

光学学报

光纤耦合双微球谐振腔及其模式分裂特性

刘笑尘, 谢严, 陈溢琦, 王梓杰, 余洋, 杨勇, 张小贝*, 王廷云

上海大学特种光纤与光接入网重点实验室, 特种光纤与先进通信国际合作联合实验室, 上海 200444

摘要 回音壁模式微腔间耦合引起的模式分裂会导致器件 Q 值提高, 进而提升器件性能。在纤式光纤耦合微球谐振腔作为一种新型的微腔耦合形式, 实现了光纤器件集成度和稳定性的提升。提出并研究了基于光纤耦合双微球谐振腔的光纤传感器件, 该器件由单模光纤、石英毛细管和两个钛酸钡微球谐振腔构成。双微球谐振腔的回音壁模式相互耦合, 激发了模式分裂, 谐振腔 Q 值从 8×10^3 提高到 2.4×10^4 。模式分裂有利于提高对微小变化量的传感能力, 在温度传感实验中, 器件展现出良好的温度响应稳定性, 温度传感灵敏度为 $11.7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$, 检测极限低至 $0.03 \text{ }^\circ\text{C}$ 。

关键词 光纤光学; 在纤式谐振腔; 回音壁模式; 模式分裂; 温度传感

中图分类号 TN256

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.1306017

Fiber Coupled Double Microsphere Resonator and Its Mode Splitting Characteristics

Liu Xiaochen, Xie Yan, Chen Yiqi, Wang Zijie, Yu Yang, Yang Yong,
Zhang Xiaobei*, Wang Tingyun

Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, Joint International Research Laboratory of Specialty Fiber Optics and Advanced Communication, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract Mode splitting caused by the coupling between whispering gallery mode microcavities will lead to the increase of Q factor of the device, and hence the performance of the device can be enhanced. As a new type of microcavity coupling form, an in-fiber coupled microsphere resonator improves the integration and stability of fiber devices. In this paper, an optical fiber sensor based on the fiber coupled double microsphere resonators is fabricated and investigated, which consists of the single mode fiber, silica capillary, and two barium titanate microsphere resonators. The whispering gallery modes of two microsphere resonators are coupled to each other, where the induced mode splitting increases the Q factor from 8×10^3 to 2.4×10^4 . As mode splitting is beneficial to improve the sensing ability of small changes, the device is demonstrated to own a good temperature response stability in temperature sensing experiments, with the temperature sensing sensitivity of $11.7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$, and the detection limit is as low as $0.03 \text{ }^\circ\text{C}$.

Key words fiber optics; in-fiber resonator; whispering gallery mode; mode splitting; temperature sensing

OCIS codes 060.2370; 230.5750

1 引言

光学回音壁模式(WGM)微腔将光约束在谐振

腔的赤道面附近,使其以全内反射的方式绕行传播,当光程等于波长的整数倍时,腔内会产生等间隔分立的共振模^[1-2]。WGM微腔中的光束被限制在腔

收稿日期: 2021-03-01; 修回日期: 2021-04-05; 录用日期: 2021-04-29

基金项目: 国家自然科学基金(62022053, 61875116, 61675126)、上海市自然科学基金(18ZR1415200)、武汉光电国家研究中心开放课题(2018WNLOKF014)

通信作者: *xbzhang@shu.edu.cn

内,其具有超小模式体积和高品质因子(Q 值),因而被广泛研究并用于高灵敏传感器^[3-5]、低阈值激光器^[6-8]、滤波器^[9-10]、腔光力学^[11]、腔量子电动力学^[12]和非线性光学^[13-14]等领域。多个微腔的耦合研究也是 WGM 微腔研究的热点之一,当两个微腔发生耦合时,微腔中的模式会发生相互作用,导致模式分裂现象,该现象已在片上耦合^[15]、自由空间光耦合^[16]和光纤锥耦合^[17]等耦合平台上得以实现,常用于研究类电磁感应透明现象^[18]、产生声子激光^[19]和微纳粒子检测^[20]等。

在纤式光纤耦合微球谐振腔是一种新型的微腔耦合形式,该结构中微球谐振腔被固定在石英毛细管或特种空芯光纤等空心结构器件内部,以激发回音壁模式,这种光纤耦合微球谐振腔器件实现了光纤器件集成度和稳定性的提升。2011 年 François 等^[21]将聚苯乙烯微球固定在微结构光纤末端,实现的 Q 值为 500。2013 年 Kosma 等^[22]提出了将聚苯乙烯微球嵌入微结构光纤中,实现的 Q 值达 2.2×10^3 。2015 年 Wang 等^[23]将多模光纤与石英毛细管熔接后进行化学腐蚀,并将二氧化硅微球置于其中,实现的 Q 值为 1.1×10^4 。2018 年 Wang 等^[24]将单模光纤与环芯光纤熔接,并将钛酸钡微球置于其锥形区域,研究了不同耦合状态的谱型变化, Q 值为

1.3×10^4 。在传感应用中,降低器件的检测极限是非常必要的,可以提高对微小变化量的传感能力,这往往需要器件具有较高的 Q 值。双微球谐振腔耦合导致的模式分裂现象会在原有基础上提高 Q 值^[25],可用来实现低检测极限的光纤传感器件,适用于实际传感应用。

