纠错性能明显提高。对于其他三种码型,虽然它们的纠错性能随着 SNR 的增加也在提高,但当 SNR 增加到 2.10 dB 附近时,AC-QC-

进行扩展得到其校验矩阵 H :

LDPC(2652,1326)码的纠错性能超过了 GM-QC-LDPC(2650,1325)码,说明不同码型的纠错性能在不同 SNR 条件下提高的速度有所区别。但从曲线走势看,随着 SNR 的持续增加,GL-QC-LDPC(2650,1325)码的纠错性能提高得越来越快,说明本文所提基于 GCD 算法和 Lucas 序列结合构造围长为 8、可快速编码的 QC-LDPC 码在该码长码率的情况下具有良好的纠错性能。

5 结束语

本文将 QC-LDPC 码引入到 VLC 系统中,首先提出了一种基于 GCD 算法与 Lucas 序列构造 QC-LDPC 码的新颖方法,并证明该方法构造的 QC-LDPC 码对应的 Tanner 图中不含 4,6 环,保证了系统的误码率性能。且校验矩阵设计为准双对角线的形式,在保证该码具有大围长性质的同时,可以直接利用校验矩阵进行快速迭代编码,降低编码复杂度。最后用 MATLAB 进行仿真。仿真结果表明,在无遮挡 LOS 的 VLC 系统中,用该方法构造的 QC-LDPC 码与其他三种码型相比具有更好的纠错性能。

参考文献:

[1] Hu Weiben. SLM-based ACO-OFDM VLC system with low-complexity minimum amplitude difference decoder [J]. Electron. Lett., 2018, 54(3): 144-146.
 [2] Kim S. Adaptive FEC codes suitable for variable dimming values in visible light communication [J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 2015, 27(9): 967-969.
 [3] Khalid A, Ahmad M, Khan N, et al. Enhancement of visible light communication transceiver using LDPC codes[C]// 2018 Inter. Conf. on Frontiers of Information Technol., 2018: 94-98.
 [4] Chen Y, Su Y, Xue D, et al. Research on performance of visible light communication based on LDPC code[C]// 2015 Fifth Inter. Conf. on Instrumentation & Measurement, Computer, Communication and Control, 2015: 1461-1465.

(下转第 447 页)

多环谐振式微机械陀螺频率跟踪电路研究

薛冰^{1,2}, 张卫平¹, 王子杰^{1,2}, 田梦雅^{1,2}, 谷留涛^{1,2}

(上海交通大学 1. 微米/纳米加工技术国家级重点实验室;

2. 电子信息与电气工程学院 微纳电子学系, 上海 200240)

摘要: 由于多环谐振式微机械陀螺的谐振频率较高,传统的数字控制电路对陀螺幅点信号的频率跟踪难以同时兼顾精度和速度的要求。在传统半球陀螺数字控制电路的基础上,提出了一种适用于多环谐振式微机械陀螺仪的频率跟踪电路,并首次运用于多环谐振式微机械陀螺。该电路以高速 A/D 转换电路为基础,通过对幅点信号高速采样计算频率和相位信息,并通过 CORDIC 算法产生输出信号。测试结果显示,该电路使多环谐振式微机械陀螺幅点信号的频率跟踪精度达到了 0.78 Hz,频率跟踪时间小于 40 μs ,使控制电路的性能得到了极大提升。

关键词: 多环谐振式微机械陀螺; 频率跟踪电路; 控制电路; A/D 转换; CORDIC

中图分类号: V241.5+54 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0443-05

Research on Frequency Tracking Circuit of Multi-ring Resonant Micromachined Gyro

XUE Bing^{1,2}, ZHANG Weiping¹, WANG Zijie^{1,2}, TIAN Mengya^{1,2}, GU Liutao^{1,2}

(1. National Key Laboratory of Science and Technology on Micro/Nano Fabrication;

2. Department of Micro/Nano Electronics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, CHN)

Abstract: Due to the high resonance frequency of the multi-ring resonant micro-mechanical gyro, the traditional digital control circuit can not accurately balance the accuracy and tracking speed of the gyro amplitude signal. Based on the traditional hemispherical gyro digital control loop, a frequency tracking circuit is proposed for multi-ring resonant micro-mechanical gyroscopes, and it is applied to multi-ring resonant micro-mechanical gyros for the first time. The circuit is based on a high-speed A/D conversion circuit. The frequency and phase information is calculated by high-speed sampling of the amplitude signal, and the output signal is generated by the CORDIC algorithm. Test results show that the circuit makes the frequency tracking accuracy of the multi-ring resonant micro-mechanical gyro amplitude signal reach 0.78 Hz, and the frequency tracking time is less than 40 μs , which greatly improves the performance of the control circuit.

Key words: mult-ring resonant micromechanical gyroscope; frequency tracing circuit; control circuit; A/D convert; CORDIC

0 引言

当多环谐振式微机械陀螺工作于力平衡模式下

收稿日期: 2019-11-11.

基金项目: 国家自然科学基金项目(61574093); 预研基金项目(614280504010317, 6140863020202); 上海专业技术服务平台项目(19DZ2291103); 教育部新世纪优秀人才支撑计划项目(NCET-10-0583).

时,频率跟踪电路通过对幅点信号的跟踪产生陀螺驱动信号和正交参考信号^[1]。传统的频率跟踪电路采用锁相环、正弦过零相位检测法或者 A/D 转换采集数据,估算陀螺幅点信号的频率。这三种方法在半球谐振陀螺中均有成熟的运用,且取得了较好的效果^[2]。然而针对多环谐振式微机械陀螺,由于谐振频率较高,频率跟踪难度大,现有的频率跟踪方案

均不太适合。

基于锁相环的频率跟踪方案主要由鉴相器、环路滤波器和压控振荡器构成。输入信号与反馈信号经过鉴相器鉴相后输出相位差信息,再经过环路滤波器产生频率控制字,控制压控振荡器产生相应的正余弦信号,形成相位反馈回路。国防科学技术大学^[3]于2011年采用此方法对谐振频率为4.43 kHz的半球陀螺进行频率跟踪,整个回路在15 s内达到稳定,系统稳态误差为 0.002° 。此方法频率跟踪精度高且技术成熟,实现起来比较容易,但缺点是频率跟踪范围小,频率追踪时间较长。

正弦过零相位检测法^[4]以一个内置的高频信号对被跟踪信号的零点进行检测,计算相邻两个上升沿(下降沿)之间的时间 T ,进而计算出被跟踪信号的频率,陀螺信号解调和正弦驱动信号的生成采用CORDIC算法完成,大大减少了FPGA资源的消耗。上海交通大学^[5]于2013年采用此方法对谐振频率为4.8 kHz的半球陀螺进行频率跟踪,采用16位A/D转换器采样,锁相精度达到 0.0027° ,频率跟踪时间为 $200\ \mu\text{s}$ 。该方法频率跟踪精度较高,频率追踪时间短,而且由于免去了DDS模块,实现起来相对简单。

上海航天控制技术研究所^[6]于2017年首次提出采用A/D转换采集数据来估算陀螺幅点信号频率的方法,并应用于半球谐振陀螺上。通过ADC对幅点信号进行高频采样,通过过零点直接拟合出零点,计算信号周期,进而得到信号的频率。针对谐振频率为3.9 kHz的半球陀螺,其频率跟踪精度达到了 $0.002\ \text{Hz}$ 。该方法跟踪精度高、跟踪时间短,由于需要相应的算法对噪声进行处理,实现起来比较复杂。

本文对上述方法进行整理和优化,使用高速A/D转换电路对幅点信号进行采集,根据采样点进行直线拟合求出幅点信号的零点,并根据简单的频率周期换算关系求出幅点信号的频率,最后,利用CORDIC算法输出相应的正弦驱动信号和正交参考信号。该方法首次应用于多环谐振式微机械陀螺,对谐振频率为50 kHz的多环陀螺幅点信号进行频率跟踪。

