

级联声光器件与回音壁模式微腔实现非对称传输*

吕宇曦¹⁾ 王晨¹⁾ 段添期¹⁾ 赵彤¹⁾ 常朋发^{1)†} 王安帮¹⁾²⁾

1) (太原理工大学电子信息与光学工程学院, 新型传感器与智能控制教育部(山西省)重点实验室, 太原 030024)

2) (广东工业大学信息工程学院, 广东省信息光子技术重点实验室, 广州 510006)

(2023年4月23日收到; 2023年9月5日收到修改稿)

本文提出利用级联声光效应器和耦合回音壁模式微球腔的方案来实现非对称传输效果, 并进行理论和实验验证. 实验中利用加热拉锥的方式制备了两段式光纤, 可同时实现声光效应的激发和回音壁模式的耦合. 利用光纤中声光效应将纤芯基模中的矢量模式转换到包层高阶模式, 由于基模中不同矢量模式转换包层模式的矢量模式也不同, 从而产生类似双折射效果, 使输出的包层模式产生偏振变化. 而后通过耦合回音壁模式微腔将包层模式转换回纤芯基模. 由于回音壁模式的偏振选择效果, 使得相反方向入射光能量具有不同的透射特性, 其传输隔离度可达 17 dB. 此外, 对两个方向传输的透射率随偏振角度变化进行测试, 测得声光效应带来的偏振变化约为 80°. 本文的非对称传输方案继承了声光器件响应迅速、调谐性良好的优势, 同时具有全光纤结构和无工作阈值的特点, 在光开关、光隔离器等场景具有重要的应用潜力.

关键词: 非对称传输, 声光效应, 回音壁模式微腔, 模式转换**PACS:** 41.20.Jb, 78.20.hb, 42.55.Sa, 42.81.Qb**DOI:** 10.7498/aps.73.20230653

1 引言

光学非互易和非对称传输对于现代光通信系统至关重要, 基于其实现的器件广泛应用于工业生产和科学研究中^[1-3]. 非对称传输虽然不能用于制备基于非互易原理才能实现的器件, 例如光隔离器^[3,4]. 但其在通信和信息处理的集成光子系统中仍具有重要的潜在应用, 如实现方向敏感分束^[5]、多路复用^[6]和光互连^[7,8]等功能. 非对称传输可以通过精细设计的结构来实现, 例如光子晶体^[7,8]、非对称光栅^[9]和分裂环谐振器^[10]等; 也可利用回音壁微腔结构的非线性效应实现, 如回音壁模式微腔组成的多腔结构^[11]、受激布里渊散射^[12]和模式耗散^[13]等. 这些工作都打破了空间反演对称性, 但对于实际应用仍存在许多无法回避的问题. 对于片上方案, 其实

现方法固有的复杂性使得这类方案在制造和校准方面普遍存在挑战, 而且这些方案也存在着与当前商用光纤通信网络兼容性的问题^[7-10]. 基于腔体中非线性效应的非对称传输方案可设计成全光纤结构, 且其所用的非线性状态可进行切换控制, 这极大地提升了器件的便捷性和兼容性. 但由于非线性效应具有固定的激发阈值, 在实际使用中不仅对传输光强度具有要求, 且会增大功耗^[11,12]. 因此, 实现一种全光纤结构、可切换工作状态且无工作阈值要求的非对称传输方案对于实际应用十分重要.

光纤中声光效应具有响应迅速、调谐性强等优势^[14,15], 被广泛应用于光开关^[14]、可调谐滤波^[16]、移频以及探测等研究方向^[17,18]. 研究表明, 利用光纤中声光效应不仅可以实现光纤基模到包层模式的转换^[16,17], 也能够实现光偏振转换^[19,20], 这种偏振变化在滤波和光的空间分布调制方面具有重要

* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 62105233)、国家自然科学基金重点项目(批准号: 62035009)、山西省自然科学基金(批准号: 20210302124536, 20210302123183)和应用光学国家重点实验开放课题(批准号: SKLAO2022001A09)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: changpengfa@tyut.edu.cn

道提供的光程差会对光偏振造成影响. 下文以 LP_{01} 中矢量模式同时耦合到 LP_{11} 中 TE_{01} 和 TM_{01} 的情况为例进行说明.

如图 1 所示, 在声波作用下, LP_{01} 模式中的 HE_{11}^X 和 HE_{11}^Y 被泵浦到 LP_{11} 中的 TE_{01} 和 TM_{01} 模式. 在许多情况下 TE_{01} 和 TM_{01} 容易实现退简并, 此时两个模式的传播常数分别记为 β_1 和 β_2 , 它们的有效传播长度记为 L_1 . 则两个模式中光能量间的相位差可以表示为

$$\Delta\phi = L_1(\beta_2 - \beta_1). \quad (1)$$

式中, L_1 和 $\beta_2 - \beta_1$ 可通过改变泵浦声波强度进行调谐. 因此, 可使此相位差等于 π , 也就意味着其中一个矢量模式的电场方向取反, 这就使二者受到扰动后合成的 LP_{11} 模式光能量相对于泵浦 LP_{01} 模式产生 90° 偏振旋转. 同样, 如果最终出射模式是 LP_{12} 或其他高阶模式, 同理只需要通过调整等效传播长度和选择波矢, 就可以实现偏振转换.