本文提出并实现了光纤耦合双微球谐振腔器件,基于该器件中的模式分裂现象得到在纤式器件 Q 值的提升,进而实现较低检测极限。首先基于传输矩阵法建立了单/双微球谐振腔及其耦合于石英毛细管的器件模型,并用熔接放电的方法制备了光纤耦合双微球谐振腔器件,对单/双微球谐振腔耦合的反射谱型进行比较研究,基于快速傅里叶变换分析了模式分裂现象,最后基于该器件实现了温度传感特性实验。

2 器件结构与理论模型

光纤耦合双微球谐振腔器件结构如图 1(a)所示,由单模光纤、石英毛细管和两个钛酸钡微球谐振腔组成。输入光从单模光纤经锥形区域耦合入毛细管内壁,以倏逝波的形式耦合进微球谐振腔并激发其 WGM,谐振腔内的光同样以倏逝波的形式耦合回石英毛细管,经单模光纤输出。

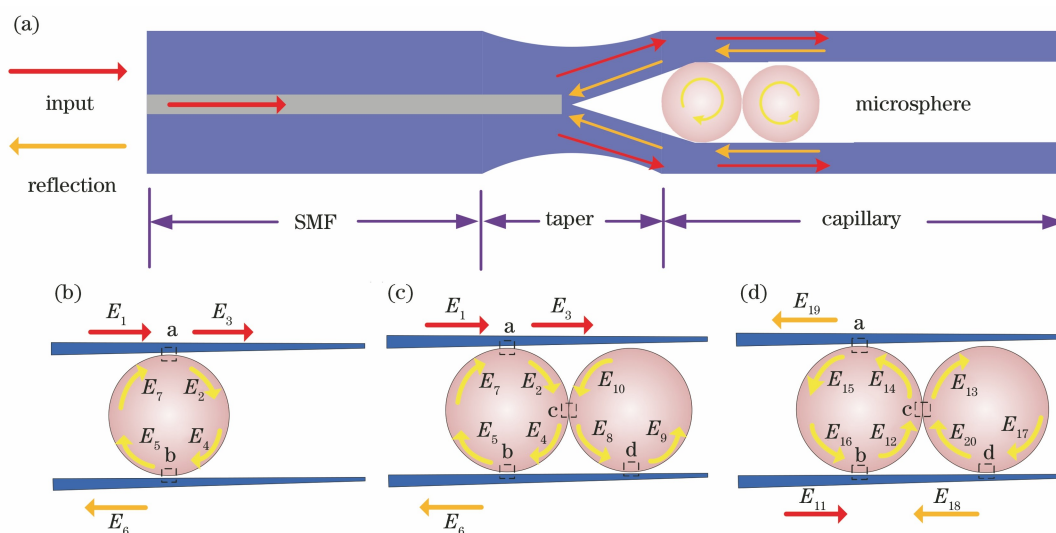


图 1 光纤耦合双微球谐振腔器件结构示意图,以及光在微球谐振腔中传播的示意图。(a) 光纤耦合双微球谐振腔器件结构示意图;(b) 光在单微球谐振腔中传播的示意图;(c) 上光束在双微球谐振腔中传播的示意图;(d) 下光束在双微球谐振腔中传播的示意图

Fig. 1 Schematic of fiber coupled double microsphere resonators, and diagrams of light propagation in microsphere resonators. (a) Schematic of fiber coupled double microsphere resonator; (b) light propagation in single microsphere resonator; (c) upper light propagation in double microsphere resonators; (d) lower light propagation in double microsphere resonators

采用传输矩阵法描述光在微球谐振腔与石英毛细管间的耦合过程^[26]。图 1(b)为单个微球谐振腔耦合石英毛细管的情况,虚线框表示在切平面中微球谐振腔与毛细管内壁的上耦合区域 a 和下耦合区域 b。 E_1 表示输入光,部分输入光耦合进微球谐振腔激发 WGM,微球谐振腔内的光在耦合区域耦合回毛细管中,得到反射光 E_6 ,对于耦合区域 a,传输矩阵为

$$\begin{bmatrix} E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & ik \\ ik & t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_7 \\ E_1 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: E_2 为输入光耦合进微球的光; t 和 k 分别是耦合区域的传输系数和耦合系数。对于耦合区域 b,有 $E_6 = ikE_4$,对于微球内其他区域,有 $E_5 = tE_4$, $E_7 = \tau^{0.5} pE_5$, $E_4 = \tau^{0.5} pE_2$,其中 τ 是微球谐振腔环程传输率, $p = \exp(i\theta/2)$ 为相位因子,其中 $\theta = 4\pi^2 n_{\text{eff}} R/\lambda$ 为归一化频率, n_{eff} 和 R 分别为微球谐振腔的有效折射率和半径, λ 为光在真空中的波长。因此可以推导出单微球谐振腔归一化的反射光功率为

$$P_1 = \left| \frac{E_6}{E_1} \right|^2 = \left| \frac{k^2 \sqrt{\tau} p}{1 - t^2 \tau p^2} \right|^2. \quad (2)$$

在耦合区域无损的情况下, $t^2 + k^2 = 1$ 。实验选用钛酸钡微球, n_{eff} 为 1.93,在仿真中 k 取 0.01, τ 取 0.99。实验选用的微球谐振腔半径在 $35 \mu\text{m}$ 左右,因此仿真中取微球谐振腔半径分别为 $34 \mu\text{m}$ 、 $35 \mu\text{m}$ 和 $36 \mu\text{m}$ 。仿真结果[图 2(a)]为单峰的洛伦兹线型 WGM 反射谱。可以看出:微球谐振腔半径的增加导致谐振波长的红移。对于阶次为 m 的 WGM,谐振波长 $\lambda_m = 2\pi n_{\text{eff}} R/m$,因此谐振波长与谐振腔半径呈正相关。

