

# 机械微弯长周期光纤光栅矢量模耦合特性研究

陶洪<sup>1,2</sup>, 牟月安<sup>1,2</sup>, 古皓<sup>1,2</sup>, 李雪健<sup>1,2</sup>, 任文华<sup>1,2</sup>, 简伟<sup>1,2</sup>, 任国斌<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>北京交通大学全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044;

<sup>2</sup>北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044

**摘要** 针对机械微弯长周期光纤光栅的基模  $HE_{11}$  到高阶纤芯矢量模式 ( $TE_{01}$ 、 $TM_{01}$  和  $HE_{21}$ ) 的耦合特性, 分析了阶跃型和反抛物线型两种少模光纤结构下机械微弯长周期光纤光栅的光栅周期、微弯幅度和耦合系数等参数对矢量模式耦合的影响。研究表明, 耦合系数是模式耦合过程中的关键, 通过施加压力改变光纤的微弯幅度可以有效调谐光栅矢量模式的耦合强度。基于反抛物线型光纤结构的机械微弯长周期光纤光栅可以特定波长激发特定的高阶矢量模式 ( $TE_{01}$ 、 $TM_{01}$  和  $HE_{21}$ ), 并且由基模向高阶模式转换的谐振波长可调谐。该机械微弯长周期光纤光栅在矢量模式复用、轨道角动量的产生和复用领域有潜在的应用价值。

**关键词** 光纤光学; 机械微弯长周期光纤光栅; 少模光纤; 矢量模式转换

中图分类号 TN253

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1206003

## Properties of Vector Mode Coupling in Mechanically Induced Microbend Long-Period Fiber Gratings

Tao Hong<sup>1,2</sup>, Mi Yuean<sup>1,2</sup>, Gu Hao<sup>1,2</sup>, Li Xuejian<sup>1,2</sup>, Ren Wenhua<sup>1,2</sup>,  
Jian Wei<sup>1,2</sup>, Ren Guobin<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of All Optical Network & Advanced Telecommunication Network of Ministry of Education, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China;

<sup>2</sup>Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China

**Abstract** In this study, we intend to determine the coupling properties of the fundamental mode  $HE_{11}$  with respect to the high-order core vector modes ( $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$ , and  $HE_{21}$ ) in case of the mechanically induced microbend long-period fiber gratings (MLPGs). Therefore, the effects of various parameters, including the grating period, microbend amplitude, and coupling coefficient, on the coupling of the vector modes in the MLPGs were analyzed with respect to the step-index and inverse-parabolic-index fibers. The results denote that the coupling coefficient plays a critical role during the mode coupling process and that the strength of vector mode coupling can be effectively tuned by applying pressure to vary the microbend amplitude of the fibers. The MLPGs of the inverse-parabolic-index fiber can convert the high-order vector modes ( $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$ , and  $HE_{21}$ ) at specific wavelengths, and the resonant wavelength obtained using the high-order mode can be tuned. The MLPGs possess potential application value with respect to vector mode multiplexing, orbital angular momentum generation, and multiplexing.

**Key words** fiber optics; mechanically induced microbend long-period fiber grating; few-mode fiber; vector mode conversion

**OCIS codes** 060.2310; 060.2340; 060.3735; 050.4865

## 1 引 言

近年来,为了克服单模光纤传输容量的极限,增加光通信系统的信息容量,基于少模光纤的模分复用(MDM)系统吸引了学者们广泛的研究兴趣<sup>[1-3]</sup>。

利用轨道角动量(OAM)模式的模分复用是当前扩大光通信系统容量的新技术之一。2013年 Bozinovic 等<sup>[4]</sup>证实单根光纤中使用 OAM 模式的模分复用可以实现空间正交的多路数据复用传输。2016年 Wang 等<sup>[5]</sup>在长度为 50 km 的少模光

收稿日期: 2019-11-27; 修回日期: 2020-02-25; 录用日期: 2020-03-16

基金项目: 国家自然科学基金(61875008, 61275092)

\* E-mail: gbren@bjtu.edu.cn

纤上实现了 OAM 模式的传输。模式转换器作为 MDM 系统的关键器件,可以在少模光纤中实现模式间的转换,其实现的主要方式有空间光调制器法<sup>[6]</sup>、相位盘法<sup>[7]</sup>、耦合器法<sup>[8]</sup>、光子灯笼技术<sup>[9]</sup>和光纤光栅法<sup>[10-20]</sup>。光纤光栅法包括布拉格光栅法<sup>[10]</sup>和长周期光栅法<sup>[11-20]</sup>,具有结构简单、操作灵活、低损耗和低串扰的优点。与布拉格光栅法相比,长周期光栅法可以实现同向耦合,能将光纤中传输的基模转换为同向传输的高阶纤芯模。基于长周期光纤光栅(LPG)的模式转换器的实现方法有紫外曝光法<sup>[11]</sup>、二氧化碳激光器写入法<sup>[12-13]</sup>、声学诱导法<sup>[14]</sup>和机械微弯法<sup>[15-20]</sup>。