根据以上分析, 声光作用将 LP_{01} 模式中两个矢量模式泵浦到包层中不同的矢量模式, 同时使包层模式的偏振方向发生改变. 图 1 利用模场图附近的罗盘指针用来表示光纤中光能量和回音壁微腔的偏振方向, 其中红色和蓝色箭头表示入射光的偏振方向, 黑色长箭头表示回音壁模式偏振取向方向. 由于回音壁模式具有偏振选择作用, 所以由声光效应产生的偏振变化将会影响回音壁模式的耦合效率. 当光能量从正反向两个方向传输时, 正向传输光会先经过声光区, 会携带额外偏振变化而后与回音壁模式微腔产生耦合; 而反向传输光是先经过耦合球腔区, 此时未携带偏振变化, 耦合效果与正向不同, 所以此系统可使不同方向传输的光能量产生透射差异.

锥形光纤与回音壁模式进行耦合时, 光纤不同线偏模式与 WGM 的耦合损耗由该模式倏逝场和 WGM 倏逝场在谐振波长处的重叠区域决定, 可用以下公式描述^[28]:

$$\eta_{sf} = \eta_{fs}^* = \frac{\omega\Delta\varepsilon}{4} \iiint_{V_s} \mathbf{E}_f \cdot \mathbf{E}_s^* \exp(i\Delta\beta z) dsdz, \quad (2)$$

$$\eta = |\eta_{sf}|^2 = |\eta_{fs}|^2, \quad (3)$$

$$e^{-\kappa\tau} = 1 - \eta, \quad (4)$$

式中, η_{sf} (η_{fs}) 是光纤 (WGM) 和 WGM (光纤) 的耦合系数; $\tau = 2\pi n_s r_s / c$ 是光在回音壁模式中传播

一周所需的时间, n_s 是该模式的有效折射率, r_s 是微球的半径, c 是真空中光速; $\Delta\varepsilon$ 是微球和空气中介电常数的差值, $\Delta\beta = \beta_f - \beta_s$ 是光纤和 WGM 中光传播常数的差值; V_s 是球的体积; η 是光在 WGM 传播时, 每一周期内光纤模式同 WGM 耦合的功率比; \mathbf{E}_f 和 \mathbf{E}_s^* 是光纤模式和 WGM 的归一化场强, 且满足归一化式子

$$1/2 \iint \sqrt{\varepsilon/\mu_0} |\mathbf{E}_{f(s)}|^2 dx dy = 1.$$

在过耦合状态下, 纤芯模式和包层模式同 WGM 的耦合损耗一般相差不大, 且远大于 WGM 的本征损耗, 可表示为 $\kappa_1 \approx \kappa_2 \gg \kappa_0$, 其中 κ_0 是 WGM 的本征损耗, κ_1 , κ_2 分别是纤芯基模和包层模式与 WGM 的耦合损耗, 此时 $\kappa\tau = \eta$. 此处由于同一包层模式中不同矢量模式同 WGM 的耦合损耗很小, 可以略去. 实际中, 泵浦模式内光偏振与 WGM 偏振取向并不总是重合, 根据 (2) 式和 (3) 式, 此时泵浦模式与 WGM 间的耦合损耗可以近似表示为^[29-31]

$$\kappa = \kappa_m \cos^2\varphi, \quad (5)$$

其中 φ 是泵浦光偏振与 WGM 偏振取向间的夹角, κ_m 是当二者重合时所能获得的最大耦合损耗.

根据本文理论模型, 声光效应使纤芯基模转换到包层模式时会产生偏振变化. 而纤芯基模中剩余光能量由于未受到声光作用, 其偏振状态不变. 当声波作用未开启时, 正反两个方向入射的光能量均维持在纤芯基模传输, 此时与 WGM 耦合时光能量变化可用以下公式描述^[26,27]:

$$T = \frac{4(\delta\omega)^2 + (\kappa_0 + \kappa_2 - \kappa_1 \cos^2\varphi)^2}{4(\delta\omega)^2 + (\kappa_0 + \kappa_1 \cos^2\varphi + \kappa_2)^2}, \quad (6)$$

$$D = \frac{4\kappa_1 \cos^2\varphi \kappa_2}{4(\delta\omega)^2 + (\kappa_0 + \kappa_1 \cos^2\varphi + \kappa_2)^2}, \quad (7)$$

其中, T 表示泵浦模式 (纤芯基模) 的透射效率, D 表示纤芯基模到包层模式的转换效率, $\delta\omega$ 是偏离模式谐振中心频率的失谐. 需要注意的是, 在实验中并未加入包层模式能量探测装置. 所以当声波未产生作用时, 只有纤芯基模的透射能量能够被收集探测, 包层模式能量会逐渐耗散到环境中.

开启声波作用时, 在声光效应区可将光纤基模能量转换到包层模式, 并产生偏振变化. 此时, 能够维持在纤芯模式传输并与 WGM 微腔发生耦合的光能量只占很小比例. 经与 WGM 耦合带来的

能量转换主要为以下两种, 分别是正向传输时包层模式到纤芯模式的转换以及反向传输时纤芯模式到包层模式的转换. 此时, 能量转换的公式表示为

$$D_F = \frac{4\kappa_1\kappa_2\cos^2(\varphi + \Delta)}{4(\delta\omega)^2 + [\kappa_0 + \kappa_1 + \kappa_2\cos^2(\varphi + \Delta)]^2}, \quad (8)$$

$$D_B = \frac{4\kappa_1\cos^2\varphi\kappa_2}{4(\delta\omega)^2 + (\kappa_0 + \kappa_1\cos^2\varphi + \kappa_2)^2}, \quad (9)$$

式中, Δ 是声光效应引入的偏振变化. 由于声光效应对光纤中传输模式具有很高的转换效率^[19], 此时耦合 WGM 实现的模式转换效率 (D_F 和 D_B) 将约等于最终的透射率. 通过对比 (8) 式和 (9) 式可以发现, 偏振变化 Δ 的出现使得正向入射和反向入射的最终透射率不再相同.

