

回音壁模式光学微腔的激发模式控制

温钦, 秦晋辉, 周恒*, 邱昆

电子科技大学信息与通信工程学院, 四川 成都 621000

摘要 利用二氧化碳激光器在熔融石英棒上加工出具有超高品质因子的微棒腔, 并研究了微腔的曲率、耦合位置以及耦合位置处锥形光纤的半径对激发的模式数量、品质因子以及耦合效率的影响。通过优化加工和耦合过程中的参数, 在保证超高品质因子的同时激发出少量模式, 有效避免了模式重叠, 从而在不同波长下产生了具有频谱光滑包络的孤子光频梳。

关键词 非线性光学; 回音壁模式; 光学微腔; 孤子光频梳

中图分类号 O437.4

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1919001

Controllable Excitation of Whispering Gallery Mode Micro-Rod Resonator

Wen Qin, Qin Jinhui, Zhou Heng*, Qiu Kun

*School of Information and Communication Engineering, University of Electronic Science and Technology of China,
Chengdu, Sichuan 621000, China*

Abstract We fabricate a micro-rod cavity with an ultrahigh Q -factor on a fused silica rod via CO_2 laser, and investigate the effects of micro-rod curvature, coupling position, and radius of tapered fiber at coupling position on number of excited modes, Q -factor and coupling efficiency. Through optimizing the parameters in the fabrication and coupling process and exciting a few modes with ultrahigh quality factors, one can avoid mode crossing, thus generate a soliton frequency comb with a smooth envelope at different wavelengths.

Key words nonlinear optics; whispering gallery mode; optical resonator; soliton frequency comb

OCIS codes 190.4360; 140.3945

1 引 言

回音壁模式(WGM)光学微腔具有非常平滑的表面,因此只产生很小的损耗。光与物质在回音壁模式光学微腔中可以发生强烈的相互作用,包括谐波产生、四波混频和受激光学散射等,这使得回音壁模式光学微腔成为研究光学非线性效应的理想平台。

1987年具有高品质因子(Q 值)的微球腔首次制备成功,后续研究者利用不同的工艺和材料制备WGM微腔,以获得更高的 Q 值以及新的特性^[1]。WGM光学微腔已经被广泛应用于基础与应用研究,包括腔电动力学、非线性光学、光电器件以及光学传感等研究^[2-5]。其中,光学频率梳吸引了众多研究者的关注。研究者发现,在由参量驱动的克尔光

频梳中,自发形成了耗散克尔孤子(DKS),并获得了宽频段、相干且包络平滑的光谱^[6]。

然而,因为WGM微腔的多空间自由度以及加工的不对称性,WGM微腔通常具有数量众多的模式,模式之间的相互作用会影响光频梳的产生^[7]。解决该问题的办法之一就是控制微腔横截面的面积来减少模式数量。Grudin等^[8]在 MgF_2 微盘腔,Kordts等^[9]在SiN微环腔,Yang等^[10]在silica楔形腔中分别通过控制横截面面积来减少模式数量。不同微腔的加工工艺存在较大差别,关于微棒腔在模式控制方面的研究鲜有报道。本文针对这一问题,研究了影响WGM激发的因素,并在此基础上产生了频谱包络平滑的DKS,为实现超高 Q 值微腔少量模式的高效激发提供了参考。

收稿日期: 2020-05-08; **修回日期:** 2020-06-11; **录用日期:** 2020-06-28

基金项目: 国家自然科学基金(61705033)、国家重点研发计划(2019YFB2203103)

* **E-mail:** zhouheng@uestc.edu.cn

2 理论基础

2.1 光学回音壁模式

考虑一个均匀分布的线性各向同性介质的微腔,假设光场为时谐场,在球坐标下 Maxwell 方程组可简化为赫姆霍兹方程。对于微球腔,通过分离变量,可得腔内模场分布^[11]为

$$\psi = Z_l(nkr)Y_{lm}(\theta)\exp(-il\varphi), \quad (1)$$

式中: $Z_l(nkr)$ 为球贝塞尔函数; n 为径向模式数; l 为角向模式数; k 为真空中的波矢大小; r 为球坐标系下某点的径向坐标; $Y_{lm}(\theta)$ 为球谐函数; θ 为球坐标系下某点的极角; m 为方位角模式数; φ 为球坐标系下某点的方位角。用 (p, n, l, m) 四个量子数来表征 WGM 微腔的模式分布,其中 p 代表横电(TE)或者横磁(TM)偏振, n 为 $Z_l(nkr)$ 在球内的极大值点个数, l 描述了光场在赤道面的波节数, m 描述了光场在子午面上的极大值点个数。

与此类似,利用椭圆对微棒(micro-rod)光学微腔的横截面形状进行模拟。选取微棒腔材料的折射率为 1.453,使用多物理场仿真软件 COMSOL 计算绘制的直径为 3 mm、厚度为 0.18 mm 的微棒腔的横截面电场分布如图 1 所示。

