

飞秒激光加工凹陷包层波导及其应用

李萌^{1,2}, 张茜^{1,2}, 杨栋^{1,2}, 龚旗煌^{1,2,3}, 李焱^{1,2,3*}

¹北京大学物理学院人工微结构和介观物理国家重点实验室, 北京 100871;

²北京大学纳光电子前沿科学中心, 北京 100871;

³山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 凹陷包层波导是一种新型波导,其折射率未变化的波导芯被数量众多的折射率变低的轨迹包围,具有截面形状和大小可以灵活调控的优点。凹陷包层波导芯区保留了材料本身的性质,可以传播横电和横磁两种偏振模式,在集成光子学领域具有重要的发展潜力。利用飞秒激光三维微纳加工技术,可以在多种玻璃和晶体材料中制备凹陷包层波导。除了通过平移和螺旋扫描进行制备,还可以利用焦场整形技术实现快速制备。综述了凹陷包层波导的飞秒激光加工进展及其在波导激光器、频率转换、温度传感、波导光栅滤波器和集成光子学器件等方面的应用。

关键词 激光光学; 集成光学器件; 凹陷包层波导; 飞秒激光加工; 直写; 焦场整形

中图分类号 O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP57.111427

Femtosecond Laser Writing of Depressed Cladding Waveguide and Its Applications

Li Meng^{1,2}, Zhang Qian^{1,2}, Yang Dong^{1,2}, Gong Qihuang^{1,2,3}, Li Yan^{1,2,3*}

¹State Key Laboratory for Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China;

²Frontiers Science Center for Nano-Optoelectronics, Peking University, Beijing 100871, China;

³Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract Depressed cladding waveguide is a new kind of waveguide whose unmodified core is surrounded by numerous lower refractive index tracks. It is flexible to manipulate their shapes and sizes of the cross sections while the original properties of the material are well preserved in the region of guiding core, so the waveguides can support both transverse electric and transverse magnetic polarization modes and they have an important application prospect in integrated photonics. By using femtosecond laser writing technique, the depressed cladding waveguides have been fabricated in various glass and crystal materials. The process is completed by the translational and helical focus moving, and the fast fabrication can be realized through the focal field engineering. In this review, we summarize the development of laser direct writing of depressed cladding waveguides and their wide applications to waveguide lasing, frequency conversion, temperature sensing, waveguide grating filters and integrated photonic devices, and so on.

Key words laser optics; integrated optical devices; depressed cladding waveguide; femtosecond laser fabrication; direct writing; focal field engineering

OCIS codes 140.7090; 130.3120; 140.3300; 130.3390; 190.4180

收稿日期: 2020-04-08; 修回日期: 2020-04-24; 录用日期: 2020-04-27

基金项目: 国家自然科学基金(61590933, 11474010, 11527901)、国家重点研发计划(2018YFB1107205)、装备预研航天科技联合基金(6141B06140601)

* E-mail: li@pku.edu.cn

1 引言

飞秒激光制备如今已经发展成为一种高效的三维微纳加工技术,在多个领域得到广泛关注。飞秒激光在与材料相互作用时,超短的脉冲持续时间远小于材料内部受激电子的弛豫时间,可抑制热扩散,具有加工热影响区小、精度高的特点^[1-2]。超短脉宽下产生的超强峰值功率,可以超过任何材料的光学激发阈值,因而可以实现全材料加工^[3-4],且超高的光强可以诱导电介质材料的多光子非线性吸收,可以深入介质内部实现突破衍射极限的具有超高精度的三维微纳加工^[5-6]。1996年,日本京都大学的Davis等^[7]首先发现聚焦飞秒激光的辐照可以引起玻璃折射率增大,并将该现象应用于光波导的制备。随后,飞秒激光直写技术被引入玻璃、晶体、聚合物、陶瓷等多种透明介质材料中以加工多种类型的光波导,飞秒激光加工光波导的应用范围得到极大拓展。

凹陷包层波导最早由 Okhrimchuk 等^[8]于2005年利用飞秒激光直写技术在 Nd:YAG 晶体中实现。凹陷包层波导的波导芯未被激光改性,并被众多折射率变低的损伤轨迹包围,折射率降低轨迹形成的包层可以很好地将光场束缚在其内部未损伤区域。这种类型的波导在发现初期并没有得到很多关

注,而近些年其独特的性质和在各领域的应用又引起研究人员的重视。理论上凹陷包层波导的包层形状可以任意设计,圆形的截面与光纤适配,芯区由于未被激光改性可以保持材料本身的性质,还支持横电(TE)和横磁(TM)两种偏振模式,因此凹陷包层波导在制备基于相位匹配的频率转换器件^[9-10]、小型波导激光器^[11-12]、电光调制器件^[13-14]、集成光子学器件^[15-17]等方面都发挥着重要的作用。

本文从波导材料、加工方式、包层结构三个方面综述了飞秒激光加工凹陷包层波导技术,并总结了凹陷包层波导在波导激光器、频率转换器件、温度传感、波导光栅滤波器以及集成光子学等方面的应用,最后对该领域的发展进行了总结和展望。

2 飞秒激光直写光波导的类型

根据波导芯区和包层的形成方式,飞秒激光在透明介质中加工的光波导一般可分为以下三种类型^[18](图1): I型(激光照射区折射率增加,形成波导芯区), II型(激光照射区折射率减小,诱导周围应力分布)和凹陷包层波导。根据所诱导折射率的变化分类,凹陷包层波导似乎应被归为 II型应力诱导波导,但其实它们在几何结构和波导性能方面有着显著的差异。

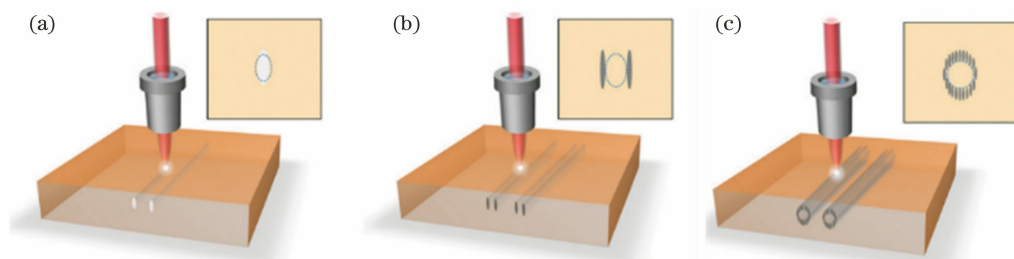


图1 飞秒激光直写光波导的三种类型及对应端面形貌(内插图)。(a) I型;(b) II型;(c)凹陷包层型波导^[18]

Fig. 1 Three types of waveguides directly written by femtosecond laser and their cross-sectional configurations (insets).

(a) Type I; (b) type II; (c) depressed cladding waveguide^[18]

2.1 I型波导

I型波导的导光区直接产生于飞秒激光诱导的改性区域处,如图1(a)所示,飞秒激光焦点改性区引起材料折射率增大,形成波导芯。这种折射率增大(即折射率改变量 $\Delta n > 0$)现象常见于大多数玻璃等非晶态材料中。激光照射区直接形成波导,便于直写二维和三维的复杂波导器件,比如Y型分束器、定向耦合器^[19]、波导阵列和光栅等。另外,通过引入“多次扫描”直写方式,即横向堆叠激光单次扫描轨迹^[17,20],可灵活控制波导截面形状,当截面尺寸大于激光单次扫描产生的结构尺寸时,波导更容

易传播长波长模式。在晶体中,I型波导形成机制更为复杂,该类型波导仅能在铌酸锂^[21], Nd:YCOB^[22]和硒化锌(ZnSe)^[23]等少数几种晶体材料中得以实现。即使在这些晶体中, Δn 也只存在于特定的轴向上,这意味着波导只支持一种偏振模式的传播,而晶体特有的相位匹配频率转换功能需要在支持两种偏振模式的波导中才能实现。周期性的晶格结构在聚焦的飞秒激光下会被改性,出现高损伤,甚至伴随照射区域晶格的无定形化现象,这会严重破坏波导芯材料的原有属性,进而限制I型晶体波导在实际中的应用。此外,I型直写波导通常不具

备热稳定性,在高温下折射率变化现象甚至会完全消失,所以不能应用于大功率波导器件。

2.2 II型波导

应力诱导 II 型波导的导光区位于飞秒激光焦点扫描轨迹的邻近区域,如图 1(b)所示。飞秒激光引起焦点处晶格的膨胀,这种局域性的膨胀通常伴随着折射率的减小($\Delta n < 0$),而应力效应会引起附近区域折射率的小幅增大。在通常情况下,激光扫描形成两条分离的平行轨迹(纵向长度 $\geq 15 \sim 30 \mu\text{m}$,横向间距为 $10 \sim 20 \mu\text{m}$),波导芯位于这两条轨迹中间,被称为“双线”或“双轨”波导结构^[21],这也是大多数应力诱导波导的几何结构。该结构具有一些特殊优势。第一,波导芯产生于两条破坏轨迹中间,导光区材料的原有属性没有受到严重的影响。研究表明,双线波导很好地保护了材料的发光和非线性特性,这对于晶体波导的实际应用尤其重要^[24]。第二,人们对应力诱导波导结构的产生机制解释得比较充分,并且相比于调控 I 型波导芯的折射率变化,调控双线破坏轨迹的折射率变化更加容易。第三,应力诱导波导有可能实现两种偏振模式的传播,但会伴随一定的双折射效应,两种偏振导模不完全相同。当然,应力诱导波导能否支持两种偏振模式,在很大程度上依赖于材料本身的性质,比如对于立方相 Nd:YAG 晶体,应力诱导波导只能传播 TM 偏振(平行于双线轨迹方向)模式^[25-26]。第四,应力诱导的双线波导在高温条件下非常稳定,有利于大功率波导器件的制备。

2.3 凹陷包层波导

凹陷包层波导的未被激光改性的波导芯被数量众多的折射率变低的损伤轨迹包围,如图 1(c)所示。损伤轨迹线相互紧邻,间距通常为几微米,形成一个准连续的折射率降低的势垒,从而将传导的光

场限制在其内部未损伤区内。凹陷包层波导的形成方式和应力诱导波导类似,但也有明显的区别。对于凹陷包层波导,理论上轨迹线可以排布出任意几何形状的波导截面,但圆形截面更容易与光纤对接,所以应用最广。波导的直径大小也可以灵活调控,从而支持从可见光到近红外甚至中红外波段光的传输,导模也可以从单模变化到多模。凹陷包层波导的一个非常重要的优点是在大多数晶体中都支持 TE、TM 两种偏振模式,所以适用于偏振无依赖的泵浦光源或基于相位匹配的频率转换器。此外,在接近材料表层制备的表面凹陷包层波导中容易引入额外的损耗^[27],比如覆盖可饱和吸收体^[28],适合应用于调 Q 脉冲激光系统。

凹陷包层波导具有独特优势和广泛的应用前景,研究人员开展了多方面的研究工作,包括加工波导的材料、波导包层的结构、波导实现的功能^[16, 27, 29-34]、基于焦场整形技术的快速制备^[14, 35-38],以及在天文学中红外波段波导激光器、光栅和天体调零干涉仪中的应用等方面的研究^[11, 39-42]。

3 用于凹陷包层波导制备的材料

为了实现凹陷包层波导的制备,用于加工波导的材料折射率需要在飞秒激光照射后减小,大多数的晶体材料满足这个要求,此外还有少数几种玻璃和透明陶瓷材料^[32, 43],下面将介绍几种。

3.1 玻璃材料

3.1.1 ZBLAN 玻璃

ZBLAN($\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$)玻璃,是一种重金属氟化物玻璃,在近红外到红外波段具有很高的透明度,折射率约为 1.5,色散和温度依赖性都较低。与绝大多数玻璃在光照下的表现不同,不同重复频率的飞秒激光脉冲照射 ZBLAN 玻璃时,都会引起折射率减小,在非热机制下(重复频率 <

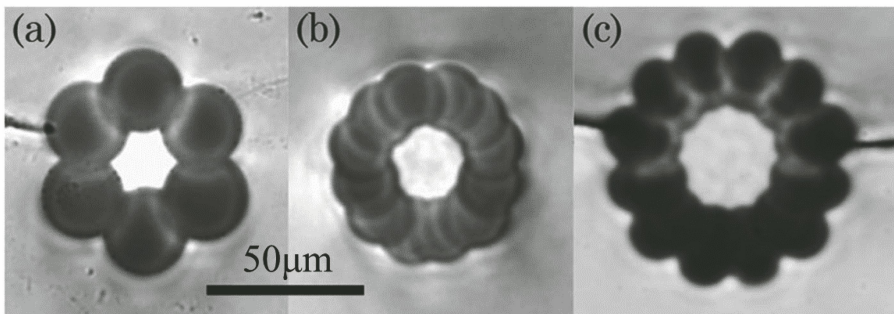


图 2 飞秒激光在 ZBLAN 玻璃中直写的低折射率轨迹数量不同的波导结构。(a) 6 个;(b) 12 个;(c) 24 个^[41]

Fig. 2 Waveguide structures written by femtosecond laser in ZBLAN glass with different numbers of lower refractive index tracks. (a) 6; (b) 12; (c) 24^[41]

200 kHz),减小值可达 $-3.9 \times 10^{-3} \sim -1 \times 10^{-3}$,在热机制下(重复频率 > 200 kHz),该值为 $-1.5 \times 10^{-3} \sim -1 \times 10^{-3}$ [44],因此,ZBLAN玻璃成为为数不多的制备凹陷包层波导的理想玻璃材料。图2所示是飞秒激光在ZBLAN玻璃中直写的凹陷包层波导[41],其包含不同的折射率降低轨迹数量。

3.1.2 碲酸盐玻璃

碲酸盐玻璃以 TeO_2 为主要成分,往往通过加入一些氧化物和卤化物来提高玻璃的形成能力和稳定性。碲酸盐玻璃具有较低的毒性、良好的化学和热稳定性以及抗腐蚀能力,红外透过窗口较宽($0.5 \sim 5 \mu\text{m}$),玻璃转变温度较温和($280 \sim 440$ °C,具体值取决于添加的成分),且声子能量较低,折射率较高。碲酸盐玻璃的非线性系数很高,三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 是石英玻璃的20~30倍[45],其可应

用于集成非线性光子学领域。在碲酸盐玻璃中掺入不同的组分,激光照射区域会发生不同的折射率变化。比如,当掺杂氧化钴 CoO (摩尔分数为2%)的亚碲酸钠基玻璃受到5 ns激光脉冲照射时,由于热作用,照射区折射率减小,改变量为 $0.05 \sim 0.22$ 。而在含铋的碲酸盐玻璃中,皮秒和飞秒激光照射则会引起照射区折射率的增加,但皮秒激光引起的折射率变化现象会逐渐消失,飞秒激光引起的是永久的折射率增加, Δn 约为0.009。在掺杂 Er^{3+} 的碲酸盐玻璃中,飞秒激光照射下同样观察到折射率减小的现象。图3为利用飞秒激光直写技术在TWB-2玻璃($70\text{TeO}_2-22\text{WO}_3-8\text{Bi}_2\text{O}_3$)中制备的凹陷包层波导[46],激光加工参数:加工波长为1028 nm,脉宽为180 fs,重复频率为180 kHz,扫描速度为6 mm/s,聚焦物镜数值孔径NA为0.85,放大倍率为 $100\times$ 。

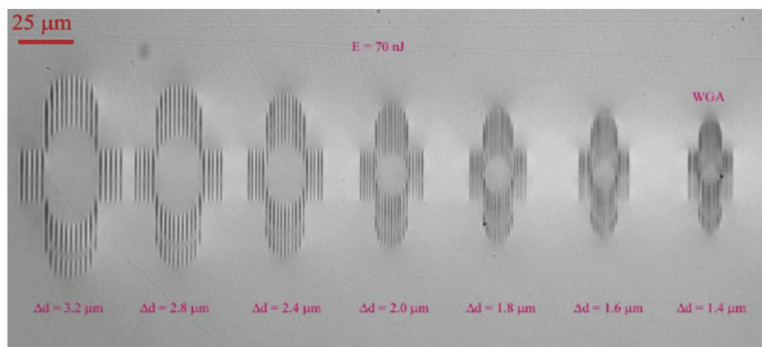


图3 飞秒激光在TWB-2玻璃中直写制备的凹陷包层波导端面[46]

Fig. 3 End view of waveguides written by femtosecond laser in TWB-2 glass plate[46]

3.1.3 光热折变玻璃

光热折变(PTR)玻璃是一种光敏多组分硅酸盐玻璃,其中掺杂了银(Ag)、铯(Ce)、氟(F)和一系列其他元素。光热折变过程是基于 Ce^{3+} 离子(PTR玻璃感光剂)的线性激发和AgO的还原机制形成的,而PTR玻璃折射率的改变是氟化钠(NaF)晶体的热沉淀结晶相引起的。除了光热性能,PTR玻璃

还具有很好的热稳定性和机械稳定性、高光学损伤阈值以及很宽的透明光谱范围($350 \sim 2700$ nm)。在飞秒激光照射下,由于光热作用,局部温度升高,从而机械扩张,密度减小,该区域的折射率减小,折射率改变量的量级一般在 10^{-4} 左右。图4为在PTR玻璃中利用飞秒激光直写技术制备的具有不同截面直径的管状凹陷包层波导的显微图[47]。

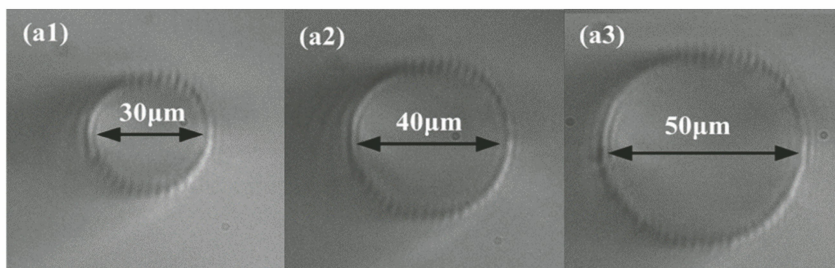


图4 飞秒激光在PTR玻璃中直写制备的具有不同截面直径的凹陷包层波导的显微图[47]

Fig. 4 Microscopic images of depressed cladding waveguide end facets with different cross-sectional diameters written by femtosecond laser in PTR glass[47]

3.2 晶体材料

3.2.1 Nd:YAG 晶体

钕铝石榴石晶体化学式为 $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG), 属于立方晶系, 纯净的 YAG 晶体无色且具有光学各向同性, 具有与石榴石一样的结构特点。将 Nd^{3+} 掺入 YAG 晶体中并替代晶体点阵中部分 Y^{3+} , 就获得了掺钕钷铝石榴石 (Nd:YAG) 晶体。Nd:YAG 晶体是一种具有重要实用价值的激光晶体, 具有稳定的物理和化学性质、高热导率和宽透射光谱范围(可以达到 $5 \mu m$), 而且三种类型的光波导都可以在这种晶体中得以实现。凹陷包层波导的首

次飞秒激光直写制备就是在该晶体中实现的^[8], 包层截面为长方形[图 5(a)], 折射率改变量估计值为 4×10^{-4} , 并基于该波导实现了波导激光器。包层截面也有圆形的^[48], 如图 5(b)所示, 包层直径可达 $100 \mu m$, 波导具有很好的传输性质, 传输损耗为 0.12 dB/cm , 可以同时支持 TM 和 TE 两种偏振模式。在对波导截面进行微区光致发光(μ -PL)技术分析时, 可以看到波导芯区的荧光特性得到很好的保留, 而在包层的折射率减小区域则存在明显的荧光淬灭现象。除了 Nd 离子, 在 YAG 晶体中还可以掺杂 Yb、Er、Tm 和 Cr 等多种活性离子, 用于制备凹陷包层波导。

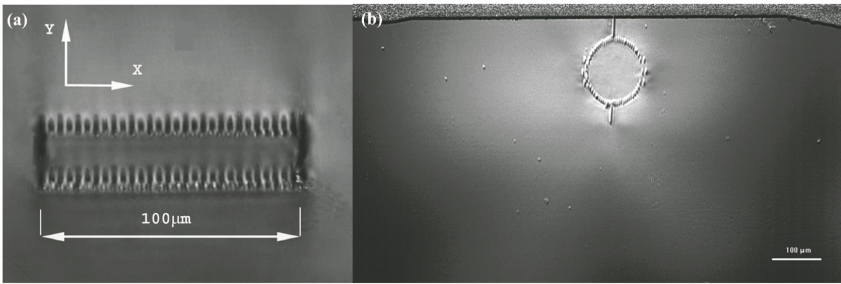


图 5 在 Nd:YAG 晶体中制备的不同截面形状的凹陷包层波导。(a)长方形^[8]; (b)圆形^[48]

Fig. 5 End view of depressed cladding waveguides with different cross sections inscribed in Nd:YAG crystal.