1 方案设计

硬件电路由C-V转换电路、AD/DA转换电路和FPGA三部分组成,结构示意图如图1所示。C-

V转换电路将由科氏力导致的陀螺位移,经过放大转化为电压变化量。ADC通过对监测电极上的幅点信号进行高频采样,得到离散的陀螺幅点信号,并输入FPGA进行相应处理。FPGA产生驱动、力平衡信号并通过DAC作用于陀螺仪,形成整个闭环回路。

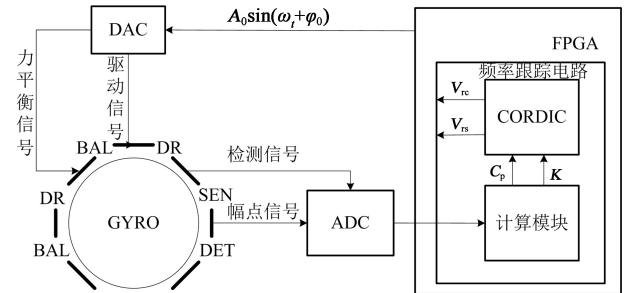


图1 频率跟踪电路结构示意图

1.1 ADC选型

根据分析可以看出,A/D转换电路的精度直接影响到整个数字电路的性能。在频率跟踪电路中要考虑的两个非常重要的因素分别是:A/D的采样频率 f_{ad} 和位宽 D 。选择A/D芯片时要考虑的因素如下:

- (1)采样频率越高,单个周期内可以使用的样本越多,由过零点拟合零点的误差越小;
- (2)位宽 D 越大,A/D转换器采集数据越精确,A/D转换引入的误差越小;
- (3)采样频率越高,完成同样操作对系统时钟要求越高。

由于采样频率和位宽是一个矛盾的存在,而且高速高精度ADC设计起来非常复杂,实现成本太高,经过权衡最终选择了12位的高速AD芯片AD9226^[7],其采样频率可达 $65\ \text{MS/s}$ 。

1.2 FPGA数字电路设计

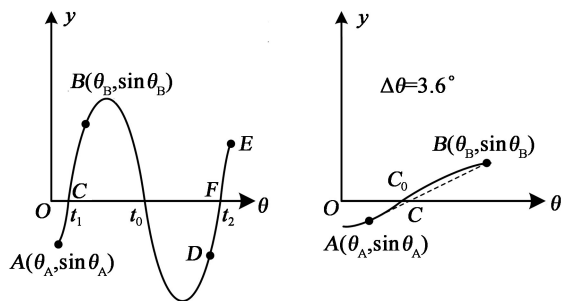
首先,选用5 MHz的采样频率,使一个信号周期内有大约100个采样点,以提高根据过零点拟合零点的精度。其次,选择200 MHz的系统时钟,在一个信号周期内完成所有运算,输出频率控制字和相位信息,使系统的频率跟踪时间尽可能短。最后,在小范围区间内用直线拟合正弦函数,采样点越密集,拟合误差越小。

使用直线拟合正弦函数的理由如下:

对于正弦信号,当角度 θ 很小时有近似公式存在:

$$\sin \theta \approx \theta \quad (1)$$

对于多环谐振式微机械陀螺,当选择谐振频率100倍的采样频率时,过零点A和B的相位间隔为 $\Delta\theta$,如图2(b)所示,C为根据点A和B做直线拟合得到的零点, C_0 为实际零点。由拟合引入的误差为 C_0C 。幅点信号过零点的正弦值小于 $\sin 3.6^\circ$,当 θ 取极限 3.6° 时,使用式(1)作近似时误差为 0.637% ,即该方法可将误差控制在一个很小的范围。



(a) 一个信号周期示意图 (b) A-B段曲线放大图
图2 信号周期计算示意图

由于采样频率固定,可以通过统计当前信号一个周期内的采样点数 N 来计算对应的时间 t_0 。根据式(2), t_1 为C点到B点的时间, t_2 为D点到F点的时间,可以计算得到当前信号周期 T :

$$T = t_0 + t_1 + t_2 \quad (2)$$

在得到被跟踪信号的周期 T 后,通过计算便可得到信号频率 f 和当前采样频率下的相位步进 C_p 。

1.3 CORDIC 输出模块

为了直接使用频率和相位信息产生正弦波,选择CORDIC算法作为信号输出模块。CORDIC算法是一种非常适合FPGA的迭代算法,它通过不断旋转特定的角度,使累计旋转的角度等于输入角度,进而完成三角函数的计算。

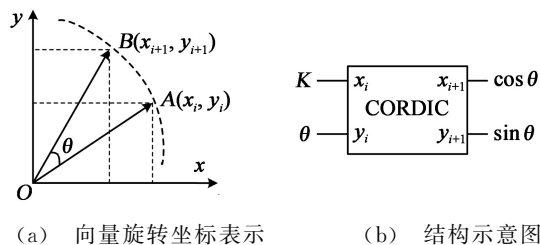
如图3所示,坐标轴内向量 $A(x_i, y_i)$ 旋转到向量 $B(x_{i+1}, y_{i+1})$,旋转角度为 θ ,则坐标计算关系式为

$$\begin{bmatrix} x_{i+1} \\ y_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \end{bmatrix} \quad (3)$$

针对旋转角度 θ ,可以通过设定一系列固定的 θ_n ,连续旋转 M 次来完成,令 $\theta = \sum_{n=0}^M \theta_n$,那么式(3)即简化为

$$\begin{bmatrix} x_{i+1} \\ y_{i+1} \end{bmatrix} = \cos \theta_0 \cos \theta_1 \cdots \cos \theta_M \begin{bmatrix} 1 & -\tan \theta_0 \\ \tan \theta_0 & 1 \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} 1 & -\tan \theta_M \\ \tan \theta_M & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \end{bmatrix} \quad (4)$$

取 $\theta_n = \arctan\left(\frac{1}{2^n}\right)$,则式(4)中 $\tan \theta_n$ 可以通过移位操作实现,而 $\prod_{n=0}^M \cos \theta_n$ 则是由 M 确定的常数 K 。因此复杂的三角函数计算可以通过简单的移位累加操作来实现,且迭代次数越多,每次计算的误差越小。令 $x_i = K, y_i = \theta$,通过式(4)计算输出 $x_{i+1} = \cos \theta, y_{i+1} = \sin \theta$,完成了三角函数的计算。



(a) 向量旋转坐标表示 (b) 结构示意图
图3 CORDIC算法向量旋转的坐标表示及结构示意图

该模块采用16级流水线,即 θ 迭代次数为16次,那么 K 值就是 0.607253 。相位步进 C_p 按采样频率进行自加得到实时的角度 θ ,通过式(4)计算得到对应的正弦值和余弦值。该算法既发挥了FPGA的算力优势,又免去了片内存储资源的调用与通信过程,使系统精简且高效。该模块可在20个周期内完成计算,相位累加精度达到 0.0018° 。