利用 Matlab 程序对不同方向的透射情况进行模拟计算. 程序中设定 $\kappa_0 = 2 \times 10^{-7}$, $\kappa_2 = \kappa_1 = 2.5\kappa_0$, $\Delta = 90^\circ$, 忽略声光效应作用下模式间互相转换所带来的损耗, 得到的结果如图 2 所示.

图 2 分别是改变入射方向、声波作用状态以及入射偏振角度 φ 所得到的 8 种情况归一化透射谱. 对比图 2(a) 和图 2(c), 在声波未开启时 (黑线所示), 正向和反向的透射谱线相同, 说明入射光方向

并不会影响系统透射特性. 开启声波作用后, 对于 $\varphi = 0^\circ$ 和 90° 两种状态, 正向和反向入射时的传输透射谱线均不相同. 对于模式谐振中心频率处 (0 Hz), 两个方向的传输透射率相差很大, 证明了非对称传输效果. 而且对于正向传输光能量, 声波作用的有无并不改变其透射或截止特性. 如图 2(a), (b) 所示, 在频移为 0 Hz 处, $\varphi = 0^\circ$ 时均为低透射率, $\varphi = 90^\circ$ 时均为高透射率. 而对于反方向传输的光能量, 声波作用则会使透射特性反转, 故可通过控制声波效应的开启与关闭实现传输透射性的切换.

考虑模式谐振波长中心透射强度, (8) 式和 (9) 式可简化为

$$D_F = \frac{4\kappa_1\kappa_2\cos^2(\varphi + \Delta)}{[\kappa_0 + \kappa_1 + \kappa_2\cos^2(\varphi + \Delta)]^2}, \quad (10)$$

$$D_B = \frac{4\kappa_1\cos^2\varphi\kappa_2}{(\kappa_0 + \kappa_1\cos^2\varphi + \kappa_2)^2}, \quad (11)$$

其中, D_F 为正向传输时模式谐振频率中心处透射强度, D_B 为反向传输时透射强度. 逐渐改变入射偏振角度 φ , 对 (10) 式和 (11) 式进行计算, 得到结果如图 3 所示.

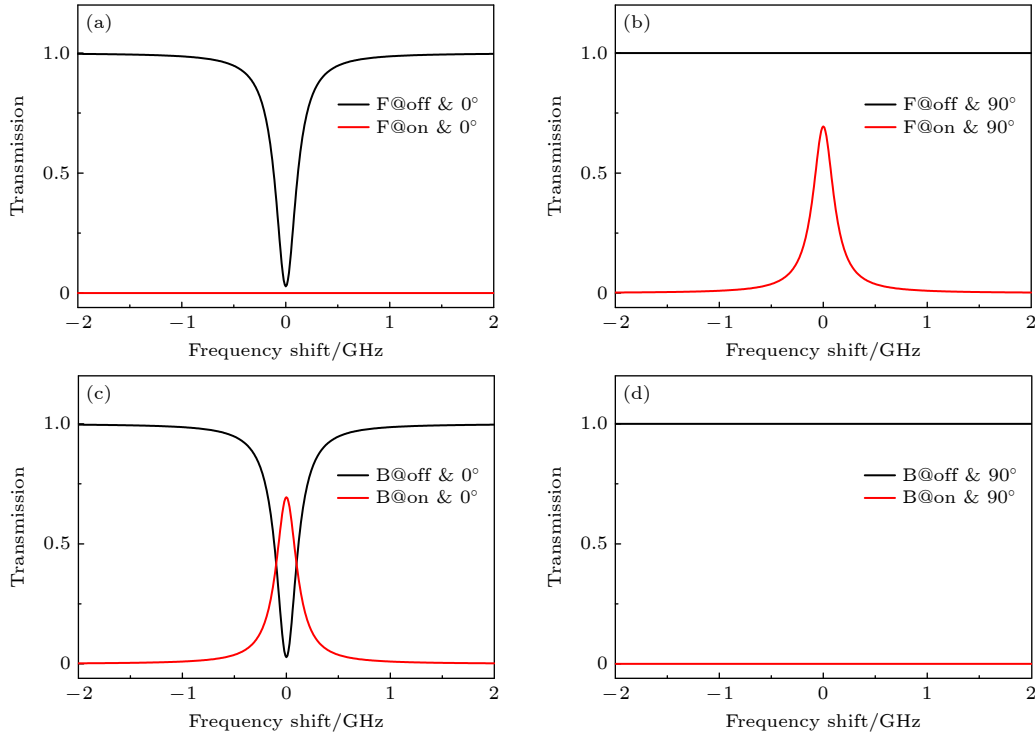


图 2 两入射方向传输归一化透射率, “F”和“B”分别指代正向和反向传输的情况; “on”(红线)和“off”(黑线)分别指代有无光效应时的情况, 角度表示入射光偏振与回音壁模式偏振取向间的夹角 φ

Fig. 2. Transmission of the two directions. “F” and “B” refer to the cases of forward and backward transmission respectively; “on” (red line) and “off” (black line) represent the situations of with and without the acousto-optic effect respectively; the angle (φ) is determined by the angle between the polarization directions of the input light and the WGM.