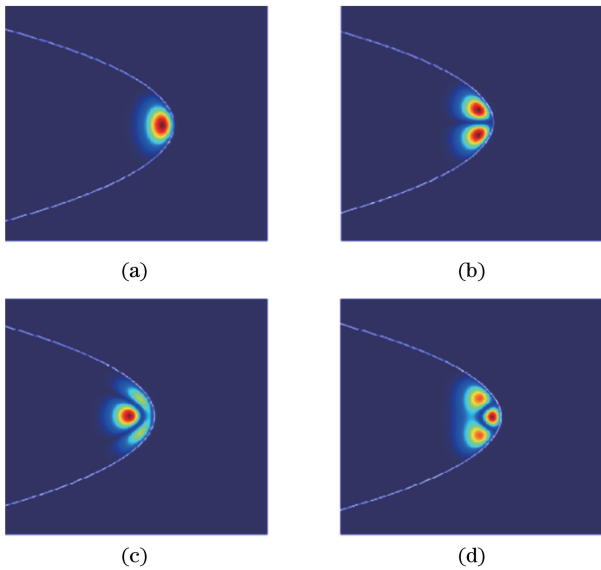


图 1 微棒腔的截面电场分布。(a) $n=1, m=l$; (b) $n=1, m=l-1$; (c) $n=2, m=l$; (d) $n=1, m=l-2$
Fig. 1 Cross-sectional field distributions of micro-rod cavity. (a) $n=1, m=l$; (b) $n=1, m=l-1$; (c) $n=2, m=l$; (d) $n=1, m=l-2$

对比图 1(a)和图 1(c)可以看到,径向模式数越多,模式分布越靠近圆心,且模式体积越大。由图 1(a)、图 1(b)和图 1(d)对比可以看到, $l -$

$|m| + 1$ 的值越大,模式分布越倾向两极,模式体积越大且分布越分散。

2.2 WGM 微腔的基本性质

WGM 微腔最重要的参数是 Q 值,其描述了微腔对光能量的存储能力,与腔内的损耗直接相关^[12],定义如下:

$$Q = \omega \frac{I}{P} = \omega\tau, \quad (2)$$

式中: ω 为谐振模式角频率; I 为光场能量; P 为能量损失速率; τ 为光子寿命。显然 Q 值越高,能量损耗速率越小,光子寿命越长,则光与物质相互作用越强。

由(2)式可知,微腔的 Q 值与损耗速率成反比。微腔本身的本征损耗 Q_{int} 主要由材料吸收损耗 Q_{mat} 、辐射损耗 Q_{rad} 以及散射损耗 Q_{ss} 组成,即

$$\frac{1}{Q_{\text{int}}} = \frac{1}{Q_{\text{mat}}} + \frac{1}{Q_{\text{rad}}} + \frac{1}{Q_{\text{ss}}}, \quad (3)$$

式中: Q_{mat} 由微腔介质材料的光损耗决定; Q_{rad} 与微腔表面由弯曲引起的辐射损耗有关; Q_{ss} 与微腔表面的污染物和不均匀性产生的散射损耗有关。

事实上,在实验中需要使用外部耦合器来激发回音壁模式,其产生的损耗为 Q_{ex} 。因此微腔波导系统总的 Q 值为

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{int}}} + \frac{1}{Q_{\text{ex}}}. \quad (4)$$

模式体积 V 是 WGM 微腔另一个重要的参数,定义为模式场能量密度在整个空间的积分除以能量密度的最大值,其直接影响光场强度。通常尺寸小的微腔其模式体积小,基模的模式体积通常小于高阶模,微腔作用区域内光与物质的相互作用也越强^[13]。

2.3 WGM 的激发

WGM 微腔通常采用近场耦合器件将光导入、导出,常见的耦合方式包括棱镜耦合、倾角光纤耦合以及锥形光纤耦合。最普遍采用的是锥形光纤耦合,其耦合效率可以达到 99%^[14]。

根据耦合模式理论,微腔与锥形光纤之间的耦合系数 η_{cf} 可表示^[15]为

$$\eta_{\text{cf}} = \frac{\omega \Delta\epsilon}{4} \iiint_{V_c} E_f E_c \exp(i\Delta\beta z) dV, \quad (5)$$

式中: $\Delta\epsilon$ 为微腔和空气之间的介电常数差值; E_f 和 E_c 分别为锥形光纤和微腔在轴向横截面内的归一化光场; $\Delta\beta$ 为锥形光纤与微腔的传播常数之差; z 为锥形光纤的轴向距离; V_c 为微腔的总体积。

由(5)式可以看出,为了实现高效激发,需要满

足两个条件,即锥形光纤与微腔倏逝场有足够大的重叠区域,且 WGM 微腔的传播常数与锥形光纤的传播常数相匹配。在耦合过程中,通过对耦合位置的精细调整,可以改变倏逝场的重叠度。微腔和锥形光纤的传播常数与其尺寸直接相关,因此其传播常数的匹配可以表征两者的尺寸匹配关系,微腔直径越小,所需要的锥形光纤的直径越小,故高阶模式的高效激发需要更细的锥形光纤。因此,选择合适直径的锥形光纤进行耦合才可以实现 WGM 的高效激发。

2.4 DKS 的产生

WGM 微腔中克尔光梳的产生依赖于自相位调制、交叉相位调制和四波混频等非线性效应及调制不稳定性^[16],调制不稳定性现象发生的条件之一就是光传播介质是反常色散的。因此,产生光频梳的条件是有足够高的功率以及反常色散光传播介质^[17],这也意味着微腔产生光频梳的模式要有足够高的 Q 值。