2 理论精度分析

该方法输出信号频率由式(5)决定:

$$f_{\text{out}} = \frac{f_{\text{ad}} C_p}{360} \quad (5)$$

即输出信号频率由采样频率 f_{ad} 和相位步进 C_p 共同决定。ADC位数为 D ,采样引入的最小误差为1LSB。

相邻采样点的相位增量 θ 由采样频率 f_{ad} 和被跟踪信号频率 f_{sig} 共同决定:

$$\theta = \frac{360 f_{\text{sig}}}{f_{\text{ad}}} \quad (6)$$

则该方法的相位跟踪精度理论上可以达到

$$\Delta\theta = \frac{\theta}{2^{D-1}} \quad (7)$$

由上述公式计算得到该频率跟踪电路的相位跟踪精度为 0.001758° 。

3 仿真

基于以上分析研究,使用modelsim做了电路级仿真,以验证数字电路功能的正确性。仿真结果

如图 4 所示。

采用 IP 核生成一定频率的正弦信号当作幅点信号。频率跟踪电路对幅点信号进行跟踪,根据 A/D 转换采集的数据计算相应的频率控制字和相位,控制 CORDIC 模块生成与其同频同相的驱动信号和正交参考信号。根据仿真结果可以看到,系统经过一个信号周期的延迟后输出正确结果,频率跟踪时间小于 $40 \mu\text{s}$ 。输出信号的相位为相位步进 C_p 的累加,因此为锯齿形。CORDIC 输出两路正交信号,一路为跟踪幅点信号的同频同相正弦波,另一路为与其正交的参考解调信号,相位相差 90° 。仿真结果证明了该数字电路功能的正确性。

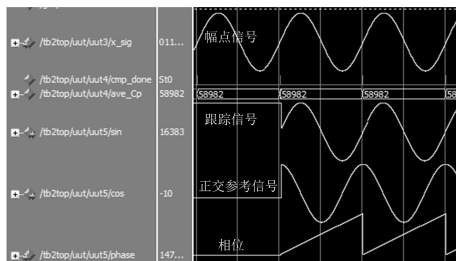


图 4 modelsim 仿真结果

4 测试

整体工程完成后生成相应 bit 文件,下载到 FPGA 板并给与频率为 50 kHz 的幅点信号测试,通过 CHIPSOCPE 在线调试查看具体电路工作情况。

通过示波器可以看到频率跟踪电路正确完成功能,实时跟踪陀螺的幅点信号,输出信号与陀螺幅点信号同频同相,如图 5 所示,频率跟踪时间小于 $40 \mu\text{s}$ 。

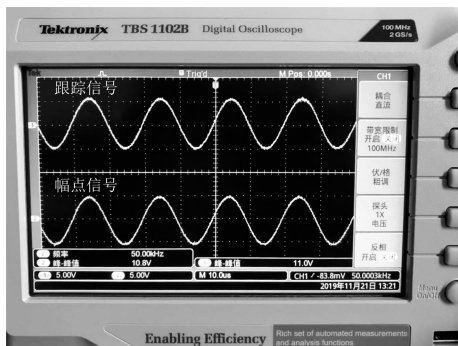


图 5 频率跟踪电路测试结果

电路工作时,对幅点信号进行频率跟踪,每个信号周期输出一个相位增量 C_p ,在下一个零点到来前,相位 θ 按采样频率以 C_p 累加。电路存在三种工作状态,如图 6 所示:(1)跟踪信号频率高于幅点信

号, C_p 大于实际值,跟踪信号相位超前于幅点信号;(2)跟踪信号频率低于幅点信号频率, C_p 小于实际值,跟踪信号相位滞后于幅点信号;(3)跟踪信号频率等于被跟踪信号频率, C_p 等于实际值,跟踪信号与幅点信号同频同相。

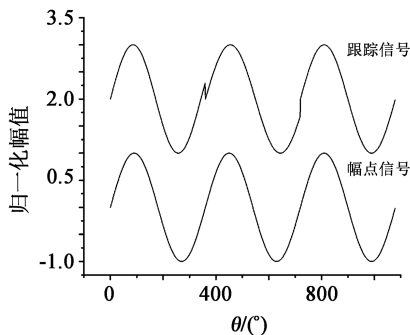


图 6 CHIPSOCPE 在线调试结果

为了进一步证明该方法的鲁棒性,对频率跟踪电路进行 $49.9 \sim 50.1 \text{ kHz}$ 的扫频实验,用台式数字万用表记录电路输出信号频率的变化,结果如图 7 所示。

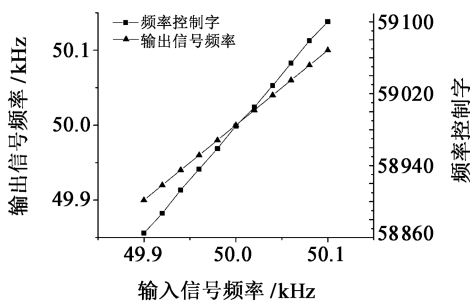


图 7 频率跟踪电路扫频测试结果

通过测试结果可以看出,频率跟踪电路在 $49.9 \sim 50.1 \text{ kHz}$ 范围内都能正确完成频率跟踪功能。输入信号频率越高,电路计算出来的频率控制字越大,CORDIC 模块输出信号频率越大。结合具体实验数据分析得出在该频率范围内,频率跟踪精度达到 0.78 Hz 。

5 结论

通过总结传统半球谐振陀螺数字控制回路的优缺点,提出了一种适用于多环谐振式微机械陀螺的频率跟踪电路。结合电路工作原理,对各组成模块进行了误差分析。在 modelsim 环境下进行了电路级仿真,并生成 bit 文件下载到 FPGA 开发板进行实际测试。结果表明,该频率跟踪电路能够实时跟踪陀螺幅点信号的频率,其跟踪精度为 0.78 Hz ,跟

踪时间小于 $40\ \mu\text{s}$, 在跟踪精度和跟踪速度上都取得了较好的效果。

为了进一步提高控制电路性能, 可以从以下几个方面考虑对该方法的优化: (1) 对 A/D 转换采集的幅点信号进行预处理, 设置合适的门限电平来避免由于噪声或者信号抖动造成的过零点误判; (2) 选择精度更高的 AD 芯片。硬件上的提升可以进一步提高频率跟踪精度。

参考文献:

- [1] 雷霆. 半球谐振陀螺控制技术[D]. 重庆: 重庆大学, 2006.
Lei Ting. Study on control technology of hemispherical resonator gyro[D]. Chongqing: Chongqing University, 2006.
- [2] 吕志清. 半球谐振陀螺(HRG)信号处理技术[J]. 中国惯性技术学报, 2000, 8(3): 59-62.
Lv Zhiqing. Signal processing technique for hemispherical resonant gyro (HRG)[J]. J. of Chinese Inertial Technol., 2000, 8(3): 59-62.
- [3] 李云. 半球谐振陀螺力再平衡数字控制技术[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2011.
Li Yun. Digital control technology for force to rebalance mode hemispherical resonator gyro [D]. Changsha: National University of Defense Technol., 2011.
- [4] 林珂. 半球谐振陀螺数字控制电路研究[D]. 成都: 电子科技大学, 2014.
Lin Ke. Hemispherical resonator gyro(HRG) digital control

circuit research[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technol. of China, 2014.

- [5] 夏语. 半球谐振陀螺数字控制回路分析与设计[D]. 上海: 上海交通大学, 2013.
Xia Yu. The research and design of digital control loops for hemispherical resonator gyro[D]. Shanghai: Shanghai Jiaotong University, 2013.
- [6] 赵万良, 王伟, 齐铁楠, 等. 半球谐振陀螺控制电路频率跟踪精度提升方法[J]. 导航与控制, 2017, 16(3): 50-55.
Zhao Wanliang, Wang Wei, Qi Yinan, et al. Approach to improve the frequency tracking accuracy of the HRG control circuit[J]. Navigation and Control, 2017, 16(3): 50-55.
- [7] 张钰莹. 基于FPGA的微半球陀螺数字化测控电路相关技术研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2019.
Zhang Yuying. Research on related technology of digital detection and control circuit of micro hemispherical resonator gyroscope based on FPGA[D]. Shanghai: Shanghai Jiaotong University, 2019.