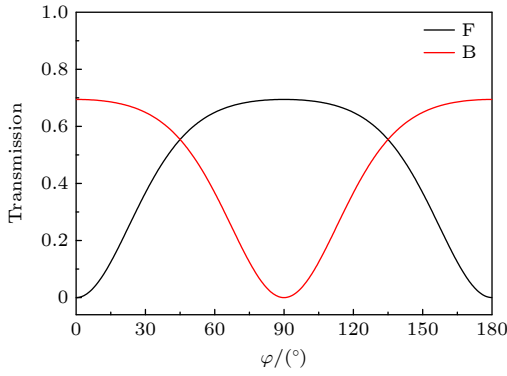


图3 两个入射方向透射强度随入射偏振角度 φ 的变化情况
Fig. 3. Transmission of the two directions over the incident polarization angle φ .

由图3可知,两种入射方向下谐振中心波长透射强度均随着入射光偏振角度变化而变化.随着入射角度 φ 增大,正向入射时的透射强度先增大后减小,最大值约0.70,出现在 $\varphi = 90^\circ$ 时.反向入射时的透射强度先减小后增大,最大值同样为0.70,出现在 $\varphi = 90^\circ$ 和 180° 时.两种情况透射强度曲线相位差为 90° ,与声光效应引起的偏振变化量一致.且当入射角 φ 等于 90° ($\pi/2$) 的整数倍时,两方向透射强度对比度达到最大,可以实现最好的非对称传输效果.

3 实验结果

基于以上理论搭建实验装置,对正反两个方向入射的传输效果进行实验探究.如图1所示,装置的核心部分由一根两段式光纤和微球腔组成,其中左侧为声光效应区,右侧为WGM微腔耦合区.所用光纤由声光效应区和回音壁微腔耦合区两段组成,其中声光效应区光纤利用氢氧焰扫描加热两端拉伸制备得到,其直径约为 $45\ \mu\text{m}$,长度 $80\ \text{mm}$;耦合微腔区由固定加热位置对称拉锥制得,其束腰直径约为 $2.5\ \mu\text{m}$.所用球腔是将一根普通商用光纤端头放电熔融得到,其半径约为 $100\ \mu\text{m}$,具体形貌如图1中子图所示.声光效应区所用声波由压电陶瓷产生,其泵浦信号由一射频发生器(Agilent 33120 A)产生,经过特制角锥放大后耦合进入光纤.在声光区尾端利用低折射率胶水对光纤进行固定,同时起到吸收声波的作用.声光区前端置有一可调谐线偏振滤波器(Thorlabs PC-FFB-1550),用来实时调节入射光的偏振角度.实验所用光源为一窄线宽可调谐激光器(Yenista-T100S),线宽

400 kHz.

实验中,需首先测试声光效应作用的波长以及纤芯基模到包层模式的转换效率.利用光谱仪(Yokogawa-6370B)内置光源扫描,对声光作用的基模滤波效果进行测试,得到结果如图4所示.

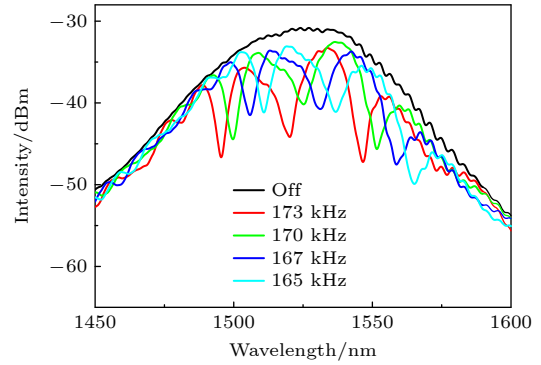


图4 不同驱动频率下声光效应实现的基模滤波(转换)透射谱

Fig. 4. LP_{01} mode filtering (conversion) effect achieved by acousto-optic effect at different pump frequencies.

图4展示了在不同驱动频率下,声光效应实现的滤波效果.由于普通单模光纤内只能稳定传输纤芯基模,当开启声光效应后基模能量会被激发到其他模式,从而使透射谱上能量会产生凹陷.其中,同一泵浦频率下几个明显的向下凹陷对应纤芯模式耦合到不同的包层模式,由左至右分别是耦合到 LP_{11} , LP_{12} 和 LP_{13} 模式的情况.图例中由上到下分别是无声光作用以及声驱动频率为173, 170, 167和165 kHz时的情况,对应透射谱上黑色和由左至右的几条谱线.从图中可以看到,在声光作用下,纤芯模式具有较高的滤除(转换)效率,普遍接近甚至超过10 dB.同时,各模式滤波谐振波长会随着声波驱动频率的改变而逐渐改变,调节范围超过20 nm.综合多个模式,其模式转换作用区间基本能够覆盖1490—1570 nm.但与刻蚀法制光纤实现声光滤波工作相比^[14],本实验中声驱动频率明显降低,而且包层模式谐振波长间距也明显减小.这是由于所用光纤不同的缘故,相比于刻蚀法所得光纤,加热拉制法制得的光纤中折射率分布不同,原来纤芯直径被拉细,使得光纤中各模式的模场和间距同步减小,从而降低了声激发频率以及各频率间波长间隔,降低了纤芯模式同步激发到不同包层模式的要求.从图中也可看到,未开启声驱动时,其透射谱上也存在近似周期性的波动.这是由于拉

制过程中引入了周期性的应力噪声,使得光纤中存在着周期性折射率变化,表现出了类光栅特性.类光栅的存在会使同一线偏模式下的几个矢量模式退简并,具有不同的传播常数.图上声光谐振波长处每个凹陷对应一个线偏模式的几个矢量模式,它们虽然已退简并,但在透射谱上并未完全分开,仅表现为透射凹陷展宽.同时,类光栅会对不同矢量模式产生扰动,使它们产生能量交换或耦合.

