

回音壁模式光纤激光器的阈值特性研究 *

张远宪 普小云[†] 祝 昆 韩德昱 江 楠

(云南大学物理系 , 昆明 650091)

(2008 年 7 月 31 日收到 2008 年 8 月 15 日收到修改稿)

研究了一种新型光纤激光器——消逝波激励的回音壁模式光纤激光器的阈值特性。将不同直径的石英光纤分别浸入低折射率的罗丹明 6G 乙醇和乙二醇混合溶液中,采用沿光纤轴向光抽运消逝波激励染料增益的方式,发现回音壁模式光纤激光辐射的阈值能量和混合溶液的折射率存在不同的依赖关系。随折射率的增加,对小直径光纤,阈值能量随之增加;对大直径光纤,阈值能量单调缓慢递减;对直径适中的光纤,阈值能量先减后增,存在一个和最小阈值能量对应的最佳折射率。用消逝波激励的回音壁模式激光理论,导出了回音壁模式光纤激光的阈值能量公式。理论计算曲线和不同直径的光纤阈值能量实验数据完全符合。

关键词 : 光纤激光器 , 回音壁模式 , 激光阈值 , 消逝波

PACC : 4255N, 4255M, 4260D

1. 引 言

消逝波增益耦合的微腔激光器研究受到光学微腔研究人员的高度重视^[1-8]。这种微腔激光器通常采用侧向光抽运方式,腔外染料介质的增益通过微腔回音壁模式(whispering gallery mode, WGM)的消逝场耦合进入腔内,并在 WGM 的支持下形成激光振荡。采用侧向光抽运方式,抽运光须经过外层染料吸收后才能激发处于微腔 WGM 消逝场内的染料分子,消逝场外的染料分子徒然损耗了抽运光能量,增加了产生 WGM 激光的抽运阈值。为提高抽运效率,我们把侧向光抽运改造为沿毛细管管壁^[6]或光纤纤轴^[7,8]的消逝波光抽运,由此,将 WGM 激光的抽运阈值能量从侧向光抽运的 200 μJ 降低到了轴向光抽运的 10 μJ 左右。采用沿轴向光抽运的消逝波激励增益方式,抽运光在光纤界面外的消逝场激励染料分子产生增益,处于圆柱形微腔(光纤)WGM 消逝场内的激光增益能有效率地耦合到腔内,并在 WGM 的支持下形成激光振荡。在激光增益处于微腔 WGM 消逝场的空间分布范围内时,作为光纤“增益包层”的折射率既影响着抽运光的消逝场隧穿到增益包层内的深度,从而影响着激光器的增益;又影响着微腔 WGM 的品质因数,由品质因数确定了微腔的损

耗。可见,光纤“增益包层”的折射率是决定激光抽运阈值的重要因素。本文报道了两个方面的研究工作:1) 将不同直径的石英光纤分别浸入罗丹明 6 G 乙醇和乙二醇混合溶液中,发现 WGM 光纤激光辐射的阈值能量和混合溶液的折射率存在不同的依赖关系;2) 应用消逝波激励 WGM 的激光理论,在分析增益和损耗的基础上,推导出了 WGM 光纤激光器的阈值能量公式,代入实验参数后的理论计算曲线和光纤阈值能量的实验数据做了对比分析,二者完全符合。

2. 实验安排

图 1 所示为实验装置图。用倍频 YAG 激光器(北京镭宝公司生产,脉宽为 7 ns)波长为 532 nm 的激光脉冲作为抽运光。抽运光依次经过偏振片 P_1 和 P_2 ,用 P_2 确定抽运光的偏振方向,旋转 P_1 获得需要的抽运能量。在光路中放置分束片 BS,以便由激光能量计 PM(MELLES GRIOT,13PEM001)测出即时抽运能量。透镜 L_1 和 L_2 构成光学缩束系统,缩束后的光斑直径约为 1.5 mm。抽运光经焦距等于 75 mm 的透镜 L_3 会聚后,以 $\theta_i = 1.2^\circ$ 的圆锥角沿轴线进入单一折射率的石英光纤 F_1 , F_1 插入内径等