机械微弯法不需要在光纤纤芯中形成永久的周期性折射率调制,因此具有灵活、可调和可重构等优点,在基于 LPG 的模式转换中发挥出越来越重要的作用。文献[18]中利用机械诱导在两模光纤中写入 LPG,并将其作为模式转换器,实现了基模 LP<sub>01</sub> 向 LP<sub>11</sub> 的转换,最终将其应用于模分复用系统中。文献[19]中主振荡器功率放大器系统使用机械 LPG 激发出高阶模式 LP<sub>11</sub>。此外, Li 等<sup>[20]</sup>应用机械 LPG 将基模 LP<sub>01</sub> 转换成高阶纤芯模,并且通过调节压力实现了两个正交高阶模式的相对相位差的调整,最终实验论证这种机械 LPG 可以选择性地实现 LP<sub>01</sub> 到 LP<sub>11a</sub>, LP<sub>11b</sub>, OAM<sub>-1</sub> 或者 OAM<sub>+1</sub> 的转换。目前机械微弯 LPG 的模式耦合研究大多数聚焦在基于单模光纤的基模到包层模的耦合以及基于少模光纤的标量模式转换,并没有涉及少模机械微弯 LPG 中矢量模式耦合特性的分析。矢量模式可以作为一个独立的通信通道来提高光通信系统的传输

容量<sup>[21]</sup>。并且在光纤的内外包层折射率差较大时,弱导近似可能会引入较大误差,因此需要使用更加精确的矢量模式分析芯模到高阶矢量模式的耦合。基于少模光纤的矢量模式在涡旋光束生成<sup>[22]</sup>和 OAM 复用<sup>[23]</sup>中具有重要的应用价值。此外,矢量模式转换也可以应用于具有径向和方位偏振光束输出的光纤激光器<sup>[24]</sup>。

本文分别对阶跃型和反抛物线型两种少模光纤结构下机械微弯 LPG 的矢量模式耦合特性进行研究,探究了高阶矢量模式(TE<sub>01</sub>、TM<sub>01</sub>和 HE<sub>21</sub>)的透射谱随光栅周期、微弯幅度以及耦合系数的变化关系。结果表明基于可支持矢量模式简并分离的反抛物线型光纤结构的机械微弯 LPG 可作为一种高效的矢量模式转换器。

## 2 理论模型

### 2.1 机械微弯 LPG

本文的机械微弯 LPG 的制作机理如图 1(a)所示,将光纤水平放置在有两个相同周期的交叉放置的周期性刻槽间,对上方刻槽板施加垂直压力,在力的作用下少模光纤发生周期性形变。周期性微弯效应产生的折射率周期性调制在少模光纤中形成 LPG,且光栅周期与刻槽板周期相同。与单面施压相比,交错的齿条使得光纤更易弯曲,这种双面施压的方式有利于光栅的写入。通过改变刻槽与光纤轴向的夹角  $\theta$  可以调节光栅周期,如图 1(b)所示。在光纤从 a 位置移动到 b 位置的过程中,光栅的周期从  $\Lambda_1$  逐渐增大到  $\Lambda_2$ 。

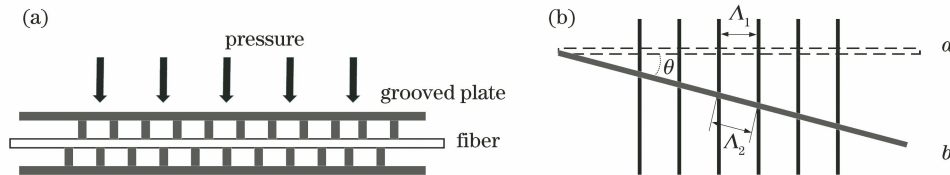


图 1 机械微弯 LPG。(a)制备机理;(b)光栅周期调节原理

Fig. 1 Mechanically induced microbend LPG. (a) Mechanism of manufacture; (b) principle of adjusting grating period

通过上述的机械微弯写入方法,光纤在周期压力下形成了周期性的微弯。利用保角变换原理将微弯光纤等效成直光纤,认为等效的折射率分布与原光纤折射率分布的差异就是周期性微弯引起的折射率调制。其核心要点是,将弯曲看成是光纤的折射率微扰,用直光纤中的场近似代替弯曲光纤中的场求解弯曲光纤的波动方程,可导出折射率调制函数表达式,即<sup>[25]</sup>

$$\Delta n(r, \varphi, z) = n_0(r) r \cos \varphi F(z), \quad (1)$$

$$F(z) = \frac{4\pi^2 m_{\max}}{\Lambda^2} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right), \quad (2)$$

式中:  $r$  为径向坐标;  $\varphi$  为角向坐标;  $n_0(r)$  是直光纤(未经微弯的光纤)的折射率分布;  $F(z)$  是轴向折射率调制函数,由微弯幅度  $m_{\max}$  决定,微弯幅度是光纤弯曲时光纤轴心离开  $z$  轴的最大距离;  $\Lambda$  是光栅周期。