作者简介:

薛冰(1995—), 男, 硕士研究生, 主要从事硅微陀螺仪的驱动检测电路研究;

张卫平(1971—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事先进微型机器人与微型无人机、先进微纳惯性技术、微机电系统(MEMS)、精密仪器、电路控制与嵌入式系统及其集成技术的研究。

E-mail: zwp37@163.com

(上接第 442 页)

- [5] Zhu Hai, Zhang Bo, Xu Mengmeng, et al. Array based quasi-cyclic LDPC codes and their tight lower bounds on the lifting degree[J]. Phys. Commun., 2019, 36: 100765.
- [6] Xu Hengzhou, Yu Zhongyang, Feng Dan, et al. New construction of partial geometries based on group divisible designs and their associated LDPC codes [J]. Phys. Commun., 2020, 39: 100970.
- [7] 袁建国, 张希瑞, 袁财政, 等. 可见光通信中一种围长为 8 的 QC-LDPC 码构造方法[J]. 半导体光电, 2019, 40(6): 857-861.
Yuan Jianguo, Zhang Xirui, Yuan Caizheng, et al. A construction method of QC-LDPC code with girth-8 in visible light communication[J]. Semiconductor Optoelectronics, 2019,

40(6): 857-861.

- [8] Zhang G, Sun R, Wang X. Construction of girth-eight QC-LDPC codes from greatest common divisor [J]. IEEE Commun. Lett., 2013, 17(2): 369-372.
- [9] Tasdighi A, Banihashemi A H, Sadeghi M. Symmetrical constructions for regular girth-8 QC-LDPC codes[J]. IEEE Trans. on Commun., 2017, 65(1): 14-22.

作者简介:

袁建国(1968—), 男, 重庆人, 博士, 教授, 硕士生导师, 主要研究方向为光通信系统中 FEC 编译码技术与 OFDM 技术。

E-mail: yyyjg@126.com

超分辨率面阵激光雷达的动目标姿态估计

王盛杰^{1,2,3,4}, 刘博^{1,3}, 李和平², 陈臻^{1,3}, 姜朔^{1,3,4}

(1. 中国科学院空间光电精密测量技术重点实验室, 成都 610209; 2. 电子科技大学光电科学与工程学院, 成都 610054;
3. 中国科学院光电技术研究所, 成都 610209; 4. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 提出一种基于新型成像传感器——电子倍增电荷耦合器件的超分辨率偏振调制三维成像系统。利用低带宽电光调制器作为亚纳秒级高速快门, 实现三维成像系统时间(距离)分辨能力。该系统只需要采集一帧原始数据, 就可以从灰度图像中重建深度信息, 实现动态成像。基于该系统结构提出多维数据融合求解目标位姿的方法, 并通过试验验证了方法的可行性。实验结果表明, 对距离激光雷达 1 km 外的目标进行测量, 其位移精度小于 3 cm, 位姿角误差小于 3°。

关键词: 激光雷达; 时间分辨成像; 偏振调制; 多维数据融合; 姿态估计

中图分类号: TN958.78 **文章编号:** 1001-5868(2020)03-0448-07

Super-resolution Planar Array 3D Imaging for Dynamic Objects Pose Estimation

WANG Shengjie^{1,2,3,4}, LIU Bo^{1,3}, LI Heping², CHEN Zhen^{1,3}, JIANG Shuo^{1,3,4}

(1. Key Laboratory of Space Optoelectronic Precision Measurement Technology, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, CHN; 2. School of Optoelectric Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, CHN; 3. Institute of Optics and Electronics of the Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, CHN;
4. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, CHN)

Abstract: In this paper, demonstrated is a super-resolution polarization-modulated 3D imaging framework based on electron multiplying charge coupled device (EMCCD). Due to its low bandwidth characteristics, the electro-optic modulator is applied as a fast shutter with sub-nanosecond-level to implement temporal and range resolution of 3D imaging system simultaneously. The depth information can be reconstructed from the gray image with only a frame of raw data, so as to achieve dynamic imaging performance. Based on the system structure, a method of multi-dimensional data fusion is proposed to calculate target position and attitude. The feasibility of the method is verified by experiments. Experimental results show that for the target 1 km away from the lidar system, the displacement measurement accuracy is less than 3 cm and the pose angle error is less than 3°.

Key words: lidar; time resolved imaging; polarization modulation; multidimensional data fusion; pose estimation

0 引言

激光雷达(Lidar)系统是一种可以得到场景中目标三维信息的主动探测遥感设备。飞行时间法通过测量光在雷达系统与目标之间往返的飞行时间, 可以准确地计算目标距离^[1-2]。按照时间的获取方

式可以将飞行时间法分为直接测试法和间接测试法, 二者通常在如何调节照明和执行时间分辨探测^[3]方面存在差异。目前面临的挑战是如何通过面阵成像方式来减少数据采集量, 缩短采集时间^[4]。

基于 Geiger-mode APD (GM-APD) 阵列探测器的“闪光”成像激光雷达系统是由 MIT/Lincoln 实验室^[5-6]首创的。GM-APD 的缺点是在每次触发

事件后存在一段死时间,在此期间,GM-APD将失去探测光子的能力,因此无法测量每个像素的信号强度(或灰度图像)^[3]。基于时间相关单光子计数模式的单光子雪崩二极管(SPAD)探测器具有良好的时间分辨率,因而对测量单光子的飞行时间非常有效。文献[7-8]建立了单光子成像方法,文献[9]实现了光效率成像方式。但SPAD的横向分辨率非常低,只有 32×32 像素。受读出集成电路的限制,迄今为止,SPAD探测器的阵列大小仅为 256×256 像素^[10-11]。因此SPAD探测器难以实现超分辨率的三维成像。为了降低三维成像系统的采样频率并为其提供更高的横向分辨率,文献[12-14]采用了与GEN II增强器(ICCD)耦合的数字相机光纤-光学耦合技术,使横向分辨率优于 512×512 像素。然而,ICCD的成像过程包括光子-电子转换、电子-光子转换和光-电子转换的多重转换过程,量子效率较低,这限制了ICCD横向分辨率的进一步提高。此外,微通道板的耦合效应和噪声因子对ICCD的信噪比性能也有很大的影响。

为此,本文提出并实验证明了一种基于EMCCD相机的超分辨率三维成像系统,其横向分辨率达到 1024×1024 像素。尽管EMCCD相机的信噪比性能受到热暗电流噪声的强烈影响,而热暗电流噪声会随着信号增益寄存器的增大而增大,但制冷后的EMCCD可以获得很好的图像质量,表现优于ICCD^[17-19]。此外,三维成像框架通过执行单光子-电子转换而不耦合其他设备,提高了系统的灵敏度和量子效率,从而实现了超分辨率成像。因此,它可以提供更高的横向分辨率和更高的量子效率。在面阵三维成像系统中,时间(距离)分辨率由高速电光调制器(EOM)提供,不需要高带宽相机。

基于偏振调制的面阵三维成像激光雷达仅通过一次拍摄,就可同时获得成像视场中的灰度图和三维点云数据。为提高姿态测量精度,本文结合EMCCD采集高分辨率灰度图的优势与三维点云拥有目标丰富结构信息的特点,提出了多维数据融合的目标位姿测量方案。