* 国家自然科学基金(批准号 50877037, 10564005)和云南省应用基础研究基金(批准号 2006A0001M)资助的课题。

† 通信联系人 E-mail: xyypu@163.com

于2 mm的玻璃套管D内,在 F_1 和D的空隙处注入罗丹明6G乙醇和乙二醇混合溶液。按 F_1 和混合溶液的折射率分别取1.458和1.432计算,抽运光进入光纤端面的圆锥角 θ_i 只需小于 $\theta_{ic} = 31.8^\circ$,光波在D区域仍然以全反射方式在光纤中传播。抽运光在混合溶液中的消逝场 E_p 激励染料产生增益,圆柱形微腔WGM消逝场 E_{WGM} 中的光子在染料增益中

产生受激辐射,并将受激辐射光耦合进入微腔,在WGM的支持下形成激光振荡。WGM激光的光能 L_{WGM} 从光纤表面沿XY平面辐射出来,由导光光纤 F_2 送至光谱采集系统(ICCD:PI-MAX; Spectrometer:Spectrapro 500i)的进光狭缝口。偏振片 P_3 置放在YZ面,转动 P_3 判断WGM激光辐射的偏振状态。

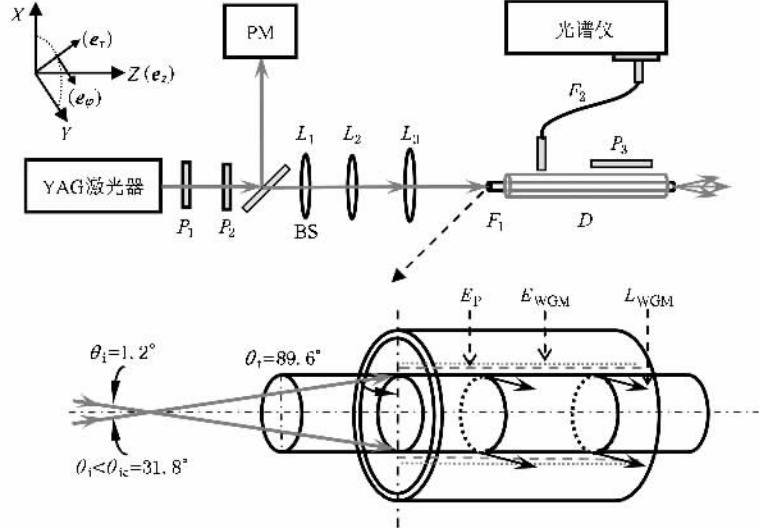


图1 实验系统设置(P_1 、 P_2 和 P_3 为偏振片;BS为分束片;PM为激光能量计; L_1 、 L_2 和 L_3 为透镜; F_1 为石英光纤; D 为玻璃套管; F_2 为导光光纤; E_p 为抽运光的消逝场; E_{WGM} 为WGM的消逝场; L_{WGM} 为WGM激光辐射)

3. 实验结果

3.1. WGM激光的抽运阈值及光谱模式标定

在图1所示的玻璃套管D内注入浓度为 $4 \times 10^{-3} \text{ mol/L}$ 的罗丹明6G乙醇和乙二醇混合溶液,混合溶液的折射率为1.418。采用沿石英光纤(直径为 $197 \mu\text{m}$) F_1 轴向光抽运方式,抽运能量较低时,只能在光纤外的染料区观察到暗黄色的荧光辐射。当抽运能量增加到一定的数值后,沿石英光纤的边缘出现耀眼的橙黄光。用肉眼沿垂直于纤轴方向(X-Y平面)观察,此橙黄光的强度最大;偏离纤轴的垂向后,强度急剧减弱,沿纤轴方向不能观察到橙黄光。可见此耀眼橙黄光的辐射具有圆柱形微腔WGM激光辐射的方向性特征。图2的插图是光辐射强度和抽运能量的关系曲线,由插图可见,当抽运能量超过 $12.8 \mu\text{J}$ 时,激光辐射强度急剧增加。 $12.8 \mu\text{J}$ 的抽运能量就是此WGM激光器的阈值能量,对应肉眼刚