分析(1)式可知,机械微弯周期性压力LPG中,折射率横向调制与径向坐标 $r$ 和角向坐标 $\varphi$ 有关,呈非均匀分布,折射率轴向调制呈周期性分布,其周期与光纤轴向形变周期相同。光纤的微弯幅度 $m_{\max}$ 与周期性刻槽板上的压力有关,这也是本文重点分析的参数。由于光纤的杨氏模量较大,因此微弯幅度很小,电弧放电微弯法的微弯幅度在 $1\ \mu\text{m}$ 左右,但这足以使其形成周期性折射率调制<sup>[26]</sup>。

### 2.2 耦合模理论

光纤光栅中的矢量模式可以分为p模和s模。由于光纤的圆对称性,p模和s模是独立的,并且在

光栅中不能彼此耦合。p模或者s模的耦合模方程为<sup>[27-28]</sup>

$$\begin{cases} \frac{da_m}{dz} + j\beta_m a_m = -j \sum_n (\kappa_{mn} a_n + \chi_{mn} b_n) \\ \frac{db_m}{dz} - j\beta_m b_m = +j \sum_n (\chi_{mn} a_n + \kappa_{mn} b_n) \end{cases}, \quad (3)$$

式中: $a_m$ 和 $b_n$ 分别是第 $m$ 个前向模式和第 $n$ 个后向模式的功率归一化场的幅度函数; $\beta_m$ 是第 $m$ 个模式的传播常数; $\kappa_{mn}$ , $\chi_{mn}$ 分别表示第 $m$ 个模式与第 $n$ 个模式之间的同向和反向耦合强度,其表达式为

$$\begin{cases} \kappa_{mn} = \frac{\varepsilon_0 \omega}{2 \langle e_{tm}, h_{tm} \rangle} \iint \Delta n(z, x) (e_{tm} \cdot e_{tn} + e_{zm} \cdot e_{zn}) \bar{n}(r) P(r) dS \\ \chi_{mn} = \frac{\varepsilon_0 \omega}{2 \langle e_{tm}, h_{tm} \rangle} \iint \Delta n(z, x) (e_{tm} \cdot e_{tn} - e_{zm} \cdot e_{zn}) \bar{n}(r) P(r) dS \end{cases}, \quad (4)$$

其中: $\varepsilon_0$ 、 $\omega$ 分别是真空介电常数和角频率; $\bar{n}(r)$ 是光纤横向的折射率分布函数; $P(r)$ 是折射率调制的约束函数(在微扰区域为1,在微扰区域外为0); $\Delta n(z, x)$ 是光纤的折射率调制函数[(1)式]; $e_n$ 和 $h_m$ 分别代表第 $n$ 个模式的电场和第 $m$ 个模式的磁场,可以通过全矢量有限差分法解出<sup>[29]</sup>(下标 $t$ 和 $z$ 分别代表相应场的横向和纵向分量)。由耦合系数表达式可知,矢量模式的耦合系数 $\kappa_{mn}$ 与折射率调制函数 $\Delta n(z, x)$ 成正比,即与微弯幅度 $m_{\max}$ 呈线性关系。

机械微弯LPG模式转换的谐振波长可表示为

$$\lambda_{mn} = (n_{\text{eff}}^m - n_{\text{eff}}^n) \cdot \Lambda, \quad (5)$$

式中: $n_{\text{eff}}^m$ 和 $n_{\text{eff}}^n$ 分别是同向传播的第 $m$ 个模式和第 $n$ 个模式的有效折射率。

### 3 矢量模式耦合特性

首先分析的阶跃光纤是由烽火公司制作的两模阶跃光纤(FMF-SI-1550A),光纤的相关参数如下:纤芯折射率 $n_{\text{co}} = 1.4634$ ,包层折射率 $n_{\text{cl}} = 1.4571$ ,纤芯半径 $r_{\text{co}} = 6.8\ \mu\text{m}$ ,包层半径 $r_{\text{cl}} = 62.5\ \mu\text{m}$ 。图2是 $\text{HE}_{11}$ 、 $\text{TM}_{01}$ 、 $\text{TE}_{01}$ 和 $\text{HE}_{21}$ 的有效折射率随波长变化。从图中可知: $\text{TM}_{01}$ 、 $\text{TE}_{01}$ 和 $\text{HE}_{21}$ 的有效折射率十分接近, $\text{HE}_{11}$ 与其他三个模式的有效折射率分离度较大。随着波长的增加,矢量模式的有效折射率均逐渐减小。因为 $\text{TM}_{01}$ 、 $\text{TE}_{01}$ 和 $\text{HE}_{21}$ 模式间的有效折射率差均小于 $10^{-4}$ ,故它们在此少模光纤中只能以简并的 $\text{LP}_{11}$ 模式传输,无法实现高阶矢量