(a) Rectangular^[8]; (b) round^[48]

3.2.2 铌酸锂晶体

铌酸锂($LiNbO_3$)是光子学中应用最为广泛的晶体之一^[49-51]。纯铌酸锂晶片能够用于被动器件中的信号传输和主动器件中的电光调制, 掺杂稀土离子比如 Nd、Er 的铌酸锂晶片非常适用于制备激光源和光学放大器, 掺杂铁或铜离子的铌酸锂有利于实现光折变波混频和信息存储, 而周期性极化铌酸锂(PPLN)能够实现高效变频和准相位匹配^[51-52]。铌酸锂晶体也是很早就用于飞秒激光直写光波导研究的材料之一, 可以实现三种类型光波导的加工。在制备 I 型波导时, 激光照射后引起非寻常折射率 n_e 增大($\Delta n_e > 0$), 改变量 $< 1 \times 10^{-3}$, 而寻常折射率

n_o 减小($\Delta n_o < 0$)^[21,53-54], 但 Δn_e 并不具有热稳定性, 在较低温度下退火处理就可以完全去除 n_e 改变的现象。即使在室温条件下, 这种波导的导光性能也可能会慢慢变差。I 型铌酸锂波导的另外一个问题是导光区域的材料属性(晶格结构、非线性响应等)在激光的直接照射下或经改性后会被破坏^[54]。而在制备 II 型和凹陷包层波导时, 在激光直接照射形成的损伤轨迹上, n_e 和 n_o 均减小, Δn_e 通常为 $2 \times 10^{-3} \sim 4 \times 10^{-3}$, 大于 I 型波导中的数值, 波导芯的晶格结构没有被激光直接破坏, 材料属性得以完好保留。凹陷包层铌酸锂波导于 2013 年首次被报道^[55](图 6), 它可以支持两种正交偏振模式的传播。

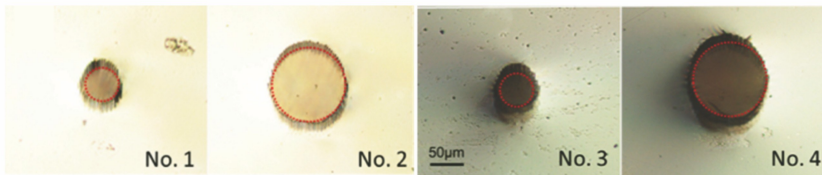


图 6 在铌酸锂晶体中制备的四种凹陷包层波导的截面光学显微镜图, 红圈标示波导位置^[55]

Fig. 6 Optical microscopic images of cross sections of 4 depressed cladding waveguides inscribed in $LiNbO_3$ and locations of waveguides indicated by red circles^[55]

3.2.3 ZnS 晶体

ZnS 晶体具有较高的折射率(波长 $4 \mu m$ 处折

射率约为 2.2523), 透明窗口($0.37 \sim 14 \mu m$)很宽, 是一种极好的可用于中红外波导器件的光学材料。在

激光照射区形成的损伤轨迹的折射率也会减小,因此 ZnS 晶体也可以用于制备凹陷包层波导,且可支持 TE 和 TM 两种偏振模式,但是包层折射率改变量对不同偏振存在差异,对于 TE 偏振, $\Delta n_{TE} \approx -5.2 \times 10^{-3}$; 对于 TM 偏振, $\Delta n_{TM} \approx -3.8 \times 10^{-3}$ 。图 7 为飞秒激光在 ZnS 晶体中直写制备的凹陷包

层波导^[56],直径分别为 50,100,150 μm 。在波长为 4 μm 处,直径为 50 μm 的波导的导模为单模,对于 TE 偏振,传输损耗为 3.9 dB/cm,对于 TM 偏振,传输损耗为 4.1 dB/cm。而直径为 100 μm 和 150 μm 的波导的导模均为多模,对于 TE、TM 偏振,传输损耗低至 1.1 dB/cm、1.3 dB/cm。

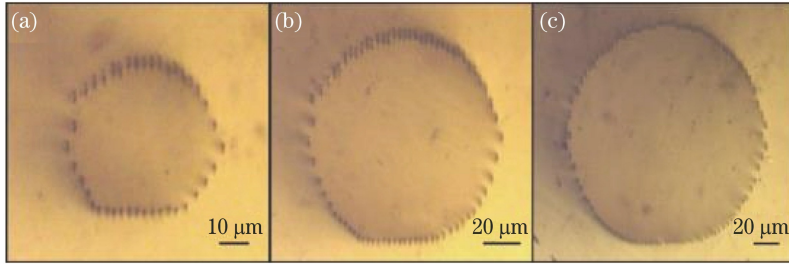


图 7 ZnS 晶体中具有不同直径的凹陷包层波导。(a) 50 μm ; (b) 100 μm ; (c) 150 μm ^[56]

Fig. 7 Depressed cladding waveguides with different diameters inscribed in ZnS crystal. (a) 50 μm ; (b) 100 μm ; (c) 150 μm ^[56]

3.2.4 蓝宝石晶体

蓝宝石晶体是最硬且耐腐蚀能力最强的光学材料之一,透光范围为 0.14~6 μm ,在 3~5 μm 的中红外波段具有很高的光学透过率,还具有很好的热导率和很高的熔点,因此由蓝宝石制作的窗口片和传感光学元件可以工作于高真空、高温等苛刻条件下。Bérubé 等^[57]研究发现,在纯的蓝宝石晶体中,近红外(1030 nm)飞秒激光脉冲不易

引起均匀的折射率变化,直写所需能量较高,而且伴随不规则的损伤轨迹;而在倍频(515 nm)飞秒激光脉冲照射下,当能量相对较低时,折射率均匀减小。在 50 nJ 的单脉冲能量和 2.4 mm/s 的扫描速度下,折射率改变量约为 -3.4×10^{-3} 。如图 8 所示,加工的凹陷包层波导在 2850 nm 波长下导模为单模,具有较低的传输损耗(0.37 dB/cm),而且耐高温,在 1000 $^{\circ}\text{C}$ 下,折射率变化量基本保持

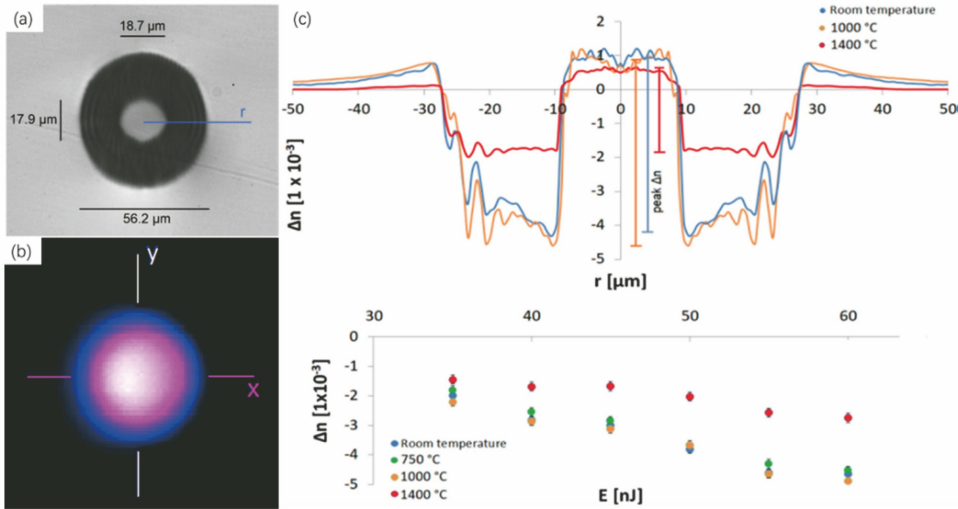


图 8 蓝宝石凹陷包层波导性能表征。(a) 蓝宝石晶体凹陷包层波导截面;(b) 2850 nm 波长下波导输出端的近场光强分布;(c) 连续退火循环后波导的径向折射率分布以及经不同能量直写的波导在不同退火温度下的折射率改变量的峰值变化^[57]

Fig. 8 Performance characterization of depressed cladding waveguide inscribed in sapphire; (b) near-field intensity profile measured at waveguide's output at wavelength of 2850 nm; (c) radial refractive index profiles measured after successive annealing cycles and peak refractive index change of waveguides inscribed by lasers with different energies and under different annealing temperatures^[57]

不变,在 1400 °C 下,折射率变化量虽有减小但仍可保持 50%^[57]。

纯的蓝宝石不易加工,因此常会掺杂一些 Ti^{3+} 离子来降低光学损伤阈值,从而便于飞秒激光直写加工,掺杂 Ti^{3+} 离子的蓝宝石凹陷包层波导还可以作为集成光学器件的荧光光源。图 9 为 795 nm 飞

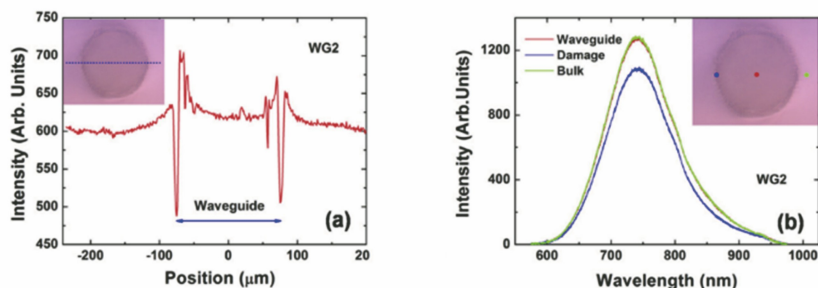


图 9 795 nm 飞秒激光在掺杂 Ti_2O_3 的蓝宝石晶体中直写制备的凹陷包层波导,内插图为波导截面显微图。

(a)波导截线处的 μ -PL 强度分布;(b)波导不同区域的 μ -PL 光谱^[58]

Fig. 9 Depressed cladding waveguides inscribed in Ti_2O_3 -doped sapphire by 795 nm femtosecond laser, and microscopic image of cross-section of waveguide shown in inset. (a) μ -PL intensity along cutting-line; (b) μ -PL spectra from different areas^[58]

3.2.5 金刚石晶体

在光子学领域,金刚石因其独特的光学性质而逐渐得到关注,比如它具有高折射率、高热导率、宽透射光谱窗口和高拉曼系数。在室温下,金刚石氮空位(NV)色心可以作为单光子源,这使其成为光

秒激光在掺入 Ti_2O_3 (质量分数为 0.15%)的蓝宝石晶体中直写制备的凹陷包层波导,折射率改变量约为 -3×10^{-4} 。从微区光致发光强度分布和发射光谱中可以看到,包层损伤区 Ti^{3+} 浓度降低且荧光强度有所下降,而芯区未改性区 Ti^{3+} 浓度和荧光强度基本保持不变^[58]。

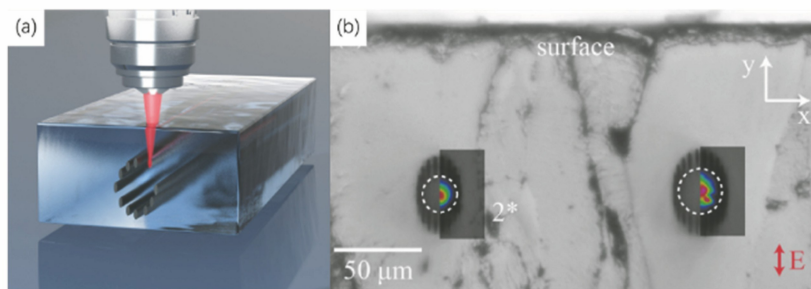


图 10 飞秒激光在多晶金刚石内部直写的凹陷包层波导。(a)加工示意图;(b)凹陷包层波导截面显微图,并叠加有截面直径 20 μm 和 25 μm 对应的模场分布^[61]

Fig. 10 Depressed cladding waveguide directly written by femtosecond laser in polycrystalline diamond. (a) Schematic of fabrication; (b) microscopic image of cross-section of depressed cladding waveguide, superimposed by mode profiles corresponding to cross-sectional diameters of 20 μm and 25 μm ^[61]

4 波导加工扫描方式

随着飞秒激光直写制备凹陷包层波导的不断发展,人们在加工方式方面也在不断探索,加工扫描方式包括平移扫描、螺旋扫描及焦场整形快速扫描等。

4.1 平移扫描

平移扫描是飞秒激光加工凹陷包层波导最常用的加工方式^[43, 62]。如图 11(a)所示,飞秒激光聚焦在

量子信息研究的极好平台。由于金刚石是自然界最硬的物质,因此利用飞秒激光直写对其进行加工也存在一定挑战。到目前为止,在单晶金刚石中有 II 型双缝波导的报道^[59-60],而在多晶金刚石中则实现了凹陷包层波导的制备^[61],如图 10 所示。

透明介质内部,以形成的椭球形焦斑作为点元,在横向扫描机制下,激光传播方向与样品平行移动方向垂直,通过移动样品使焦斑从样品的一端 S1 到达另一端 S2,完成一条轨迹的制备,然后重复此过程扫描下一条轨迹,最后数量众多的损伤轨迹包围形成完整的凹陷包层波导^[63]。对于包层的形状大小控制,这种横向平移扫描方式具有简单、灵活的优点,因此目前绝大多数的凹陷包层波导都是利用这种方法制备的。

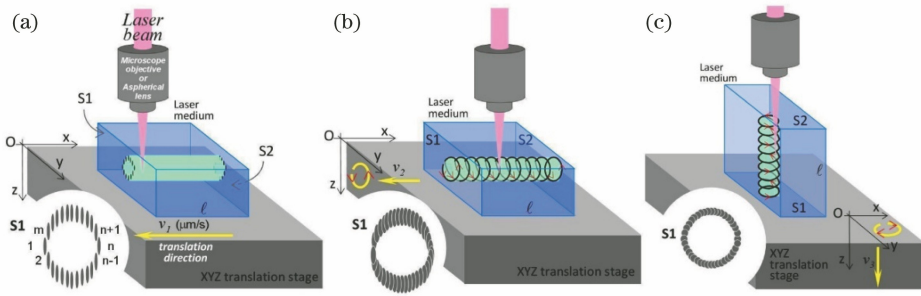


图 11 三种飞秒激光直写加工方式。(a)横向平移扫描;(b)横向螺旋扫描;(c)纵向螺旋扫描^[63]

Fig. 11 Three types of techniques for femtosecond laser direct writing. (a) Linear translational scan; (b) transversal and helical scan; (c) longitudinal and helical scan^[63]

但是在这种情况下,由于球差效应,聚焦光斑在样品不同深度处会存在不同程度的纵向拉伸和能量损失,包层的形状会发生形变,因此需要额外进行球差校正来保证损伤轨迹的一致性。由于包层是由离散的损伤轨迹围成的,相邻损伤轨迹间的缝隙会泄露光场,从而增大传输损耗。除此之外,这种方式相当耗时,加工时间往往需要以小时计算,随着损伤轨迹数量和器件复杂度的增加,加工时间会大大增加。

4.2 螺旋扫描

可获得连续波导包层的螺旋扫描方式^[63]如图 11(b)、(c)所示。在横向扫描机制下,平移台在 Oyz 平面做圆周运动,在 Ox 方向做平移运动,从而使激光聚焦光斑相对样品做横向螺旋行进运动,这样形成的包层是连续的,但是球差仍会引起包层的形变。在纵向扫描机制下,平移台在 Oxy 平面内做圆周运动,在 Oz 方向做平移运动,移动方向与激光传播方

向平行,聚焦光斑从样品的底端 S1 移动到样品的顶端 S2,形成相对样品的纵向螺旋行进运动,这样形成的包层是连续的,而且是规则的圆形。但是在纵向扫描机制下,波导的加工长度会受限于物镜的工作距离,因此制备的波导长度一般都不超过 1 cm,而且激光聚焦在不同深度处还需要考虑能量的补偿。图 12 为利用纵向螺旋扫描方法在 Nd:YAG 陶瓷中制备的包层直径为 $100\ \mu\text{m}$ 和 $50\ \mu\text{m}$ 的凹陷包层波导的截面显微图,以及利用横向平移扫描方法制备的包层直径为 $100\ \mu\text{m}$ 的凹陷包层波导的截面显微图。结合俯视图[图 12(d)、(e)]可以看到,螺旋扫描制备的波导包层更为连续、均匀,也更接近圆形,而且传输损耗也更低。平移扫描制备的图 12(c)所示的波导需要 1 h,而螺旋扫描制备的图 12(a)所示的波导只需要 105 s,可见螺旋扫描大大缩短了凹陷包层波导的制备时间。

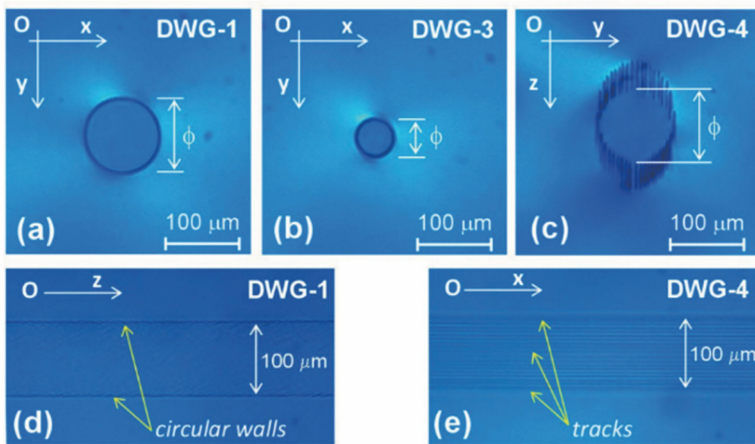


图 12 在 Nd:YAG 陶瓷中制备的圆形截面凹陷包层波导的显微图。(a)波导 1,直径为 $100\ \mu\text{m}$,纵向螺旋扫描;(b)波导 3,直径为 $50\ \mu\text{m}$,纵向螺旋扫描;(c)波导 4,直径为 $100\ \mu\text{m}$,横向平移扫描;(d)波导 1 和(e)波导 4 的包层俯视图^[63]
Fig. 12 Microscopic images of circular waveguides inscribed in Nd:YAG ceramic. (a) DWG-1, $\phi = 100\ \mu\text{m}$, longitudinal and helical scan; (b) DWG-3, $\phi = 50\ \mu\text{m}$, longitudinal and helical scan; (c) DWG-4, $\phi = 100\ \mu\text{m}$, linear transversal scan; top view of cladding layers of (d) DWG-1 and (e) DWG-4^[63]

光纤耦合二极管泵浦条件下 Nd:YAG 陶瓷输出端面 S2 的图像如图 13 所示。从图 13 的对比中

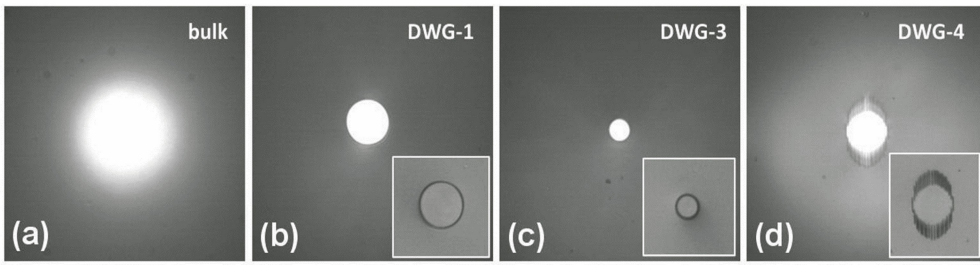


图 13 光纤耦合二极管泵浦条件下 Nd:YAG 陶瓷输出端面 S2 的图像,内插图为无泵浦条件下的波导照片^[63]。

(a)体材料;(b)波导 1(直径为 100 μm);(c)波导 3(直径为 50 μm);(d)波导 4(直径为 100 μm)

Fig. 13 View of Nd:YAG ceramic exit surface S2 under fiber-coupled diode pumping, and photos of waveguides without pumping shown in inset. (a) Bulk material; (b) DWG-1 ($\phi=100 \mu\text{m}$); (c) DWG-3 ($\phi=50 \mu\text{m}$); (d) DWG-4 ($\phi=100 \mu\text{m}$)^[63]

可以看到,纵向螺旋扫描制备的波导的导光性能非常好,而平移扫描制备的波导包层在未修饰的缝隙区存在漏光现象,这也进一步说明了利用纵向螺旋扫描法可以得到包层连续、传播损耗低、导光性能优越的凹陷包层波导^[63]。但是纵向螺旋扫描制备的波导的长度会受到限制,相比横向平移扫描欠缺灵活性。

4.3 焦场整形快速扫描

在快速制备凹陷包层波导方面,还可以采用焦场整形的方法来提高加工速度,这里将主要介绍基于相位调制的焦场整形方案。

在纵向扫描机制下,可以通过聚焦高阶无衍射贝塞尔光束生成空心管状光束的方法来制备具有圆

形截面的凹陷包层波导^[64]。高阶贝塞尔光束轴向光强为零,而且其环状强度分布不会随传播距离改变。截断的高斯贝塞尔光束可以通过空间光调制器加载相位板来实现,相位调制信息如下:

$$T_n(r, \theta) = \exp(in\theta) \exp(-i2\pi r/r_0), \quad (1)$$

式中: $T_n(r, \theta)$ 为整体相移; r 和 θ 是横向极坐标; r_0 是可调比例因子; n 是整数。上式第一项表示涡旋相位项,相位中心是一个奇异点,可以产生空心的光场分布。第二项表示轴棱锥镜的相位, r_0 表征轴棱锥镜锥底角的大小, r_0 越大,锥底角越小。如图 14 所示,相位调制生成的 n 阶贝塞尔光束经物镜聚焦,在焦平面可以形成环状的强度分布,圆环的大小可以通过调节参数 r_0 来实现, r_0 越大,圆环直径越小。