当泵浦激光进入微腔谐振峰的红失谐区后,微腔中光场自相位调制与群速度色散(GVD)效应及孤子损耗与泵浦激光的参量增益达到动态平衡时,WGM 微腔中出现 DKS^[18]。而 WGM 光学微腔具有超高 Q 值和较小的模场面积,有利于建立较强光场,进而使微腔温度升高。因此 DKS 的产生主要受限于热的影响,当泵浦激光波长处于谐振峰蓝失谐区时,热非线性效应维持微腔处于自热锁定状态;反之,当泵浦激光波长进入谐振峰红失谐区时,微腔中的自热锁定状态被打破,微腔表现出热不稳定状态^[19]。之前的工作主要是优化激光扫描的方案,包括“功率快速变化法”、单边带调制器快速调谐以及热片上调谐等^[20-22]。这些方法都需要较强的技巧,并且产生孤子的成功率无法保证。利用辅助激光加热的方法成功克服了红失谐区域的热不稳定性并产生了 DKS^[23],其基本原理如图 2 所示。首先,将辅助激光从谐振峰蓝失谐区调谐进入谐振峰并停留在蓝失谐区,此时腔内温度升高,谐振峰红移;然后,将泵浦光从谐振峰蓝失谐区调谐进入谐振峰,此时谐振峰继续红移,腔内泵浦光功率增大,辅助光相对蓝移,功率减小。在泵浦光和辅助光的共同作用下,腔内温度趋于稳定,达到热平衡;继续调谐泵浦光,泵浦光进入谐振峰红失谐区后,由于腔内功率的降低,谐振峰蓝移,功率进一步降低,因此泵浦光迅速偏离谐振峰。然而,因为辅助光的存在,谐振峰的蓝移使辅助光重新接近谐振峰,造成腔内功率的增大,微腔

达到热平衡,从而泵浦光在红失谐区内产生 DKS。

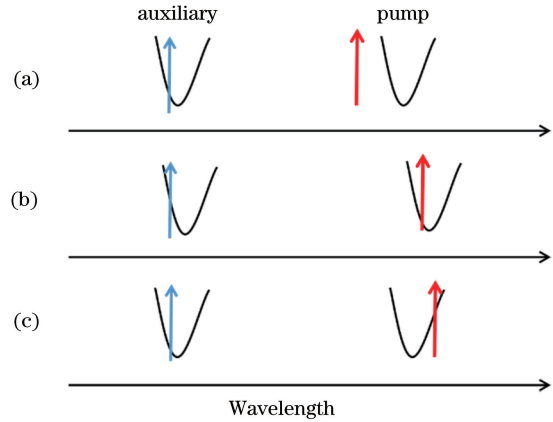


图 2 辅助激光加热方法示意图。(a)辅助光停留在蓝失谐区;(b)泵浦光进入蓝失谐区;(c)泵浦光稳定在红失谐区

Fig. 2 Schematic of auxiliary laser heating method. (a) Auxiliary laser staying at blue-detuned region; (b) pump laser entering blue-detuned region; (c) pump laser staying at red-detuned region steadily

本文所关注的另外一个问题是模式竞争问题。WGM 光学微腔有非常多的横模,不同波长的模式互相干扰,可能会阻碍孤子的产生^[24]。因此,通过优化加工和耦合过程中的参数来减少激发模式数量,以尽量减弱模式竞争。

3 仿真计算

使用 COMSOL 软件分别对微棒腔和锥形光纤横截面场强分布以及对应的有效模式折射率进行仿真,从而计算出光学微腔与锥形光纤的传播常数差 $\Delta\beta$,进而计算出耦合系数 η_{cf} 。为了简化计算,采用由单模光纤和微腔组成的单个 WGM 的耦合模型,并且忽略反向散射光,其示意图如图 3 所示。采用圆柱来简化锥形光纤,微腔与锥形光纤的距离为 G_{ap} , E_{in} 是入射光的电场,锥形光纤与微腔的耦合系数是 η ,耦合进入微腔的光电场是 E_c ,透过光电场是 E_{out} 。

在实验中,通过对透过谱进行分析计算获得微腔的激发效率。在计算得到 η_{cf} 的基础上,通过适当假设,即可计算出透过率^[25]:

$$T = \left| \frac{E_{out}}{E_{in}} \right|^2 = \left| \sqrt{1 - |\eta_{cf}|^2} - \frac{2\kappa_1(\kappa_0 + \kappa_1 + i\Delta\omega)}{(\kappa_0 + \kappa_1 + i\Delta\omega)^2} \right|^2, \quad (6)$$

式中:微腔衰减率 $\kappa_0 = \omega/2Q_0$,其中 Q_0 为微腔本征 Q 值,根据实验测得所用的微棒腔 Q_0 为 2×10^8 ;耦合率 $\kappa_1 = -\ln(\sqrt{1 - |\eta_{cf}|^2})/\tau$,其中光在微腔中的

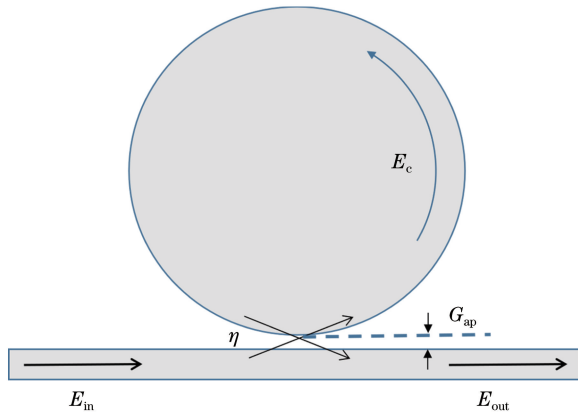


图 3 微棒腔与锥形光纤耦合系统示意图

Fig. 3 Schematic of micro-rod cavity coupled with tapered fiber

循环时间 $\tau = 2\pi n_c r_c / c$, n_c 为微腔的折射率, r_c 为微腔半径, c 为真空中的光速; $\Delta\omega$ 为泵浦光角频率与谐振模式角频率的差值。