模式的有效分离。从(5)式可知,谐振波长由基模 $\text{HE}_{11}$ 与高阶矢量模式( $\text{TE}_{01}$ 、 $\text{TM}_{01}$ 和 $\text{HE}_{21}$ )的有效折射率差以及光栅周期共同决定。图2右侧坐标轴是基模向高阶矢量模式( $\text{TE}_{01}$ 、 $\text{TM}_{01}$ 和 $\text{HE}_{21}$ )转换的谐振波长与光栅周期的关系,由图可知,随着光栅周期的增大,谐振波长向短波方向漂移,其中 $\text{TM}_{01}$ 与 $\text{HE}_{21}$ 的变化曲线重合。当光栅周期为 $673.3\ \mu\text{m}$ 时, $\text{TM}_{01}$ 和 $\text{HE}_{21}$ 的谐振波长为 $1550\ \text{nm}$ ;当光栅周期为 $675.3\ \mu\text{m}$ 时, $\text{TE}_{01}$ 的谐振波长为 $1550\ \text{nm}$ 。周期固定时各个模式谐振波长的位置确定,同时参照谐振波长也可以设计光栅的周期。

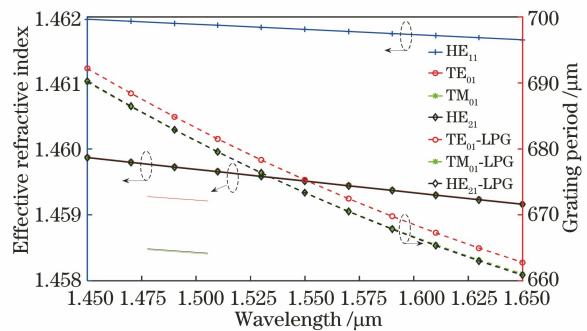


图2 阶跃光纤模式有效折射率以及相位匹配曲线  
Fig. 2 Effective refractive indices of four vector modes of the step-index fiber and phase matching curves

对于非均匀光纤光栅,各个透射峰中除了主透射峰还存在许多幅值较小的旁瓣。因此为了防止旁瓣对透射主峰造成干扰,本文选择高斯函数为切趾函数。半峰全宽为 $L/6$ ( $L$ 是光栅长度),通过切趾可以有效地消除高阶矢量模式透射谱的旁瓣<sup>[26,30]</sup>。

令光栅周期  $\Lambda = 675 \mu\text{m}$ , 光栅长度  $L = 6.75 \text{ cm}$  (100 个周期数), 微弯幅度  $m_{\text{max}} = 1 \mu\text{m}$ 。经过切趾处理的矢量模式透射谱如图 3 所示。从图中透射谱可知, 三个高阶矢量模式  $\text{TM}_{01}$ 、 $\text{HE}_{21}^{\text{e}}$  和  $\text{HE}_{21}^{\text{s}}$  的透

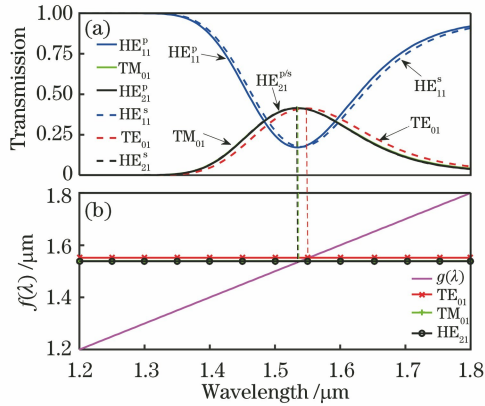


图 3 矢量模式透射谱。(a)透射谱;(b)谐振波长的理论值  
Fig. 3 Transmission spectra of vector modes. (a) Transmission spectra; (b) theoretical value of resonant wavelength

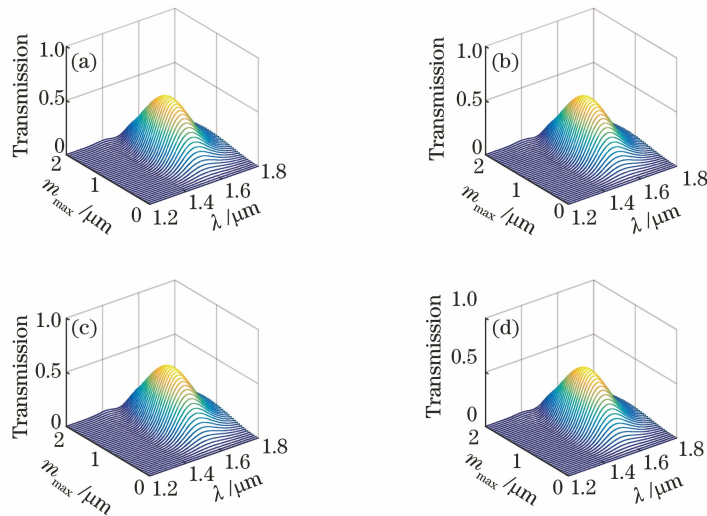


图 4 不同微弯幅度  $m_{\text{max}}$  下高阶矢量模透射谱。(a)  $\text{TM}_{01}$ ; (b)  $\text{HE}_{21}^{\text{e}}$ ; (c)  $\text{TE}_{01}$ ; (d)  $\text{HE}_{21}^{\text{s}}$   
Fig. 4 Transmission spectra of high-order vector modes with different microbend amplitudes.  
(a)  $\text{TM}_{01}$ ; (b)  $\text{HE}_{21}^{\text{e}}$ ; (c)  $\text{TE}_{01}$ ; (d)  $\text{HE}_{21}^{\text{s}}$