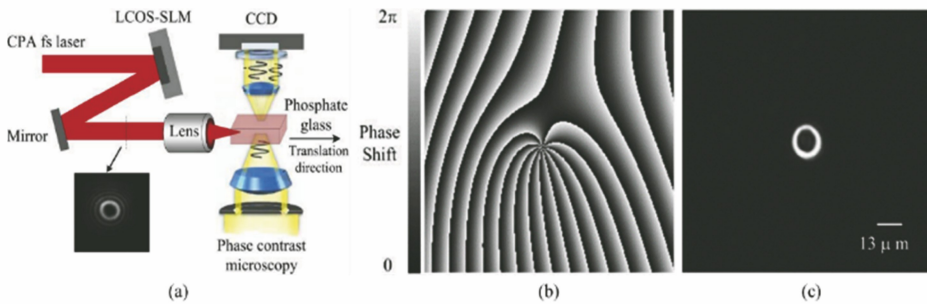


图 14 通过生成空心管状光束的方法来加工波导。(a)实验装置示意图,内插图为空间光调制器和聚焦透镜之间的高阶无衍射贝塞尔光束空间光强分布; $n=10, r_0=0.8 \text{ mm}$ 时(b)生成贝塞尔光束的相位板及(c)空气中焦点处的横向光强分布^[64]

Fig. 14 Methods for generating hollow tubular beam to fabricate waveguide. (a) Schematic of experimental setup and spatial light intensity profile of high-order nondiffracting Bessel beam located between spatial light modulator and focusing lens shown in inset; (b) phase mask employed for producing Bessel beam and (c) transversal intensity distribution at focus of lens in air when $n=10$ and $r_0=0.8 \text{ mm}$ ^[64]

基于强度呈环状分布的焦场,可以利用纵向扫描方式直写管状凹陷包层波导。为了在直写过程中控制脉冲能量不超过阈值,脉宽可以适当宽一些,以确保环形光束在传输过程中不坍塌^[64]。图 15(b)为在磷酸盐玻璃中加工的凹陷包层波导的截面显微图,包

层结构呈现明显的圆环状分布,图 15(a)是波导侧面的相衬显微图,可见包层区域存在明显的折射率减小现象,而芯区由于挤压应力出现一定程度的折射率增加。图 15(c)是 800 nm 光入射时凹陷包层波导输出的近场模式分布,其呈现出良好的单模强度分布。

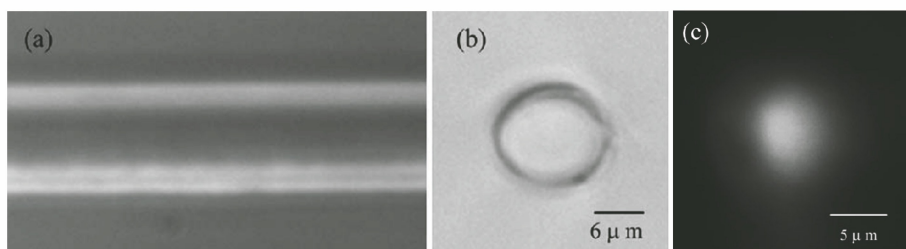


图 15 基于强度呈环状分布的焦场,利用纵向扫描方式直写的管状凹陷包层波导。(a)管状凹陷包层波导侧面的相衬显微图,白色部分代表折射率减小的区域;(b)波导截面的显微图;(c) 800 nm 光入射下输出端的近场光强分布^[64]

Fig. 15 Waveguide with tubular depressed-refractive-index cladding directly written by longitudinal scan based on focal field with circular intensity distribution. (a) Phase contrast microscope (PCM) image of waveguide with tubular depressed-refractive-index cladding (side view) and white part indicating negative index change; (b) optical transmission micrograph of the obtained tubular structure (end view); (c) near-field mode profile of tubular waveguide injected by 800 nm CW laser.^[64]

在横向扫描机制下,也可以采用焦场整形的方式,通过特殊设计的焦场大幅度提高凹陷包层波导的制备速度。如图 16 所示,常用的平移扫描法需要根据围成包层结构的单元个数,按一次一个的频率进行扫描,加工时间很长,如果将包层结

构单元减少为四个,那么只需要扫描四次就可完成凹陷包层波导的制备。然而,如果能将包层结构整体作为一个单元,那么只需要扫描一次就可以加工出凹陷包层波导,从而大幅度提升凹陷包层波导的制备速度。

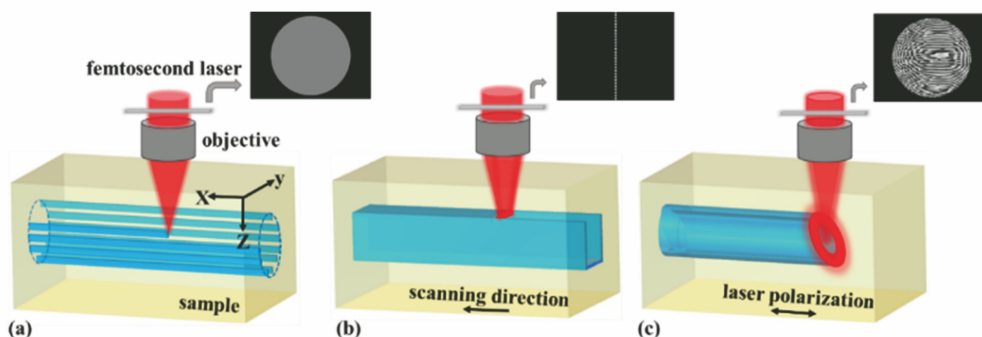


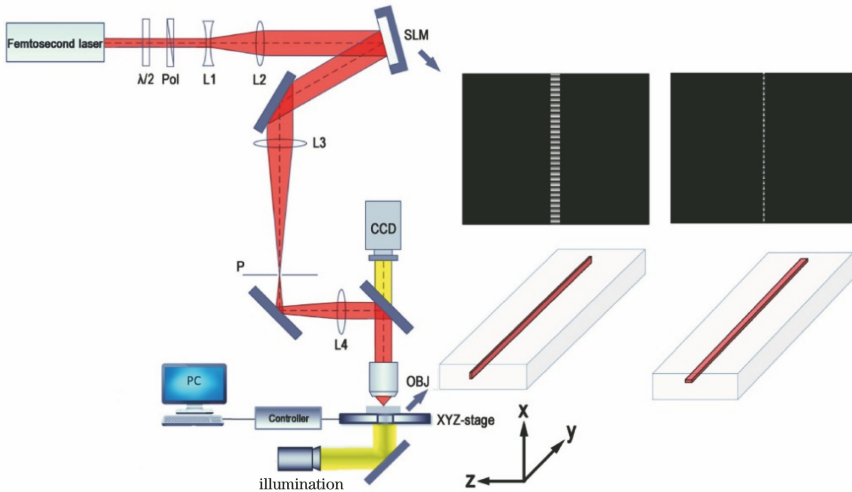
图 16 飞秒激光横向直写凹陷包层波导示意图,内插图为用于焦场整形的相位板,实验中样品沿 X 轴移动。(a)利用椭球焦点逐条平移直写多根损伤轨迹以围成圆形包层;(b)利用狭缝整形条形焦场直写四次以制备矩形包层;(c)利用倾斜纵向圆环焦场仅通过单次扫描制备完整的圆形包层^[35]

Fig. 16 Schematic of transversal femtosecond laser direct writing of depressed cladding waveguide with phase masks used for focal field engineering shown in inset and experimental sample moving along X-axis. (a) Circular cladding composed of dozens of parallel filaments inscribed line by line using ellipsoidal focal spot; (b) square cladding with four sides inscribed one by one using slit shaped focus; (c) circular cladding formed in single scan using tilted longitudinal annular ring-shaped focal intensity distribution^[35]

上海光学精密机械研究所的程亚课题组根据狭缝整形展宽焦场的原理^[5],在空间光调制器上加载具有狭缝形状且含有闪耀光栅的相位板,通过改变相位板中的缝宽,实现了聚焦光斑纵横比的大范围调节,如图 17 所示。狭缝状光束入射时对应焦场的模拟光强分布如图 18 所示,其中所有平面狭缝的长度都是 6 mm。将两横向拉长和两个纵向拉长的焦斑在玻璃或晶体中形成的损伤轨迹叠加起来,形成了封闭的正方形包层结构,如图 18 (c)、(f)所示,从

而将横向直写扫描次数减少为 4 次,大幅度减少了加工时间^[36, 38]。图 18(a)、(b)、(d)、(e)中对应的缝宽分别为 200, 2000, 160, 2400 μm 。

图 19(a)~(c)为 ZBLAN 玻璃中的实验结果,包层结构大小为 $12 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$,包层结构的均匀度不高,横向和竖向损伤轨迹的折射率改变量存在差异(横向 Δn 偏高),波导在 632.8 nm 波长下的导模为多模。图 19(d)~(f)为钕酸锂晶体中的实验结果,波导深度是表面以下 $120 \mu\text{m}$,包层结构大小



POL: polarizer; CCD: charge coupled device; OBJ: objective lens; PC: personal computer; L1, L2, L3, and L4: lenses with different focal lengths

图 17 实验装置示意图,内插图为实现竖直线和水平线的相位板^[36]

Fig. 17 Schematic of experimental setup and phase masks for horizontal and vertical sides shown in inset^[36]

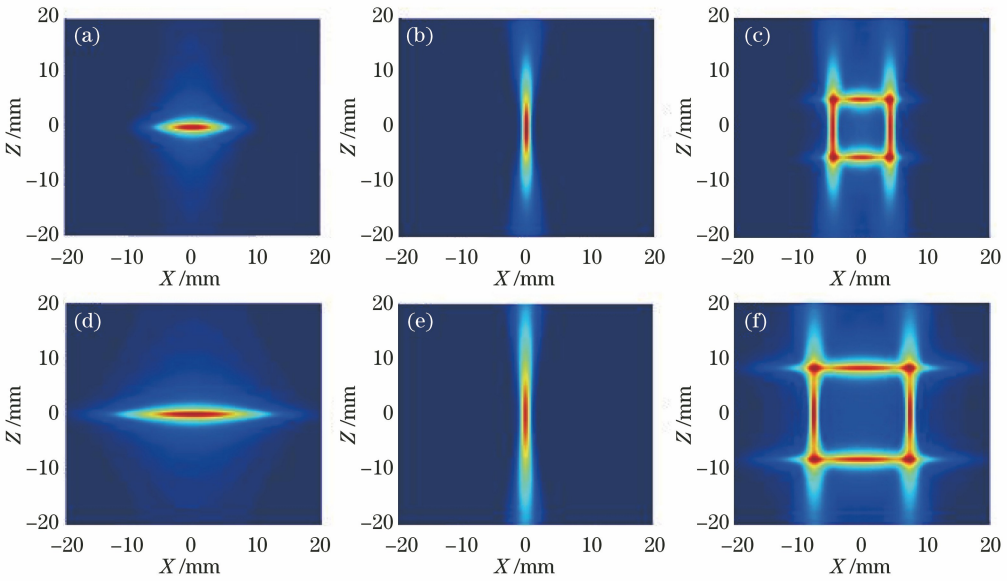


图 18 狭缝状光束入射时对应焦场的模拟光强分布。制备小尺寸方形截面波导的(a)水平线和(b)竖直线的光强分布;(c)对应的 $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$ 的方形光强分布;制备大尺寸方形截面波导的(d)水平线和(e)竖直线的光强分布;(f)对应的 $12\ \mu\text{m} \times 12\ \mu\text{m}$ 的方形光强分布^[38]

Fig. 18 Simulated peak laser intensity distributions in focal spots of slit-shaped beams. Intensity distributions of (a) horizontal and (b) vertical sides for fabrication of small-mode-area waveguides; (c) intensity distribution of $6\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$ square; intensity distributions of (d) horizontal and (e) vertical sides for fabrication of large-mode-area waveguides; (f) intensity distribution of $12\ \mu\text{m} \times 12\ \mu\text{m}$ square^[38]

为 $16\ \mu\text{m} \times 16\ \mu\text{m}$,包层结构均匀度得到一定改善,在 $1550\ \text{nm}$ 波长下,s 和 p 偏振导模为单模,且偏振差异小^[37]。由于铌酸锂晶体折射率较高,设计和加工时需要考虑球差校正。

本课题组在通过焦场整形实现凹陷包层波导的快速制备方面也作了一些探索,实现了通过单次横

向扫描即可完成凹陷包层波导的制备,进一步缩短了加工时间。具有圆环状包层结构的波导在加工空间波导网络时具有很大的几何灵活性,而且商用光纤的截面也都是圆形的,容易实现波导-光纤的高效耦合,所以圆环形焦场的实际应用价值更大,也是我们研究的重点。

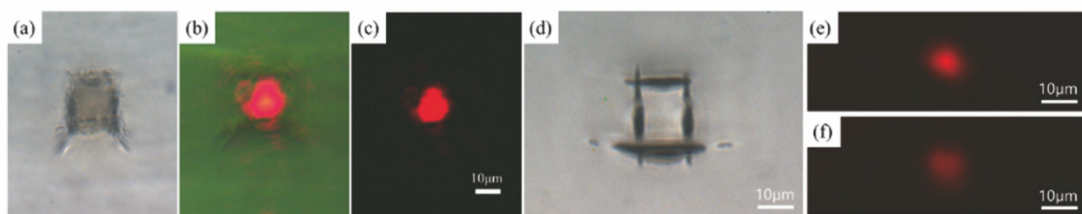


图 19 波导截面的光学显微图和近场模式分布。(a) ZBLAN 玻璃中方形管状波导的截面显微图,截面大小为 $12\ \mu\text{m} \times 12\ \mu\text{m}$; (b) 明场条件下的近场光强分布; (c) 暗场条件下的近场光强分布^[38]; (d) 铌酸锂晶体中方形管状波导的截面显微图; (e) s 偏振下的波导近场模式分布; (f) p 偏振下的波导近场模式分布^[37]

Fig. 19 Optical micrograph and near-field mode profile of cross-section of waveguide. (a) Microscopic image of cross-section of tubular waveguide inscribed in ZBLAN glass with cross sectional size of $12\ \mu\text{m} \times 12\ \mu\text{m}$; (b) near-field mode profile under bright field; (c) near-field mode profile under dark field^[38]; (d) microscopic image of cross section of tubular waveguide inscribed in LN crystal; (e) near-field mode profile of waveguide under s-polarization; (f) near-field mode profile of waveguide under p-polarization^[37]

为了能够通过飞秒激光单次横向扫描直接制备出具有圆环形截面的凹陷包层波导,需要将高斯光束聚焦,将原本的椭球形光强分布整形成为沿激光传播方向分布的纵向三维圆环形光强分布。因为我们无法用解析表达式来描述这种纵向立体的焦场,只能根据设计好的目标场光强分布,采用反演迭代的方法来逐步逼近能够产生该光强分布的入射光的相位分布。利

用动态加权杨顾算法,以理想的分段圆环和连续圆环聚焦光强分布作为目标输入,通过迭代计算,最终获得了整形结果与目标焦场接近的相位板。值得注意的是,在图 20(d)中,应该只有左下象限的圆弧是可见的,为了便于观察整个圆环的强度分布,我们将其他三段圆弧也移到了同一视图平面上。但是从图 20 可以看到,整形结果并不像理想目标那样均匀和连续^[35]。

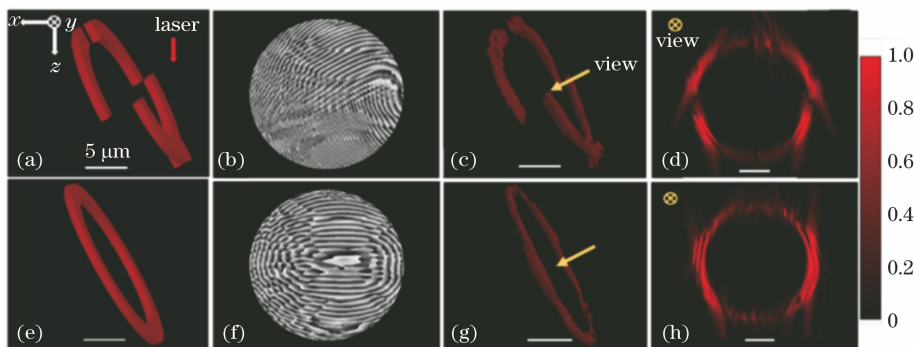


图 20 基于分段圆环焦场和连续圆环焦场制备具有圆环形截面的凹陷包层波导,实验时样品沿 X 轴移动。分段圆环焦场: (a) 侧视图, (b) 相位板, (c) 模拟计算得到的三维等值光焦场(值取为焦场峰值强度的 30%), (d) 沿黄色箭头方向看去的二维平面强度分布图; 连续圆环焦场: (e) 侧视图, (f) 相位板, (g) 模拟计算得到的三维等值光焦场(值取为焦场峰值强度的 30%), (h) 沿黄色箭头方向看去的二维平面强度分布图^[35]

Fig. 20 Depressed cladding waveguide with annular ring-shaped cross section based on focal fields with piecewise annular ring and continuous annular ring and experimental sample moving along X-axis. Focal field with piecewise annular ring: (a) side view, (b) phase mask, (c) 3D isosurface focal field obtained by simulation (isosurface given by intensity at 30% of peak value), (d) 2D intensity distributions in planes viewed in directions indicated by yellow arrows; focal field with continuous annular ring: (e) side view, (f) phase mask, (g) 3D isosurface focal field obtained by simulation (isosurface given by intensity at 30% of peak value), (h) 2D intensity distributions in planes viewed in directions indicated by yellow arrows^[35]

需要说明的一点是,我们在利用德拜积分进行模拟计算时,并没有考虑实际加工过程中飞秒激光脉冲与透明介质的多光子吸收、自聚焦等非线性相互作用对圆环形焦场形貌的影响,所以得到的模拟

结果和实际加工出的圆环波导截面会存在一定差异,这一点在下面的实验结果中可以看到。图 21 (a)为利用可产生近似连续圆环焦场的相位板在 ZBLAN 玻璃中加工出的凹陷包层波导,可以看到

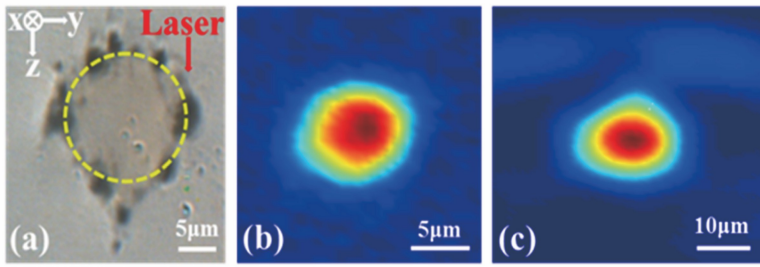


图 21 利用连续式圆环焦场直写的波导的光学显微照片和导光模式。(a)波导的截面形貌,导光区域由虚线圆圈标出;波导分别在(b)785 nm 和(c)1550 nm 处的导光模式的二维强度分布图^[35]

Fig. 21 Optical micrograph and guided modes of waveguide written by continuous annular ring-shaped focal field.
(a) Cross-section of waveguide and guided region indicated within dotted circle; 2D intensity distributions of guided modes at (b) 785 nm and (c) 1550 nm, respectively^[35]

圆环包层并不像所设计的那样均匀和连续,更倾向于分裂成离散的点,这是因为产生出的圆环焦场本身的强度分布不够均匀连续,在激光与玻璃的相互作用中,这种不均匀性通过自聚焦等非线性效应而进一步加剧。尤其是在脉冲能量较高的区域,光强分布的变形更为明显。因此,导光区域周围产生的折射率减小的结构是不连续的,存在间隙。但由于间隙很小,波导仍然可以很好地将光束束缚在波导芯中。在785 nm波长处测量的传播损耗为2.5 dB/cm,在1550 nm处测量的传输损耗为1.57 dB/cm。图21(b)、(c)分别为785 nm导模和1550 nm导模的二维强度分布图,导模均为单模^[35]。

在已有的多次平移扫描制备凹陷包层波导的研究报道中,离散圆环包层结构是最常见的几何构型,且实验已证明间距较小的离散轨迹线具有很好的束缚光场的能力。因此,我们将目标焦场光强分布由之前的连续圆环改为由16个离散焦点排列组成的离散圆环,

直径约为16 μm,圆环相对于激光传播方向 x 轴倾斜了 10° ,如图22(a)所示。每个散点光斑都是通过矢量德拜积分生成的真实物理焦点,相邻点之间的干涉会导致圆环内外出现不需要的额外的强度分布,并且会导致各个点本身的强度不均匀,因此我们根据离散圆环焦场光强分布情况的反馈,针对性地调整了产生每个焦点的入射光振幅,从而使得整个圆环光强分布更加均匀,并且没有出现额外的光强分布。计算出的相位板如图22(b)所示,利用该相位板模拟计算得到的三维等值光焦场(光场强度值取为焦场峰值强度的45%)如图22(c)所示。可以看出,模拟场分布接近设计目标[图22(a)],但并非所有的散点光斑都具有相同的尺寸,与较大的光斑相比,较小的光斑在加工过程中需要更高的脉冲能量,该不均匀性可能是由相邻点之间轻微的干涉作用以及目标场本身的不均匀性造成的^[14]。后面的实验结果表明,这种轻微的不均匀性对包层整体形貌的影响在可接受的范围内。