在测试模式转换的谐振波长后,切换光源为窄线宽激光器,并使其输出波长在 1545—1547 nm 内进行周期性扫描.将微球腔耦合至锥形光纤束腰处,使用探测器对出射光信号进行探测,并将测得光强信号输入示波器.实验中分别通过控制声光效应的开启与关闭,调整入射端线偏振器的角度以及入射光的接入方向,可对系统在不同情况下的透射特性进行测试.

如图 5 所示,黑线为声光效应未开启时耦合球腔透射谱,红线为开启时的透射谱,所显示强度均已根据入射光强进行归一化.未开启声光效应时,光能量主要在纤芯基模传输,此时透射谱与使用单模锥形光纤耦合回音壁模式微腔时的情况一致,为一系列向下的峰值.开启声光效应后,满足波矢匹配条件的纤芯基模将被激发至包层模式,但只有满足球腔模式谐振条件的光能量才能够被转换回纤芯基模,使得透射谱上呈现一系列向上的峰值.其中最大峰值强度超过 0.7,说明声光效应与耦合 WGM 均具有很高的模式转换效率.对比图 5 中透射谱,二者在波长和耦合强度上不存在严格的对应关系.根据理论分析,这是由于声光效应带来的偏振变化使纤芯模式和包层模式具有不同偏振状态,造成耦合效果不同.

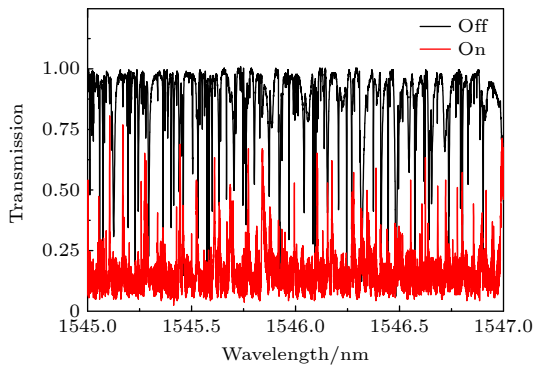


图 5 有声光效应时系统的透射谱

Fig. 5. Transmissions of the system with and without acousto-optic effect.

利用加载外部扫描电压的方式对激光器输出波长进行精细扫描,使其在 1546.264 nm 附近很小范围内重复扫描.在此范围内只包含几个回音壁模式,分别对入射光方向、偏振角度以及声波作用进行测试,结果如图 6 所示.

图 6 横坐标为激光器扫描频率范围,其中频率移动 0 (波长 1546.264 nm) 处为所要分析模式.当该模式透射谱线无法辨别时,可利用附近模式的特殊透射谱线作为参照.图 6(a) 为关闭声光效应时正向入射情况,此时模式中心 70% 能量未能透射,说明在该状态下光纤模式可与 WGM 产生高效耦合.而开启声光效应后, WGM 对应频率处未出现峰值,其透射率接近于 0.这是由于声光效应带来了偏振变化,使得包层模式无法与回音壁模式耦合.当将入射光偏振旋转 90° 后,情况则刚好相反,如图 6(b) 所示.关闭声光效应时, 0 Hz 附近呈现高透射率,未发现向下的耦合峰.但开启声光效应后,透射谱上出现强度超过 0.5 的峰值,说明包层模式产生了偏振变化并与微腔模式发生了高效耦合.光由反向入射时与正向入射情况刚好相反,由图 6(c), (d) 所示.在无声光效应时,只有纤芯基模与微腔模式产生了高效耦合,开启声光效应后才能看到较强峰值,与使用多波导耦合回音壁模式微腔时的透射情况一致^[26,27].对比图 6(a), (c) 或图 6(b), (d) 可以发现,在无声光效应时,两个方向入射时的透射特性一致;当开启声波后,两种情况的透射特性完全相反,出现隔离传输效果.上述结果与模拟所得结果相符,表明声光效应在实现纤芯模式到包层模式转换的同时会带来偏振变化,且基于此变化可使光能量按照设定方向传输,具有较高隔离度.

对图 6 两个方向入射时光在不同偏振角度下的透射强度进行统计,结果如图 7 所示.图中蓝线(方块)为正向入射时透射强度,红线(圆)为反向入射时透射强度.随着偏振夹角 φ 增大,正向透射强度先增大后减小,在 70° 附近达到最大值 0.505.反向透射率先减小后增大,在 90° 附近达到最小值 0.010.此时正向透射强度为 0.482,系统的传输隔离度达到最大值,约 17 dB.对比两条曲线可以发现,传输隔离度在 0°, 90° 和接近 160° 处达到最大值,周期大约为 $\pi/2$.此结果与文中模拟计算结果相符.根据 WGM 耦合特性,估测由于声光效应带来的偏振变化角度约 80°.该方法也可以用于探究波导中高阶模式的偏振角度.图中曲线并不是对称