由于少模阶跃光纤不支持矢量模式简并分离, 因此本文重点研究可以支持矢量模式简并分离的由反抛物线型少模光纤制备的机械微弯 LPG。反抛物线型少模光纤的折射率分布为

$$n(r) = \begin{cases} n_1 \sqrt{1 - 2N\Delta(r^2/a^2)}, & 0 \leq r \leq a \\ n_2, & r > a \end{cases}, \quad (6)$$

式中:  $n_1$  是纤芯中心处折射率;  $n_2$  是包层折射率;  $N = (n_1 - n_a)/(n_1 - n_2)$  为曲度参数;  $\Delta$  是光纤相对折射率差;  $a$  是光纤纤芯半径。本文所提反抛物线型光纤的横截面折射率分布如图 5(a) 所示, 纤芯半径是  $4.5 \mu\text{m}$ , 随着纤芯半径的增大, 折射率逐渐增

射峰重叠, 其与  $\text{TE}_{01}$  的透射峰大部分重叠, 矢量模式带宽较大。所以此光纤结构下的机械微弯 LPG 无法获得特定的高阶矢量模式。图中  $f(\lambda) = (n_{\text{eff}}^1 - n_{\text{eff}}^2) \cdot \Lambda$  是根据 (5) 式计算出的谐振波长的理论值, 并且  $g(\lambda) = \lambda$ , 因此各个模式的透射率位置和相位匹配条件下谐振波长的理论值是一致的。

图 4 是在光栅周期  $\Lambda = 670 \mu\text{m}$ , 光栅长度  $L = 8.04 \text{ cm}$  (120 个周期数) 时高阶矢量模式透射谱随微弯幅度  $m_{\text{max}}$  的变化。由图 4 可看出, 各个模式透射谱变化规律相同。随着  $m_{\text{max}}$  的增大, 透射峰值先增大后减小, 模式的透射峰值均为 0.5。在微弯幅度大于  $1.2 \mu\text{m}$  后, 高阶矢量模式透射峰发生过耦合, 激发出的高阶矢量模式耦合回基模, 即在光栅的前半段发生基模向高阶矢量模式耦合, 在光栅的后半段发生高阶矢量模式向基模的耦合。透射峰值是矢量模式在谐振波长处的归一化能量效率<sup>[27]</sup>, 因此透射峰值的变化也反映出矢量模式在谐振波长处的能量转化效率。

大。在纤芯中心处折射率为 1.454, 纤芯最大折射率为 1.494, 包层折射率是 1.444。

图 5(b) 给出模式有效折射率随波长的变化曲线, 从图中可以看出, 与阶跃光纤相比, 反抛物线型少模光纤的高阶矢量模式 ( $\text{TE}_{01}$ 、 $\text{TM}_{01}$  和  $\text{HE}_{21}$ ) 的有效折射率能明显区分。计算高阶模式 ( $\text{TM}_{01}$ 、 $\text{TE}_{01}$  和  $\text{HE}_{21}$ ) 间的有效折射率差, 可得出其大于  $10^{-4}$ , 因此在此光纤中传输时, 高阶矢量模式  $\text{TM}_{01}$ 、 $\text{TE}_{01}$  和  $\text{HE}_{21}$  发生简并分离, 且能保持独立稳定传输。图 5(b) 还给出基模  $\text{HE}_{11}$  向高阶矢量模式  $\text{TM}_{01}$ 、 $\text{TE}_{01}$  和  $\text{HE}_{21}$  转换的相位匹配曲线, 随着光栅



周期的增大,谐振波长向短波方向漂移。在相同的光栅周期下,各个模式的谐振波长间隔较大,这有益于在不同波长处获取特定的矢量模式。

令光栅周期  $\Lambda = 600 \mu\text{m}$ , 光栅长度  $L = 9.6 \text{ cm}$  (160 个周期数), 微弯幅度  $m_{\text{max}} = 0.8 \mu\text{m}$ , 矢量模式透射谱如图 6 所示, 其中反抛物线型机械 LPG 的透射谱结果均经过了高斯切趾处理, 半峰全宽是  $L/8$ 。

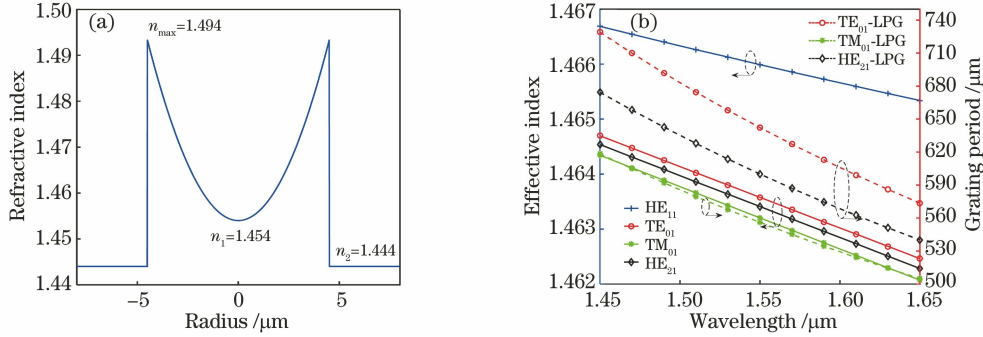


图 5 反抛物线型光纤特性。(a) 折射率分布; (b) 模式有效折射率以及相位匹配曲线

Fig. 5 Properties the inverse-parabolic index fiber. (a) Refractive index profile; (b) effective indices of four vector modes and phase matching curves