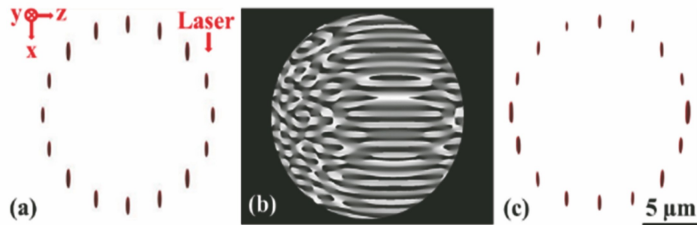


图 22 焦场设计和相位板计算,实验时样品沿 y 轴移动。(a)通过矢量积分计算得到的目标三维等值光焦场;(b)迭代计算得到的相位板;(c)利用相位板模拟计算得到的三维等值光焦场^[14]

Fig. 22 Design of focal field and calculation of phase mask with experimental sample moving along y axis. (a) 3D isosurface of focal field obtained by vector integration; (b) phase mask obtained by iterative calculation; (c) 3D isosurface of focal field simulated by phase mask^[14]

图23(a)所示为在铌酸锂晶体中制备出的凹陷包层波导的截面形貌显微图,圆形包层上的离散点具有相对均匀的强度分布,与图22(c)的模拟结果

相比,由于球差的影响,损伤轨迹沿 x 轴有一定程度的拉伸,且深度越深拉长得越多,圆环包层内外均没有出现多余的损伤轨迹线。图23(b)所示的波导

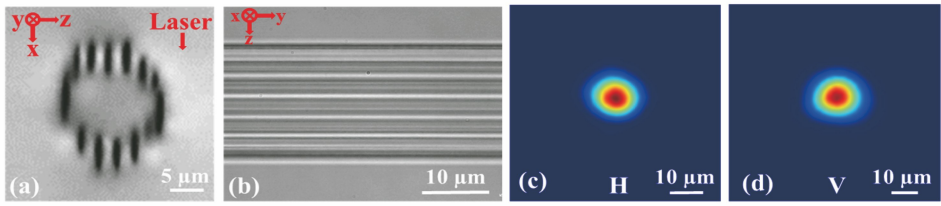


图 23 利用离散圆环焦场制备的凹陷包层波导的光学显微图和导模。(a)波导截面形貌;(b)波导俯视形貌;波导在 1550 nm 波段处的(c)H 偏振导模和(d)V 偏振导模的二维强度分布图^[14]

Fig. 23 Optical micrographs and guided modes of depressed cladding waveguide written by discrete ring-shaped focal field. (a) Cross-section of waveguide; (b) top view of waveguide; 2D intensity distributions of guided (c) H and (d) V polarization modes at 1550 nm^[14]

俯视形貌非常光滑,没有激光照射引起的微爆炸痕迹。图 23(c)和图 23(d)分别为其在 1550 nm 波段传播的 H 偏振导模和 V 偏振导模的二维强度分布图,导模均为单模,H 偏振模场直径和 V 偏振模场直径差异很小,且均接近于 1550 nm 单模光纤的导模尺寸,所以耦合损耗非常低,每个端面分别为 0.07 dB(H)和 0.08 dB(V)。测得的 H 偏振和 V 偏振的插入损耗分别为 2.95 dB 和 1.63 dB,传播损耗分别为 2.58 dB/cm 和 1.25 dB/cm。小孔法测得的折射率改变量约为 2.9×10^{-3} 。这些结果说明我们在铌酸锂晶体里制备的凹陷包层波导在导光方面基本无偏振依赖性,折射率变化区域基本仅分布于凹陷包层上,所以波导周围的应力场分布是较为对称的。

5 包层结构

在飞秒激光直写凹陷包层波导的众多工作中,包层结构也因不同的加工条件、不同的功能而呈现不同的形貌,这也进一步说明了凹陷包层波导截面设计的灵活性。下面将举例介绍几类包层结构。

5.1 任意形状的单包层结构

在横向平移扫描机制下,单包层结构可以被设计成任意的形状,如图 24 所示,除了之前见到的圆形,矩形,还有六边形和梯形等^[27]。图 24(c)中波导的梯形包层结构以空气/介质界面作为一边,以空气为包层,是一种表面凹陷包层波导结构。表面凹陷包层结构还有半圆形^[65-66]、方形^[67]等。

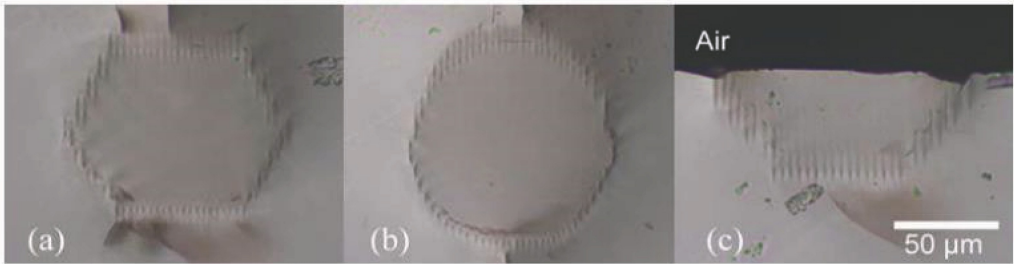


图 24 Nd:YAG 陶瓷中凹陷包层波导不同形状截面的光学透射显微图。(a)六边形;(b)圆形;(c)梯形^[27]

Fig. 24 Optical transmission microscopic images of depressed cladding waveguides with different cross-sectional shapes in Nd:YAG ceramic. (a) Hexagon; (b) circle; (c) trapezoid^[27]

在纵向扫描机制下,同样可以获得任意形状的单包层结构,如图 25 所示,在掺铈的磷酸盐玻璃中

加工得到的凹陷包层波导的包层形状可以是三角形、正方形、五边形、六边形和圆形^[68]。

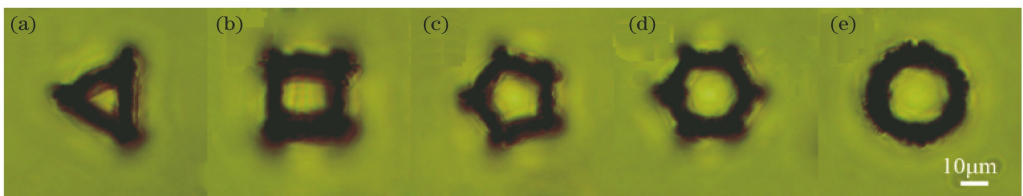


图 25 不同截面形状的凹陷包层波导。(a)三角形;(b)正方形;(c)五边形;(d)六边形;(e)圆形^[68]

Fig. 25 Depressed cladding waveguides with different cross-sectional shapes. (a) Triangle; (b) square; (c) pentagon; (d) hexagon; (e) circle^[68]

在可以直写任意形状单包层结构的基础上,凹陷包层波导可以与具有不同截面形状和大小的集成光学器件耦合,包层结构也可以向多包层结构、光学晶格包层结构等特殊的包层结构扩展,实现更多新功能,充分发挥凹陷包层波导截面设计的灵活性与便捷性。

5.2 多包层结构

凹陷包层波导的截面形状和大小可以灵活调节,截面直径较大的波导可以和商用光纤匹配很好,实现“光纤-波导-光纤”耦合的集成光子学器件的制备。但是,截面直径较大的波导,其模式往往是多模,这降低了其模式质量。在单包层波导的基础上,研究人员又提出了双包层波导^[69],如图 26(a)所示,包层结构是 2 个同心圆环,内直径为 30 μm ,外直径

为 100 μm 。图 27 (a)、(d) 是双包层波导在 632.8 nm 和 1064 nm 波长下的导模,图 27(b)、(e) 是直径为 100 μm 的单包层波导在 632.8 nm 和 1064 nm 波长下的导模,图 27(c)、(f) 是直径为 30 μm 的单包层波导在 632.8 nm 和 1064 nm 波长下的导模。从图 27 中可以看到,在 632.8 nm 处,三种凹陷包层波导的导模都为多模,但是双包层波导可以将模场较好地约束在内核。在 1064 nm 波长下,双包层波导的内层波导和直径为 30 μm 的单包层波导的导模都接近单模,明显不同于导模为多模的直径为 100 μm 的单包层波导。经激光测试发现,利用飞秒激光制备双包层凹陷包层波导,可以降低包层波导的激光阈值,同时大幅度提高内包层结构波导的激光输出功率和斜率效率等激光特性。

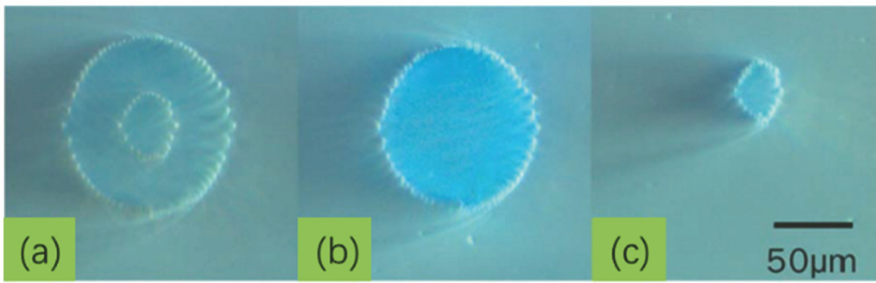


图 26 截面显微图。(a)双包层波导;(b)单包层波导,截面直径为 100 μm ;(c)单包层波导,截面直径为 30 μm ^[69]

Fig. 26 Cross-sectional microscopic images of waveguides. (a) Double-cladding waveguide; (b) single-cladding waveguide with diameter of 100 μm ; (c) single-cladding waveguide with diameter of 30 μm ^[69]

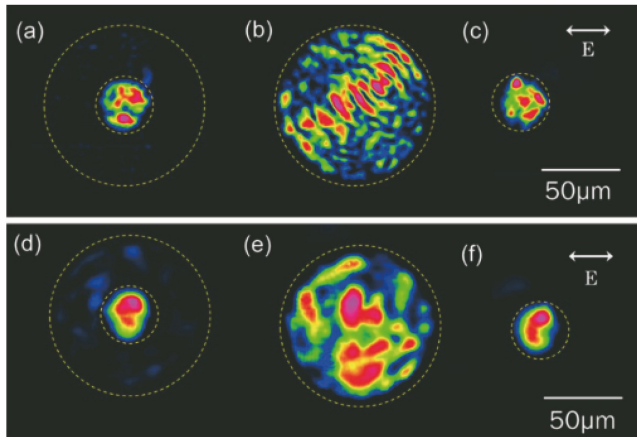


图 27 不同波长下波导 TE 偏振模的近场强度分布。(a)~(c) 632.8 nm;(d)~(f) 1064 nm^[69]

Fig. 27 Near-field intensity profiles of TE mode in waveguide at different wavelengths. (a)-(c) 632.8 nm; (d)-(f) 1064 nm^[69]

三包层波导可以产生环形激光束^[29],结构如图 28 (a)所示,内层直径为 30 μm ,中间层直径为 100 μm ,外层直径为 130 μm 。将 808 nm 泵浦光耦合到环形导光区,就可以发射出波长为 1.06 μm 的环形激光束,虽然导光模式还是多模,但是模式数明显比波长 632.8 nm

处的模式数少。虽然三包层波导结构相比双包层波导结构提高了激光最大输出功率,但是由于结构的耦合损耗和散射损耗,激光阈值也得到提高,传输损耗增加。无论是双层还是三层凹陷包层波导,都可以传输 TM 和 TE 两种偏振模式,即无偏振依赖性。

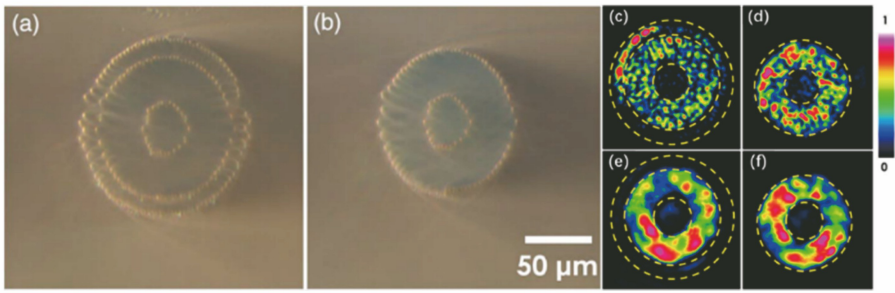


图 28 三包层波导和双包层波导产生的环形激光束。Nd:YAG 晶体中(a)三包层波导和(b)双包层波导的显微图；(c)三包层波导和(d)双包层波导在 632.8 nm 波长下的近场模式分布；在 808 nm TE 偏振光泵浦作用下，(e)三包层波导和(f)双包层波导发射的 1064 nm 环形激光束的模场分布^[29]

Fig. 28 Annular laser beams generated from tri-cladding and dual-cladding waveguides. Microscopic images of (a) tri-cladding and (b) dual-cladding waveguides in Nd:YAG crystal; near-field modal profiles of (c) tri-cladding and (d) dual-cladding waveguides at 632.8 nm; annular laser modal profiles of (e) tri-cladding and (f) dual-cladding waveguides at 1064 nm under 808 nm optical pump with TE polarization^[29]

5.3 光学晶格的包层结构

在光学晶格包层结构中,呈周期性排列且折射率减小的激光诱导损伤轨迹包围导光区。光学晶格包层结构呈六边形,可以在宽光谱范围内将光场有效地约束在导光的芯区内^[31,70-71]。光学晶格凹陷包层波导首次是在 Nd:YAG 激光晶体中实现的^[71],如图 29 所示。在这个光学晶格包层中,单个激光诱

导损伤轨迹长 $10\ \mu\text{m}$,相邻损伤轨迹之间的间距为 $10\ \mu\text{m}$,所围成的导光区的大小约为 $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$,具有很好的对称性。在 $1.06\ \mu\text{m}$ 波长下,该波导可以很好地约束 TE 和 TM 两种偏振模式光场,与一般的凹陷包层波导一样无偏振依赖性,其在光场的各向同性约束方面甚至优于一般的凹陷包层波导。

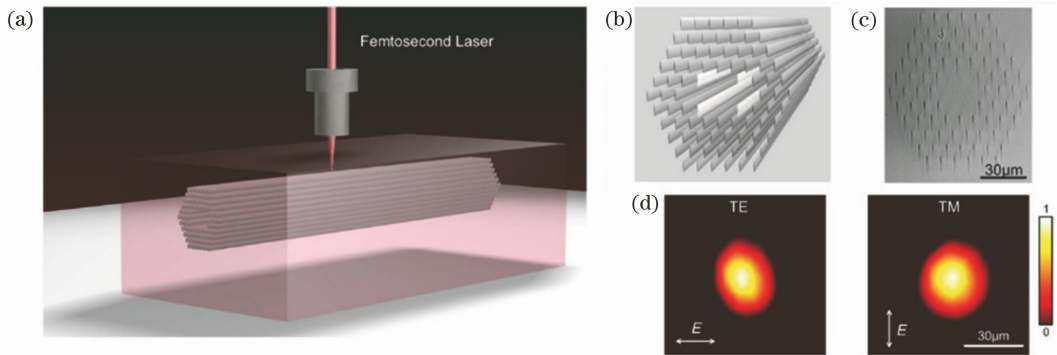


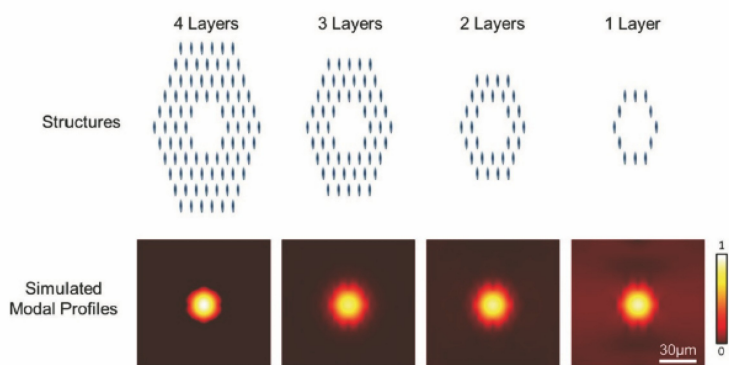
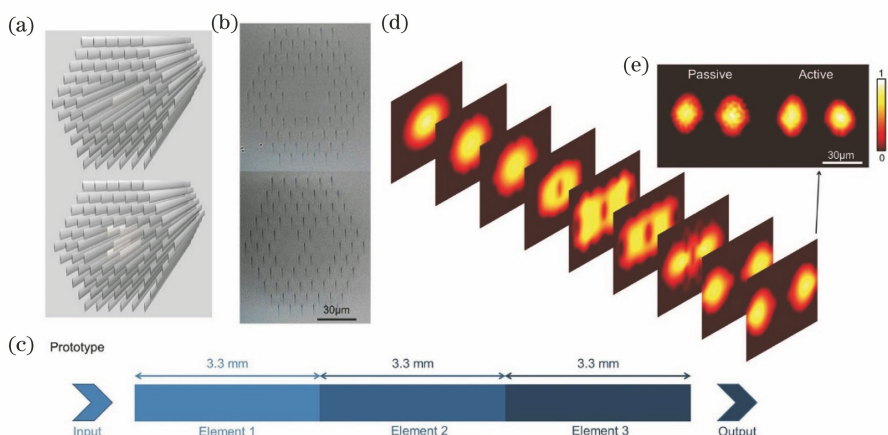
图 29 光学晶格包层波导的结构和模场分布。(a)波导芯区被六角轨迹阵列包围的典型光子微结构的制备示意图；(b)光学晶格包层波导的截面示意图；(c)飞秒激光在 Nd:YAG 晶体中直写的光学晶格包层波导 1 号单元的截面显微图；(d)在 1064 nm 波长下测得的 TE 和 TM 偏振的近场模式分布^[71]

Fig. 29 Structure and modal profile of optical-lattice-like cladding waveguide. (a) Schematic of fabrication of typical photonic microstructure with guiding core surrounded by hexagonal track array; (b) cross-sectional sketch of photonic micro-structured cladding waveguide; (c) cross-sectional microscopic image of optical-lattice-like cladding waveguide Element-1 written by fs laser in Nd:YAG crystal; (d) measured near-field modal profiles of TE and TM polarizations at 1064 nm^[71]

如图 30 所示,光学晶格包层的层数是一个影响约束光场效果的重要因素^[71],多层约束效果明显比单层约束效果好,但是层数越多,需要加工的损伤轨迹越多,加工时间也相应增加。

在中心区域,通过额外引入“缺陷”轨迹形成特殊

的光学晶格,实现对光束传播的导引和光强分布的裁剪调控^[71]。在保持不同晶格之间光场约束效果的同时,光场需要平稳过渡,因此需要按合理序列排布几种光学晶格包层波导。如图 31 所示,由三种波导单元组成的光学晶格凹陷包层波导具有 Y 型分束器的功能。

图 30 具有不同光学晶格包层层数的波导约束光场的情况^[71]Fig. 30 Light confinement of optical-lattice-like cladding waveguides with different cladding layers^[71]图 31 被动机制下光子结构分束功能的表征。(a) 2 号波导单元(上)和 3 号波导单元(下)的示意图;(b) 2 号波导单元(上)和 3 号波导单元(下)的截面显微图;(c) 三种波导单元(1,2,3)连接成 Y 型分束器模型;(d) 1064 nm 光束沿光学晶格包层波导传输演化的模拟;(e) 在被动和主动机制下测得的分束器分束的光强分布^[71]Fig. 31 Characterization of beam splitting for photonic structure in passive regime. (a) Schematic of waveguide elements 2 (top) and 3 (below); (b) microscopic images of waveguide elements 2 (top) and 3 (below); (c) prototype of beam splitter with connection of waveguide elements 1, 2 and 3; (d) simulated evolution of 1064 nm light propagating along optical-lattice-like cladding waveguide; (e) measured intensity distributions of beam splitter in both passive and active regimes^[71]

6 凹陷包层波导的应用

6.1 波导激光器

凹陷包层波导最基本也是最常见的应用就是制作波导激光器。波导激光器具有紧凑的尺寸、较低的阈值和良好的输出性能,因此在光电子领域具有重要的应用价值。目前,在 $Tm:ZBLAN$ 玻璃^[41]、 $Nd:YAG$ 晶体^[72]、 $Nd:YVO_4$ 晶体^[73]、 $Nd:YAP$ 晶体^[30]、 $Nd:LGS$ 晶体^[74]、 $Fe:ZnSe$ 晶体^[12] 以及 $Nd:YAG$ 透明陶瓷^[63] 等多种材料体内制备得到的凹陷包层波导都可以用来制作波导激光器。

在大多数掺杂 Nd^{3+} 的晶体材料中,直写的凹陷包层波导在泵浦光作用下发射的激光波长基本都是 1064 nm。而在 $Nd:YAP$ 晶体中,直写的凹陷包层