1 研究方法

1.1 面阵三维成像系统原理

基于偏振调制的三维成像系统框架如图1所示。采用脉冲激光作为照明光源,其重复频率为10 Hz,脉冲能量为200 mJ,脉冲持续时间为8 ns。

向成像区域发射线偏振光,接触到目标后该线偏振光被物体反射/散射,当返回的光进入接收器时,来自阳光和其他光源的背景辐射被窄带滤波器(NBF)滤除。然后,利用线性偏振器P1(平行于脉冲激光的线性偏振光)来隔离其他偏振光,只允许通过与其平行的线性偏振光分量。在电光调制器(EOM1)上施加线性增长的调制电压,将线性偏振光转化为椭圆偏振光^[20],椭圆偏振光由两束互相垂直,且具有一定相位差的偏振分量构成,两束偏振分量的相位差与调制电压成正比。椭圆偏振光通过偏振分光棱镜发生干涉后分成两个正交偏振光分量:p偏振光和s偏振光,并使用两台EMCCD相机分别接收。其中,p偏振光通过X通道到达EMCCD_x,s偏振光通过Y通道反射到EMCCD_y。

在双EMCCD相机结构中,一部相机的回光强度与另一部相机的回光强度之比提供距离信息,而两部相机的回光强度之和提供横向信息。同时,第一台电光调制器(EOM1)通过控制返回光的偏振状态来执行时间分辨成像,而第二台电光调制器(EOM2)作为距离门控成像的高速快门。最后,双EMCCD相机分别获取偏振调制图像用于X,Y通道的三维重建。该技术最大的优点是可以利用一对EMCCD相机进行超分辨率的三维成像,将偏振调制后的一帧图像重建成一帧三维图像。这一优点使得三维成像框架作为一个“闪光”激光雷达系统,无论物体运动或平台运动,均可将其用于动态目标三维成像。

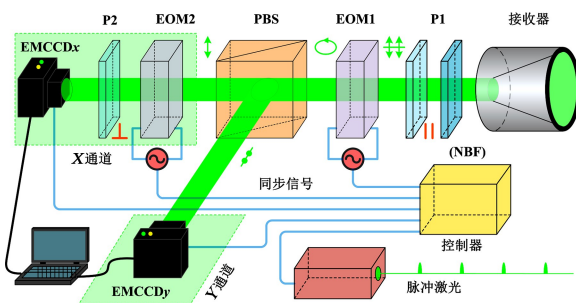


图1 超分辨率三维成像系统框架

1.2 三维结构重建

在三维成像框架中,采用基于晶体光电效应的电光调制器实现EMCCD相机三维成像功能。当给电光调制器施加沿回光传播方向的线性增益调制电压时,回光会产生两个相互垂直的偏振分量,这两个偏振分量之间存在与施加电压成正比的相位差。位于不同距离的目标对应不同的相位差,则相位差

θ 可以重写为与距离相关的函数:

$$\theta = \pi \cdot \frac{D}{L}, \quad 0 \leq D \leq L \quad (1)$$

其中, L 是系统的有效测距范围, 由快门的曝光持续时间决定; D 是在有效测距范围 L 内, 有效测距的起始时刻到目标的距离。这种相位延迟会导致 X 和 Y 通道的光强分布不同^[21-22]:

$$\begin{cases} I_x = I_{\text{REC}} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{D}{L}\right), \\ I_y = I_{\text{REC}} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{D}{L}\right), \end{cases} \quad 0 \leq D \leq L \quad (2)$$

式中, I_{REC} 是返回光的强度, I_x 和 I_y 分别为 p 偏振光和 s 偏振光的强度。由式(2)解算并得到的偏振调制图像包含距离信息, 从而可实现对目标的三维重构。所以, 激光雷达系统和目标之间的距离可以由 R 表示:

$$R = R_{\text{base}} + \frac{2L}{\pi} \arctan\left(\sqrt{\frac{I_y}{I_x}}\right) \quad (3)$$

并且, 由式(2)可以看出, 两个通道的回光光强 I_x 和 I_y 是互补的, 相加后将产生一个偏振解调图像(常规灰度图像):

$$I_x + I_y = I_{\text{REC}} \quad (4)$$

距离分辨率与相位分辨率成正比, 由下式可得:

$$\Delta R = \frac{2L}{\pi} \Delta\theta = \frac{2L}{\pi} \arctan\left(\sqrt{\frac{1}{2^n}}\right) \quad (5)$$

其中, $\Delta\theta$ 是相位分辨率, n 是模数转换器(ADC)的位分辨率。关于 16 位 ADC($n=16$), EMCCD 相机可用的离散灰度值为 2^{16} (65 536)。当距离选通时间(曝光时间)设定为 $0.32 \mu\text{s}$ 时, 有效测距范围(L)为 48 m, 三维成像系统的距离分辨率约为 5 cm。

1.3 图像的采集与处理

距离选通成像可以有效去除空气分子、雾、伪装或水^[23-25]等介质的后向散射。为了在本文系统框架中实现距离选通成像, 需要在 X 通道中放置额外的电光调制器(EOM2)和线性偏振器(P2, 垂直于发射的线性偏振光)。它们放置在 PBS 和 EMCCD_x 相机之间, 并与 EOM1 配合, 以确定 p 偏振光通过 X 通道的时间和曝光时间。在 Y 通道中不需要额外的设备, 因为 EOM1 和 PBS 可以利用该性能确定 s 偏振光通过 Y 通道的时间和曝光时间。分别对电光调制器 EOM1 和 EOM2 施加适当的电压调制周期, 可以同时控制 X 和 Y 两个通道的通断, 实现距离选通三维成像, 如图 2 所示, 其测距范围为 $R_{\text{base}} \sim$

$R_{\text{base}} + L$ 。

为保证回光被精确调制和采集, 需要数字脉冲发生器生成同步信号, 对脉冲激光、电光调制器和 EMCCD 相机进行同步控制。同步控制信号的频率为 10 Hz, 在这种情况下, 双 EMCCD 可以在 0.1 s 的周期内获取一帧原始数据并进行三维重建。虽然相机的帧频是 10 Hz, 但曝光时间只有 $0.32 \mu\text{s}$ 。因此, 当一个物体以 100 m/s 的速度飞过场景时, 它的横向位移只有 $32 \mu\text{m}$ 。这种运动的物体无疑可以看作是静止的物体。

EMCCD 工作在外部曝光触发模式下, 曝光时间完全由外部触发输入控制。当触发输入高时, EMCCD 在图像区域积累电荷。当外部触发降低时, 积累的电荷迅速转移到存储区域, 然后以较大的电子倍增增益读出。然而, EMCCD 相机帧转移结构的缺点是电荷涂抹, 这是由于返回光落在图像区域而积累的电荷被转移到存储区域。为避免这种情况的发生, 在读取过程中需要使用机械快门覆盖图像区域。然而, 机械快门存在使用寿命短、快门速度慢的问题, 无法承受亚微秒级的快速曝光时间。而具有低带宽特性的电光调制器可以作为 EMCCD 相机的快速快门, 提供亚微秒级的曝光时间, 有效防止电荷涂抹的发生。

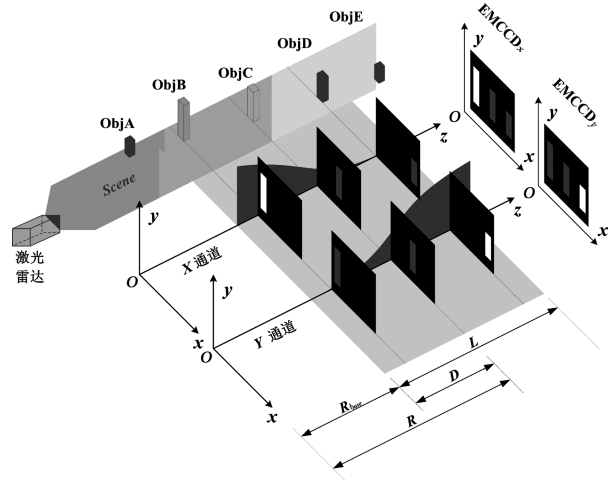


图 2 用于距离门控选通成像的同步图像采集系统

由于电光调制器可以作为快速快门, 本文框架可以选择性地接收返回光, 从而实现距离门控成像, 提高信噪比性能。图 2 中有五个不同位置的物体: ObjA, ObjB, ObjC, ObjD 和 ObjE, 其中 ObjB, ObjC, ObjD 在门开启有效测距范围内(L), ObjA, ObjD 在有效测距门开启范围外。因此, 只有 ObjB,