在单微球谐振腔耦合的基础上,同样通过传输矩阵法建立上光束输入条件下双微球谐振腔耦合的

光路模型,如图 1(c)所示,微球谐振腔耦合于毛细管锥形区域,根据耦合理论^[27],倏逝场在光纤中的穿透深度仅为入射波长的数量级,当其间隙大于穿透深度时,微球与光纤之间不存在耦合。因此上壁与微球是不存在耦合的,半径相同时右球只与毛细管下表面耦合。相比于图 1(b),图 1(c)中器件增加了两个耦合区域,分别位于两微球谐振腔之间的耦合区域 c,以及右球与毛细管下表面之间的耦合区域 d。当 E_2 经过两球耦合区域时,一部分光会耦合进右球并激发其回音壁模式,而 E_{10} 经过两球耦合区域时,会将一部分光耦合回左球,因此耦合回毛细管的光 E_6 包含了两个微球谐振腔里的 WGM。耦合区域 a、b 的耦合关系式和单球耦合情况一致,对于耦合区域 c,传输矩阵为

$$\begin{bmatrix} E_4 \\ E_8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & ik \\ ik & t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \tau^{\frac{1}{4}} p^{\frac{1}{2}} \\ E_{10} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

对于耦合区域 d,有 $E_9 = t\tau^{0.25} p^{0.5} E_8$ 。对于微球内其他区域,有关系式 $E_{10} = t\tau p^2 E_8$, $E_7 = \tau^{0.5} pE_5$ 。通过上述关系式可以推导出上光束输入下双微球耦合系统的归一化反射光功率:

$$P_2 = \left| \frac{E_6}{E_1} \right|^2 = \left| \frac{t\tau^{\frac{1}{2}} p(t^2 - 1)(1 - \tau p^2)}{1 - t^2 \tau p^2 - t^3 \tau p^2 + t^3 \tau^2 p^4} \right|^2. \quad (4)$$

考虑到输入光会在锥形区内分为两束,这里建立下光束输入条件下双微球谐振腔耦合的光路模型,如图 1(d)所示,通过观察可以发现两个模型之间唯一的差别是下光束输入模型多了一个反射光 E_{18} ,下光束输入模型的其他光路都和上光束输入模型呈对称关系,即 $E_6/E_1 = E_{19}/E_{11}$ 。因此对于下光束输入模型,只需要额外推导 E_{18}/E_{11} 即可。利

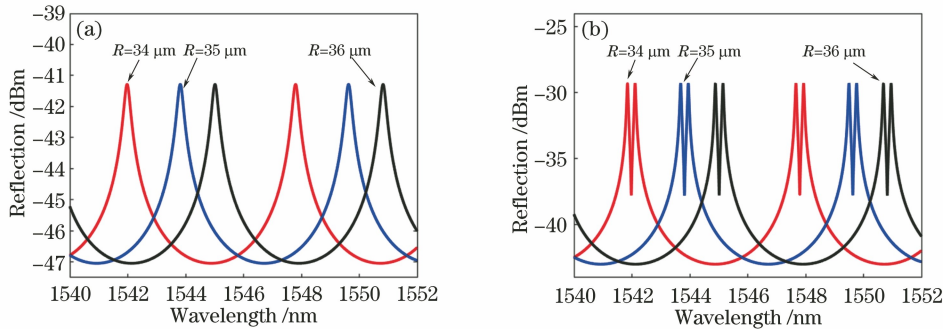


图 2 单微球耦合谐振腔器件和双微球耦合谐振腔器件的反射光谱仿真图。(a)单微球耦合谐振腔器件; (b)双微球耦合谐振腔器件

Fig. 2 Simulated reflectance spectra of single microsphere coupled resonator and double microsphere coupled resonators. (a) Single microsphere coupled resonator; (b) double microsphere coupled resonators

用前文推导的关系及关系式 $E_{18} = ikE_{17}$, 可以得到

$$P_3 = \left| \frac{E_{18}}{E_{11}} \right|^2 = \left| \frac{ik\tau\rho^2(t^2 - 1)}{1 - t^2\tau\rho^2 - t^3\tau\rho^2 + t^3\tau^2\rho^4} \right|^2 \quad (5)$$

则总的反射谱可通过 $P = |2E_6/E_1 + E_{18}/E_{11}|^2$ 计算得到, 如图 2(b) 所示。通过将图 2(b) 与图 2(a) 进行对比, 可以发现: 对于半径相同的双微球耦合系统, 由于两个微球谐振腔之间发生了强耦合^[28], 双腔内的 WGM 相互作用并一起耦合回毛细管, 其反射谱型发生明显的模式分裂现象, 其包络仍为洛伦兹线型。根据 Q 值计算公式 $Q = \lambda/W_{\text{FWHM}}$ (W_{FWHM} 为半峰全宽, 其值用 W_{FWHM} 表示), 并由 $R = 34 \mu\text{m}$ 对应的仿真曲线计算 Q 值。发生模式分裂前, 单峰的 FWHM 为 0.82 nm , 计算得到 Q 值为 1880, 发生模式分裂后, 分裂后的单峰 FWHM 降为 0.16 nm , Q 值提高到 9346。因此对于发生了模式分裂的 WGM 谐振峰, 其分裂峰的 Q 值明显提高。