波导在泵浦光偏振变化的过程中可以发射 1064 nm 和 1079 nm 两种波长的激光^[30]。最常使用的激光对应的是 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ 跃迁,其中有两束很强的激光线来自重叠的斯塔克跃迁:能级 R1 到能级 Y1 的跃迁发射谱线对应 1064 nm,能级 R1 到能级 Y3 的跃迁发射谱线对应 1079 nm^[75]。图 32 为该波导样品进行激光测试的端面耦合装置,凹陷包层波导的截面直径为 100 μm ,在对波导输入和输出端面进行光学抛光后,通常会加两个耦合镜构成典型的法布里-珀罗(FP)腔,输入镜 M1 对 810 nm 泵浦光高透(98%),对 1060 nm 发射光高反(99%),而输出镜 M2 对 810 nm 泵浦光高反(99%),对 1060 nm 发射光具有较高的透射率(90%)。在有些研究中,波导的两个端面采用镀膜的方法来实现类似的配置。

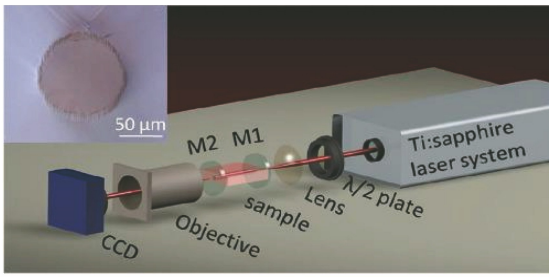


图 32 双波长波导的激光测试实验装置,内插图是直径为 $100\ \mu\text{m}$ 的凹陷包层波导的截面显微图^[30]
 Fig. 32 Experimental setup for laser test of dual-wavelength waveguide and cross-sectional microscopic image of depressed cladding waveguide with diameter of $100\ \mu\text{m}$ shown in inset^[30]

通过转动半波片,可以改变 $812.3\ \text{nm}$ 入射泵浦光的偏振角,但输出光场的总光强不变,两个波长

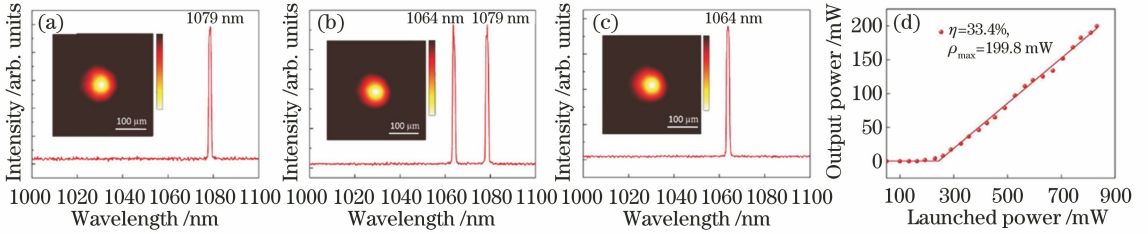


图 33 实验结果。泵浦光偏振角分别为(a) 0° , (b) 45° 和(c) 90° 时的激光发射谱;(d) $812\ \text{nm}$ 泵浦光作用下输出功率与泵浦功率的关系,实线是实验数据的线性拟合^[30]

Fig. 33 Experimental results. Laser emission spectra at laser polarization angles of (a) 0° , (b) 45° , and (c) 90° , respectively; (d) relationship between output power and pump power at $812\ \text{nm}$ pump and linear fit of experimental data indicated by solid line^[30]

6.2 频率转换器件

利用非线性光学晶体直写的凹陷包层波导,还可以制备频率转换器件,最典型的频率转换器件就是将基频光转换成二倍频光,拓宽激光光源的波长范围。凹陷包层波导可以将光场约束在小体积芯区里,光场在较长的相互作用距离内几乎无衍射,从而获得较高的光强;包层结构的形状和大小可以灵活设计,从而输入模和导模的耦合效率得到提高;凹陷包层波导芯区可以保留晶体本身的性质,而且由于波导无偏振依赖性,可以传输 TE 和 TM 两种偏振模式。因此,凹陷包层波导为非线性频率转换所需要的基于双折射的相位匹配条件提供了保障,可以实现 I 型和 II 型相位匹配,在周期性极化晶体里还可以通过准相位匹配实现二倍频过程。

图 34 为在 Nd:YCOB 晶体中飞秒激光直写制备的凹陷包层波导^[78],包层折射率的减小量约为 10^{-3} 量级,三根波导(WG1~WG3)的截面直径都是 $30\ \mu\text{m}$,但是直写所用的脉冲能量分别为 $0.21, 0.42, 0.84\ \mu\text{J}$,能量

的光强比例发生变化。图 33(a)~(c)是偏振角分别为 $0^\circ, 45^\circ$ 和 90° 时发射光谱和对应输出模场的近场光强分布(均为 TM_{00} 模)。图 33(d)是该波导激光器的输出功率与泵浦功率的关系曲线,从实验数据的线性拟合可以得到,阈值为 $243.0\ \text{mW}$,斜率效率为 33.4% ,最大输出功率为 $199.8\ \text{mW}$,其受限于最大泵浦功率($831.6\ \text{mW}$)。

此外,利用 Nd:YAG 晶体和 Nd:YVO₄晶体中直写的凹陷包层波导制备波导激光器,该激光器也可以产生 $1.06\ \mu\text{m}$ 和 $1.30\ \mu\text{m}$ 两种发射波长^[76-77]。由 Fe:ZnSe 晶体中凹陷包层波导构成的波导激光器还可以将发射波长扩展到 $4.12\ \mu\text{m}$,这是目前利用飞秒激光直写制备的凹陷包层波导激光器发射的最长波长^[12]。另外,利用双包层结构还可以进一步提高波导激光器的性能和模式质量^[69]。

越高,所修饰的轨迹在纵向上的拉伸越长,波导芯区沿竖直方向被压缩的程度也越大。为满足双折射的相位匹配条件,晶体的取向角需要设计为 $(150.3^\circ, 0^\circ)$ 。

在图 35 所示的端面耦合系统下,泵浦光波长为 $806\ \text{nm}$,偏振模式为 TE,凹陷包层波导一方面可以作为波导激光器产生 $1062\ \text{nm}$ 激光,偏振模式也为 TE;另一方面 $1062\ \text{nm}$ 激光又可以作为基频光,通过双折射 I 类相位匹配过程($\text{TE}^m + \text{TE}^m \rightarrow \text{TM}^{2m}$)产生 $531\ \text{nm}$ 绿光(即倍频光),偏振模式变为 TM。

图 36(a)、(b)所示为波导 1、2、3 在 $806\ \text{nm}$ 泵浦光作用下产生 $1062\ \text{nm}$ 激光的情况,可以看到导模均为多模,波导 1 的激光阈值最低为 $12.8\ \text{mW}$,并且具有最高的斜率效率(55%)。图 36(c)~(e)所示为波导实现二倍频频率转换的情况,产生的绿光强度肉眼可见,波导 3 在 $531\ \text{nm}$ 波长下的导模模式数最小,这是因为波导 3 的导光区面积最小。不过三根波导中波导 1 的倍频光最大输出功率最高,达到 $100\ \mu\text{W}$,对应的泵浦吸收功率为 $72\ \text{mW}$ 。

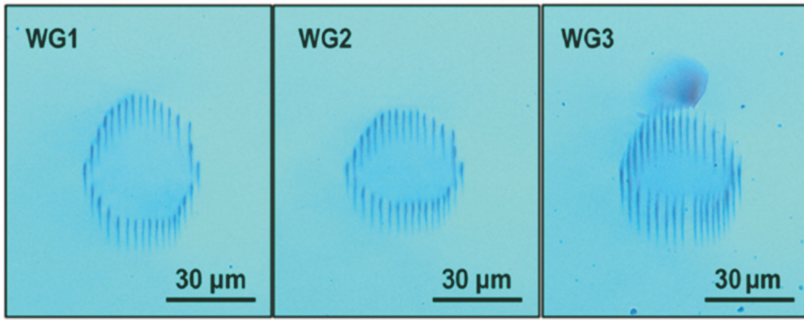


图 34 在非线性 Nd:YCOB 晶体中制备的凹陷包层结构截面^[78]

Fig. 34 Cross-section of depressed cladding structure fabricated in nonlinear Nd:YCOB crystal^[78]

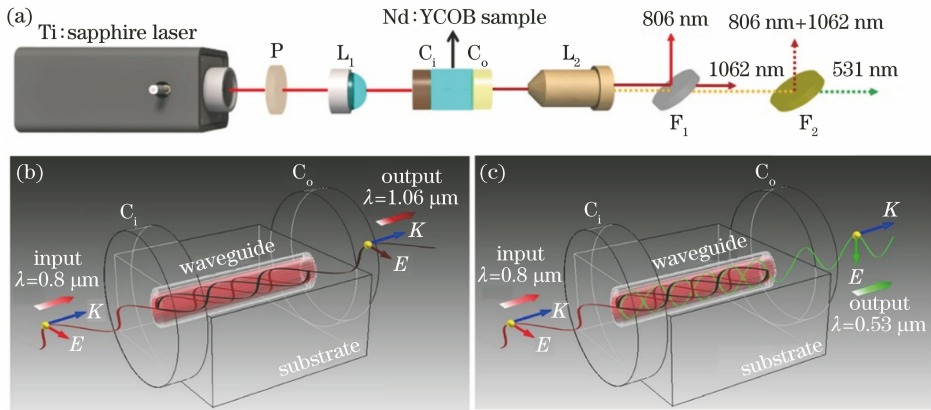


图 35 波导激光和自倍频实验。(a)端面耦合系统示意图；(b)包层波导激光谐振腔；(c)包层波导自倍频谐振腔^[78]

Fig. 35 Experiments for waveguide lasing and self-frequency-doubling. (a) Schematic of end-face coupling system;

(b) oscillation cavity for cladding waveguide lasing; (c) oscillation cavity for cladding waveguide self-frequency-doubling^[78]

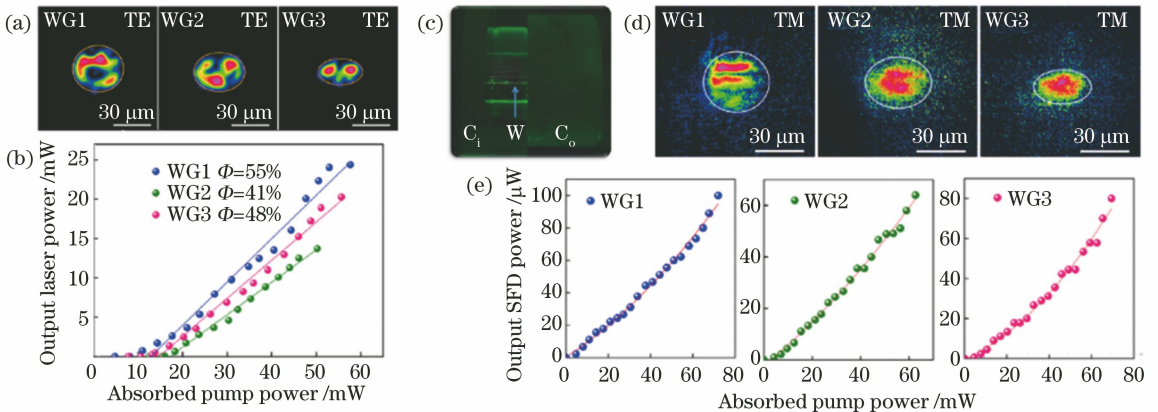


图 36 Nd:YCOB 晶体中凹陷包层波导的激光发射和自倍频性能。(a) 1062 nm 处波导激光近场强度分布，圆圈是导光区边界；(b) 波导 1、2、3 的近红外激光发射功率与泵浦吸收功率的关系；(c) 波导激光器自倍频实验的 FP 腔图片；(d) 波导 1、2、3 产生的绿光激光的模式分布；(e) 波导 1、2、3 自倍频激光器输出的绿光功率曲线^[78]

Fig. 36 Lasing and self-frequency-doubling performances of depressed cladding waveguides in Nd:YCOB crystal. (a) Near-field intensity distributions of waveguide lasers at 1062 nm and boundaries of the guiding areas indicated within circles; (b) relationship between near-infrared laser output power and absorbed pump power for WG1, WG2, and WG3; (c) photograph of FP cavity employed for waveguide laser self-frequency-doubling experiments; (d) modal distributions of green lasers generated from WG1, WG2 and WG3; (e) output powers of green lasers generated by self-frequency-doubling from WG1, WG2, and WG3^[78]

基于凹陷包层波导的大部分倍频光都是绿光,而在 BIBO 晶体中直写的凹陷包层波导可以将 800 nm 的基频光转换为二倍频光为 400 nm 的紫光^[10],仍然属于 I 类相位匹配($e^e + e^e \rightarrow o^{2\omega}$),倍频光的归一化转化效率约为 $9.8 \times 10^{-3}/W$,略高于 BIBO 晶体中倍频光为绿光的归一化转化效率,后者约为 $7.5 \times 10^{-3}/W$ 。

以上工作都是基于双折射的相位匹配实现二倍频的频率转换,此外还可以通过准相位匹配(QPM)实现二倍频频率转换。在周期性极化 MgO 掺杂的

SLT(MgO:PPSLT)晶体中写入凹陷包层波导,由于该晶体的折射率具有温度依赖性,可以通过温度调谐的方法,使准相位匹配的相位失配量 $\Delta=0$,从而提高倍频转换效率,将 1064 nm 基频泵浦光转化为 532 nm 倍频光^[9]。如图 37 所示,波导呈扇出状分布的畴反转光栅周期从 $7.5 \mu m$ 平稳过渡到 $8.2 \mu m$,波导 3 的半径为 $15 \mu m$,包层的折射率改变量约为 -1.9×10^{-3} ,对应的准相位匹配周期为 $7.644 \mu m$,在准相位匹配温度 $194.3 \text{ }^\circ C$ 条件下,二倍频信号达到峰值。

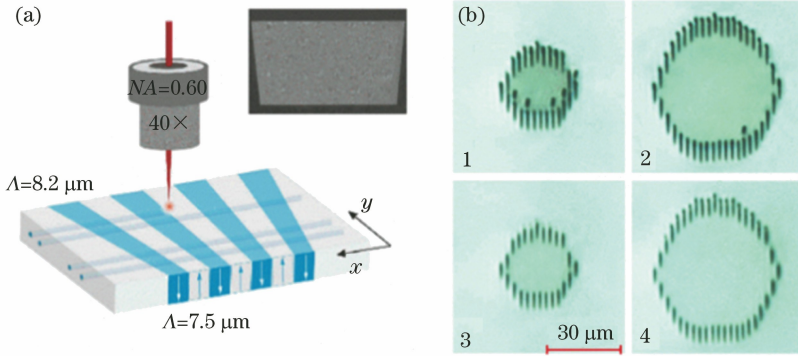


图 37 在 MgO:PPSLT 样品中制备的用于二次谐波产生的凹陷包层波导。(a) MgO:PPLST 样品扇出图案和飞秒激光直写过程示意图;(b)波导 1~4 的截面显微图^[9]

Fig. 37 Depressed cladding waveguides fabricated in MgO:PPSLT sample for second harmonic generation. (a)Schematic of fan-out pattern on MgO:PPSLT sample and FLW process; (b) microscopic images of WG1-WG4^[9]

除了通过外加电场制备周期性极化晶体以实现准相位匹配,还可以通过聚焦飞秒激光脉冲使晶体局域二阶非线性系数 $\chi^{(2)}$ 减小,从而实现光诱导准相位匹配(LiQPM)^[79-80]。如图 38(a)所示,在飞秒激光加工的铌酸锂晶体凹陷包层波导内部,通过多次扫描写入 LiQPM 光栅结构,即可实现从基频光

到二次谐波的转换。外加电场极化通常只能得到二维的非线性结构,而 LiQPM 则可以制备三维的非线性结构,实现准相位匹配。如图 38(b)所示,可以将凹陷包层波导芯区的 QPM 光栅结构分成 2 块或 4 块,而每一块又可以独立地进行调制,因此可以同时产生多波长二次谐波。

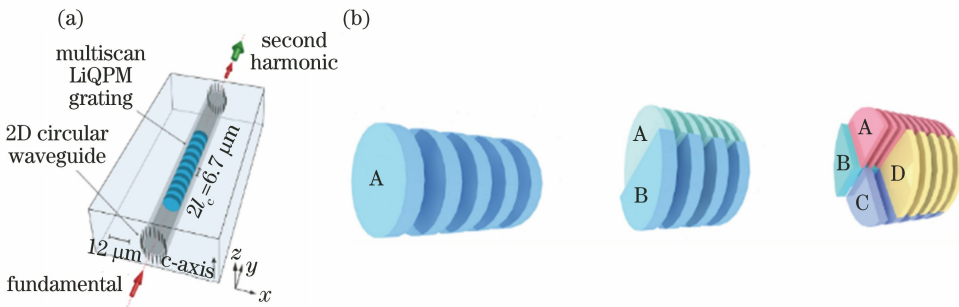


图 38 波导集成光诱导准相位匹配结构。(a) LiQPM 凹陷包层波导的设计;(b)波导芯区 QPM 光栅结构的调制机制^[80]

Fig. 38 Waveguide-integrated light-induced quasi-phase matching structures. (a) Design of LiQPM depressed cladding waveguide; (b) modulation scheme of QPM grating structure inside waveguide core^[80]

图 39 所示为两种 LiQPM 光栅结构二次谐波输出功率的温度调谐的实验结果。图 39(a)是将波导芯区分成两块,每一块都有独立的 QPM 光栅调制周期,分别是 $\Delta_1=6.6 \mu m$ 和 $\Delta_2=6.525 \mu m$,在

$124.7 \text{ }^\circ C$ 和 $167.9 \text{ }^\circ C$ 两个 QPM 温度处分别存在一个二次谐波最大输出功率点,对应产生 1064 nm 和 1060.5 nm 两种基频光的二次谐波,QPM 温度窗口宽度为 $3.25 \text{ }^\circ C$ 。图 39(b)将波导芯区分成 4 块,其

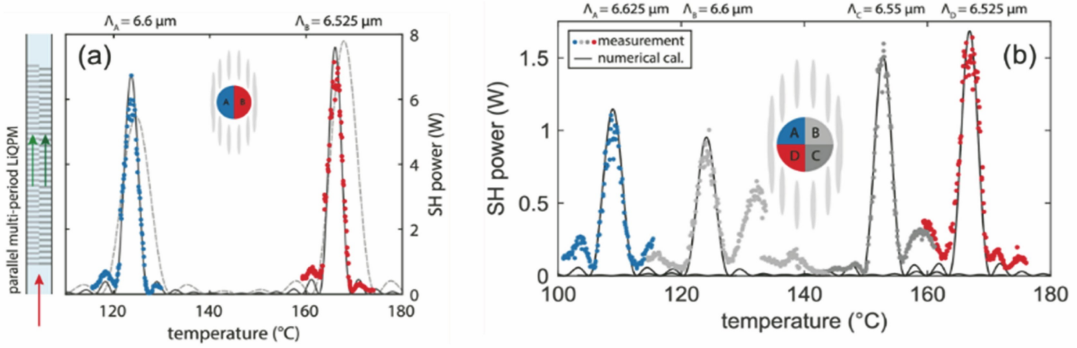


图 39 两种 LiQPM 光栅器件二次谐波输出功率的温度调谐实验结果。(a) 双波长二次谐波的产生；(b) 多波长二次谐波的产生^[80]

Fig. 39 Experimental results of temperature tuning for SHG of two kinds of LiQPM grating devices.