ObjC, ObjD 反射回来的光能到达 EMCCD 相机。同时,在 X 通道中,将近距离目标(ObjB)调制为亮,用高亮度表示;将远距离目标(ObjD)调制为暗,用低亮度表示;而在通道 Y 中,则会出现相反的情况,将近距离的对象调制为暗,用低亮度表示;将远距离的对象调制为亮,用高亮度表示。这符合上文中两通道光强互补的原理。

与上文相同,距离信息来自一个相机与另一个相机的强度比。但代表相机光强的灰度值很容易受到各种噪声的干扰,如暗电流噪声、读出噪声、泊松射击噪声等,这些噪声会或多或少降低测距精度。对于 EMCCD 相机,其信噪比为

$$SNR = \frac{Q_E S}{\sqrt{F^2(Q_E S + N_{\text{Dark}}^2) + \frac{N_{\text{Readout}}^2}{M^2}}} \quad (6)$$

式中, S 是返回光的信号光子, Q_E 是量子效率, F 是噪声因子, M 是电子倍增(EM)增益, N_{Dark} 是暗电流噪声,由 CCD 硅衬底上的热产生的电子引起, N_{Readout} 是读出噪声。为了提高 EMCCD 相机在微光环境下的信噪比和灵敏度,需要执行以下步骤:首先,将 EMCCD 芯片深度冷却至 $-60\text{ }^\circ\text{C}$ 或更低温度,使热噪声降至最低,使暗电流噪声大大降低;其次,将电磁增益设置为 300 或以上,使信号在读出前被放大,从而在不限制读出速率的情况下减弱读出噪声对系统的影响;最后,利用图像去噪算法去除信号相关噪声($\sqrt{Q_E S}$)以及其他不确定噪声^[26-28]。

此外,为了从双 EMCCD 相机获得的调偏图像中准确地重建深度图像和强度图像,需要对 X 通道图像的像素与 Y 通道图像的相应像素进行亚像素配准^[29-31]。尽管相机的对应像素有轻微的偏差,但在实验场景中,相同目标对应的感兴趣区域对齐效果要好于一个像素。

2 三维重建实验

超分辨率三维成像实验装置工作在“闪光”三维成像模式,因此将在单脉冲周期中重建深度图像。在成像期间,使用分辨率为 $1\ 024 \times 1\ 024$ 像素的双 EMCCD 分别对 X 和 Y 通道的返回光进行累积。电光调制器有两个重要的作用:一是充当 EMCCD 相机的快速快门,二是用作时间分辨成像的偏振调制装置。三维成像设置的主要参数如表 1 所示。

在实验中,对动态目标进行探测。如图 3(a)所

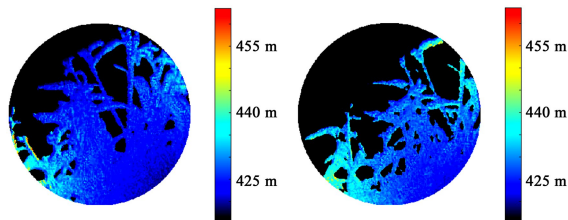
示,将视场内树木(距离激光雷达系统约 420 m)控制在距离选通范围内,距离选通起始范围设置为 415.5 m,因此有效测距范围(48 m)为 415.5 ~ 463.5 m。实验在有风的情况下进行,因此两帧图像之间存在差异(见图 3(b)和(c))。由于单帧曝光时间在亚微秒级,所以摆动的树枝可被看作静止物体,因此可获得一帧具有良好横向分辨率的运动目标三维图像。从图 3(b)或(c)可以看出,成像范围大致对应于灰度图像中的圆形区域,可以在清晰重建叶片和枝干三维图像的同时避免产生运动模糊现象。因此,无论物体运动还是平台运动,三维成像装置都可以实现效果良好的动态三维成像。重构结果表明,基于 EMCCD 的三维成像系统能够提供远程动目标三维检测的能力。

表 1 超分辨率三维成像系统参数

系统参数	值
波长/nm	532
脉冲能量/mJ	200
脉冲周期/ns	8
帧频/Hz	1
分辨率/pixels	$1\ 024 \times 1\ 024$
孔径/mm	200



(a) CCD 相机拍摄灰度图像



(b), (c) 连续两帧深度图像

图 3 激光雷达系统动态三维成像效果

3 动目标姿态测量方法

针对本文提出的面阵三维成像激光雷达系统结构,采用一种基于面阵激光雷达多维数据融合的动态目标姿态测量方法。由上文可以知道,EMCCD 相机作为面阵接收器,在一帧图像的拍摄过程中,不

但可以通过叠加两个接收通道的互补回光得到视场灰度图,还可以通过该灰度图解调出每个像素的距离值,进而得到深度图。因此,首先通过灰度图提供的信息计算目标质心所在的像素坐标位置来追踪目标的平移向量;再利用三维点云数据,通过迭代最近点算法将测量点云与模型点云匹配,计算目标的旋转矩阵,最终得到目标的姿态矩阵。相较于三维点云数据,通过高分辨率图像处理得到的平移向量精度更高,并且算法复杂度更低,更易于提高对目标姿态测量的效率。算法流程如图 4 所示:首先,移动激光雷达系统,使接收机的视场与一些静态目标保持一致,并进行探测;其次,控制激光束,确保发射端视场与接收端视场一致;接下来,调整距离选通的起始范围,将物体包含在有效测距开启范围内。本次实验中,距离选通起始值设置为 900 m,则有效测距(48 m)设置为 900~950 m;最后,利用双 EMCCD 相机获取的偏振调制图像,并根据偏振调制图像重建物体的三维结构。实验效果如图 5 所示,深度图像对应灰度图像中的圆形区域。

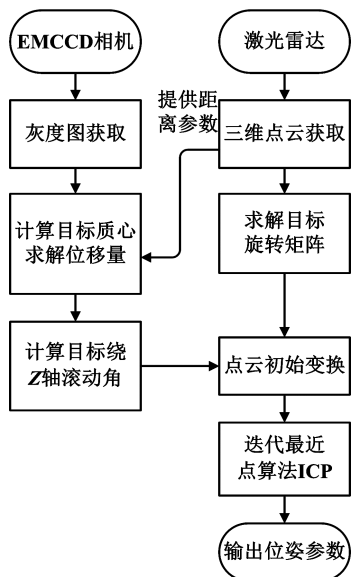
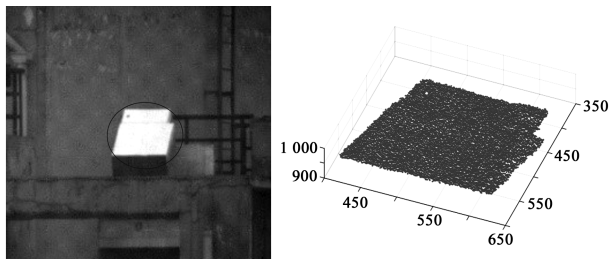