3 器件制备与特性测试

3.1 光纤耦合双微球谐振腔器件制备

光纤耦合双微球谐振腔器件的制备流程如图 3

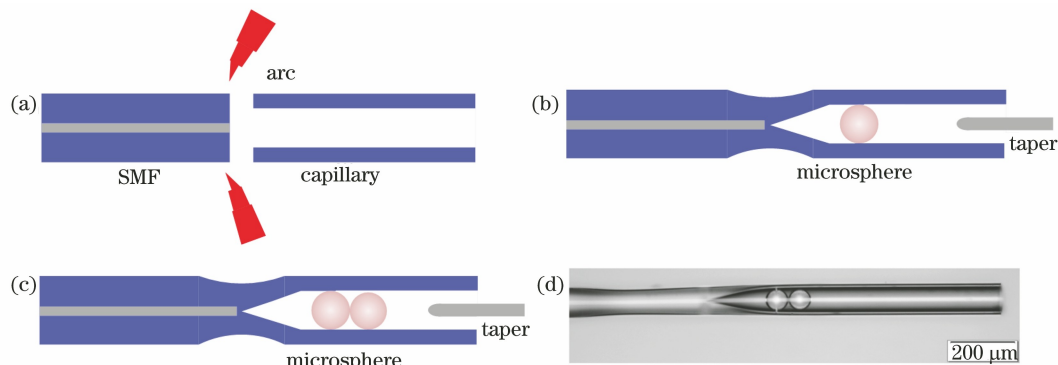


图 3 单模光纤与毛细管熔接示意图, 单微球和双微球谐振腔置入毛细管示意图, 以及研制的光纤耦合双微球谐振腔器件显微镜图。(a) 单模光纤与毛细管熔接示意图; (b) 单微球谐振腔置入毛细管示意图; (c) 双微球谐振腔置入毛细管示意图; (d) 研制的光纤耦合双微球谐振腔器件显微镜图

Fig. 3 Schematic of splicing of SMF and capillary, placing the single microsphere resonator and double microsphere resonators into the capillary, and micrograph of the developed fiber coupled double microsphere resonators. (a) Schematic of splicing of SMF and capillary; (b) placing the single microsphere resonator into the capillary; (c) placing the double microsphere resonators into the capillary; (d) micrograph of the developed fiber coupled double microsphere resonators

3.2 实验系统及反射光谱测量

如图 4 所示, 光纤耦合双微球谐振腔器件的反射谱由光栅调制解调仪 (SM125, 微光光学) 配合上位机软件进行测量, 光栅调制解调仪为光源和接收装置, 将从器件接收到的反射光信号传回上位机进行数据处理。实验中为了简化反射谱型, 通过将耦

合器件端面浸入乙醇来消除端面反射, 使得反射谱主要由钛酸钡微球谐振腔中的 WGM 组成。首先将去掉涂覆层并切平端面的单模光纤 (康宁, SMF-28) 与一段石英毛细管 (英诺高科, TSP075150) 通过熔接机 (古河电工, S179) 放电熔接在一起, 选用的石英毛细管内径为 $75 \mu\text{m}$, 外径为 $125 \mu\text{m}$ 。熔接机的放电参数选择如下: 放电强度为 165 bit, 放电时间为 1000 ms, 推进距离为 $20 \mu\text{m}$ 。单模光纤与毛细管熔接后, 进行二次熔接放电以减小熔接区锥角, 使单模光纤中的光更好地耦合进毛细管。放电拉锥的参数如下, 放电强度为 6 bit, 放电时间为 1000 ms, 拉伸距离为 $200 \mu\text{m}$ 。在制备好毛细管锥形结构后, 如图 3(b) 和 (c) 所示, 将钛酸钡微球谐振腔置于锥形光纤尖端, 用三维调整装置控制锥形光纤, 先后将两个钛酸钡微球谐振腔置于毛细管中, 光纤耦合微球谐振腔器件实物图见图 3 (d)。由于毛细管内壁不是完美光滑的, 第二个微球与毛细管内壁存在一定的摩擦力, 在没有外力作用于毛细管腔的情况下, 两个微球不会分离。在实验中应避免毛细管腔受到大的外力扰动, 这样第二个微球可能远离第一个微球, 模式分裂现象会消失, 进而影响检测结果。

合器件端面浸入乙醇来消除端面反射, 使得反射谱主要由钛酸钡微球谐振腔中的 WGM 组成。

首先测试未置入微球谐振腔的器件的光谱, 如图 5(a) 所示, 所测得的光谱为较为平坦的反射光谱。在记录无球的反射谱后, 测试单个微球谐振腔置于石英毛细管中的反射谱, 将半径为 $35.1 \mu\text{m}$ 的

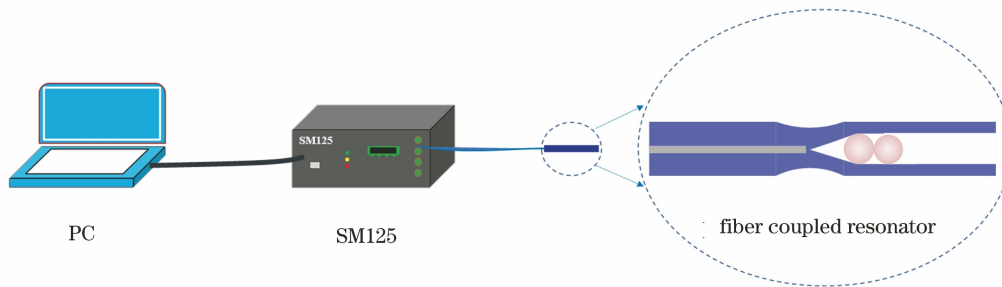


图 4 光纤耦合双微球谐振腔器件的反射光谱的测量系统

Fig. 4 Reflection spectrum measurement setup for fiber coupled double microsphere resonators