实验采用半径为 $1500 \mu\text{m}$ 的熔融石英棒, 因此使用 COMSOL 软件仿真半径为 $1500 \mu\text{m}$ 的微棒腔。因为微棒腔的低阶模式分布在微腔顶端, 所以采用长轴长度为 $1500 \mu\text{m}$ 但短轴长度不同的椭圆来模拟顶端具有不同曲率的微棒腔。对于锥形光纤, 其光场在微腔外呈指数衰减, 微棒腔的倏逝场与锥形光纤的倏逝场仅在耦合点附近很小的范围内重叠, 因此在仿真中使用不同半径的光纤来替代不同半径位置处的锥形光纤。下面就微棒腔与锥形光纤的尺寸匹配以及微棒腔形态对耦合的影响进行仿真研究。

3.1 微棒腔与锥形光纤的尺寸匹配

因为较小的模式体积, 基模 ($n=1, l=m$) 通常是实验和应用中理想的模式。为了高效激发基模, 锥形光纤需要平行于微腔的赤道面, 同时需要选择合适半径的锥形光纤, 以实现微腔与锥形光纤的传播常数匹配。因为微腔和锥形光纤的传播常数都与各自的尺寸相关, 特定尺寸的微腔需要特定尺寸的锥形光纤来实现基模的高效激发, 这称为尺寸匹配。以长轴长度为 $1500 \mu\text{m}$ 、短轴长度为 $180 \mu\text{m}$ 的微棒腔为例, 使用半径为 $1 \sim 7 \mu\text{m}$ 的锥形光纤进行耦合, 两者之间保持接触。不同锥形光纤半径下锥形光纤的耦合系数以及谐振峰透过率如表 1 所示。

从表 1 可以看出, 随着耦合点处锥形光纤半径的增大, 耦合系数增大, 当锥形光纤半径约为 $5 \mu\text{m}$ 时耦合系数达到最大; 随着锥形光纤半径的进一步增大, 耦合系数减小。这是因为半径为 $1500 \mu\text{m}$ 的

表 1 耦合点处不同半径锥形光纤的耦合参数及谐振峰透过率

Table 1 Coupling parameters and resonance peak transmission ratios of tapered fibers with different radii at coupling point

Radius of tapered fiber /mm	Coupling coefficient / 10^{-4}	Resonance peak transmission ratio /%
1	4.5	99.71
2	33.0	85.47
3	84.0	35.35
4	136.0	4.00
5	147.0	1.55
6	109.0	16.03
7	91.0	29.20

微棒腔与半径约为 $5 \mu\text{m}$ 的锥形光纤的传播常数匹配达到最佳。当锥形光纤半径约为 $5 \mu\text{m}$ 时, 谐振峰透过率达到最低, 当泵浦光频率与谐振频率的差 $\Delta\omega=0$ 时, 谐振峰透过率约为 1.55% 。此时绝大部分光都耦合进入微腔, 腔内功率较高。

3.2 微棒腔形态的影响

在微腔加工过程, 使用不同功率的激光进行加工, 微腔顶端将会呈现不同的曲率。不同的曲率会影响 WGM 的分布以及有效模式折射率, 从而影响耦合系数。径向模式数越多, 模式体积就越大, 且模式分布越靠近圆心, 从而模式难以被高效激发。因此主要研究径向模式数 $n=1$ 时不同方位角模式的激发。在理想的 WGM 微腔中, 当角向模式数相同时, 方位角模式是简并的, 谐振频率也是相同的。但是实际的微腔形态是不完美的, 因此这些方位角模式会退简并, 其谐振频率会出现一定间隔^[26]。

在径向模式数 $n=1$, 锥形光纤半径为 $5 \mu\text{m}$ 的条件下, 对横截面长轴与短轴比为 $10:1$ 和 $15:1$ 的微棒腔进行仿真计算, 对比不同方位角模式下的耦合系数及对应的谐振峰透过率。

由表 2 可以看出, 对于曲率较小的微腔, 其奇数阶方位角模式都能被高效激发, 而偶数阶方位角模式均难以被高效激发。这是因为偶数阶方位角模式分布离微腔顶端较远, 微腔倏逝场与锥形光纤倏逝场的重合度减小。对于曲率较大的微腔, 其有效模式折射率较小, 相位失配速度较快, 且模式分布受到腔壁的约束向圆心方向移动, 造成倏逝场重合度减小。此时除基模外的其他模式均难以得到高效激发。

表 2 不同曲率微腔的耦合参数及谐振峰透过率

Table 2 Coupling parameters and resonance peak transmission ratios of micro-rod cavities with different curvatures

$l- m +1$	Small curvature		Large curvature	
	Coupling coefficient / 10^{-4}	Resonance peak transmission ratio / %	Coupling coefficient / 10^{-4}	Resonance peak transmission ratio / %
1	151	5.93	94.000	4.92
2	35	70.20	24.000	84.69
3	158	8.20	21.000	88.06
4	42	60.00	2.000	99.88
5	119	0.01	0.280	100.00
6	48	51.20	0.067	100.00
7	112	0.25	0.045	100.00