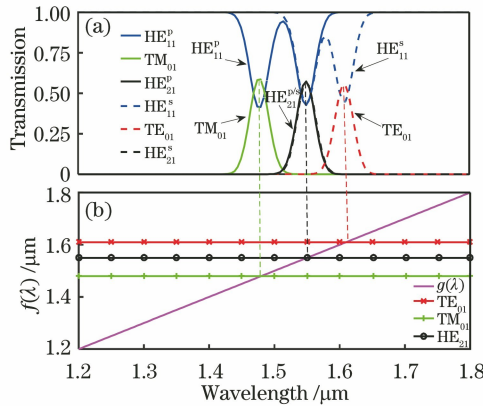


图 6 反抛物线型机械微弯 LPG 矢量模式透射谱。(a) 透射谱; (b) 谐振波长的理论值

Fig. 6 Transmission spectra of vector modes in the mechanically induced microbend LPG based on the inverse-parabolic index fiber. (a) Transmission spectra; (b) theoretical value of resonant wavelength

图 7 是在光栅周期  $\Lambda = 580 \mu\text{m}$ , 光纤长度  $L = 9.28 \text{ cm}$  (160 个周期数) 时  $\text{TE}_{01}$ 、 $\text{TM}_{01}$ 、 $\text{HE}_{21}$  的透射谱和耦合系数与微弯幅度  $m_{\text{max}}$  的关系。由图 7(a) 可看出, 随着  $m_{\text{max}}$  的增大, 各个高阶矢量模式的透射率先增大后减小, 在  $m_{\text{max}}$  等于  $1.5 \mu\text{m}$  时, 最大透射率约等于 1, 即此时基模的能量可以完全转化为高阶矢量模式, 在  $m_{\text{max}}$  大于  $1.5 \mu\text{m}$  后, 高阶矢量模式发生过耦合, 并且随着  $m_{\text{max}}$  的变化, 高阶矢量模式的谐振波长保持不变。从(4)式可知, 在不同波长的光波下产生模式间耦合时, 光纤光栅中电磁场场分布略有不同, 导致耦合系数与波长呈弱相关。由图 7(b) 可看出, 耦合系数随波长增大呈下

图中  $f(\lambda) = (n_{\text{eff}}^1 - n_{\text{eff}}^n) \cdot \Lambda$  是相位匹配条件计算的谐振波长理论值,  $g(\lambda) = \lambda$ , 从  $f(\lambda)$  和  $g(\lambda)$  的交点可知谐振峰位置与理论值是相同的。此时  $\text{HE}_{21}$  的谐振波长是  $1550 \text{ nm}$ ,  $\text{TE}_{01}$ 、 $\text{TM}_{01}$  和  $\text{HE}_{21}$  模式的透射峰重叠区域较小, 谐振波长间隔大于  $60 \text{ nm}$ , 这种少模反抛物线型机械 LPG 可以在不同波长处激发出特定的高阶矢量模式。

降趋势, 且趋于线性变化, 与  $m_{\text{max}}$  成正比。

机械微弯 LPG 可以通过改变光纤轴向与刻槽板的夹角  $\theta$  来调节光栅周期, 如图 1(b) 所示, 令  $\Lambda_1 = 600 \mu\text{m}$ , 则  $\Lambda_2 = \Lambda_1 / \cos \theta$ 。当光栅周期数固定为 160 个,  $m_{\text{max}} = 0.8 \mu\text{m}$ , 可得不同夹角下的  $\text{TE}_{01}$  透射谱, 如图 8(a) 所示。随着夹角的增大, 透射峰蓝移, 峰间间隔逐渐增加, 同时因为光栅周期变大, 使得折射率调制深度变小, 导致耦合系数减小, 透射峰值降低。谐振波长调谐曲线如图 8(b) 所示, 由图可知, 增大夹角  $\theta$ , 高阶矢量模式的谐振波长向短波方向移动, 夹角大于  $10^\circ$  时, 谐振波长的移动会更快, 若夹角  $\theta$  在  $0^\circ \sim 30^\circ$  范围内调节, 谐振波长的调