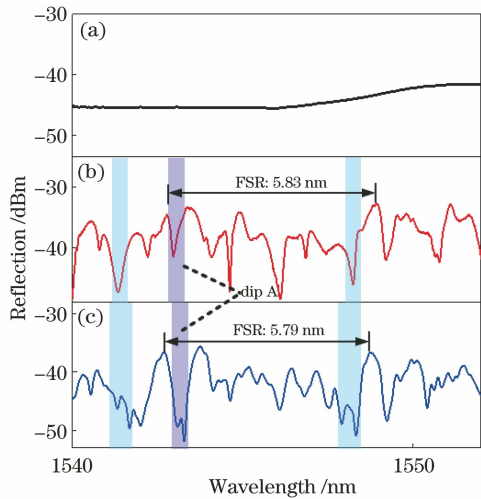


图 5 无微球谐振腔置入的器件反射光谱,以及单微球谐振腔耦合器件和双微球谐振腔耦合器件的反射光谱。(a)无微球谐振腔置入的器件反射光谱;(b)单微球谐振腔耦合器件反射光谱;(c)双微球谐振腔耦合器件反射光谱

Fig. 5 Reflection spectra of device without microsphere resonator, single microsphere coupled resonator, and double microsphere coupled resonators. (a) Reflection spectrum of device without microsphere resonator; (b) reflection spectrum of single microsphere coupled resonator; (c) reflection spectrum of double microsphere coupled resonators

钛酸钡微球谐振腔用锥形光纤置入石英毛细管锥形结构并将其固定,将端面浸入乙醇以测量反射光谱。反射谱如图 5(b)所示。由于钛酸钡微球谐振腔折射率很高,光容易以倏逝波的形式从石英毛细管壁耦合进微球谐振腔,因此该过程除了激发出基模还会激发出高阶模式。由于自由光谱范围(FSR,其值用 f_{FSR} 表示)与模式阶次 m 无关,因此这些模式的 FSR 基本相同。在 1540 nm 附近测得一对基模的 $f_{FSR} = 5.83$ nm,其与 $f_{FSR} = \lambda^2 / (2\pi n_{eff} R)$ 计算得到的理论值 5.72 nm 相吻合,反射谱的消光比达到

10.21 dB。在置入第一个微球谐振腔并测量反射谱后,同样将第二个半径为 $34.75 \mu\text{m}$ 的钛酸钡微球谐振腔用锥形光纤置入毛细管中,并使其与第一个微球谐振腔耦合,再次将毛细管端面浸入乙醇,测得反射谱见图 5(c)。在 1540 nm 附近测得一对基模的 $f_{FSR} = 5.79$ nm,这与单球的 f_{FSR} 相一致。值得注意的是,与单球的反射谱相比,双微球的反射谱出现了明显的模式分裂现象,这是由于第二个微球谐振腔与第一个微球谐振腔发生了强耦合,两个微球谐振腔的 WGM 均耦合回毛细管。为了更好地对比第二个微球谐振腔置入毛细管前后模式的变化,在图 5 中将发生模式分裂的峰和谷用矩形标记,通过对比可以发现模式分裂现象是普遍存在的。以 1543 nm 附近用深色矩形标记的谷 A 为例,在 1542.19 nm 处的谐振谷红移到 1543 nm 附近,并分裂成 1543.08 nm 处和 1543.30 nm 处的两个谷。分裂后的两个谷之间存在强度差,这是因为实验选用的两个钛酸钡微球谐振腔存在直径上的差异,导致两个微球谐振腔的 WGM 强度存在差异,这反映到反射谱上就是两个分裂峰的强度不同。分裂前谐振谷的 Q 值为 8×10^3 ,分裂后右侧谐振谷的 Q 值达到了 2.4×10^4 ,Q 值提高到原来的 3 倍。

分别对单微球谐振腔和双微球谐振腔耦合的反射谱进行快速傅里叶变换(FFT),以进一步研究双微球谐振腔耦合导致的模式分裂。频域上回音壁模式的 f_{FSR} 的近似公式为^[29]

$$f_{FSR} = \frac{c}{2\pi n_{eff} R}, \quad (6)$$

式中: c 为真空中的光速; n_{eff} 为微球折射率; R 为微球的半径。将 f_{FSR} 转化为波数时,有

$$\Delta k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi \times f_{FSR}}{c} = \frac{1}{n_{eff} R}, \quad (7)$$