刚观察到“耀眼橙黄光”时的抽运能量值。此外,用检偏器 P_3 检查WGM激光辐射的偏振性,发现激光辐射的光电场矢量方向垂直于光纤轴向,属于典型的横电波(TE波)激光辐射。

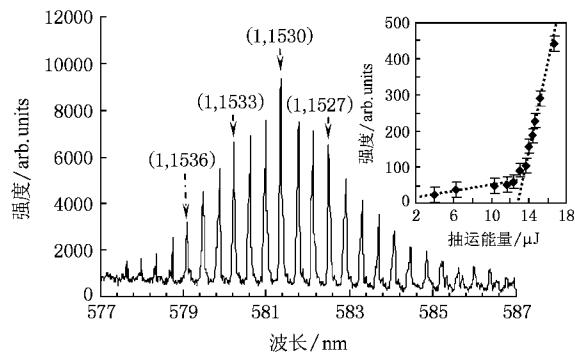


图2 消逝波激励的激光光谱图(插图是光辐射强度和抽运能量的关系曲线,括号中的数字表示标定后的谱线模式)

用 2400 g/mm 的光栅采集到WGM激光光谱图如图2所示。激光谱线分别对应WGM中径向模式(radial mode order)数相同的一系列角模式(angular

mode number)数^[9-11]. 用圆柱形微腔中 TE 波 WGM 的共振位置满足的解析近似公式^[11], 对图 2 所示的每一条激光谱线作了模式标定. 此解析近似公式如下:

$$\frac{2\pi a n_1}{\lambda_n^l} = n + 2^{-1/3} a_l n^{1/3} - \frac{n_2^2}{n_1(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} + \frac{3}{10} 2^{-2/3} a_l^2 n^{-1/3} + O^{-2/3}. \quad (1)$$

式中 λ_n^l 表示径向模式数和角模式数分别是 l 和 n 的真空中的波长; a_l 为爱里函数的根, 爱里函数头两个根的数值分别为 $a_1 = 2.338107$, $a_2 = 4.087949$. 取柱腔直径 $2a = 197 \mu\text{m}$ 、柱腔折射率 $n_1 = 1.458$ 、包层溶液折射率 $n_2 = 1.418$, 以图 2 中的实验激光光谱波长为数据, 用(1)式对 l 和 n 两个模式数作拟合分析, 得到图 2 中各条激光波长的准确 WGM 模式数, 拟合波长和实验波长之间的差值小于 0.03 nm . 图 2 中括号内的两个数字分别表示 l 和 n 的数值, 并记为 (l, n) . 标定结果说明, 图 2 中的激光谱线属于径向模式数 $l=1$ 的一系列角模式数 n 不相同的 WGM 激光光谱. 激光谱线对应的微腔模式的精确标定, 对本文 4.2 和 4.3 部分 WGM 的品质因数(Q_{leak} 值)计算极其重要.

3.2. 激光阈值随混合溶液折射率的变化

用折射率为 1.362 和 1.432 的无水乙醇和乙二醇分别配制了浓度均为 $8 \times 10^{-3} (\text{M/L})$ 的罗丹明 6 G 染料母液, 两种母液按一定比例混合后, 得到折射率在 1.362 至 1.432 之间的一系列混合溶液. 采用轴向光抽运消逝波激励增益方式, 得到了光纤直径分别为 93, 197 和 296 μm 的 WGM 激光阈值能量随混合溶液折射率变化的实验曲线, 如图 3 所示.

图 3 的实验数据表明: WGM 光纤激光辐射的阈值能量和混合溶液的折射率存在不同形式的依赖关系. 即当混合溶液的折射率在 1.362 至 1.432 范围内变化时, 1) 对小直径光纤($2a = 93 \mu\text{m}$), 阈值能量随混合溶液折射率的增加而增加, 当混合溶液的折射率超过 1.41 时, 很难产生 WGM 激光振荡; 2) 对大直径光纤($2a = 296 \mu\text{m}$), 阈值能量随混合溶液折射率的增加而缓慢地单调递减; 3) 对直径适中的光纤($2a = 197 \mu\text{m}$), 随混合溶液折射率的增加, 阈值能量先减后增, 存在一个和最小阈值能量对应的最佳折射率. 下面用消逝波激励的 WGM 激光辐射理论解释如上实验现象.