(a) Dual-wavelength SHG; (b) multi-wavelength SHG^[80]

具有更复杂的三维 QPM 光栅调制结构，四块的光栅周期分别为 $\Lambda_1 = 6.625 \mu\text{m}$, $\Lambda_2 = 6.6 \mu\text{m}$, $\Lambda_3 = 6.55 \mu\text{m}$ 和 $\Lambda_4 = 6.525 \mu\text{m}$, 可以同时产生 1065.3, 1064, 1061.6, 1060.5 nm 四种基频光的二次谐波。由此可见, 在凹陷包层波导中集成基于波导芯区分块调制非线性的 LiQPM 光栅结构, 可以同时实现多波长频率的转换。

6.3 温度传感器件

当凹陷包层波导的截面直径较大时, 导模一般为多模, 波导末端输出光场模式存在许多模式散斑。在光纤受到外界扰动时, 不同模式间的干涉和同模式的自相互作用会导致不同模式散斑的相对强度发生变化。传统的光纤散斑传感正是通过激光在多模光纤中传输的多模模场的模式散斑

图案的变化来提取出外界扰动的信息。光纤散斑传感可以探测温度、应力、微小位移、振动、角对准甚至生命体征等多种扰动, 但是也会因过敏感性和交叉敏感性而对其应用带来负面影响, 比如探测温度变化时可能会受到光纤振动的影响。相比之下, 在常用晶体 (比如 Nd:YAG 晶体) 中直写的小体积凹陷包层波导更便于集成到光学系统中, 可以避免交叉敏感的问题, 而且在 Nd:YAG 晶体中直写的凹陷包层波导无偏振依赖性, 可以排除激光偏振的影响, 从而提高传感的准确度。这里介绍的是在 Nd:YAG 晶体中制备的一种表面凹陷包层波导^[33], 截面形状可以被设计成半圆形和矩形, 如图 40 (a)、(b) 所示, 图 40 (d)、(e) 是在 460 nm 波长处对应的模场散斑图。

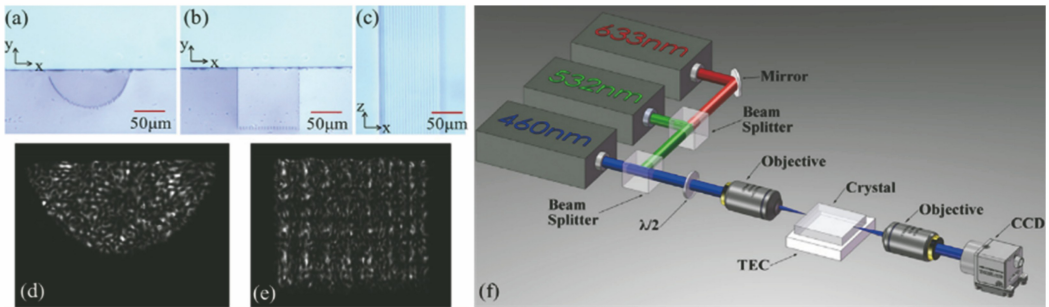


图 40 在 Nd:YAG 晶体中飞秒激光直写的表面凹陷包层波导的光学显微图。(a) 半圆形截面波导剖面图; (b) 矩形截面波导剖面图; (c) 矩形截面波导俯视图; 输出端收集的 (d) 半圆形和 (e) 矩形截面波导在 460 nm 波长下的散斑; (f) 基于端面耦合系统的波导散斑图温度传感的实验装置图, 其中热电冷却器用来控制晶体的温度, 温控精度可达 $0.05 \text{ }^\circ\text{C}$ ^[33]

Fig. 40 Optical microscopic images of superficial depressed cladding waveguides written by femtosecond laser in Nd:YAG crystal. (a) Sectional view of semicircular waveguide; (b) sectional view of rectangular waveguide; (c) top view of rectangular waveguide; speckle patterns collected from output faces of (d) semicircular and (e) rectangular waveguides at 460 nm; (f) experimental setup for waveguide specklegram temperature sensor based on end-face coupling system in which thermo electric cooler used to control crystal's temperature with resolution of up to $0.05 \text{ }^\circ\text{C}$ ^[33]

图 40(f)是进行温度传感实验的装置图,测试激光波长有 460,532,633 nm 三种,物镜对用于实现入射光与波导的耦合及波导输出光的收集,收集的模式散斑由 CCD 记录。热电冷却器(TEC)放置在晶体样品底部用来准确控制晶体的温度。

当晶体的温度发生变化时,表面凹陷包层波导的折射率和体积就会发生微小的改变,从而改变输出模场的散斑图案,任意一点的光强变化与温度变化(ΔT)近似呈线性变化。当入射光功率增加时,可以增大每个模式的振幅,模式散斑的变化量增大,从而增加探测灵敏度。当模式数增加时,输出光场的模式状态的变化也会加快,也可以获得较高的探测灵敏度。为了提高信噪比,采用平均强度变化(A_{IV}, A_{IV})来描述变化量:

$$A_{IV} = \frac{1}{X \cdot Y} \sum_{x=0}^{X-1} \sum_{y=0}^{Y-1} |s_{xy}^i - s_{xy}^1|, \quad (2)$$

式中: X 和 Y 分别为散斑图 x 和 y 方向的总像素数;

s_{xy}^i 为第 i 个散斑图中 (x,y) 处像素的灰度值; s_{xy}^1 为初始态下散斑图中 (x,y) 处像素的灰度值。为了减小实验误差,第 i 个温度状态下对应的散斑图需要取 20 组数据的平均值。对于半圆形和矩形的表面凹陷包层波导,平均强度变化基本都随温度呈线性变化,温度传感分辨率都可以达到 $0.05\text{ }^\circ\text{C}$,只是半圆形表面凹陷包层波导的温度动态范围更宽一些。

从图 41(a)、(b)中可以看到,对于同一测试激光波长 460 nm,入射光功率越高,表面凹陷包层波导对温度的探测越敏感,但是光强值不能太大,以免接收 CCD 的像素灰度值饱和。从图 41 (c)、(d)中可以看到,在相同入射光功率下,波长越短,表面凹陷包层波导对温度的探测敏感度也越高。这是因为随着波长的减小,激发的模式数增加,从而探测灵敏度得到提高。由此可见,凹陷包层波导在温度传感方面展现出了独特的功能,将来会在片上实验室领域发挥作用。

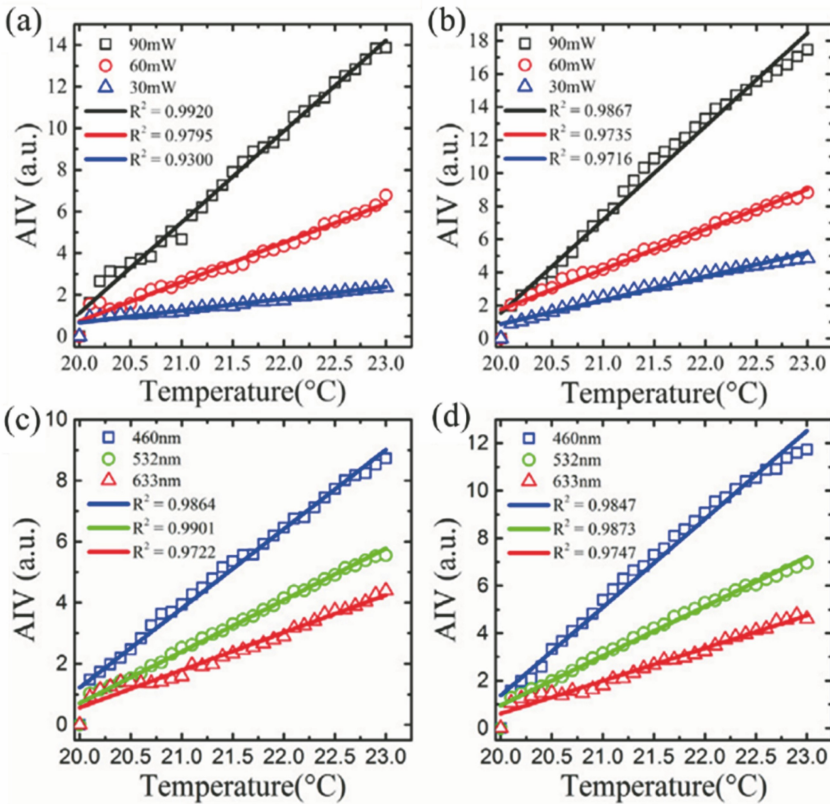


图 41 激光强度和激光波长对不同波导温度探测灵敏度的影响。(a)(c)半圆形截面波导;(b)(d)矩形截面波导^[33]

Fig. 41 Effects of laser intensity and wavelength on sensitivity of different temperature sensors. (a)(c) Semicircular waveguide; (b)(d) rectangular waveguide^[33]

6.4 波导光栅滤波器

在凹陷包层波导的芯区写入布拉格光栅,利用周期性的光栅结构对光的传播进行控制,可以实现

波导光栅滤波器的功能。布拉格光栅是周期小于 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的短周期光栅,传输时进行反向模式的耦合,因此又称为反射型光栅,反射波长和光栅的周期

对应。

在 ZBLAN 玻璃中制备的凹陷包层波导中写入布拉格光栅,导模主要被约束在未被激光修饰的芯区,而布拉格光栅将能量耦合进反向传播模式的强度取决于导模和光栅修饰区的重叠度以及折射率对比度。为了实现模式重叠,需要将折射率呈周期性减小的轨迹写入波导的芯区,但是这会降低波导芯区和包层的折射率对比度,增加波导的约束损耗。波导芯区的布拉格光栅也可以利用飞秒激光直写进行逐点扫描来实现。如图 42(a)所示,波导布拉格光栅具有多个平面,周期满足布拉格条件,而每个平面是呈六角晶格状排布的点阵^[42]。

ZBLAN 玻璃中波导的包层是基于 5.1 MHz 高重复频率飞秒激光热积累机制形成的,因此强烈扩

散可以避免低阶布拉格光栅所需要的微米或亚微米结构的出现,当写入光栅时,则换成 100 kHz 低重复频率,光栅周期 Λ 为 1040 nm,器件总长度为 5.8 mm。整个制备过程是按照先直写包层,再直写光栅,最后直写上包层的顺序完成的。波导的芯区直径为 15 μm ,包层厚度为 33 μm ,光栅宽度为 21 μm ,因此光栅一部分在波导芯区,还有一部分扩展到包层。从图 42(b)中可以看到,在热积累机制下,直写上包层时会擦除部分六角晶格光栅,在接近包层的位置,光栅折射率对比度会因热退火而降低^[42]。该凹陷包层波导在 1550 nm 处的二阶布拉格光栅的反射透射谱的典型特征是存在一个深度为 10.5 dB 的透射谷,对应一个 3 dB 带宽为 230 pm 的反射峰。

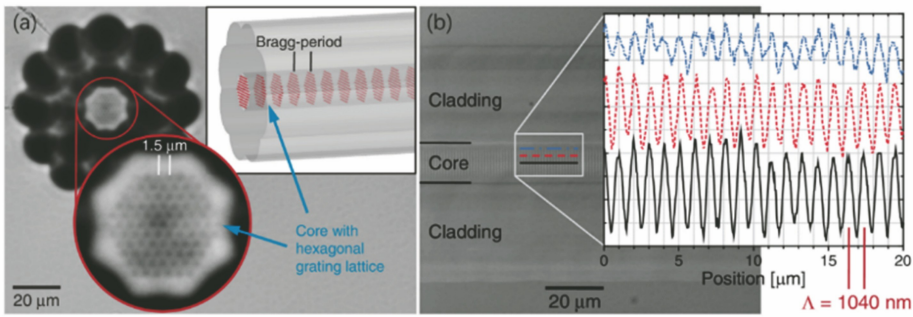


图 42 ZBLAN 玻璃中的波导布拉格光栅。(a)波导芯区内的六角晶格点阵,插图是该结构的三维渲染示意图(未按比例);(b)三个不同位置处从上到下微分干涉对比度图像,展示了芯区光栅相位关系,在接近波导包层的区域光栅对比度明显下降(顶部的分布曲线)^[42]

Fig. 42 Waveguide Bragg gratings (WBGs) in ZBLAN glass. (a) Hexagonal lattice of points within core of waveguide and three-dimensional rendering of structure shown in inset (not to scale); (b) top-down differential interference contrast images at three different positions showing grating phase relation across core and reduction of grating contrast indicated apparently in close proximity to waveguide cladding (top profile)^[42]

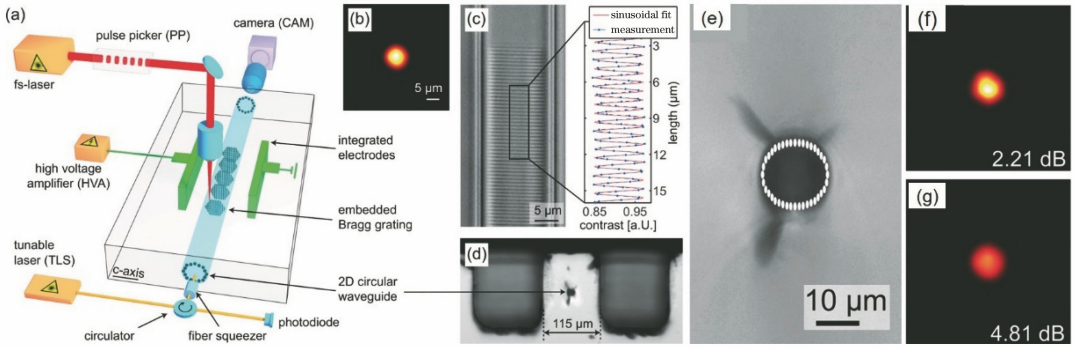
在铌酸锂晶体凹陷包层波导中也可以写入布拉格光栅,并利用电光效应调谐光栅^[13]。如图 43(e)所示,凹陷包层波导采用的是损伤轨迹间距为 750 nm 的近连续的闭合圆形包层波导,在 s 光和 p 光下都呈现出低损耗且对称的导模。被嵌入波导芯区的光栅采用多次扫描法写入,光栅周期为 704 nm,在光栅的两侧还加入集成电极,电极间距为 115 μm 。

图 44(a)、(b)是嵌入到 10 mm 长的闭合圆形截面波导中的 0.5 mm 长的布拉格光栅在通讯波段的反射谱,其具有很好的窄带特性,在前向耦合下,s 光(o 光)下反射率达到 30%,p 光(e 光)下反射率达到 6%,中心波长的最大偏移量($\lambda_o - \lambda_e = 49.77 \text{ nm}$)对应铌酸锂的双折射。图 44(c)是 1 kHz 调制频率下的最大光谱调谐的功率反射谱,在

$\pm 840 \text{ V}$ 外加电压下,对于 p 光可以实现超过一个峰宽的移动($\lambda_e' = 590 \text{ pm}$),并且光谱的形貌几乎没有发生改变,表明波导内光场是均匀分布的,是一个纯单模的传输。由图 44(d)可看出,对于两种输入偏振光(s 光和 p 光),中心布拉格反射波长的相对移动与外加电场强度呈现完美线性响应,并且材料的电光系数($r_{13} = 7.59 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$, $r_{33} = 23.21 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$)也近乎完美保留。

6.5 集成光子学器件

由飞秒激光直写的凹陷包层波导构成的集成光子学器件也得到了研究人员的广泛关注,所制备的器件种类也在与日俱增,从最基本的直波导、Y 型分束器和定向耦合器,到 Mach-Zender(MZ)干涉仪,再到三维分束器、模场变换器、电光可调谐定向耦合器等复杂器件。



TLS: tunable laser source; PP: pulse picker; CAM: camera; HVA: high voltage amplifier

图 43 嵌入了布拉格光栅的电光可调谐铌酸锂波导。(a)制备和表征装置示意图;(b)直径为 $15\ \mu\text{m}$ 的圆形截面波导结构的 e 光模式;(c)周期 Λ 为 $704\ \text{nm}$ 的多次扫描制备的布拉格光栅,为了清晰成像,忽略了上下波导线;(d)集成电极的波导布拉格光栅抛光后的截面;(e)闭合圆形包层波导;该波导在 $1.55\ \mu\text{m}$ 波长下(f)o 光和(g)e 光的模式分布和插入损耗^[13]

Fig. 43 Electro-optical tunable lithium niobate waveguide embedded with Bragg gratings. (a) Schematic of direct integration and characterization; (b) e light of circular waveguide structure with diameter of $15\ \mu\text{m}$; (c) multiscan Bragg grating with period of $\Lambda = 704\ \text{nm}$ and upper and lower waveguide lines omitted for clear imaging; (d) cross section of polished WBG with integrated electrodes; (e) closed-circular waveguide; its modal profiles and insertion losses of (f) o light and (g) e light at $\lambda = 1.55\ \mu\text{m}$ ^[13]

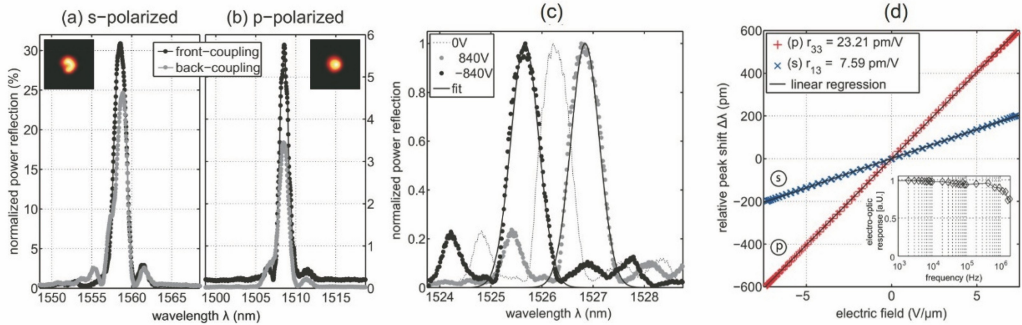


图 44 凹陷包层波导的布拉格光栅性能。输入光为(a)o 光和(b)e 光时的反射谱;(c)对于 p 光,当外加 $\pm 840\ \text{V}$ 电压时,可以实现大于一个峰宽的最大光谱调谐;(d)对于 s 光(o 光)和 p 光(e 光),中心布拉格反射极大值的相对移动,插图为频率测试展示出的高带宽^[13]

Fig. 44 Bragg grating performance of depressed cladding waveguide. Reflection spectra for (a) o light and (b) e light as input light; (c) maximum spectral tuning of more than a peak width achieved with applied voltage of $\pm 840\ \text{V}$ for p light; (d) relative shift of central Bragg reflection maxima for s light (o light) and p light (e light) and high bandwidth operation for frequency test shown in inset^[13]

6.5.1 模场变换器

模场变换器是基于锥状圆形凹陷包层波导实现的^[81],其原理与锥形光纤基本一致。如图 45 所示,波导截面的直径从最初的输入半径 R_{in} 线性减小到输出半径 R_{out} 。锥形角的大小 Ω 与锥长 L 之间的关系为

$$\Omega = \arctan\left(\frac{R_{in} - R_{out}}{L}\right) \quad (3)$$

该波导的离散圆形包层是通过横向平移扫描法在 Nd:YAG 晶体中制备的,因此包层的形状和大小

可以灵活调控。在该模型中,相邻损伤轨迹之间的最大间距为 d_{max} ,最小间距为 d_{min} 。包层直径的减小有两种方式,一种是离散点数不变,减小相邻点之间的间距 ($d_{max} \rightarrow d_{min}$),截面直径变换比为 $d_{max} : d_{min}$;另一种是保持相邻点之间的间距 d_{min} 不变,减少离散点的数量,从而实现包层直径的进一步减小,截面直径变换比为 $d_{max} : (d_{min}/2)$ 。

如图 46 所示,输入半径 $R_{in} = 24\ \mu\text{m}$,输出半径 $R_{out} = 6\ \mu\text{m}$,截面直径变换比为 $4:1$,实际锥长 $L = 6\ \text{mm}$ (图中长度未按比例画)。在 $633\ \text{nm}$ 和

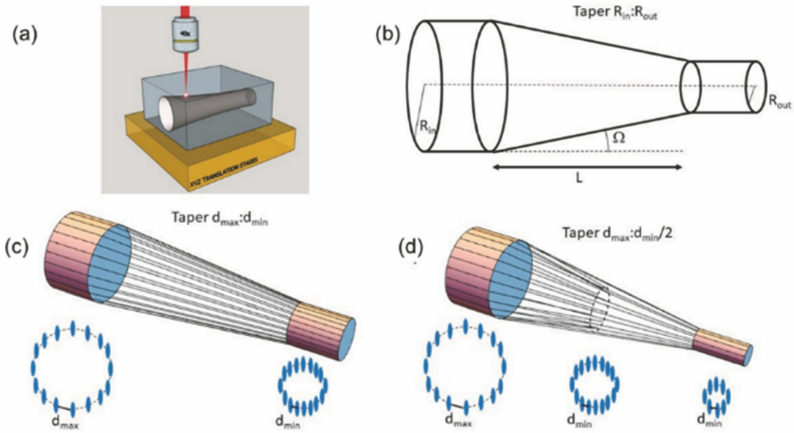


图 45 模场变换器。(a)飞秒激光直写过程示意图;(b)锥状波导示意图;(c)通过减小相邻损伤轨迹间距实现锥状包层直径变换比为 $d_{\max} : d_{\min}$ 的模型;(d)通过减小相邻损伤轨迹间距和减少轨迹点数实现锥状包层直径变换比为 $d_{\max} : (d_{\min}/2)$ 的模型^[81]

Fig. 45 Mode field converter. (a) Schematic of fs-laser inscription process; (b) schematic of tapered waveguide; (c) model for implementation of tapered cladding with reduction factor of $d_{\max} : d_{\min}$ by decreasing track separation; (d) model for implementation of tapered cladding with reduction factor of $d_{\max} : (d_{\min}/2)$ by decreasing track separation and reducing number of tracks^[81]

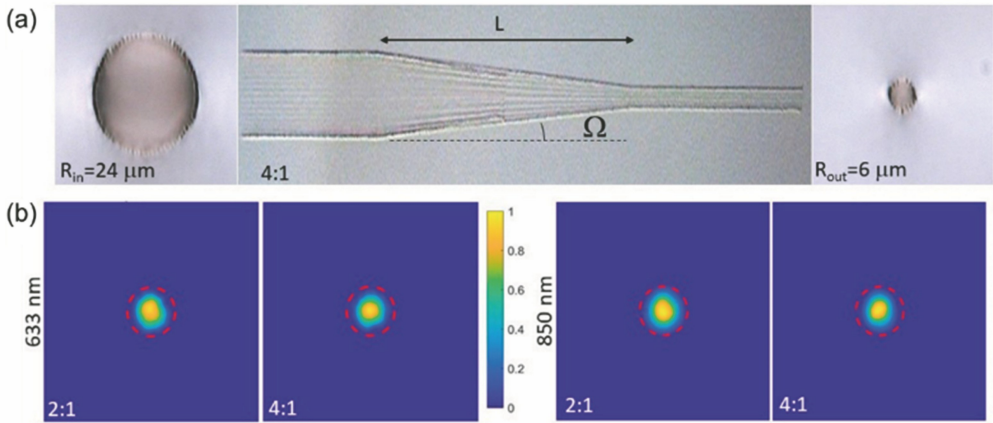


图 46 模场变换器的形貌和模场表征。(a)锥状包层直径变换比为 4:1 的测试结构的透射模式显微图,输入半径为 $24 \mu\text{m}$,输出半径为 $6 \mu\text{m}$ (锥长缩小以方便观察细节);(b)锥状包层直径变换比为 2:1 和 4:1 的输出端模式分布,左侧波长为 633 nm,右侧波长为 850 nm^[81]