图 4 目标数据融合位姿测量流程图



(a) 日间拍摄的灰度图像 (b) 由两幅调制后的图像重建深度图像

图 5 三维成像激光雷达获取的三维点云数据

3.1 质心法求取目标点云平移向量

算法首先求解目标的质心位置坐标,通过最大阈值分割法将目标从背景环境中分离后,对目标的像素点坐标求平均,获得质心的坐标位置。通过二维灰度图与三维点云数据像素坐标的映射关系,将质心坐标投影到三维点云坐标系,得到不同时刻下目标的质心坐标,即可得到测量点云到模型点云的平移量。图 6 所示为经最大熵阈值分割算法将背景处理后,仅包含目标灰度信息的图像以及通过质心法计算出的质心坐标,可通过欧式距离求出目标的平移向量 t :

$$t = \begin{bmatrix} t_x \\ t_y \\ t_z \end{bmatrix} \quad (7)$$

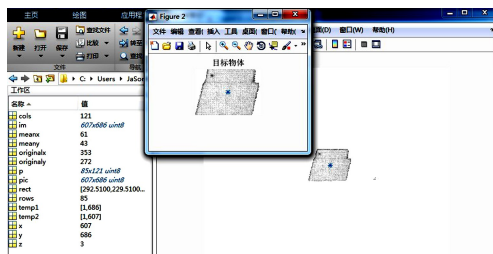


图 6 质心法确定目标质心坐标

3.2 基于 ICP 算法的位姿估计

两帧目标点云姿态的测量可通过第一帧得到的目标点云 P 和第二帧得到的待配准点云 Q 通过传统的迭代最近点算法计算出旋转矩阵。因此,将本次目标(箱子)人为移动了一定的旋转和位移量尺度来验证算法的可行性。

最近点迭代算法^[8-10]是一种高效且高精度的点云配准算法,对于目标点云 P 中的每个点 p_i ,搜索其在待配准点云 Q 上的最近点作为对应点 q_i ,然后依据对应关系求解出使得公式所示目标函数最小的刚体变换,即旋转矩阵 R 和平移矢量 t ,并将该变换作用于目标点云,迭代进行这一过程直到满足某一设定的收敛准则。

$$f(R, T) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \| \vec{q}_i - (R\vec{p}_i + \vec{T}) \|^2 \quad (8)$$

收敛准则通常是指算法中设置某些最大迭代次数 N 或最小配准误差 e ,当满足其中任一条件时迭代终止,即如迭代次数 $k \geq N$ 或配准误差 $e^k < e$,认为完成配准。最近点迭代算法具体描述如下:

(1)设置最大迭代次数为 N 次,迭代的目标函数为待配准点云 Q 中的点 q_i ,在模型点云 P 中搜索

与 q_i 平均欧氏距离,最近的点 p_i ,二者构成一组对应点集,迭代收敛阈值设为 e ;

(2)在模型点云 P 中查找待配准点云 Q_k 中各点所对应的最近点,形成 Q_k 对应的最近点集 $P_k = C(Q_k, P)$;

(3)计算 P_k 和 Q_k 两点集之间的平均欧氏距离 $d_k = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}$,如果两次迭代之间的平均欧氏距离之差收敛于给定阈值,即 $d_k - d_{k-1} < e$,则终止迭代。否则, Q_k 和对应点 P_k 之间的旋转矩阵和平移向量可以计算为 R_k 和 t_k ;

(4)将旋转平移矩阵 R_k 和 t_k 作用于待配准点云 Q_k ,得到新的点集 $Q_{k+1} = R_k Q_k + T_k$;若未到达收敛阈值则返回步骤(2)继续迭代。

配准过程收敛后即得到前后两帧待配准点云 Q 到模型点云 P 的旋转矩阵 R 和平移向量 t ,根据欧拉角公式,可由旋转矩阵得到目标的相对姿态,由平移向量得到目标的相对位置信息。

3.3 外场试验

为了测试该算法的实际性能,进行了两组外场实验。目标箱子放置在距离三维成像系统约 1 km 的楼顶平台上,将面阵三维成像系统得到的测量值与实测值对比,通过 ICP 配准算法计算每次旋转目标的角度误差和平移误差,配准效果如图 7。

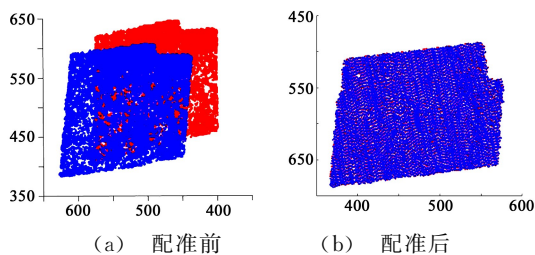


图 7 经平移后目标配准前后效果图

第一组实验验证目标的旋转误差。在保持平移量不变的情况下,分别沿 X, Y, Z 轴人为旋转目标,并将数字量角器每次转动 5° ,得到滚动角 α 、偏航角 β 和俯仰角 γ 的误差分布,如图 8。受面阵三维成像系统测量精度的限制和纵深方向噪声的影响,偏航角误差浮动较大,各方向的角度误差可稳定在 3° 内,能满足对非合作目标的实际应用需求。

第二组实验验证目标的位移误差,因为条件不便沿 Y 方向放置目标,所以在不旋转目标的前提下,分别沿 X, Z 轴人为移动目标,并使用高精度测距仪测量每个方向的平移量为 3 cm,得到 X, Y, Z

方向的误差分布,如图 9 所示。由图 9 可知,因为 Y 方向上没有移动位移,该方向解算出的误差精度很高,而 X, Z 方向上位置误差同样较稳定,误差均值不超过 30 mm,远距离动目标位移量精度较高。

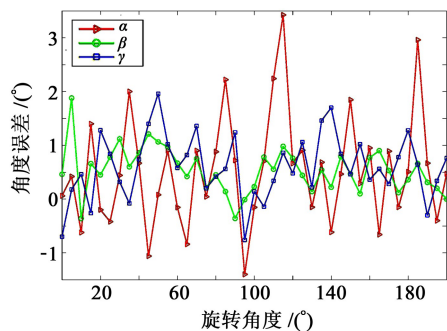


图 8 旋转角度误差分布图

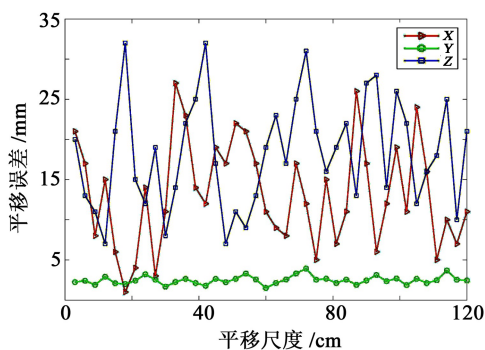


图 9 平移量误差分布图

4 结论

本文提出并实现了一种用于动态目标姿态实时测量的超分辨率三维成像系统。系统中使用一种新型的面阵成像传感器——EMCCD,该传感器具有较高的横向分辨率和较高的灵敏度,可用于远距离成像。同时,系统采用双 EMCCD 相机结构,无论物体运动或平台运动,都能实时同步完成灰度图拍摄和三维信息重建,并因其极短的曝光时间增强了动态成像的性能。基于该特点,提出一种融合二维、三维信息,进行空间非合作目标相对位置姿态求解的方法,综合利用灰度图的高分辨率和三维点云的目标点云结构特征,利用多维信息优势互补来提升最终测量结果的鲁棒性和精度,并通过试验验证了方法的可行性。

参考文献:

- [1] Schwarz B. Lidar: Mapping the world in 3D[J]. Nature Photonics, 2010, 4(7): 429-430.
- [2] Lee J, Kim Y, Lee K, et al. Time-of-flight measurement with femtosecond light pulses[J]. Nature Photon., 2010, 4(10):