4 实验与讨论

采用 CO₂ 激光器在熔融石英棒上进行微腔的加工,加工设备示意图如图 4(a)所示。使用的 firestar vi30 激光器的最大功率可达 30 W,激光经过扩束镜和聚焦镜后在高速旋转的熔融石英棒上聚焦成半径约为 40 μm 的光斑。首先用高功率激光对待加工位置进行清洁,然后在相距 100~200 μm 的两个位置处使用 8 W 激光进行熔刻,在两次熔刻

的中间位置处形成了微腔,最后用合适的功率对微腔表面进行退火处理以提高光滑度。所加工的微棒腔如图 4(b)所示,微腔直径约为 3 mm,宽度为 200 μm,对应的自由频谱范围(FSR)约为 22 GHz。使用图 4(c)所示的微腔-锥形光纤耦合系统进行微腔特性的测量。使用波长可调谐激光器(Santec 550)进行快速扫频,并用示波器监测和记录功率透过谱(扫频激光透过 WGM 微腔后的光功率谱线),即可对激发的模式及模式的 Q 值进行快速分析。

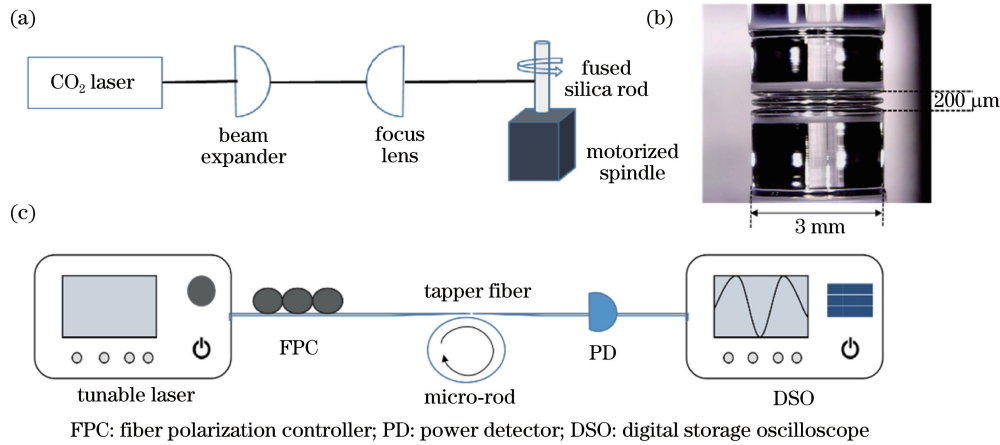


图 4 微腔的加工。(a)微腔加工设备示意图;(b)微棒腔照片;(c)耦合与测试设备示意图

Fig. 4 Fabrication of micro-rod cavity. (a) Schematic of experimental setup for fabricating micro-rod cavity; (b) photo of micro-rod cavity; (c) schematic of experimental setup for coupling and measurement

通过半峰全宽法实现 Q 值的测量。根据示波器记录的功率透过谱,计算出谐振波长处相应的半峰全宽,进而求得 Q 值。由于 WGM 微腔容易受到热非线性效应的影响,因此谐振频率发生漂移。为了减小误差,Q 值的测量需在低功率泵浦光的条件下进行。这种方法操作简便,易于实现。

为了使 WGM 微腔中光与物质的相互作用最强,应该减小模式体积或者选择模式体积较小的模式以尽可能提高 Q 值。通过耦合位置的调整以

及锥形光纤尺寸与微腔尺寸的调整,使激发模式具有高耦合效率。同时,通过优化加工和耦合过程中的参数来减少激发的模式数量,以产生频谱包络光滑的 DKS。因此,本文分别从微腔加工和耦合策略两个方面进行研究和优化,以实现 WGM 微棒腔的超高 Q 值($>1 \times 10^8$)少量模式的高效激发。

4.1 加工策略

在微腔加工过程中,首先通过优化退火工艺尽

可能提高微腔表面的平整度和清洁度,以减小散射损耗,提高 Q 值;通过改变激光器熔刻功率强度来控制微腔的厚度,不同激光器功率下的功率透过谱如图 5 所示。可以看到,随着 CO_2 激光器熔刻功率的增大,微腔厚度减小,激发的模式数量也显著减少。这是因为微腔厚度的减少使模场分布面积减

小,激发的方位角模式数量减少。与此同时,微腔顶端更小的曲率半径使得辐射损耗增大,从而 Q 值降低。如图 5(e)所示,当仅有基模激发时,基模的耦合效率降低,且 Q 值仅为 1.3×10^7 ,不能实现超高 Q 值。因此继续讨论通过耦合策略的调整以实现超高 Q 值少量模式的激发。