式中: Δk 为波数的周期。对于不同阶次的模式,它们的 f_{FSR} 是相同的,不同的只是谐振频率。由于

WGM 微球谐振腔的 Q 值很高,可以把同阶模式的所有谐振峰当作一个冲击响应序列,模式的不同只代表冲击响应序列位置的不同。对冲击响应进行 FFT 得到的还是冲击响应序列,其周期为 $T' = 2\pi/\Delta k$,则有

$$T' = 2\pi R n_{\text{eff}} = D \pi n_{\text{eff}}, \quad (8)$$

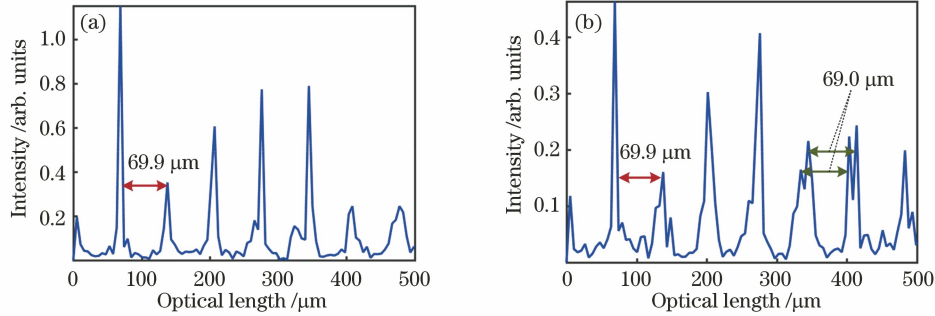


图 6 单微球谐振腔耦合器件和双微球谐振腔耦合器件反射谱 FFT。(a)单微球谐振腔耦合器件反射谱 FFT; (b)双微球谐振腔耦合器件反射谱 FFT

Fig. 6 FFT of reflection spectra of single microsphere coupled resonator and double microsphere coupled resonators. (a) FFT of reflection spectrum of single microsphere coupled resonator; (b) FFT of reflection spectrum of double microsphere coupled resonators

单微球谐振腔耦合器件反射谱的 FFT 如图 6 (a)所示,其中第一个峰为 SM125 的本征分量,右侧相邻峰之间的距离即为微球谐振腔的直径。由图 6 (a)可得,微球谐振腔直径为 $69.9 \mu\text{m}$,与实际的微球谐振腔直径 $70.2 \mu\text{m}$ 基本吻合,二者之间的差值是由于 WGM 的 Q 值还不够高,反射谱不是完美的冲击响应序列。双钛酸钡微球谐振腔耦合器件的反射谱 FFT 如图 6 (b)所示,与单微球谐振腔耦合的情况不同,双微球谐振腔耦合的反射谱经过 FFT 后也出现了和反射谱类似的模式分裂现象,在 $400 \mu\text{m}$ 左右的两个单峰在原有的基础上变为双峰,这 4 个峰两两之间的距离为 $69.0 \mu\text{m}$ 。双微球耦合 FFT 的模式分裂是由于双微球耦合的反射谱存在两个 WGM,两个微球谐振腔的直径存在差异使得两个

式中: D 为微球谐振腔直径。不同模式的 f_{FSR} 是相同的,因此它们经 FFT 后的峰的位置是相互重合的。将图 5 中的两个反射谱横坐标转换成波数后分别作 FFT,并对 FFT 的横坐标进行变换,再除以 πn_{eff} ,得到的两个峰之间的间距就是微球谐振腔直径,结果如图 6 所示。

WGM 的 FSR 不同,导致 FFT 后的峰的位置出现差异。 $400 \mu\text{m}$ 左右的峰与峰之间的间距变为 $69.0 \mu\text{m}$,是因为第二个微球谐振腔直径较小,使得 FSR 减小,导致峰间距的减小。

3.3 温度传感实验

在温度传感实验中,由于乙醇的易挥发性,实验中耦合器件的端面没有浸入乙醇,这会导致反射谱中周期性地出现 Fano 线型^[30],计算灵敏度时选择发生了模式分裂的洛伦兹线型的谐振峰作为传感峰,其 Q 值高于 Fano 线型谐振峰。将器件整体放入温控箱(爱斯佩克,ESL-04KA)内,以 $5 \text{ }^\circ\text{C}$ 的步进长度改变温度,进行温度传感实验。首先将温度从 $45 \text{ }^\circ\text{C}$ 升至 $85 \text{ }^\circ\text{C}$, 1560 nm 附近的谐振波长漂移见图 7(a),随着温度的升高(图 7 中箭头指向代表温

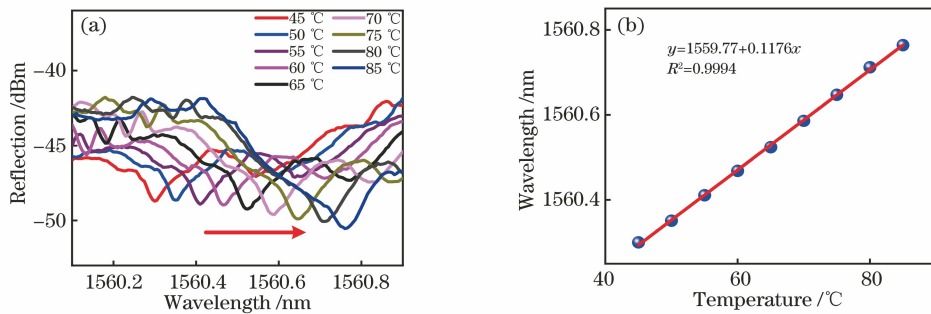


图 7 升温实验中器件的反射光谱和温度响应。(a)反射光谱;(b)温度响应

Fig. 7 Reflection spectra and temperature response in the temperature increasing experiments. (a) Reflection spectra; (b) temperature response

度升高), 谐振波长红移且线性度极好, 对谐振波长进行线性拟合, 线性拟合度为 99%。在升温实验中, 双微球耦合器件的温度灵敏度为 11.7 pm/°C。谐振波长的漂移是由微球谐振腔中光程的改变所导致的, 其热光效应和热膨胀效应决定了温度传感特性。