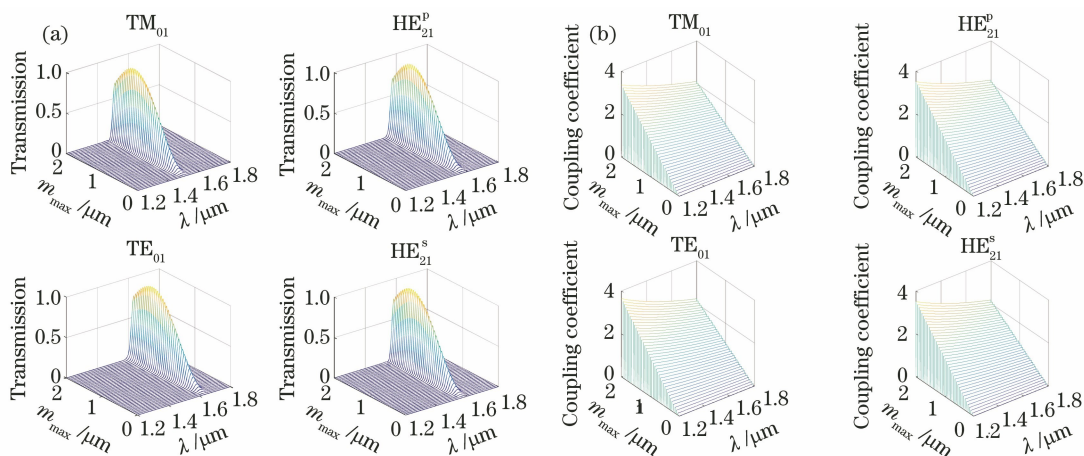


图 7 高阶模式透射谱和耦合系数随微弯幅度的变化关系。(a)  $TM_{01}$  和  $TE_{01}$  的透射谱;(b) 耦合系数  
Fig. 7 Transmission spectra of high-order modes and coupling coefficients as functions of microbend amplitude.  
(a) Transmission spectra of high-order modes; (b) coupling coefficients

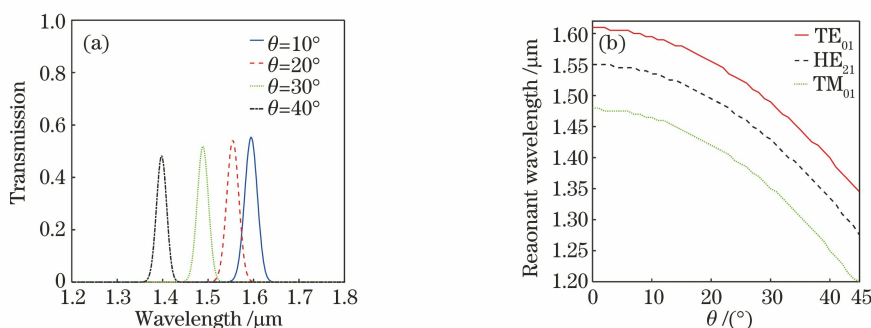


图 8 不同夹角  $\theta$  下的  $TE_{01}$  模式透射谱和谐振波长。(a)  $TE_{01}$  模式透射谱;(b) 谐振波长  
Fig. 8 Transmission spectra of  $TE_{01}$  mode and resonant wavelength versus angle  $\theta$ .  
(a) Transmission spectra of  $TE_{01}$  mode; (b) resonant wavelength

谐范围约为 100 nm。通过调节夹角  $\theta$ ，反抛物线型机械微弯 LPG 可以选择性地在波长调谐范围内激发出高阶矢量模式。

## 4 结 论

机械微弯 LPG 因其具有可重构性和便于操作等优点,在模分复用领域中得到了广泛的应用。研究机械微弯少模 LPG 的矢量模式耦合特性的结果表明,耦合系数与光纤微弯幅度成正比,高阶矢量模式的透射峰值随着微弯幅度的增加先增大后减小,存在最大透射率,高阶矢量模式会发生过耦合。与阶跃型机械微弯少模 LPG 相比,反抛物线型机械微弯少模 LPG 可以在不同波长处激发特定的高阶矢量模式,波长间隔大于 60 nm,模式带宽较小,并且谐振波长调谐范围可达 100 nm,该机械微弯少模 LPG 有望应用于涡旋光束生成以及 OAM 复用中。

## 参 考 文 献

- [1] Richardson D J, Fini J M, Nelson L E. Space-division multiplexing in optical fibres [J]. Nature Photonics, 2013, 7(5): 354-362.
- [2] Sillard P, Bigot-Astruc M, Molin D. Few-mode fibers for mode-division-multiplexed systems[J]. Journal of Lightwave Technology, 2014, 32(16): 2824-2829.
- [3] Carpenter J, Thomsen B C, Wilkinson T D. Degenerate mode-group division multiplexing [J]. Journal of Lightwave Technology, 2012, 30(24): 3946-3952.
- [4] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y X, et al. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers[J]. Science, 2013, 340(6140): 1545-1548.
- [5] Wang A D, Zhu L, Chen S, et al. Characterization of LDPC-coded orbital angular momentum modes transmission and multiplexing over a 50-km fiber[J]. Optics Express, 2016, 24(11): 11716-11726.