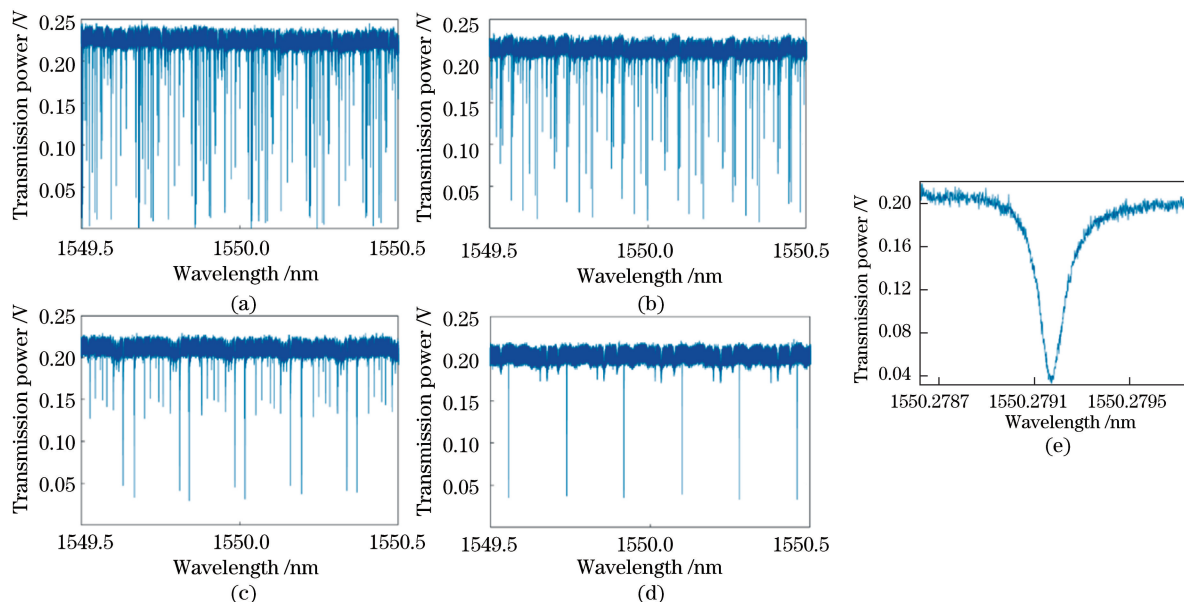


图 5 不同激光器功率下的功率透过谱。(a)10.8 W; (b)11.2 W; (c)11.4 W; (d)11.6 W; (e)谐振峰功率透过谱
Fig. 5 Power transmission spectra under different laser powers. (a) 10.8 W; (b)11.2 W; (c)11.4 W; (d) 11.6 W; (e) resonance peak power transmission spectrum

4.2 耦合策略

要实现 WGM 的高效激发,首先需要满足锥形光纤传播常数与微腔传播常数的匹配。在拉锥光纤的锥区,单模光纤平滑过渡到直径为 $1 \sim 2 \mu\text{m}$ 的锥腰,通过控制耦合位置处的锥形光纤直径来找到最佳匹配关系。通过轴向移动锥形光纤,使耦合位置处的光纤直径由大到小变化,激发的模式数量先增多后减少,所激发模式的耦合效率先增大后减小。这是因为在光纤直径的变化过程中,锥形光纤传播常数与微腔传播常数经历了不匹配-匹配-不匹配的变化过程。在目标模式耦合效率较高的位置,几乎所有光都耦合进入了微腔,此时可实现 WGM 的高效激发。

为了实现 WGM 的高效激发,同时需要让锥形光纤的倏逝场与微腔的光场有足够大的重叠度。通过调整微腔和锥形光纤的相对位置,使光纤与微腔赤道面平行,这样有利于基模的最大激发。更值得注意的是微腔与锥形光纤的距离,功率透过谱随距离的变化如图 6 所示。在锥形光纤与微腔的相对距离由小变大的过程中,锥形光纤倏逝场对微腔光场

的影响减小,耦合损耗随之减小,因此 Q 值增大。同时由于倏逝场重合度减小,高阶模式不再被激发出来,激发的模式数量减少。对于已经激发出的模式,倏逝场重合度的减小使得耦合效率逐渐减小。如图 6(e)所示,通过耦合距离的调节,可以实现单个模式激发,且激发的基模具有高达 1.2×10^8 的 Q 值。

4.3 孤子的产生

在实现 WGM 微棒腔超高 Q 值少量模式的高效激发后,利用辅助激光加热法进行孤子的生成实验,孤子生成的实验方案如图 7(a)所示。选择稳定性极高的 NKT Basik E15 激光器,其具有小于 100 Hz 的线宽以及小于 3 MHz 的频率稳定性。仅使用一个激光器产生 DKS,即将激光分成两路,分别作为泵浦光和辅助光。如图 7(b)所示,锥形光纤与微棒腔耦合,辅助光和泵浦光从不同方向进入微腔。通过使用两个声光调制器(AOM)分别对两路激光进行频率调制,可以实现辅助光频率和泵浦光频率的精确调谐。两个 AOM 具有相同的 200 MHz 的中心频率,一路激光功率被掺铒光纤放大器(EDFA)放大到约为 23 dBm,具有固定 200 MHz 移频的辅