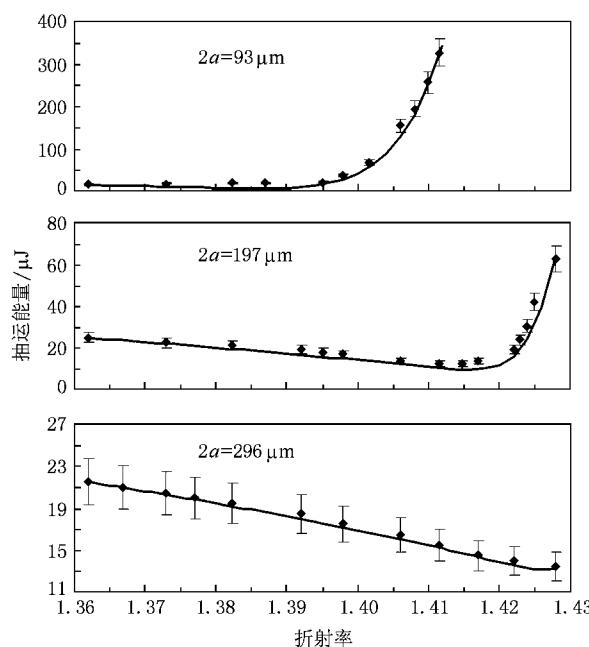


图 3 直径为 93, 197 和 296 μm 的光纤 WGM 激光阈值能量随增益包层折射率变化的曲线图(实线表示理论计算曲线, 散点为实验数据)

4. 消逝波激励的 WGM 激光辐射理论

4.1. 增 益

在图 1 所示的消逝波轴向光抽运条件下, 激光增益由抽运光在光纤界面外的消逝场 $E_p(r)$ 激励染料分子而产生, $E_p(r) = E_{p0} \exp[-k\beta_1(r-a)]$ ^[12]. 其中, $k = 2\pi n_2/\lambda_p$ 是抽运光在混合溶液中的波矢, λ_p 是抽运光的波长; $\beta_1 = [n_1^2 \sin^2 \theta_1 / n_2^2 - 1]^{1/2}$ 是衰减因子, θ_1 是抽运光在光纤界面上的入射角. 设 N_0 为染料分子的浓度, $I(r) = E_p(r)E_p^*(r)$ 为抽运光的消逝场强度沿光纤径向的分布, WGM 激光小信号增益的空间分布 $g(r)$ 正比于 N_0 和 $I(r)$ 的乘积. 为和实验结果相比较, 设脉冲激光的抽运能量是 ϵ_{p0} , $g(r)$ 可以表示为

$$g(r) = C \epsilon_{p0} \exp[-2k\beta_1(r-a)] (r \geq a) \quad (2)$$

式中, C 是由 N_0 、抽运光的耦合效率及染料分子的荧光量子效率等因数确定的常数. 在消逝场激励增益条件下, 计算结果表明^[7] 激光增益总是处于微腔 WGM 模场的空间分布范围内. 因此, 激光的总增益可以用积分表示为

$$\begin{aligned}
 G &= \int_a^{\infty} g(r) dr \\
 &= \int_0^{\infty} C \epsilon_{p0} \exp[-2k\beta_1 z] dz \\
 &= C \frac{\epsilon_{p0}}{2k\beta_1}. \quad (3)
 \end{aligned}$$

计及抽运光的消逝场在“增益包层”介质中由吸收引起的衰减因子 $\beta_2 = \alpha_{abs}^p/2k$, 其中, α_{abs}^p 表示抽运光在“增益包层”介质中的吸收系数。(3)式可以表示为

$$G = \frac{C \epsilon_{p0} \lambda_p}{4\pi [n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2]^{1/2} + \lambda_p \alpha_{abs}^p}. \quad (4)$$