为表征温度传感实验的可重复性, 在温度升到

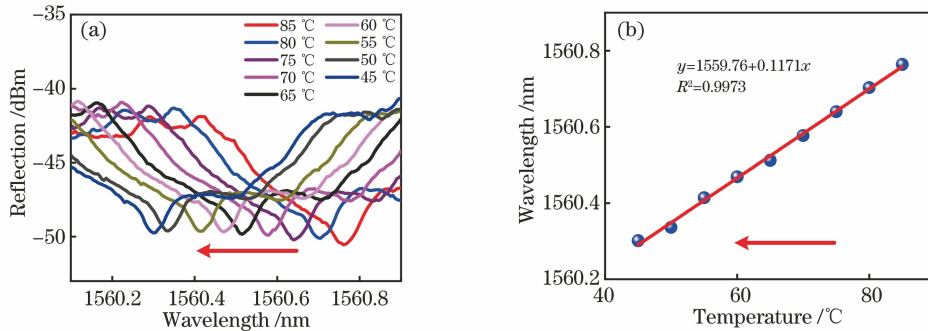


图 8 降温实验中器件的反射光谱和温度响应。(a) 反射光谱; (b) 温度响应

Fig. 8 Reflection spectra and temperature response in the temperature decreasing experiments.

(a) Reflection spectra; (b) temperature response

单一的灵敏度无法全面地反映器件的温度灵敏特性, 通常通过检测极限 (LOD, 可用 T_{LOD} 表示) 来进一步表征器件对温度的灵敏特性。检测极限与灵敏度 S 和波长漂移分辨率 $\Delta\lambda_{min}$ 有关, 其定义为 $T_{LOD} = \Delta\lambda_{min}/S$ 。波长漂移分辨率是与品质因子 Q 高度相关的物理量, 其表达式如下^[31]:

$$\Delta\lambda_{min} = F\lambda_s/Q, \quad (9)$$

式中: F 为光谱测试仪器决定的热噪声系数, 其取值范围为 $1/100 \sim 1/50$ ^[31], 这里取 $F=1/100$ ^[32]; λ_s 为对应传感峰的中心波长。将中心波长和 Q 值代入, 通过计算可得 $\Delta\lambda_{min}$ 为 0.4 pm。因此计算得到器件的检测极限为 0.03 °C。双微球耦合器件的高品质因子使得检测极限降为单微球耦合器件的 1/3, 该器件的低检测极限使得器件对微小的温度变化仍有较好的传感响应。

4 结 论

提出了一种新式的光纤耦合双微球谐振腔器件, 器件由单模光纤、石英毛细管和两个钛酸钡微球谐振腔构成。利用传输矩阵法对器件的传输光路进行建模, 仿真了器件 WGM 基模的反射谱型。分析了模式分裂对 Q 值的影响, 并且利用 FFT 对模式分裂产生的原理进行研究。双微球耦合产生的模式分裂现象使得器件的 Q 值从 8×10^3 提高到 2.4×10^4 , Q 值变为原来的 3 倍, 将该器件用于温度传感,

85 °C 后同样以 5 °C 的步长进行降温实验, 谐振波长的漂移情况见图 8(a), 随着温度的降低 (图 7 中箭头指向代表温度降低), 谐振波长蓝移, 同时波长漂移的线性拟合度和升温实验一样, 为 99%。降温实验中双微球耦合器件的温度灵敏度也为 11.7 pm/°C, 和升温实验一致, 这展现了器件在温度传感实验中良好的可重复性。

得到了 11.7 pm/°C 的灵敏度和低至 0.03 °C 的检测极限, 且温度传感实验的可重复性良好。器件具有 Q 值高、稳定性好、集成度高和无需腐蚀等优点, 在环境感知、工业生产和医疗监测等方面有着广阔的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Vahala K J. Optical microcavities[J]. Nature, 2003, 424(6950): 839-846.
- [2] Ke C Z, Xu C H, Huang Y T, et al. High-order whispering gallery modes in TiO₂-SiO₂ hybrid microsphere cavity prepared with Sol-Gel method[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(2): 0213002. 柯超珍, 许灿华, 黄衍堂, 等. 溶胶-凝胶法制备 TiO₂-SiO₂ 混合微球腔的激发高阶回音壁模式[J]. 中国激光, 2019, 46(2): 0213002.
- [3] Liu C J, Sang C L, Wu X S, et al. One-dimensional photonic crystal groove microring resonators and its sensing characteristics[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(24): 2413002. 刘春娟, 桑常林, 吴小所, 等. 一维光子晶体槽型微环谐振器及其传感特性[J]. 光学学报, 2020, 40(24): 2413002.
- [4] Li B B, Brawley G, Greenall H, et al. Ultrabroadband and sensitive cavity optomechanical magnetometry[J]. Photonics Research, 2020, 8(7): 1064-1071.
- [5] Hou F Y, Zhang X B, Wang Z J, et al. Magnetic