Fig. 46 Morphology and mode field characterization of mode field converter. (a) Microscopic image taken in transmission mode of 4:1 tapered test structure fabricated with input radius of $24 \mu\text{m}$ and output radius of $6 \mu\text{m}$ (taper length L shortened to well appreciate details); (b) modal profiles at output of 2:1 and 4:1 tapered waveguides at 633 nm (left) and 850 nm (right), respectively^[81]

850 nm 波长下,截面直径变换比为 2:1 和 4:1 的模场变换器的输出光场模式都是较为理想的单模,而入射大半径模场实际是多模。有一点需要指出的是,输出模场虽然是单模,但是截面直径在从大变小的过程中,损耗还是很大的,解决方法是增大锥长 L ,使模场变换过程接近一个绝热变换过程,从而降低损耗。

6.5.2 基于 Y 型分束器的器件

由凹陷包层波导构成的光学分束器有很大一部

分是基于 Y 型结构制备的,其中还分为埋覆式凹陷包层波导分束器(结构全部在材料内部)和表面凹陷包层波导分束器。图 47 为 Nd:YAG 晶体中由埋覆式凹陷包层波导构成的直波导、Y 型分束器和由 Y 型分束器构成的 MZ 干涉仪的示意图^[82]以及 Y 型分束器不同位置处的波导截面显微图,其中 Y 型分束器中一个重要参数是分叉角 α 。Y 型分束器实现的功能是将输入光强按照 1:1 的比例分束,当分叉

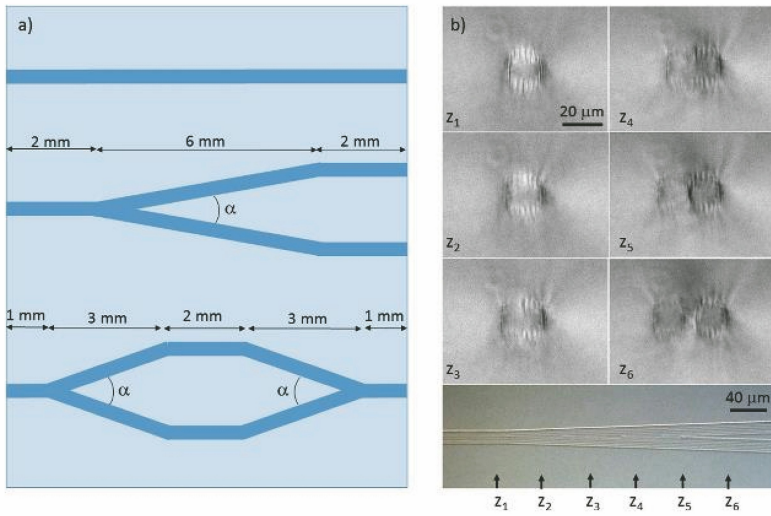


图 47 基于 Y 型分束器的光子器件。(a)结构示意图:直波导, Y 分束器和 MZ 干涉仪; (b) Y 型分束器不同平面处的横截面光学显微图, 底部的照片显示了分束区域的纵视图并指出了以上图片的大致位置^[82]

Fig. 47 Photonic devices based on Y-junctions. (a) Schematic of fabricated structures: straight waveguide, Y-junctions and Mach-Zehnder interferometer; (b) optical microscopic images of cross sections at different planes of Y-junctions and image at bottom indicating longitudinal view of splitting region and approximate positions of above images^[82]

角 α 较小($1^\circ, 2^\circ$)时, 输出模场近似为单模且无明显偏振依赖性; 而分叉角 α 较大(4°)时, 输出模场变为多模, 且具有明显的偏振依赖性。由分叉角 α 为 2° 的 Y 型分束器构成的 MZ 干涉仪展现出良好的性能, 导模接近分叉角为 2° 的 Y 型分束器的导模, 但呈现出较强的偏振依赖性。

此外, 在铌酸锂晶体、蓝宝石晶体中也可制备这种埋覆式 Y 型分束器, 截面可以是圆形、矩形, 输出端口可以是 2 个或 4 个^[16, 83], 还可以构建三维 Y 型

分束器^[84], 而在 KTP 晶体中也有基于 Y 型结构的光学晶格凹陷包层波导分束器^[31]。还有一类是图 48 所示的在 LiTaO₃ 晶体中制备的表面包层波导 Y 型分束器^[34], 可满足光电子领域中波导接近表面的需求。如图 48(a)~(e)所示, 波导的截面为矩形, 宽度可以自由调节, 输入端波导截面宽度是输出端波导截面宽度的 2 倍。图 48(g)~(i)和图 48(j)是模拟的表面凹陷包层波导的折射率分布和光场在 Y 型分束器中的传输情况。

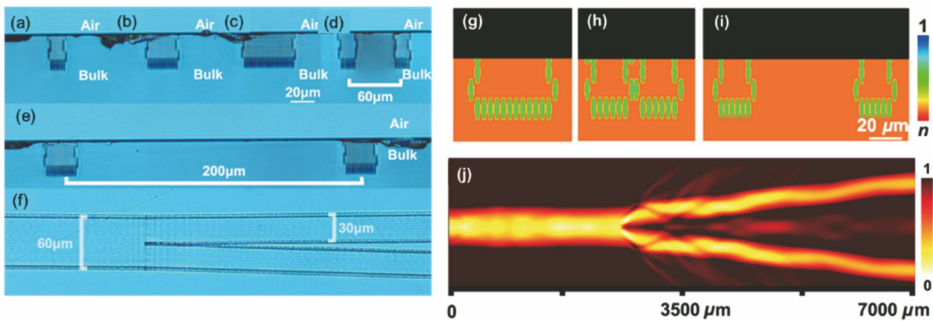


图 48 基于表面凹陷包层波导的 Y 型分束器。表面包层波导的(a)~(e)截面图和(f)俯视图; 模拟 Y 分束器的 (g)输入端、(h)联合端、(i)输出端的截面折射率分布和(j)模式传输过程^[34]

Fig. 48 Y-branch splitter based on superficial depressed-cladding waveguides. (a)-(e) Cross-sectional images and (f) top view of surface cladding waveguides; simulated refractive index distributions at cross sections of (g) input port, (h) joint port, and (i) output port, as well as (j) mode propagation process^[34]

6.5.3 基于定向耦合器的器件

由凹陷包层波导构成的光学分束器还有一部分是基于定向耦合器(DC)的结构制备的。由 I 型波

导构成的定向耦合器是集成光量子芯片中的重要组成元件, 由定向耦合器和相移器构成的光学分束器网络在量子计算、量子模拟、量子通讯等领域发挥着

重要的作用。而由凹陷包层波导构成的定向耦合器目前还处在研究起步阶段,但也将在未来集成光子学领域发挥重要作用。

图 49 为在 Tm:YAG 晶体中制备的由凹陷包层波导构成的 2×2 定向耦合器^[15],其基本结构如图 49 (b)所示,两根输入端有一定间距 Δ 的直波导被弯曲半径为 R 的 S 型弯曲波导拉近到耦合区,耦合间距为 d ,相互作用长度为 L_{int} ,再经 S 型弯曲波导间距被拉远,回归到输出端间距为 Δ 的两根直波导,光场能量在耦合区两根波导间通过倏逝波耦合发生交换。

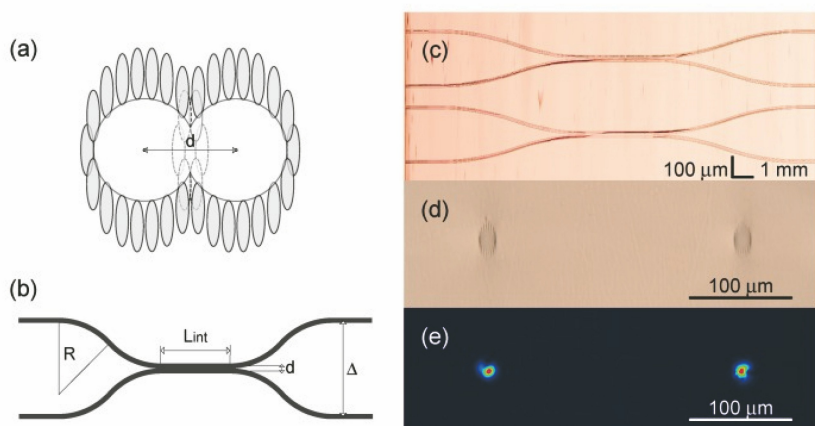


图 49 由凹陷包层波导构成的 2×2 定向耦合器。(a)省掉包层重叠区的损伤轨迹的设计图;(b) 2×2 定向耦合器的几何构型;(c)制备的定向耦合器的显微图,图片是拼接处理后得到的;(d)定向耦合器输出端面图;(e)定向耦合器输出端强度分布,对应分束比为 48:52^[15]

Fig. 49 2×2 directional coupler based on depressed cladding waveguides. (a) Layout of interaction region with several cladding tracks skipped; (b) geometry of 2×2 waveguide coupler; (c) microscopic image of fabricated directional coupler obtained after stitching; (d) image of output facet of directional coupler; (e) intensity distribution at output facet of directional coupler with splitting ratio of 48:52^[15]

利用飞秒激光真三维直写能力,可以进一步将定向耦合器扩展到三维,实现由凹陷包层波导构成的 3×3 定向耦合器^[15],如图 50 所示。两个输入端同在表面以下 $250 \mu\text{m}$ 处,间距 $\Delta = 100 \mu\text{m}$,第 3 个输入端起始深度在表面以下 $70 \mu\text{m}$,经 S 型弯曲波导下降到表面以下 $240 \mu\text{m}$,三根波导在耦合区相遇。耦合区相互作用长度 L_{int} 仍然为 3 mm ,而三根波导的中心间距构成一个等边三角形,前两根波导包层损伤轨迹各去掉 6 个,第 3 根波导的包层损伤轨迹去掉 8 个。当耦合间距 $d = 14.3 \mu\text{m}$ 时,在 810 nm 输入光下输出端功率分束比可达到 33:34:33,但图 50(e)显示的是耦合间距 $d = 14 \mu\text{m}$ 时的情况,功率分束比为 19:40:41。凭借飞秒激光真三维直写能力,凹陷包层波导可以构成复杂的三维集成光子学器件,具有重要的发展潜力。束比的动态调谐^[14]。该方案的原理示意图如图 52

凹陷包层波导的导光区被折射率减小的损伤轨迹包围,因此当两根波导的包层有一定间距时,光场能量很难在两根波导之间交换。一种解决方法如图 49(a)所示,在减小耦合间距(波导中心间距) d 的同时去除包层重叠区的部分损伤轨迹,打开耦合通道,促进光场能量在耦合区相邻波导间发生交换。图 49 中波导截面直径为 $16 \mu\text{m}$,输入(出)端波导间距 $\Delta = 250 \mu\text{m}$,弯曲半径 $R = 100 \mu\text{m}$,相互作用长度固定为 $L_{\text{int}} = 3 \text{ mm}$,当耦合间距 $d = 14 \mu\text{m}$ 时,在 810 nm 入射光下其输出端功率分束比为 48:52,接近 50:50。

在 ZBLAN 玻璃中也可以实现类似的凹陷包层波导 2×2 定向耦合器^[39-40],如图 51 所示,波导芯区直径为 $50 \mu\text{m}$,包层厚度为 $60 \mu\text{m}$,包层是平移扫描叠加折射率降低轨迹形成的连续包层,在耦合区波导中心间距为 $40 \mu\text{m}$,表明耦合区两根波导的芯区是合并共用的。这种大尺寸的凹陷包层波导定向耦合器是为中红外波长特殊设计的,是构建天体调零干涉仪的重要元件。

我们提出了基于离散圆环焦场整形的单次扫描快速制备凹陷包层波导的方案,并在铌酸锂晶体中制备了 2×2 凹陷包层波导定向耦合器。考虑到铌酸锂晶体具有大的非线性系数和电光系数,可以在定向耦合器的耦合区两端集成深埋微电极,在电极两端施加电压,利用铌酸锂晶体的电光调制效应,促进光场从输入臂耦合到另一臂,实现定向耦合器分

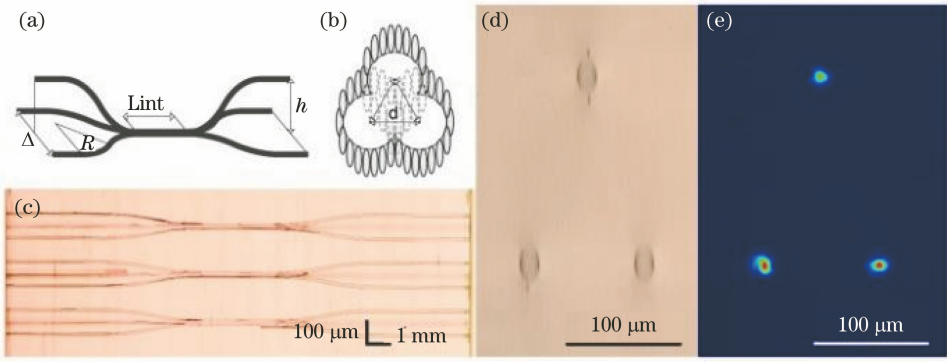


图 50 由凹陷包层波导构成的 3×3 定向耦合器。(a) 3×3 定向耦合器几何构型；(b) 相互作用区截面几何构型；(c) 3×3 定向耦合器俯视图，图片经过拼接处理；(d) 3×3 定向耦合器输出端面显微图；(e) 耦合间距为 $14 \mu\text{m}$ 时定向耦合器的输出端强度分布^[15]

Fig. 50 3×3 directional coupler based on depressed cladding waveguides. (a) Geometry of 3×3 directional coupler; (b) cross-sectional geometry of interaction region; (c) top view image of 3×3 coupler obtained after stitching; (d) microscopic image of end facet of 3×3 directional coupler; (e) intensity distribution at output facet of directional coupler with coupling distance of $14 \mu\text{m}$ ^[15]

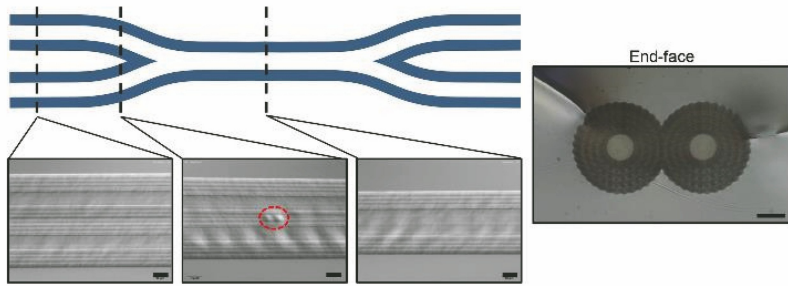


图 51 凹陷包层波导定向耦合器示意图以及不同位置处的透射微分干涉对比度显微图，虚线圈标出的是激光硬开关造成的缺陷，右侧是定向耦合器的输出端面^[39]

Fig. 51 Schematic of depressed cladding waveguide directional coupler and transmission differential interference contrast microscopic images taken at different positions with dashed circles marking defects created by hard on/off switching of laser and output facet of directional coupler shown on right-hand side^[39]

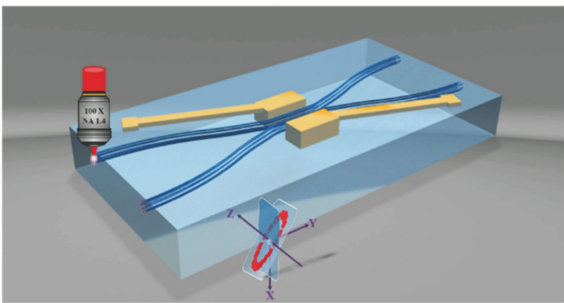


图 52 基于凹陷包层波导的可调谐 2×2 定向耦合器。圆环形包层由 16 根相互平行的损伤轨迹组成，圆环相对于 X 轴倾斜 10° ^[14]

Fig. 52 Reconfigurable 2×2 directional coupler based on depressed cladding waveguides with ring cladding composed of 16 parallel damage tracks and circles tilted 10° with respect to X axis^[14]

实验上，两根凹陷包层波导被制备在表面以下 $55 \mu\text{m}$ 深度处，过渡圆弧半径为 60mm ，以避免过大的弯曲损耗，单根波导的直径为 $19 \mu\text{m}$ ，耦合间距设定为 $22 \mu\text{m}$ 。深埋微电极的制备主要包括三个步骤：水辅助飞秒激光烧蚀制备三维深槽，深槽内壁催化形成薄膜，以及化学镀铜形成铜电极^[85-87]。我们选择相互作用长度为 1.8mm 的定向耦合器进行电光调制实验，利用单模光纤对耦合器的一臂输入竖直偏振的 1550nm 连续激光，输出端利用红外相机实时观察导模变化，利用功率计测量输出功率并记录分束比。图 53(a) 分别展示了所制备的定向耦合器耦合区的左边弯曲部分、中心直波导耦合部分和右边弯曲部分的俯视形貌。图 53(b) 是波导样品集成微电极区域的俯视图，我们利用有限元法数值模拟了波导周围的电场分布，如图 53(c) 所示，电场线

沿着晶体 z 轴均匀分布,该方向上的晶体电光系数最大,电光调制效率最高。如图 53(d)所示,由于耦合器的相互作用长度比较短,电极两端电压 $U=0$ V 时基本没有光耦合到透射臂中,初始的分束比约为 0.01;当 $U \geq 100$ V 时,输入臂传输的光能量开始逐渐耦合到透射臂中;当 $U=600$ V 时,分束比增大到约 0.1。图 53(e)为不同电压下定向耦合器输出的导模。600 V 已经是一个很高的电压值,而两个电极之间的距离比较小(约为 $70 \mu\text{m}$),继续增大所加电压很可能会破坏晶体样品。如果要想实现光能量从输入臂

全部耦合到透射臂中,将需要非常大的电压,这是因为我们所制备的单根凹陷包层波导宽度比 I 型直写波导要宽很多,通过电光效应调控其周围折射率难度非常大,而且耦合区排布了两根凹陷包层波导,目标折射率调控区域进一步扩大,同时调控它们变得极具挑战性。我们将来可以通过优化波导和电极的相对空间分布来提高电光调制效率,进而改善器件的可调谐性。这些实验结果为高效率制备基于凹陷包层晶体波导的可调谐的、复杂的且具有三维构架的集成光子学器件开辟了新的道路。

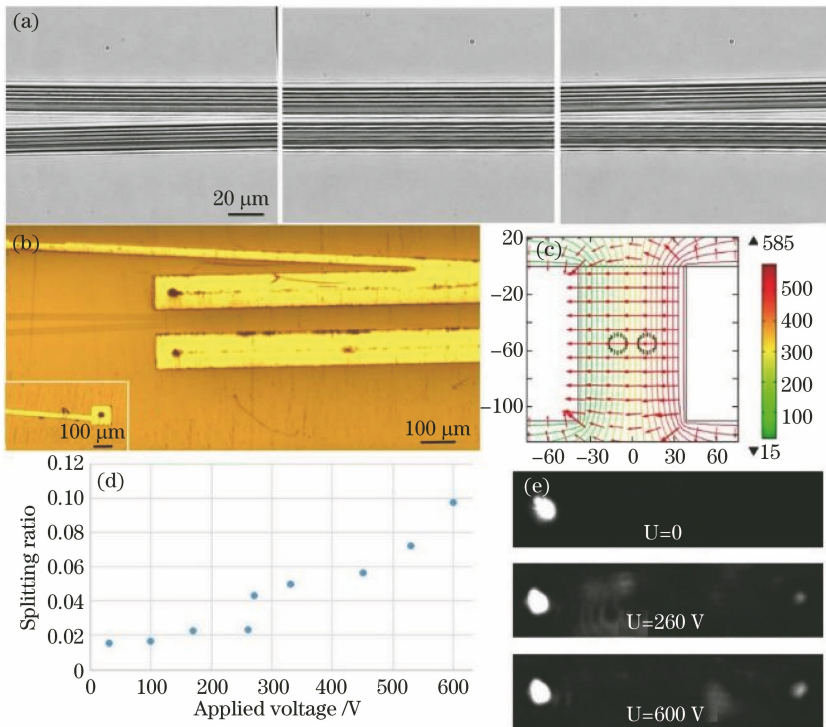


图 53 电光调谐定向耦合器。(a)定向耦合器耦合区的左边弯曲部分、中心直波导耦合部分和右边弯曲部分的俯视图形貌显微图;(b)相互作用长度约为 1.8 mm 的定向耦合器及其集成电极的部分俯视图形貌显微图;(c)电极周围等势线分布模拟图;(d)耦合器分束比随着电极上所施加电压的变化曲线;(e)三种不同电压值下耦合器输出的 1550 nm 波段处的导模^[14]