对 $\lambda_p = 532$ nm 的抽运光, 罗丹明 6G 染料分子的吸收截面^[8] $\sigma = 4.8 \times 10^{-16}$ cm². 取染料溶液的浓度 $c = 8 \times 10^{-3}$ M/L, 计算出 $\lambda_p \alpha_{abs}^p = \lambda_p \sigma c = 0.12$. 由(4)式得到抽运能量 ϵ_{p0} 取定值条件下的增益 $G(n_2)$ 曲线如图 4 所示. 图 4 表明: 当抽运光在光纤的界面满足全反射条件时, “增益包层”溶液的折射率 n_2 越接近于光纤介质的折射率 n_1 , 抽运光隧穿到“增益包层”中的深度越长, G 随 n_2 的增加而缓慢地增大. 此外, 增大抽运光的入射角 θ_i 也能够有效地增加 G .

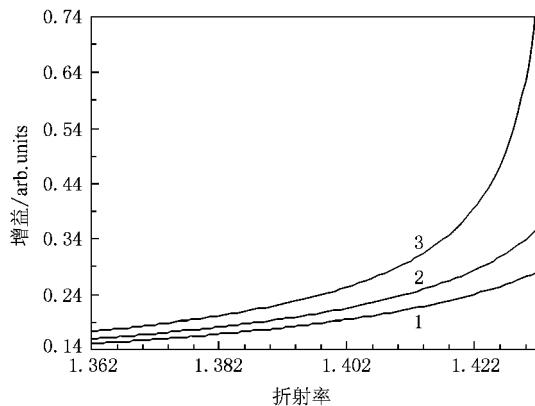


图 4 小信号激光增益随增益包层折射率的变化曲线(曲线 1, 2 和 3 表示抽运光的入射角 θ_i 分别等于 1.2° , 20° 和 30°)

4.2. 损耗

对于圆柱形微腔, WGM 的损耗由三部分组成, 即 $\alpha_{total} = \alpha_{abs} + \alpha_{scat} + \alpha_{leak}$. 其中, α_{abs} , α_{scat} 和 α_{leak} 分别是吸收损耗、散射损耗和由于 WGM 的激光辐射引起的泄露损耗系数. WGM 的损耗可以用微腔的品质因素(Q)表示为

$$\frac{1}{Q_{tol}} = \frac{1}{Q_{abs}} + \frac{1}{Q_{scat}} + \frac{1}{Q_{leak}}, \quad (5)$$

式中, Q_{tol} 是微腔 WGM 的总 Q 值, 对消逝波激励的光纤回音壁模式, 由光谱数据确定的 Q_{tol} 值在 $\sim 10^5$ 量级^[8], 对表面均匀和光滑的石英光纤, 由散射损耗 α_{scat} 决定的 Q_{scat} ^[13] $> 10^{12}$, 因而, Q_{scat} 对 Q_{tol} 的影响可以忽略; Q_{abs} 是和吸收损耗 α_{abs} 对应的 Q 值, 对由同种介质拉制的不同直径的光纤, 可以认为 Q_{abs} 是和光纤直径及“增益包层”的折射率 n_2 无关的常数; Q_{leak} 是由光子隧穿(photon tunneling)^[14] 造成的光能泄露 α_{leak} 对应的 Q 值, 圆柱形微腔 TE 模式的 Q_{leak} 可由解析近似公式^[11] 表示为

$$\begin{aligned}
 Q_{leak}(TE) &= \frac{\chi_{l,n}}{\Gamma_{TE}} \\
 &= \frac{1}{4} \pi (n_1^2 - n_2^2) x_{l,n}^2 |H_n^{(1)}(n_2 x_{l,n})|^2 \\
 &\times \left[\left(\frac{n}{n_1 x_{l,n}} \right)^2 + \left(\frac{Y_n(n_2 x_{l,n})}{Y_n(n_2 x_{l,n})} \right)^2 \right] \quad (6)
 \end{aligned}$$

式中, $x_{l,n} = 2\pi a/\lambda_{l,n}$ 是微腔的尺寸参数(size parameter); $\lambda_{l,n}$ 是 WGM 的共振波长; Γ_{TE} 是 $x_{l,n}$ 的共振宽度; $Y_n(n_2 x_{l,n})$ 和 $H_n^{(1)}(n_2 x_{l,n})$ 分别是第二类和第三类 Bessel 函数. 对直径为 $2a = 93, 197$ 和 $296 \mu\text{m}$ 的圆柱形微腔, 由 (l, n) 分别取 $(1, 745)$, $(1, 1530)$ 和 $(1, 2256)$ 计算出的 $Q_{leak}(TE)$ 如图 5 所示.