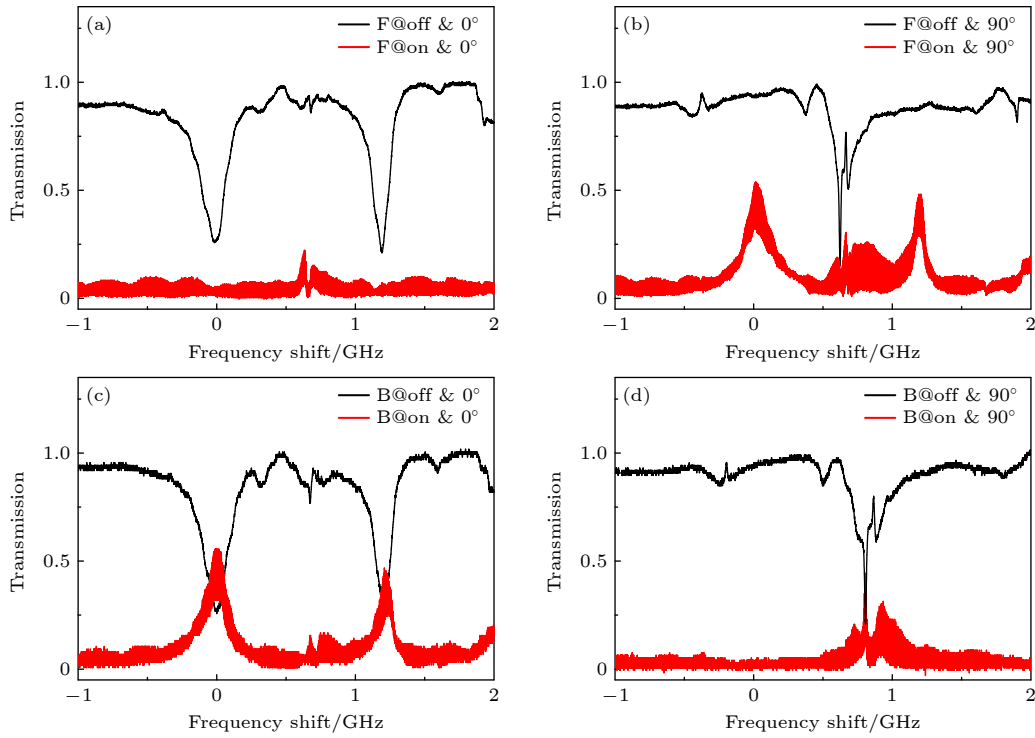


图 6 不同情况下的传输透射谱
Fig. 6. Transmissions at different states.

的三角函数曲线,其原因可能由两方面: 1) 纤芯模式转换到两个矢量模式的能量不均衡,得到的偏振不是标准的 90° ; 2) 实验中光纤制备时应力导致的类光栅沿光纤轴线不是旋转对称,从而使输出的包层模式产生了偏振畸变.

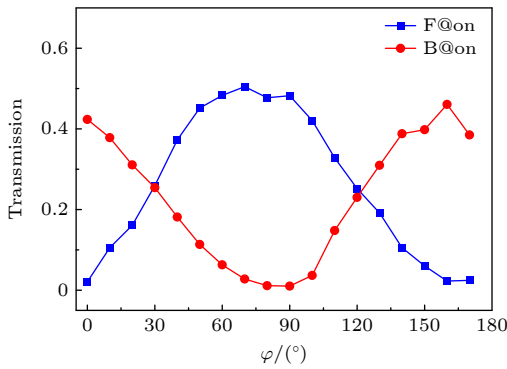


图 7 两方向透射率随偏振变化

Fig. 7. Transmission of the two directions varies with polarization.

为了验证转换的不同包层模式都会产生偏振变化,对波长处于 1558.055 nm 的回音壁模式两个方向的透射特性进行测试,得到结果如图 8 所示.与图 7 相似,图 8 中正向和反向的透射率随着偏振角度变化具有大致相反的趋势,在 0° 和 80° 达到最大的对比度,可以看到明显的不对称传输效果.但

在图 8 中,两个方向透射强度曲线的相位差不是 90° ,更接近 70° 或 110° .这可能是由于该波长处,两个矢量模式间相位差不为 π ,带来的偏振改变在 70° 附近所致.此外在最低点,其透射强度也超过了 0.135 ,而且强度波动更大.这应该是由于该波长处的散射效果较强,纤芯模式转换到包层模式的效率不够高,使得基模剩余能量过高,降低了传输对比度.

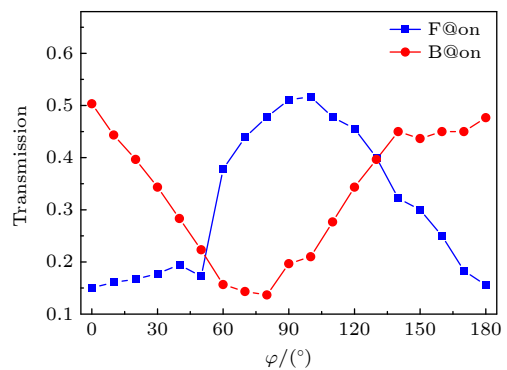


图 8 两方向透射率随偏振变化

Fig. 8. Transmission of the two directions varies with polarization.

从现有实验结果来看,基于级联声光效应与耦合回音壁微腔系统的确可以在多个波长实现明显的非对称传输效果,且结果与理论预测基本相符.

但此工作仅提供了一种实验上可行的方案, 距离实际的生产应用还有较大差距, 目前在以下几方面需要改进. 例如, 非对称传输器件通常需要较大的工作带宽, 受限于回音壁模式带宽, 目前的工作带宽只有百 MHz. 实验中我们使用的是 SiO_2 微球腔, 通常具有很高的品质因数, 从而导致其谐振线宽较小. 后续可以考虑改变微腔材质, 如使用具有更高折射率的铌酸锂微腔. 由于更高的折射率, 意味着可以使光纤和腔内回音壁模式产生更大的耦合损耗, 这样就可以在具有较低品质因数的同时保证高耦合效率, 同步提升模式谐振带宽与综合转换效率. 同时, 铌酸锂微腔也具有良好的电光调谐特性, 其中的回音壁模式谐振波长可以实现几十 GHz 的大范围调谐^[32], 可以有效拓展使用场景. 目前综合透射率不够高的另外一个重要原因是光纤的声光转模效率不够高且散射损耗较大, 而真正工业化应用时, 在光纤制备方法与工艺方面具有很大的提升潜力, 可以有效降低插入损耗, 提升综合效率.