- fluid infiltrated microbottle resonator sensor with axial confined mode [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2020, 12(5): 1-9.
- [6] Wang Y P, Wang X H, Wang P. Identifying single cell types via whispering gallery mode optical microcavities [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(2): 0207028.
王亚平, 王秀翊, 王璞. 回音壁模式光学微腔识别细胞类型 [J]. *中国激光*, 2020, 47(2): 0207028.
- [7] Zhang C, Fu D Y, Xia C L, et al. Lasing emission of dye-doped cholesteric liquid crystal microdroplet wrapped by polyglycerol in hollow glass microsphere [J]. *Chinese Optics Letters*, 2020, 18(1): 011402.
- [8] Zhang S N, Li Y F, Hu P, et al. Unidirectional emission of GaN-based eccentric microring laser with low threshold [J]. *Optics Express*, 2020, 28(5): 6443-6451.
- [9] Zhu S, Liu Y, Shi L, et al. Tunable polarization beam splitter based on optofluidic ring resonator [J]. *Optics Express*, 2016, 24(15): 17511-17521.
- [10] Wu D N, Wu Y D, Wang Y, et al. Research on tunable filter based on micro-ring resonators [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(1): 0123002.
吴丹宁, 吴远大, 王玥, 等. 基于微环谐振腔的可调谐滤波器的研究 [J]. *光学学报*, 2016, 36(1): 0123002.
- [11] Rokhsari H, Kippenberg T J, Carmon T, et al. Theoretical and experimental study of radiation pressure-induced mechanical oscillations (parametric instability) in optical microcavities [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2006, 12(1): 96-107.
- [12] Li C R, Wu Y H, Dai S X, et al. Cavity quantum electrodynamic fluorescence enhancement effect of Nd^{3+} -doped chalcogenide glass microspheres [J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(2): 0223001.
李超然, 吴越豪, 戴世勋, 等. Nd^{3+} 掺杂硫系玻璃微球荧光腔量子电动力学增强效应 [J]. *光学学报*, 2014, 34(2): 0223001.
- [13] Liang W, Savchenkov A A, Matsko A B, et al. Generation of near-infrared frequency combs from a MgF_2 whispering gallery mode resonator [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(12): 2290-2292.
- [14] Wen Q, Qin J H, Zhou H, et al. Controllable excitation of whispering gallery mode micro-rod resonator [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(19): 1919001.
温钦, 秦晋辉, 周恒, 等. 回音壁模式光学微腔的激发模式控制 [J]. *光学学报*, 2020, 40(19): 1919001.
- [15] Xu Q F, Sandhu S, Povinelli M L, et al. Experimental realization of an on-chip all-optical analogue to electromagnetically induced transparency [C]//2006 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference, May 21-26, 2006, Long Beach, CA, USA. New York: IEEE Press, 2006: 1-2.
- [16] Hou T W. Investigation of whispering gallery modes splitting and microfluidic sensors [D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2018: 32-39.
侯天文. 回音壁模式分裂及微流体传感器的研究 [D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2018: 32-39.
- [17] Tomita M, Totsuka K, Hanamura R, et al. Tunable Fano interference effect in coupled-microsphere resonator-induced transparency [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2009, 26(4): 813-818.
- [18] Saffari M, Gholami A, Latifi H. Investigation of a serially coupled double microsphere resonator to expand resonance frequency spacing of microsphere resonators [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, 33(9): 1993-1999.
- [19] Grudinin I S, Lee H, Painter O, et al. Phonon laser action in a tunable two-level system [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(8): 083901.
- [20] Zhu J G, Ozdemir S K, Xiao Y F, et al. On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(1): 46-49.
- [21] François A, Rowland K J, Monro T M. Highly efficient excitation and detection of whispering gallery modes in a dye-doped microsphere using a microstructured optical fiber [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(14): 141111.
- [22] Kosma K, Zito G, Schuster K, et al. Whispering gallery mode microsphere resonator integrated inside a microstructured optical fiber [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(8): 1301-1303.
- [23] Wang R H, Fraser M, Li J C, et al. Integrated in-fiber coupler for microsphere whispering-gallery modes resonator excitation [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(3): 308-311.
- [24] Wang J W, Zhang X B, Yan M, et al. Embedded whispering-gallery mode microsphere resonator in a tapered hollow annular core fiber [J]. *Photonics Research*, 2018, 6(12): 1124-1129.
- [25] Naweed A, Farca G, Shopova S I, et al. Induced transparency and absorption in coupled whispering-gallery microresonators [J]. *Physical Review A*, 2005, 71(4): 043804.
- [26] Yang L, Zhang X B, Yang Y, et al. All-pass and add-drop microsphere resonator in a suspended dual-core hollow fiber [J]. *IEEE Photonics Technology*

- Letters, 2020, 32(10): 603-606.
- [27] Punjabi N, Satija J, Mukherji S. Evanescent wave absorption based fiber-optic sensor-cascading of bend and tapered geometry for enhanced sensitivity[M]// Mason A, Mukhopadhyay S C, Jayasundera K Q. Sensing technology: current status and future trends III. Smart sensors, measurement and instrumentation. Cham: Springer, 2015, 11: 25-45.
- [28] Peng B, Özdemir Ş K, Chen W J, et al. What is and what is not electromagnetically induced transparency in whispering-gallery microcavities [J]. Nature Communications, 2014, 5: 5082.
- [29] Schiller S, Byer R L. High-resolution spectroscopy of whispering gallery modes in large dielectric spheres [J]. Optics Letters, 1991, 16(15): 1138-1140.
- [30] Zhang X B, Yang Y, Shao H Y, et al. Fano resonances in cone-shaped inwall capillary based microsphere resonator[J]. Optics Express, 2017, 25 (2): 615-621.
- [31] Vollmer F, Yang L. Review label-free detection with high-Q microcavities: a review of biosensing mechanisms for integrated devices [J]. Nanophotonics, 2012, 1(3/4): 267-291.
- [32] Vollmer F, Arnold S. Whispering-gallery-mode biosensing: label-free detection down to single molecules[J]. Nature Methods, 2008, 5 (7): 591-596.