- 716-720.
- [3] McManamon P F. Review of lidar: a historic, yet emerging, sensor technology with rich phenomenology[J]. *Opt. Engin.*, 2012, 51(6): 1-14.
- [4] Garipey G, Henderson R, Li C, et al. Single-photon sensitive light-in-flight imaging[J]. *Nature Commun.*, 2015, 6: 6021.
- [5] Albota M A, Aull B F, Fouche D G, et al. Three-dimensional imaging ladars with Geigermode avalanche photodiode arrays [J]. *Lincoln Lab. J.*, 2002, 13(2): 351-370.
- [6] Marino R M, Davis W R. Jigsaw: a foliage-penetrating 3D imaging lidar system[J]. *Lincoln Lab. J.*, 2005, 15(1): 23-32.
- [7] Kirmani A, Venkatraman D, Shin D, et al. First-photon imaging[J]. *Science*, 2014, 343(6166): 58-61.
- [8] Shin D, Kirmani A, Goyal V K, et al. Photon-efficient computational 3D and reflectivity imaging with single-photon detectors[J]. *IEEE Trans. on Computational Imaging*, 2015, 1(2): 112-125.
- [9] Shin D, Xu F, Venkatraman D, et al. Photon-efficient imaging with a single-photon camera[J]. *Nature Commun.*, 2016, 7: 12046.
- [10] Schultz K I, Kelly M W, Baker J J, et al. Digital-pixel focal plane array technology[J]. *Lincoln Lab. J.*, 2014, 20(2): 36-51.
- [11] Aull B F, Duerr E K, Frechette J P, et al. Large-format Geiger-mode avalanche photodiode arrays and readout circuits [J]. *IEEE J. of Sel. Top. in Quantum Electron.*, 2018, 24(2): 1-10.
- [12] Laurenzis M, Christnacher F, Monnin D. Long-range three-dimensional active imaging with superresolution depth mapping[J]. *Opt. Lett.*, 2007, 32(21): 3146-3148.
- [13] Zhang X, Yan H, Jiang Y. Pulse-shape-free method for long-range three-dimensional active imaging with high linear accuracy[J]. *Opt. Lett.*, 2008, 33(11): 1219-1221.
- [14] Zhang X, Yan H, Zhou Q. Overcoming the shot-noise limitation of three-dimensional active imaging [J]. *Opt. Lett.*, 2011, 36(8): 1434-1436.
- [15] Djazovski O, Daigle O, Laurin D, et al. Electron-multiplying CCDs for future space instruments[J]. *Proc. SPIE*, 2013, 8915, 89150Q-1.
- [16] Denvir D J, Emer C. Electron multiplying CCD technology: The new ICCD[J]. *Proc. SPIE*, 2002, 4796: 167-174.
- [17] Zhang Wenwen, Chen Qian. Signal-to-noise ratio performance comparison of electron multiplying CCD and intensified CCD detectors [C]// *Proc. IASP International Confer. on Imaging Analysis and Signal Processing*, 2009: 337-341.
- [18] Dussault D, Hoess P. Noise performance comparison of ICCD with CCD and EMCCD cameras [J]. *Proc. SPIE*, 2004, 5563: 561839.
- [19] Robbins M S, Hadwen B J. The noise performance of electron multiplying charge coupled devices[J]. *IEEE Trans. on Electron Devices*, 2003, 50(5): 1227-1232.
- [20] Yariv A, Yeh P. *Electro-optic Devices*[M]. *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*, United States: John Wiley & Sons, 2002: 276-317.
- [21] Chen Z, Liu B, Liu E, et al. Electro-optic modulation methods in range-gated active imaging [J]. *Appl. Opt.*, 2016, 55(3): A184-A190.
- [22] Chen Z, Liu B, Liu E, et al. Adaptive polarization-modulated method for high resolution 3D imaging[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2016, 28(3): 295-298.
- [23] Fournier G R, Bonnier D, Forand J L, et al. Range-gated underwater laser imaging system[J]. *Opt. Eng.*, 1993, 32: 2185-2190.
- [24] Busck J, Heiselberg H. Gated viewing and high-accuracy three-dimensional laser radar [J]. *Appl. Opt.*, 2004, 43(24): 4705-4710.
- [25] Busck J. Underwater 3-D optical imaging with a gated viewing laser radar[J]. *Opt. Eng.*, 2005, 44(11): 116001.
- [26] Dabov K, Foi A, Katkovnik V, et al. Image denoising by sparse 3-D transform-domain collaborative filtering[J]. *IEEE Trans. on Image Proc.*, 2007, 16(8): 2080-2095.
- [27] Foi A, Trimeche M, Katkovnik V, et al. Practical poissonian-Gaussian noise modeling and fitting for single-image raw-data[J]. *IEEE Tran. on Image Proc.*, 2008, 17(10): 1737-1754.
- [28] Liu Xinhao, Tanaka M, Okutomi M. Practical signal-dependent noise parameter estimation from a single noisy image[J]. *IEEE Trans. on Image Proc.*, 2014, 23(10): 4361-4371.
- [29] Guizar-Scairos M, Thurman S T, Fienup J R. Efficient subpixel image registration algorithms [J]. *Opt. Lett.*, 2008, 33(2): 156-158.
- [30] Tong W. Subpixel image registration with reduced bias[J]. *Opt. Lett.*, 2011, 36(5): 763-765.
- [31] Foroosh H, Zerubia J B, Berthod M. Extension of phase correlation to subpixel registration [J]. *IEEE Trans. on Image Process*, 2002, 11(3): 188-200.

作者简介:

王盛杰(1989—),男,安徽合肥人,博士在读,主要研究方向为激光雷达、点云处理;

刘 博(1979—),男,博士,研究员,博士生导师,四川省“千人计划”特聘专家,主要研究方向为激光雷达探测与激光通信。

E-mail: boliu@ioe.ac.cn

《半导体光电》编辑委员会

顾问 王占国(科学院院士) 姚建铨(科学院院士) 方家熊(工程院院士)

主任 欧黎

副主任 蒋志伟

委员 (以姓氏笔画为序)

王小勇 方亮 孔梅 宁永强 孙长征 刘秉琦 刘胜 刘斌
华勇 安俊明 李成 李向阳 李国强 余华 邹卫文 张卫平
张佰君 沈鸿烈 宋凝芳 罗风光 周立庆 孟洲 祝连庆 赵明富
徐学良 高新江 郭霞 崔一平 龚敏 蒋亚东 喻志农 童杏林
熊平 潘武 瞿鹏飞

半导体光电

BANDAOTI GUANGDIAN

(双月刊 1976年创刊)

第41卷 第3期 2020年6月

SEMICONDUCTOR OPTOELECTRONICS

(Bimonthly, Started in 1976)

Vol. 41 No. 3 June 2020

主管单位 中国电子科技集团有限公司

主办单位 重庆光电技术研究所

编辑出版 《半导体光电》编辑部

编委主任 欧黎

主编 蒋志伟

执行主编 李福果

责任编辑 朱玲瑞

印刷 重庆五湖印务有限公司

国内订阅 《半导体光电》编辑部

通信地址 重庆市南岸区南坪花园路14号(400060)

电话 (023)65860286(编辑)

(023)65860287(发行)

电子邮箱 soe@163.net

Competent Authorities China Electronics Technology Group Corporation

Sponsored by Chongqing Optoelectronics Research Institute

Edited and Published by Editorial Office of Semiconductor Optoelectronics

Director of Editorial Board OULI

Chief Editor JIANG Zhiwei

Executive Chief Editor LI Fuguo

Editor in Charge ZHU Lingrui

Printed by Chongqing Wuhu Printing Corp.

Domestic Subscription Editorial Office of Semiconductor Optoelectronics

Address No. 14 Garden Road, Nan'an District, Chongqing 400060,
P. R. China

Telephone (023)65860286 (Edition)

(023)65860287 (Distribution)

E-mail soe@163.net

半导体光电

二〇二〇年六月

第四十一卷 第三期 (301-454)

半导体光电

二〇二〇年六月

第四十一卷 第三期 (301-454)