4 结 论

本文利用级联声光转模装置和回音壁模式微腔的方案实现非对称传输, 并进行了理论分析和实验验证. 文中提出了声光效应下光纤包层模式产生偏振变化的理论模型, 同时利用模式耦合理论分析了锥形光纤中不同偏振光与回音壁模式的耦合损耗, 并利用 Matlab 程序分别对光纤中不同线偏 (LP) 模式、不同偏振以及不同方向入射光同回音壁模式微腔耦合的透射特性进行了模拟计算. 实验上利用光纤中声光效应将光纤中纤芯基模转换到包层模式并与回音壁微球腔进行了高效耦合, 结果表明, 光纤中声光效应与耦合回音壁模式实现的复合转换效率可超过 70%, 远高于其他基于声光方案的包层模式提取效率. 而后, 利用波长在 1546.264 nm 的模式的透射谱线对非对称传输效果进行了验证, 观测到两个方向透射率的巨大差异. 然后, 探究了透射强度随入射光偏振的影响, 得到两个方向传输隔离度的变化规律与周期, 实现的隔离度高达 17 dB, 同时测得由声光效应带来的偏振变化角度约 80° .

本文提出并验证的非对称传输方案继承了声光可调谐滤波器实时可控、调节速度快的特点, 并且具全光纤结构、无阈值等优势, 在光开关、光隔

离器等领域具有重要的应用潜力.

参考文献

- [1] Fujii Y, Member S 1991 *J. Lightwave Technol.* **9** 1238
- [2] Li Z, Zhang J J, Zhi Y Y, Li L Z, Liao B L, Yao J P 2022 *Commun. Phys.* **5** 332
- [3] Jalas D, Petrov A, Eich M, et al. 2013 *Nat. Photon.* **7** 579
- [4] Bi L, Hu J J, Jiang P, Kim D H, Dionne G F, Kimerling L C, Ross C A 2011 *Nat. Photon.* **5** 758
- [5] Cakmakyapan S, Serebryannikov A E, Caglayan H, Ozbay E 2010 *Opt. Lett.* **35** 2597
- [6] Cakmakyapan S, Serebryannikov A E, Caglayan H, Ozbay E 2012 *Opt. Express* **20** 26636
- [7] Cicek A, Yucel M B, Kaya O A, Ulug B 2012 *Opt. Lett.* **37** 2937
- [8] Xu T, Lezec H J 2014 *Nat. Commun.* **5** 4141
- [9] Zhu Z H, Liu K, Xu W, Luo Z, Guo C C, Yang B, Ma T, Yuan X D, Ye W M 2012 *Opt. Lett.* **37** 4008
- [10] Mutlu M, Akosman A E, Serebryannikov A E, Ozbay E 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 213905
- [11] Chang L, Jiang X, Hua S, Yang C, Wen J, Jiang L, Li G, Wang G, Xiao M 2014 *Nat. Photon.* **8** 524
- [12] Dong C H, Shen Z, Zou C L, Zhang Y L, Fu W, Guo G C 2015 *Nat. Commun.* **6** 6193
- [13] Huang X Y, Liu Y C 2023 *Phys. Rev. A* **107** 023703
- [14] Zhang W, Huang L, Gao F, Bo F, Zhang G, Xu J 2013 *Opt. Express* **21** 16621
- [15] Lu J F, Meng L H, Shi F, et al. 2018 *Opt. Lett.* **43** 5841
- [16] Zhang W D, Huang L G, Gao F, Bo F, Xuan L, Zhang G Q, Xu J J 2012 *Opt. Lett.* **37** 1241
- [17] Kim B Y, Blake J N, Engan H E, Shaw H J 1986 *Opt. Lett.* **11** 389
- [18] Zhu Y, Guo A B, Xu J T, Zhang Z W, Pang F F, Zhang W J, Zeng X L, Sun J F 2023 *Nanophotonics* **12** 3229
- [19] Huang L G, Zhang W D, Li Y J, Han H N, Li X T, Chang P F, Gao F, Zhang G Q, Gao L, Zhu T 2018 *Opt. Lett.* **43** 5431
- [20] Huang L G, Zheng B W, Liu S L, et al. 2022 *J. Lightwave Technol.* **40** 7396
- [21] Zhang W D, Li X, Zhang L, Huang L G, Lu F F, Gao F 2020 *IEEE J. Quantum Electron.* **26** 4
- [22] Lu J F, Shi F, Xu J T, Meng L H, Zhang L K, Cheng P K, Zhou X, Pang F F, Zeng X L 2021 *Nanophotonics* **10** 983
- [23] Huang L G, Liu S L, Zhang C Z, Zhao Y X, Dang L Y, Gao L, Huang W, Yin G L, Zhu T 2023 *Opt. Express* **31** 21253
- [24] Bianucci P, Fietz C R, Robertson J W, Shvets G, Shih C K 2007 *Opt. Lett.* **32** 2224
- [25] Luo L W, Ophir N, Chen C P, Gabrielli L H, Poitras C B, Bergmen K, Lipson M 2014 *Nat. Commun.* **5** 3069
- [26] Monifi F, Friedlein J, Ozdemir S K, Yang L 2012 *J. Lightwave Technol.* **30** 3306
- [27] Huang L G, Wang J, Peng W H, et al. 2016 *Opt. Lett.* **41** 638
- [28] Li X T, Chang P F, Huang L G, Gao F, Zhang W D, Bo F, Zhang G Q, Xu J J 2018 *Phys. Rev. A* **98** 053814
- [29] Li B B, Xiao Y F, Zou C L, Liu Y C, Jiang X F, Chen Y L, Li Y, Gong Q H 2011 *App. Phys. Lett.* **98** 021116
- [30] Chang P F, Cao B T, Huang L G, et al. 2020 *Sci. China Phys. Mech.* **63** 214211
- [31] Chang P F, Cao B T, Gao F, et al. 2019 *App. Phys. Lett.* **115** 211104
- [32] Wang C, Zhang M, Stern B, Lipson M, Lončar M 2018 *Opt. Express* **26** 1547