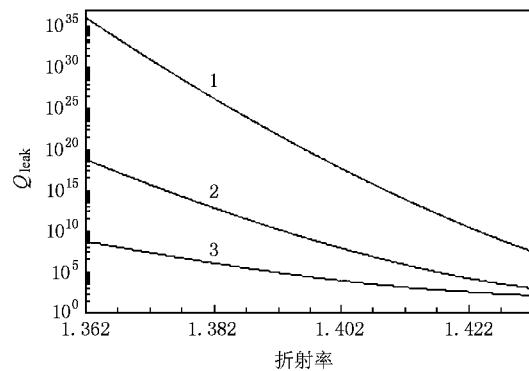


图 5 圆柱形微腔 WGM 的 Q_{leak} 随增益包层折射率的变化曲线(曲线 1, 2 和 3 的光纤直径分别等于 $296, 197$ 和 $93 \mu\text{m}$)

由图 5 可见, $Q_{leak}(TE)$ 随“增益包层”溶液的折射率 n_2 的增加而急剧地减小, 表示损耗系数 α_{leak} 随 n_2 的增加而显著地增大. 微腔 WGM 的总 Q 值可以用 α_{tol} 表示为^[15] $Q_{tol} = 2\pi n_1 (\alpha_{tol} \lambda_{l,n})$, 结合(5)式及上述分析, 总损耗 α_{tol} 可以近似表示为

$$\alpha_{tol} \approx \frac{2\pi n_1}{\lambda_{l,n}} \left[\frac{1}{Q_{abs}} + \frac{1}{Q_{leak}} \right]. \quad (7)$$

4.3. 阈值条件

激光的阈值条件是增益等于损耗,即 $G = \alpha_{tol}$ 。联立(4)式和(7)式,得到消逝波激励条件下WGM光纤激光器的阈值抽运能量 ϵ_{p0}^{th} 满足

$$\epsilon_{p0}^{th} = \frac{C_1 n_1}{\lambda_p \lambda_{l,n}} \left[\frac{1}{Q_{abs}} + \frac{1}{Q_{leak}} \right] \times [4\pi(n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)^{1/2} + \lambda_p \alpha_{abs}^p]. \quad (8)$$

(8)式中, $C_1 = 2\pi/C$ 和 Q_{abs} 是两个待定的常数, 其他都是数值确定的实验量或可计算量。为消除(8)式中的常数 C_1 , 对一定直径的光纤, 从图3中任取一对实验数据点((n_2) (ϵ_{p0}^{th})), 先将(n_2)代入(6)式后计算出 $Q_{leak}(n_2)$, 再将(n_2 (ϵ_{p0}^{th}))和 $Q_{leak}(n_2)$ 代入(8)式, 得到消除常数 C_1 后的阈值抽运能量表达式。采用参数拟合方法确定(8)式中的另一常数 Q_{abs} 。对一定直径的光纤, 先由(6)式计算出 $Q_{leak}(n_2)$ 曲线, 取 Q_{abs} 为 10^4 至 10^{10} 之间的一系列拟合参数, 将 $Q_{leak}(n_2)$ 和 Q_{abs} 代入消除 C_1 后的(8)式, 和实验数据符合最佳的拟合参数 Q_{abs} 就是由光纤的吸收系数 α_{abs} 确定的 Q_{abs} 值。对图3中三种不同直径光纤的拟合结果表明, 拟合参数 $Q_{abs} = 2 \times 10^6$ 时, 图3中用实线表示的阈值抽运能量 $\epsilon_{p0}^{th}(n_2)$ 曲线共同获得最佳的拟合结果, 说明将 Q_{abs} 作为常数处理是完全合理的。