- [6] Salsi M, Koebele C, Sperti D, et al. Mode-division multiplexing of  $2 \times 100$  Gb/s channels using an LCOS-based spatial modulator [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2012, 30(4): 618-623.
- [7] Ryf R, Randel S, Gnauck A H, et al. Mode-division multiplexing over 96 km of few-mode fiber using coherent  $6 \times 6$  MIMO processing [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2012, 30(4): 521-531.
- [8] Gross S, Riesen N, Love J D, et al. Three-dimensional ultra-broadband integrated tapered mode multiplexers[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(5): L81-L85.
- [9] Leon-Saval S G, Fontaine N K, Salazar-Gil J R, et al. Mode-selective photonic lanterns for space-division multiplexing[J]. *Optics Express*, 2014, 22(1): 1036-1044.
- [10] Gao Y, Sun J Q, Chen G D, et al. Demonstration of simultaneous mode conversion and demultiplexing for mode and wavelength division multiplexing systems based on tilted few-mode fiber Bragg gratings [J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 9959-9967.
- [11] Ramachandran S, Wang Z Y, Yan M. Bandwidth control of long-period grating-based mode converters in few-mode fibers[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(9): 698-700.
- [12] Guo Y C, Liu Y G, Wang Z, et al. Dual resonance and dual-parameter sensor of few-mode fiber long period grating[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(9): 0906003.  
郭艳城, 刘艳格, 王志, 等. 少模光纤长周期光栅双峰谐振及双参量传感[J]. *光学学报*, 2018, 38(9): 0906003.
- [13] Xue Y R, Tian P F, Jin W, et al. Superimposed long period gratings based mode converter in few-mode fiber[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(5): 135-141.  
薛艳茹, 田朋飞, 金娃, 等. 基于少模长周期光纤叠栅的模式转换器[J]. *物理学报*, 2019, 68(5): 135-141.
- [14] Zhang W D, Wei K Y, Huang L G, et al. Optical vortex generation with wavelength tunability based on an acoustically-induced fiber grating [J]. *Optics Express*, 2016, 24(17): 161-204.
- [15] Savin S, Dignonnet M J F, Kino G S, et al. Tunable mechanically induced long-period fiber gratings [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(10): 710-712.
- [16] Chen C J, Zhou X J, Lan L, et al. Study on long-period fiber gratings based on micro-bend effect[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(7): 1955-1959.  
陈成金, 周晓军, 兰岚, 等. 基于微弯效应的长周期光纤光栅的研究[J]. *光学学报*, 2010, 30(7): 1955-1959.
- [17] Shi S H, Zhao M F, Luo B B, et al. Spectral characteristics of helicoidal mechanically-induced long-period fiber grating [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2017, 25(7): 1771-1776.  
石胜辉, 赵明富, 罗彬彬, 等. 扭转螺旋型力学微弯长周期光纤光栅的光谱特性[J]. *光学精密工程*, 2017, 25(7): 1771-1776.
- [18] Giles I, Obeysekera A, Chen R S, et al. Fiber LPG mode converters and mode selection technique for multimode SDM [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2012, 24(21): 1922-1925.
- [19] Yang X, Xu Z H, Chen S P, et al. High power LP<sub>11</sub> mode supercontinuum generation from an all-fiber MOPA[J]. *Optics Express*, 2018, 26(11): 13740-13745.
- [20] Li S H, Mo Q, Hu X, et al. Controllable all-fiber orbital angular momentum mode converter [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(18): 4376-4379.
- [21] Ndagano B, Brüning R, McLaren M, et al. Fiber propagation of vector modes [J]. *Optics Express*, 2015, 23(13): 17330-17336.
- [22] Zhang W D, Huang L G, Wei K Y, et al. High-order optical vortex generation in a few-mode fiber via cascaded acoustically driven vector mode conversion [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(21): 5082-5085.
- [23] Nejad R M, Allahverdyan K, Vaity P, et al. Mode division multiplexing using orbital angular momentum modes over 1.4-km ring core fiber [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2016, 34(18): 4252-4258.
- [24] Mao D, He Z W, Lu H, et al. All-fiber radially/azimuthally polarized lasers based on mode coupling of tapered fibers [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(7): 1590-1593.
- [25] Wang C C. Research on the period-pressure induced fiber filters [D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2012.  
王超超. 周期压力式光纤滤波器研究 [D]. 成都: 电子科技大学, 2012.
- [26] Hwang I K, Yun S H, Kim B Y. Long-period fiber gratings based on periodic microbends [J]. *Optics Letters*, 1999, 24(18): 1263-1265.
- [27] Lu Y C, Huang W P, Jian S S. Full vector complex coupled mode theory for tilted fiber gratings [J]. *Optics Express*, 2010, 18(2): 713-726.
- [28] Huang W P, Mu J W. Complex coupled-mode theory for optical waveguides [J]. *Optics Express*, 2009, 17(21): 19134-19152.
- [29] Lu Y C, Yang L, Huang W P, et al. Improved full-vector finite-difference complex mode solver for optical waveguides of circular symmetry [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2008, 26(13): 1868-1876.
- [30] Erdogan T. Fiber grating spectra [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1997, 15(8): 1277-1294.