Fig. 53 Electro-optically tunable directional coupler. (a) Top views of straight interaction region (middle) and two curved segments (left and right) of directional coupler; (b) partial top views of electrodes and directional coupler with interaction length of about 1.8 mm ; (c) equipotential contour of electric field around electrodes; (d) splitting ratio versus voltage applied to electrode; (e) output modes at 1550 nm of coupler under three different voltages^[14]

7 结束语

飞秒激光直写技术可以在玻璃、晶体、陶瓷等多种材料中制备凹陷包层波导,可以通过横向平移扫描和螺旋扫描制备,还可以利用焦场整形技术横向扫描快速制备,大大减少加工时间。凹陷包层波导的包层结构可以灵活设计以实现任意形状的截面,更好地与集成光子学器件进行匹配。多包层结构和

光学晶格包层结构的引入还可以提高波导性能,改善模式质量。凹陷包层波导的导光区完美保留了材料本身的性质,圆形包层结构的波导还可以传输 TE 和 TM 两种偏振模式,无偏振依赖性,从而为制作波导激光器和基于双折射相位匹配、准相位匹配的频率转换器件提供了良好的平台。凹陷包层波导还可以用于温度传感,制备波导光栅滤波器和集成光子学器件,其丰富多样的功能和应用使其具有极

大的发展潜力。然而,凹陷包层波导目前还存在传输损耗偏高、器件尺寸较大、加工时间长等问题,这在一定程度上限制了其在集成光子学领域的普遍应用。焦场整形技术可以提高凹陷包层波导的制备速度,但是在波导截面的灵活性、包层结构质量的提高、耦合区域焦场的动态切换等方面仍面临着挑战。随着飞秒激光三维微纳制造和焦场整形等技术的快速发展,凹陷包层波导的加工水平和器件性能会越来越高,必将在未来集成光子学领域大放异彩。

参 考 文 献

- [1] Liu F, Zhang F, Bian H, et al. Development and preparation of refractive infrared microlens array device[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(7): 071607.
刘丰, 张帆, 边浩, 等. 折射型红外微透镜阵列器件的发展及制备[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(7): 071607.
- [2] Zhang J Z, Chen F, Yong J L, et al. Research progress on bioinspired superhydrophobic surface induced by femtosecond laser [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(11): 110001.
张径舟, 陈烽, 雍佳乐, 等. 飞秒激光诱导仿生超疏水材料表面的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(11): 110001.
- [3] Wei C, Ma Y P, Han Y, et al. Femtosecond laser processing of ultrahard materials [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(19): 190003.
魏超, 马玉平, 韩源, 等. 飞秒激光加工超硬材料的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(19): 190003.
- [4] Chang J W, Xu M N, Wang D, et al. Control of filament by shaped femtosecond pulses in fused silica [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126021.
常峻巍, 许梦宁, 王頔, 等. 整形飞秒激光脉冲在熔融石英中的成丝控制研究[J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0126021.
- [5] Qiao L L, Chu W, Wang Z, et al. Three-dimensional microfabrication by shaped femtosecond laser pulses [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126012.
乔玲玲, 储蔚, 王哲, 等. 基于整形飞秒激光脉冲的三维微纳制备 [J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0126012.
- [6] Shi Y, Xu B, Wu D, et al. Research progress on fabrication of functional microfluidic chips using femtosecond laser direct writing technology [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(10): 1000001.

- 史杨, 许兵, 吴东, 等. 飞秒激光直写技术制备功能化微流控芯片研究进展 [J]. *中国激光*, 2019, 46(10): 1000001.
- [7] Davis K M, Miura K, Sugimoto N, et al. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser [J]. *Optics Letters*, 1996, 21(21): 1729-1731.
- [8] Okhrimchuk A G, Shestakov A V, Khrushchev I, et al. Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG:Nd³⁺ crystal by femtosecond laser writing [J]. *Optics Letters*, 2005, 30(17): 2248-2250.
- [9] Wang L, Zhang X T, Li L Q, et al. Second harmonic generation of femtosecond laser written depressed cladding waveguides in periodically poled MgO:LiTaO₃ crystal [J]. *Optics Express*, 2019, 27(3): 2101-2111.
- [10] Jia Y C, Vázquez de Aldana J R, Lu Q M, et al. Second harmonic generation of violet light in femtosecond-laser-inscribed BiB₃O₆ cladding waveguides [J]. *Optical Materials Express*, 2013, 3(9): 1279-1284.
- [11] Lancaster D G, Gross S, Fuerbach A, et al. Versatile large-mode-area femtosecond laser-written Tm:ZBLAN glass chip lasers [J]. *Optics Express*, 2012, 20(25): 27503-27509.
- [12] Lancaster A, Cook G, McDaniel S, et al. Mid-infrared laser emission from Fe: ZnSe cladding waveguides [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 107(3): 031108.
- [13] Kroesen S, Horn W, Imbrock J, et al. Electro-optical tunable waveguide embedded multiscan Bragg gratings in lithium niobate by direct femtosecond laser writing [J]. *Optics Express*, 2014, 22(19): 23339-23348.
- [14] Zhang Q, Li M, Xu J, et al. Reconfigurable directional coupler in lithium niobate crystal fabricated by three-dimensional femtosecond laser focal field engineering [J]. *Photonics Research*, 2019, 7(5): 503-507.
- [15] Skryabin N, Kalinkin A, Dyakonov I V, et al. Femtosecond laser written depressed-cladding waveguide 2×2, 1×2 and 3×3 directional couplers in Tm³⁺:YAG crystal [J]. *Micromachines*, 2019, 11(1): 1.
- [16] Ren Y Y, Zhang L M, Xing H G, et al. Cladding waveguide splitters fabricated by femtosecond laser inscription in Ti:Sapphire crystal [J]. *Optics & Laser Technology*, 2018, 103: 82-88.

- [17] Gretzinger T, Gross S, Arriola A, et al. Towards a photonic mid-infrared nulling interferometer in chalcogenide glass[J]. *Optics Express*, 2019, 27(6): 8626-8638.
- [18] Chen F, Vázquez de Aldana J R. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(2): 251-275.
- [19] Marshall G D, Politi A, Matthews J C F, et al. Laser written waveguide photonic quantum circuits [J]. *Optics Express*, 2009, 17(15): 12546-12554.
- [20] Osellame R, Lobino M, Chiodo N, et al. Femtosecond laser writing of waveguides in periodically poled lithium niobate preserving the nonlinear coefficient [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(24): 241107.
- [21] Burghoff J, Nolte S, Tünnermann A. Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured LiNbO_3 [J]. *Applied Physics A*, 2007, 89(1): 127-132.
- [22] Rodenas A, Kar A K. High-contrast step-index waveguides in borate nonlinear laser crystals by 3D laser writing[J]. *Optics Express*, 2011, 19(18): 17820-17833.
- [23] Macdonald J R, Thomson R R, Beecher S J, et al. Ultrafast laser inscription of near-infrared waveguides in polycrystalline ZnSe [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(23): 4036-4038.
- [24] Ródenas A, Torchia G A, Lifante G, et al. Refractive index change mechanisms in femtosecond laser written ceramic $\text{Nd}:\text{YAG}$ waveguides: micro-spectroscopy experiments and beam propagation calculations[J]. *Applied Physics B*, 2009, 95(1): 85-96.
- [25] Torchia G A, Rodenas A, Benayas A, et al. Highly efficient laser action in femtosecond-written $\text{Nd}:\text{Yttrium aluminum garnet}$ ceramic waveguides [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(11): 111103.
- [26] Siebenmorgen J, Petermann K, Huber G, et al. Femtosecond laser written stress-induced $\text{Nd}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ($\text{Nd}:\text{YAG}$) channel waveguide laser [J]. *Applied Physics B*, 2009, 97(2): 251.
- [27] Liu H, Jia Y, Vázquez de Aldana J R, et al. Femtosecond laser inscribed cladding waveguides in $\text{Nd}:\text{YAG}$ ceramics: fabrication, fluorescence imaging and laser performance[J]. *Optics Express*, 2012, 20(17): 18620-18629.
- [28] Liu H P, Cheng C, Romero C, et al. Graphene-based Y-branch laser in femtosecond laser written $\text{Nd}:\text{YAG}$ waveguides[J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 9730-9735.
- [29] Wu P F, He S, Liu H L. Annular waveguide lasers at 1064 nm in $\text{Nd}:\text{YAG}$ crystal produced by femtosecond laser inscription [J]. *Applied Optics*, 2018, 57(19): 5420-5424.
- [30] Nie W J, Cheng C, Jia Y C, et al. Dual-wavelength waveguide lasers at 1064 and 1079 nm in $\text{Nd}:\text{YAG}$ crystal by direct femtosecond laser writing[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(10): 2437-2440.
- [31] Nie W J, Jia Y C, Vazquez de Aldana J R, et al. Efficient second harmonic generation in 3D nonlinear optical-lattice-like cladding waveguide splitters by femtosecond laser inscription[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(1): 22310.
- [32] Jia Y C, Vazquez de Aldana J R, Chen F. Efficient waveguide lasers in femtosecond laser inscribed double-cladding waveguides of $\text{Yb}:\text{YAG}$ ceramics[J]. *Optical Materials Express*, 2013, 3(5): 645-650.
- [33] Wu P F, Zhu S H, Hong M H, et al. Specklegram temperature sensor based on femtosecond laser inscribed depressed cladding waveguides in $\text{Nd}:\text{YAG}$ crystal[J]. *Optics & Laser Technology*, 2019, 113: 11-14.
- [34] Cheng C, Romero C, Vázquez de Aldana J R V, et al. Superficial waveguide splitters fabricated by femtosecond laser writing of LiTaO_3 crystal [J]. *Optical Engineering*, 2015, 54(6): 067113.
- [35] Zhang Q, Yang D, Qi J, et al. Single scan femtosecond laser transverse writing of depressed cladding waveguides enabled by three-dimensional focal field engineering[J]. *Optics Express*, 2017, 25(12): 13263-13270.
- [36] Qi J, Wang P, Liao Y, et al. Fabrication of polarization-independent single-mode waveguides in lithium niobate crystal with femtosecond laser pulses [J]. *Optical Materials Express*, 2016, 6(8): 2554-2559.
- [37] Wang P, Qi J, Liu Z, et al. Fabrication of polarization-independent waveguides deeply buried in lithium niobate crystal using aberration-corrected femtosecond laser direct writing [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 41211.
- [38] Liao Y, Qi J, Wang P, et al. Transverse writing of three-dimensional tubular optical waveguides in glass with a slit-shaped femtosecond laser beam [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(1): 28790.

- [39] Gross S, Jovanovic N, Sharp A, et al. Low loss mid-infrared ZBLAN waveguides for future astronomical applications[J]. *Optics Express*, 2015, 23(6): 7946-7956.
- [40] Tepper J, Labadie L, Gross S, et al. Ultrafast laser inscription in ZBLAN integrated optics chips for mid-IR beam combination in astronomical interferometry [J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 20642-20653.
- [41] Lancaster D G, Gross S, Ebendorff-Heidepriem H, et al. Fifty percent internal slope efficiency femtosecond direct-written Tm^{3+} : ZBLAN waveguide laser[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(9): 1587-1589.
- [42] Gross S, Ams M, Lancaster D G, et al. Femtosecond direct-write überstructure waveguide Bragg gratings in ZBLAN[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(19): 3999-4001.
- [43] Salamu G, Jipa F, Zamfirescu M, et al. Laser emission from diode-pumped Nd : YAG ceramic waveguide lasers realized by direct femtosecond-laser writing technique[J]. *Optics Express*, 2014, 22(5): 5177-5182.
- [44] Gross S, Ams M, Palmer G, et al. Ultrafast laser inscription in soft glasses: a comparative study of athermal and thermal processing regimes for guided wave optics [J]. *International Journal of Applied Glass Science*, 2012, 3(4): 332-348.
- [45] Okhrimchuk A G, Yatsenko Y P, Smayev M P, et al. Nonlinear properties of the depressed cladding single mode $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-Bi}_2\text{O}_3$ channel waveguide fabricated by direct laser writing [J]. *Optical Materials Express*, 2018, 8(11): 3424-3437.
- [46] Smayev M P, Dorofeev V V, Moiseev A N, et al. Femtosecond laser writing of a depressed cladding single mode channel waveguide in high-purity tellurite glass[J]. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 2018, 480: 100-106.
- [47] Zhang Y J, Zhang G D, Bai J, et al. Double line and tubular depressed cladding waveguides written by femtosecond laser irradiation in PTR glass [J]. *Optical Materials Express*, 2017, 7(7): 2626-2635.
- [48] Okhrimchuk A, Mezentsev V, Shestakov A, et al. Low loss depressed cladding waveguide inscribed in YAG: Nd single crystal by femtosecond laser pulses [J]. *Optics Express*, 2012, 20(4): 3832-3843.
- [49] Weis R S, Gaylord T K. Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure [J]. *Applied Physics A*, 1985, 37(4): 191-203.
- [50] Chen F. Photonic guiding structures in lithium niobate crystals produced by energetic ion beams[J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 106(8): 081101.
- [51] Apetrei A M, Rambu A P, Tascu S. Evaluation of low index contrast in lithium niobate waveguides at telecom wavelengths [J]. *Optics & Laser Technology*, 2019, 111: 156-162.
- [52] Zelmon D E, Small D L, Jundt D. Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol% magnesium oxide-doped lithium niobate[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1997, 14(12): 3319-3322.
- [53] Gui L, Xu B X, Chong T C. Microstructure in lithium niobate by use of focused femtosecond laser pulses [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2004, 16(5): 1337-1339.
- [54] Thomas J, Heinrich M, Zeil P, et al. Laser direct writing: enabling monolithic and hybrid integrated solutions on the lithium niobate platform[J]. *Physica Status Solidi*, 2011, 208(2): 276-283.
- [55] He R, An Q, Jia Y, et al. Femtosecond laser micromachining of lithium niobate depressed cladding waveguides[J]. *Optical Materials Express*, 2013, 3(9): 1378-1384.
- [56] An Q, Ren Y, Jia Y, et al. Mid-infrared waveguides in zinc sulfide crystal[J]. *Optical Materials Express*, 2013, 3(4): 466-471.
- [57] Bérubé J P, Lapointe J, Dupont A, et al. Femtosecond laser inscription of depressed cladding single-mode mid-infrared waveguides in sapphire[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(1): 37-40.
- [58] Ren Y, Jiao Y, Vázquez de Aldana J R, et al. Ti:Sapphire micro-structures by femtosecond laser inscription: guiding and luminescence properties[J]. *Optical Materials*, 2016, 58: 61-66.
- [59] Sotillo B, Bharadwaj V, Hadden J P, et al. Diamond photonics platform enabled by femtosecond laser writing[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(1): 35566.
- [60] Bharadwaj V, Wang Y, Fernandez T T, et al. Femtosecond laser written diamond waveguides: a step towards integrated photonics in the far infrared [J]. *Optical Materials*, 2018, 85: 183-185.
- [61] Hanafi H, Kroesen S, Lewes-Malandrakis G, et al. Polycrystalline diamond photonic waveguides realized by femtosecond laser lithography [J]. *Optical Materials Express*, 2019, 9(7): 3109-3114.
- [62] Guerra-Olvera C, Castillo G R, Penilla E H, et al. Circular depressed cladding waveguides in

- mechanically robust, biocompatible nc-YSZ transparent ceramics by fs laser pulses[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2019, 37(13): 3119-3126.
- [63] Salamu G, Jipa F, Zamfirescu M, et al. Cladding waveguides realized in Nd:YAG ceramic by direct femtosecond-laser writing with a helical movement technique[J]. *Optical Materials Express*, 2014, 4(4): 790-797.
- [64] Long X, Bai J, Zhao W, et al. Stressed waveguides with tubular depressed-cladding inscribed in phosphate glasses by femtosecond hollow laser beams [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(15): 3138-3140.
- [65] Li R, Nie W J, Lu Q M, et al. Femtosecond-laser-written superficial cladding waveguides in Nd:CaF₂ crystal[J]. *Optics & Laser Technology*, 2017, 92: 163-167.
- [66] Llamas V, Loiko P, Kifle E, et al. Ultrafast laser inscribed waveguide lasers in Tm:CALGO with depressed-index cladding[J]. *Optics Express*, 2020, 28(3): 3528-3540.
- [67] Liu H L, Vazquez de Aldana J R, Hong M H, et al. Femtosecond laser inscribed Y-branch waveguide in Nd:YAG crystal: fabrication and continuous-wave lasing [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2016, 22(2): 227-230.
- [68] Dong M M, Wang C W, Wu Z X, et al. Waveguides fabricated by femtosecond laser exploiting both depressed cladding and stress-induced guiding core [J]. *Optics Express*, 2013, 21(13): 15522-15529.
- [69] Liu H, Chen F, Vázquez de Aldana J R, et al. Femtosecond-laser inscribed double-cladding waveguides in Nd:YAG crystal: a promising prototype for integrated lasers [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(17): 3294-3297.
- [70] Lü J, Cheng Y Z, Vázquez de Aldana J R, et al. Femtosecond laser writing of optical-lattice-like cladding structures for three-dimensional waveguide beam splitters in LiNbO₃ crystal [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2016, 34(15): 3587-3591.
- [71] Jia Y, Cheng C, Vázquez de Aldana J R, et al. Monolithic crystalline cladding microstructures for efficient light guiding and beam manipulation in passive and active regimes [J]. *Scientific Reports*, 2015, 4(1): 5988.
- [72] Salamu G, Jipa F, Zamfirescu M, et al. Watt-level output power operation from diode-laser pumped circular buried depressed-cladding waveguides inscribed in Nd:YAG by direct femtosecond-laser writing[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2016, 8(1): 1-9.
- [73] Jia Y, Chen F, Vázquez de Aldana J R. Efficient continuous-wave laser operation at 1064 nm in Nd:YVO₄ cladding waveguides produced by femtosecond laser inscription [J]. *Optics Express*, 2012, 20(15): 16801-16806.
- [74] Ren Y, Vázquez de Aldana J R, Chen F, et al. Channel waveguide lasers in Nd:LGS crystals [J]. *Optics Express*, 2013, 21(5): 6503-6508.
- [75] Zhu H Y, Huang C H, Zhang G, et al. High-power CW diode-side-pumped 1341nm Nd:YAP laser [J]. *Optics Communications*, 2007, 270(2): 296-300.
- [76] Pavel N, Salamu G, Voicu F, et al. Efficient laser emission in diode-pumped Nd:YAG buried waveguides realized by direct femtosecond-laser writing[J]. *Laser Physics Letters*, 2013, 10(9): 095802.
- [77] Tan Y, Jia Y, Chen F, et al. Simultaneous dual-wavelength lasers at 1064 and 1342 nm in femtosecond-laser-written Nd:YVO₄ channel waveguides [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2011, 28(7): 1607-1610.
- [78] Ren Y, Chen F, Vázquez de Aldana J R. Near-infrared lasers and self-frequency-doubling in Nd:YCOB cladding waveguides[J]. *Optics Express*, 2013, 21(9): 11562-11567.
- [79] Kroesen S, Tekce K, Imbrock J, et al. Monolithic fabrication of quasi phase-matched waveguides by femtosecond laser structuring the $\chi(2)$ nonlinearity [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 107(10): 101109.
- [80] Imbrock J, Wesemann L, Kroesen S, et al. Waveguide-integrated three-dimensional quasi-phase-matching structures[J]. *Optica*, 2020, 7(1): 28-34.
- [81] Romero C, Ajates J G, Chen F, et al. Fabrication of tapered circular depressed-cladding waveguides in Nd:YAG crystal by femtosecond-laser direct inscription[J]. *Micromachines*, 2019, 11(1): 10.
- [82] Ajates J G, Romero C, Castillo G R, et al. Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: a route to integrate complex photonic circuits in crystals[J]. *Optical Materials*, 2017, 72: 220-225.
- [83] Li S L, Ye Y K, Shen C Y, et al. Femtosecond laser inscribed cladding waveguide structures in LiNbO₃ crystal for beam splitters [J]. *Optical Engineering*,

- 2018, 57(11): 117103.
- [84] Ajates J G, Vázquez de Aldana J R, Chen F, et al. Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laser-written near-infrared LiNbO₃ cladding waveguides [J]. *Optical Materials Express*, 2018, 8(7): 1890-1901.
- [85] Xu J, Liao Y, Zeng H D, et al. Selective metallization on insulator surfaces with femtosecond laser pulses [J]. *Optics Express*, 2007, 15(20): 12743-12748.
- [86] Liao Y, Xu J, Sun H, et al. Fabrication of microelectrodes deeply embedded in LiNbO₃ using a femtosecond laser [J]. *Applied Surface Science*, 2008, 254(21): 7018-7021.
- [87] Xu J, Wu D, Ip J Y, et al. Vertical sidewall electrodes monolithically integrated into 3D glass microfluidic chips using water-assisted femtosecond-laser fabrication for in situ control of electrotaxis[J]. *RSC Advances*, 2015, 5(31): 24072-24080.