(8)式表明, 消逝场激励条件下激光的阈值抽运能量 ϵ_{p0}^{th} 主要受混合溶液的折射率 n_2 , 描述吸收损耗的常数 Q_{abs} 以及描述泄露损耗的 Q_{leak} 共同确定, 其中, Q_{leak} 值又主要依赖于微腔的半径 a , WGM 的模式数 l, n 和 n_2 值。

5. 结果的比较及其讨论

对于 $2a = 296 \mu\text{m}$ 的大直径光纤, 图5的计算结果表明, 在 n_2 由 1.362 至 1.432 的变化范围内, 虽然 $Q_{leak}(n_2)$ 值从 1.4×10^{36} 锐减至 3.0×10^7 , 但是 $Q_{leak}(n_2)$ 值始终远大于 Q_{abs} 值(2×10^6), 微腔的损耗以表示常数吸收损耗的 $1/Q_{abs}$ 为主; 图4的计算结果说明, 消逝场激励的增益 G 随 n_2 值的增加而缓慢地增大, 常数吸收损耗结合增益随 n_2 值的缓慢增大, 导致阈值抽运能量 ϵ_{p0}^{th} 随 n_2 的增加而缓慢地单调减小。

对于 $2a = 93 \mu\text{m}$ 的小直径光纤, 图5的计算结果表明, 在 n_2 由 1.362 至 1.432 的变化范围内, $Q_{leak}(n_2)$ 值从 6.1×10^8 减至 1.4×10^2 . $Q_{leak}(n_2 = 1.362) = 6.1 \times 10^8$ 的数值已经接近 Q_{abs} 值, 微腔的损耗由 $(1/Q_{leak} + 1/Q_{abs})$ 共同确定。随 n_2 值的增加, 用 $(1/Q_{leak} + 1/Q_{abs})$ 表示的损耗率超过了用 G 表示的增益率, 只能通过增加抽运能量 ϵ_{p0} 才能维持激光的阈值条件。所以, 在 $n_2 = 1.362$ 至 1.390 的范围内, 阈值抽运能量 ϵ_{p0}^{th} 随 n_2 的增加而缓慢地增大; $Q_{leak}(n_2 = 1.390) = 1.4 \times 10^5$, 在 $n_2 > 1.390$ 时, $Q_{leak} \ll Q_{abs}$, 微腔的损耗以随 n_2 的增加而急剧增加的泄漏损耗 $1/Q_{leak}$ 为主导, 导致阈值抽运能量 ϵ_{p0}^{th} 的急剧增加。

对于 $2a = 197 \mu\text{m}$ 的光纤, 在 n_2 由 1.362 增加到 1.410 时, $Q_{leak}(n_2)$ 值从 6.3×10^{18} 锐减至 2.3×10^8 , 但是 $Q_{leak} \gg Q_{abs}$. 类似于大直径光纤($2a = 296 \mu\text{m}$)的情况, 微腔的损耗以常数吸收损耗为主, 故在 $n_2 = 1.362$ 至 1.410 范围, 阈值抽运能量 ϵ_{p0}^{th} 随 n_2 的增加而缓慢地减小。在 n_2 由 1.410 增加到 1.432 时, $Q_{leak}(n_2)$ 值从 2.3×10^8 锐减至 1.1×10^3 , 类似于小直径光纤($2a = 93 \mu\text{m}$)的情况, 微腔的损耗由 $(1/Q_{leak} + 1/Q_{abs})$ 共同确定很快地过渡到由泄漏损耗 $1/Q_{leak}$ 起主导作用。在 $n_2 = 1.418$ 时, 获得最小阈值抽运能量 $\epsilon_{p0}^{th}(\min) = 12.8 \mu\text{J}$; $n_2 > 1.418$ 时, 阈值抽运能量 ϵ_{p0}^{th} 随 n_2 的增加而急剧增大。