Asymmetric transmission of cascaded acousto-optic device and whispering gallery mode microcavity*

Lü Yu-Xi¹⁾ Wang Chen¹⁾ Duan Tian-Qi¹⁾ Zhao Tong¹⁾

Chang Peng-Fa^{1)†} Wang An-Bang¹⁾²⁾

1) (*Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System, Ministry of Education and Shanxi Province, College of Electronic Information and Optical Engineering, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

2) (*Key Laboratory of Guangdong Province on Photonics Information Technology, School of Information Engineering, Guangzhou University of Technology, Guangzhou 510006, China*)

(Received 23 April 2023; revised manuscript received 5 September 2023)

Abstract

In this paper, an asymmetric transmission scheme is proposed by cascading an acousto-optic device and a coupled whispering gallery mode (WGM) microsphere cavity, and it is demonstrated theoretically and experimentally. With the acousto-optic interaction in a fiber, the vector modes of the fundamental core mode can be converted into the different vector modes of a cladding (linear polarization, LP) mode, and because of the optical path difference between the cladding vector modes, the polarization of the cladding mode will be changed. The cladding mode can be converted back into the core fundamental mode by coupling a WGM microcavity. By calculating the overlapping of the mode fields in the tapered fiber and the microcavity at the resonance wavelength, the coupling coefficients between different LP modes and WGM will be solved. And, the transmittivities and conversion coefficients of the two fiber modes can be obtained on condition that the polarization of the incident light does not coincide with the polarization orientation of the WGM. The transmission spectra of the coupled WGM microcavity are calculated by using Matlab program for eight states, including the states at different incident directions, different incident polarizations of input, whether the acoustic wave is on or off. The results show that the conversion coefficient from the cladding mode to the core mode is completely different from that of the contrary process when the acoustic wave is working. And the forward incident light and backward incident light have completely different transmission characteristics, thus resulting in the asymmetric transmission. The transmittances of forward incidence and reverse incidence at different polarizations are also studied, both of them change periodically with the polarization angle, and their phase difference is equal to the polarization change caused by acousto-optic interaction in the fiber. In the experiment, a two-stage tapered fiber is used to realize the acousto-optic interaction and the coupling of whispering gallery mode at the same time. By controlling the working states of the system, the same 8 states as in the calculation are studied experimentally. The results show that due to the polarization-selection effect of the WGM, the light energy incident from the opposite directions will show different transmission characteristics. While the forward transmittance reaches a maximum value of about 0.505, the reverse transmittance reaches a minimum value of about 0.010, and the transmission isolation reaches about 17 dB. The transmittances in two directions are measured at different incident polarization angles, the transmission isolation is analyzed, and the polarization change of cladding mode in the fiber is verified to be about 80°. The measured results coincide with the calculations from the developed theory well. Finally, the shortcomings and optimization method of the scheme are discussed. The asymmetric transmission scheme in this paper inherits the advantages of rapid response and good tuning of acousto-optic device, and has an all-fiber structure, which has important application potential in optical switch and isolator.

Keywords: asymmetric transmission, acousto-optic effect, whispering gallery mode microcavity, mode conversion

PACS: 41.20.Jb, 78.20.hb, 42.55.Sa, 42.81.Qb

DOI: 10.7498/aps.73.20230653

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62105233), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62035009), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant Nos. 20210302124536, 20210302123183), and the Open Fund of State Key Laboratory of Applied Optics, China (Grant No. SKLAO2022001A09).

† Corresponding author. E-mail: changpengfa@tyut.edu.cn

级联声光器件与回音壁模式微腔实现非对称传输

吕宇曦 王晨 段添期 赵彤 常朋发 王安帮

Asymmetric transmission of cascaded acousto-optic device and whispering gallery mode microcavity

Lü Yu-Xi Wang Chen Duan Tian-Qi Zhao Tong Chang Peng-Fa Wang An-Bang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 014101 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20230653

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20230653>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光学tamm态的声光开关的研究

Research on acousto-optic switch based on optical tamm state

物理学报. 2020, 69(16): 164204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200396>

基于一维耦合腔光子晶体的声光可调谐平顶滤波器的研究

Acousto-optic tunable flat top filter based on one-dimensional coupled-cavity photonic crystals

物理学报. 2021, 70(5): 054208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201461>

可实现宽频带光波非对称传输的自准直效应光子晶体异质结构

Photonic crystal heterostructure with self-collimation effect for broad-band asymmetric optical transmission

物理学报. 2020, 69(18): 184214 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200538>

新型手性电磁超材料非对称传输性能设计分析

Analysis and design of new chiral metamaterials with asymmetric transmission characteristics

物理学报. 2020, 69(21): 214101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200728>

基于二维六方氮化硼材料的光子晶体非对称传输异质结构设计

Design of asymmetric transmission of photonic crystal heterostructure based on two-dimensional hexagonal boron nitride material

物理学报. 2021, 70(2): 028501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200741>

扁长型微瓶腔中的回音壁模式选择及Fano谐振

Selection of whispering-gallery modes and Fano resonance of prolate microbottle resonators

物理学报. 2020, 69(23): 234203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200817>