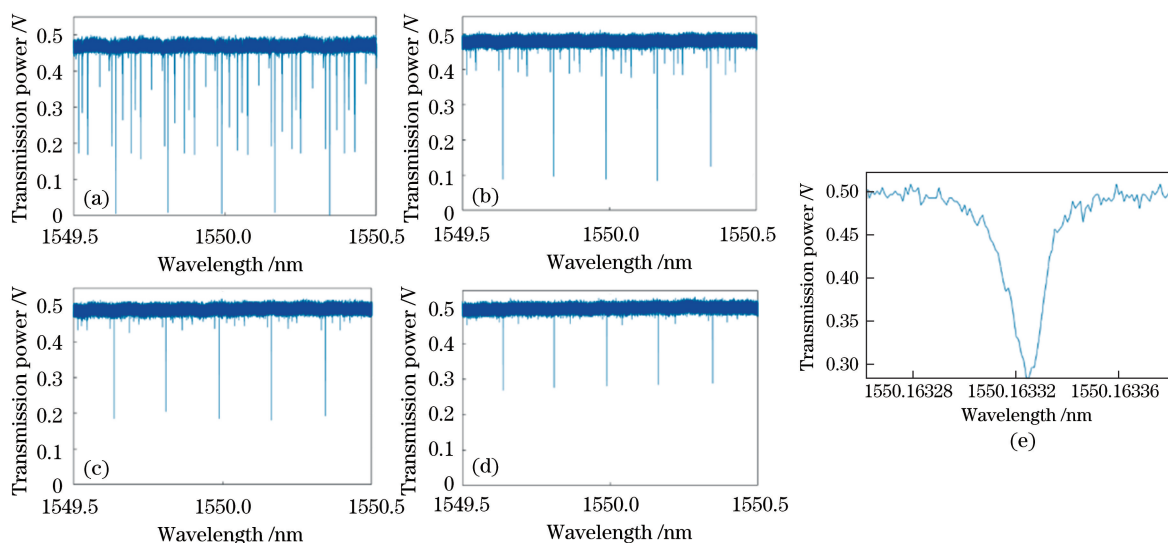
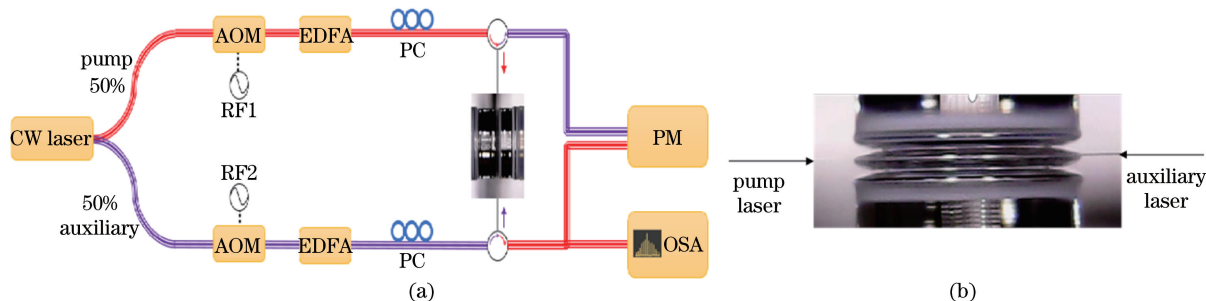


图 6 功率透过谱随耦合距离的变化。(a) 0; (b) 90 nm; (c) 180 nm; (d) 240 nm; (e) 谐振峰功率透过谱
Fig. 6 Power transmission spectra under different coupling distances. (a) 0; (b) 90 nm; (c) 180 nm; (d) 240 nm; (e) resonance peak power transmission spectrum

助光先进入蓝失谐区域;另一路激光功率通过 EDFA 被放大到 20 dBm,泵浦光进入谐振峰。该方案通过精确的调谐可生成单孤子,优点在于降低超高 Q 值微腔对激光器稳定性的要求,并且只使用一

个激光器,减少了成本。使用单个激光器的好处还在于能够提升 DKS 的稳定性,这是因为当泵浦光波动时,辅助光也会发生相应的频移,系统能够自发产生热稳定的效果。



AOM: acoustic optical modulator; RF: radio frequency; PC: polarization controller; PM: power measuring instrument; OSA: optical spectrum analyzer

图 7 孤子的生成。(a) 实验设备示意图;(b) 泵浦光和辅助光反向耦合进入微腔

Fig. 7 Generation of soliton. (a) Schematic of experimental setup; (b) pump laser coupling with auxiliary laser in opposite direction and entering micro-rod cavity

在不同波长处测试孤子光频梳的产生,如图 8 所示,发现不同波长处均可产生孤子。可以看出,在利用微腔加工和耦合策略对激发模式进行优化前,产生的单孤子光频梳光谱有明显的缺陷;优化后产生的单孤子光频梳光谱具有平滑包络,这说明模式竞争减弱了。

5 结 论

加工了具有超高 Q 值的微腔,并从微腔加工和耦合策略两个方面进行优化,实现了超高 Q 值少量模式的高效激发。实际上,在加工过程中,通过增大

激光熔刻功率可降低微腔厚度,该方式虽然可以减少激发模式的数量,但同时也降低了 Q 值。因此需要根据实际需求,平衡激发模式数量和 Q 值的需求。在耦合策略的调整过程中,选择合适直径的锥形光纤进行耦合是非常重要的,也是模式得到高效激发的前提;同时,通过适当增加锥形光纤与微腔的距离,可以同时提升 Q 值并减少激发模式的数量,但是会使耦合效率降低。因此,根据 Q 值和激发模式数量的需求,需要调整微腔的加工厚度以及锥形光纤与微腔的距离。在实现超高 Q 值少量模式的激发后,在不同波长处进行了实验,发现均可产生频