6. 结论

消逝波激励光纤WGM激光辐射的阈值能量随“增益包层”溶液折射率变化的实验结果表明:当混合溶液的折射率在 1.362 至 1.432 范围内变化时, 1) 对 $2a = 93 \mu\text{m}$ 的小直径光纤, 阈值能量随折射率的增加而增加; 2) 对 $2a = 296 \mu\text{m}$ 的大直径光纤, 阈值能量随折射率增加而单调递减; 3) 对 $2a = 296 \mu\text{m}$ 的光纤, 阈值能量先减后增, 存在一个和最小阈值能量对应的最佳折射率。用消逝波激励的WGM激光理论, 推导出了WGM光纤激光产生的阈值能量公式, 用此公式很好地解释了实验结果。以上发现, 为这种新型的光纤激光器——消逝波激励增益的WGM光纤激光器的深入研究和潜在应用打下了实验和理论基础。

- [1] Moon H J , Chough Y T , An K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3161
- [2] Moon H J , Chough Y T , Kim J B et al 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 3679
- [3] Moon H J , Park C W , Lee S B 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4547
- [4] Shevchenko A , Lindfors K , Buchter S C et al 2005 *Opt. Commun.* **245** 349
- [5] Shopova S I , Zhou H Y , Fan X D 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 4547
- [6] Jiang N , Wang D L , Pu X Y 2007 *Chinese Journal of Lasers* **34** 920 (in Chinese) [江 楠、王东林、普小云 2007 中国激光 **34** 920]
- [7] Pu X Y , Bai R , Xiang W L , Jiang N 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** (in Chinese) [普小云、白 然、向文丽、江 楠 2009 物理学报 **58**]
- [8] Xiang W L , Pu X Y , Bai R , Zhang Y X , Jiang N 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 2359 (in Chinese) [向文丽、普小云、白 然、张远宪、江 楠 2008 光学学报 **28** 2359]
- [9] Barber P W , Hill S C 1990 *Light scattering by particles : computational methods* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. , 1990)
- [10] Wang D L , Jiang N , Jiang L Q , Pu X Y 2008 *Spectroscopy and Spectral Analysis* **28** 2749 (in Chinese) [王东林、江 楠、姜利群、普小云 2008 光谱学与光谱分析 **28** 2749]
- [11] Lam C C , Leung P Y , Yang K 1992 *J. Opt. Soc. of Am. B* **91** 585
- [12] Born M , Wolf E 1997 *Principles of Optics* (Cambridge University Press , 1997)
- [13] Choi Y S , Moon H J , An K 2001 *J. of the Korean Physical Society* **39** 928
- [14] Chang S , Rex N B , Chang R K 1999 *J. Opt. Soc. of Am. B* **16** 1224
- [15] Mazumder M M , Chen G , Chang K R 1995 *Opt. Lett.* **15** 878

Threshold characteristics of evanescent-wave pumped whispering-gallery-mode fiber laser^{*}

Zhang Yuan-Xian Pu Xiao-Yun[†] Zhu Kun Han De-Yu Jiang Nan

(Department of Physics , Yunnan University , Kunming 650091 , China)

(Received 31 July 2008 ; revised manuscript received 15 August 2008)

Abstract

The lasing threshold of evanescent-wave pumped whispering-gallery-mode (WGM) fiber lasers has been studied. Quartz fibers of different diameters were immersed in a mixed solution of ethanol and ethylene glycol doped by rhodamine 6G dye molecules , the refractive index of the solution was variable and lower than that of quartz fiber. We find that the dependence of lasing threshold on the refractive index of the mixed solution differs for different diameter of quartz fiber. With the increase of refractive index of the mixed solution from 1.362 to 1.432 , the threshold energy decreases slowly and monotonically for fibers of diameters larger than 296 μm , but increases for fibers of diameters smaller than 93 μm ; for a fiber of diameter 197 μm , the threshold energy decreases slowly at first , and then increases sharply , there is an optimum refractive index of the mixed solution which matches a minimum threshold energy. Based on the theory of evanescent-wave pumped WGM fiber laser , we deduce a formula of lasing threshold , the calculated curves of lasing threshold are well consistent with the experimental data.

Keywords : fibre laser , whispering-gallery-mode , lasing threshold , evanescent wave

PACC : 4255N , 4255M , 4260D

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60877037 , 10564005) and the Basic Research Foundation of Yunnan Province (Grant No. 2006A0001M).

† E-mail : xyypu@163.com