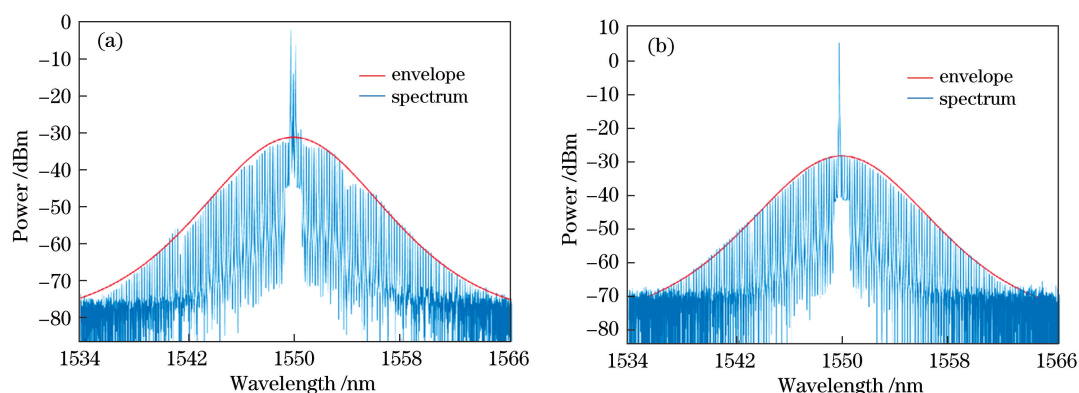


图 8 单孤子光频梳光谱。(a) 优化前；(b) 优化后

Fig. 8 Single soliton frequency comb spectra. (a) Before optimization; (b) after optimization

谱包络平滑的孤子光频梳,由此证明模式竞争得以减弱。这对孤子光频梳的生成和应用具有重要的意义。

参 考 文 献

- [1] Braginskii V B, Chenko V S. Properties of optical dielectric microresonators [EB/OL]. (1987-04-15) [2020-01-13]. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987SPhD.32.306B/abstract>.
- [2] Yamamoto Y, Slusher R. Optical processes in microcavities[J]. *Physics Today*, 1993, 46(6): 66-73.
- [3] Chang R K, Campillo A J. Optical processes in microcavities[M]. Singapore: World Scientific, 1996.
- [4] Vahala K J. Optical microcavities[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 839-846.
- [5] Vahala K J. Optical microcavities [C] // European Quantum Electronics Conference, June 12-17, 2005, Munich, German. New York: IEEE, 2005: 8789363.
- [6] Kippenberg T J, Gaeta A L, Lipson M, et al. Dissipative Kerr solitons in optical microresonators [J]. *Science*, 2018, 361(6402): 8083.
- [7] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. Temporal solitons in optical microresonators [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 145-152.
- [8] Grudinin I S, Huet V, Yu N, et al. High-contrast Kerr frequency combs[J]. *Optica*, 2017, 4(4): 434-437.
- [9] Kordts A, Pfeiffer M H P, Guo H R, et al. Higher order mode suppression in high-Q anomalous dispersion SiN microresonators for temporal dissipative Kerr soliton formation[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(3): 452-455.
- [10] Yang K Y, Beha K, Cole D C, et al. Broadband dispersion-engineered microresonator on a chip [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(5): 316-320.
- [11] Born M, Wolf E. Principles of optics[M]. Yang J S, Transl. Beijing: Science Press, 1978. 玻恩, 沃尔夫. 光学原理[M]. 杨葭孙, 译. 北京: 科学出版社, 1978.
- [12] Braginsky V B, Gorodetsky M L, Ilchenko V S. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes[J]. *Physics Letters A*, 1989, 137(7/8): 393-397.
- [13] Armani D K, Kippenberg T J, Spillane S M, et al. Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip[J]. *Nature*, 2003, 421(6926): 925-928.
- [14] Cai M, Painter O, Vahala K J. Observation of critical coupling in a fiber taper to a silica-microsphere whispering-gallery mode system[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(1): 74-77.
- [15] Yariv A. Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides[J]. *Electronics Letters*, 2000, 36(4): 321-322.
- [16] Herr T, Hartinger K, Riemensberger J, et al. Universal formation dynamics and noise of Kerr-frequency combs in microresonators [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 480-487.
- [17] Zakharov V E, Ostrovsky L A. Modulation instability: the beginning [J]. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 2009, 238(5): 540-548.
- [18] Akhmediev N, Ankiewicz A. Dissipative solitons [M]. Heidelberg: Springer, 2005.
- [19] Carmon T, Yang L, Vahala K J. Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities [J]. *Optics Express*, 2004, 12(20): 4742-4750.
- [20] Brasch V, Geiselmann M, Pfeiffer M H P, et al. Bringing short-lived dissipative Kerr soliton states in microresonators into a steady state[J]. *Optics Express*, 2016, 24(25): 29312-29320.
- [21] Stone J R, Briles T C, Drake T E, et al. Thermal and nonlinear dissipative-soliton dynamics in Kerr-

- microresonator frequency combs[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(6): 063902.
- [22] Joshi C, Jang J K, Luke K, et al. Thermally controlled comb generation and soliton modelocking in microresonators [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(11): 2565-2568.
- [23] Zhou H, Geng Y, Cui W W, et al. Soliton bursts and deterministic dissipative Kerr soliton generation in auxiliary-assisted microcavities[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8(1): 50.
- [24] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. Mode spectrum and temporal soliton formation in optical microresonators[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(12): 123901.
- [25] Zou C L, Yang Y, Dong C H, et al. Taper-microsphere coupling with numerical calculation of coupled-mode theory [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2008, 25(11): 1895-1898.
- [26] Kippenberg T J A. Nonlinear optics in ultra-high-Q whispering-gallery optical microcavities [J]. Thesis, 2004, 2004: 185.