

光纤回音壁模式的三波段激光辐射研究*

祝昆, 江楠, 韩德昱, 张远宪, 普小云[†]

(云南大学 物理系, 昆明 650091)

摘要:将石英光纤浸入低折射率的激光染料溶液中构成圆柱形微腔. 采用沿光纤轴向光抽运的消逝波激励增益方式, 获得了沿光纤轴向长距离的激光染料增益, 受激辐射光在圆柱形微腔中回音壁模式的支持下形成激光振荡. 在直径为 288 μm 的同一根光纤外分三段分别填入罗丹明 6G、罗丹明 610 和罗丹明 640 激光染料乙二醇溶液, 实现了波长分别在 567~575 nm、605~614 nm 和 656~666 nm 三个不同波段的回音壁模式激光振荡, 用一根光纤同时获得了红、橙、黄三种不同颜色的激光辐射. 对实验所获得的回音壁模式激光光谱做了模式标定, 依据标定的模式数计算了各种模式以及抽运光在光纤截面的强度分布. 计算结果表明, 激光增益区域总是局限在圆柱形微腔回音壁模式的模场区域内, 由此可以显著地提高抽运效率, 增加抽运光沿光纤轴向的增益长度.

关键词:光纤激光器; 回音壁模式; 消逝波激励; 三波段激光辐射

中图分类号: TN248

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2009)12-3061-6

0 引言

多波段光纤激光器的研究受到广泛关注^[1-3], 特别是消逝波增益耦合的微腔激光器^[4], 由于实现了微腔腔体和增益介质的分离, 受到光学微腔研究人员的高度重视^[4-10]. 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够激发处于微腔 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^[9]或光纤纤轴^[10]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. 采用光纤轴向的消逝波光抽运方式, 抽运光在光纤界面外的消逝场激励染料产生增益, 由于染料的增益分布和微腔 WGM 的消逝场在空间理想重叠, 有效地提高了抽运效率并使 WGM 激光沿光纤轴向具有较长的增益长度. 利用光纤轴向的增益长度, 沿光纤的轴向分段填入不同种类的激光增益介质, 可以在同一根光纤中同时产生多个不同波长范围的 WGM 激光辐射. 本文报道采用轴向消逝波的光抽运方式, 在三段玻璃套管中分别填入罗丹明 6G、罗丹明 610 和罗丹明 640 激光染料乙二醇溶液, 用同一根单一折射率的石英光纤

同时获得红、橙、黄三种不同颜色的 WGM 激光辐射的实验和理论研究工作.

1 实验安排

实验装置如图 1. 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 的脉冲激光作为抽运光. 抽运光经一线偏振片 P_1 起偏后, 再经过另一线偏振片 P_2 , P_2 的偏振方向平行于光学平台台面 (Y-Z 面). 旋转 P_1 的偏振方向, 来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) 测出即时抽运能量值. 抽运光由一块焦距为 75 mm 的透镜 L 会聚在光纤端面前, 并以 $\theta_i = 7.6^\circ$ 的圆锥角沿轴线进入直径为 288 μm 的单一折射率石英光纤 F_1 . 光纤 F_1 插入玻璃套管 D_1 、 D_2 和 D_3 中, 玻璃套管中盛装不同激光染料的乙二醇溶液. 按石英光纤和乙二醇溶液的折射率分别为 1.458 和 1.430 计算, 泵

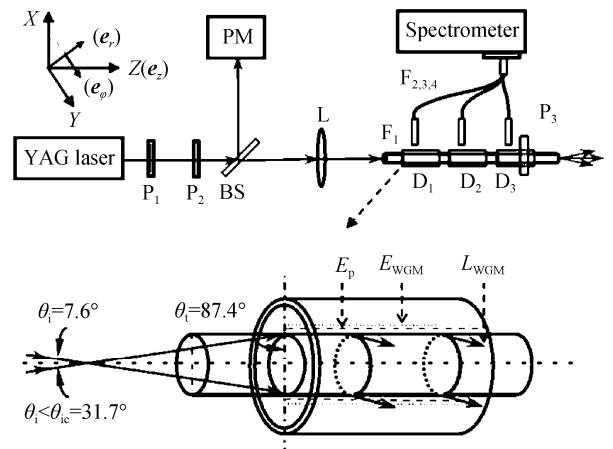


图 1 实验系统设置

Fig. 1 Schematic diagram of experimental set up

* 国家自然科学基金(60877037、10564005)资助

[†] Tel: 0871-5033714

Email: xypu@163.com

收稿日期: 2008-10-13

修回日期: 2008-12-25

浦光进入光纤端面的圆锥角只需小于 $\theta_c = 31.7^\circ$, 光线进入 D_1 、 D_2 和 D_3 后沿光纤子午面以全反射方式传播. 抽运光在乙二醇溶液中的消逝场 E_P 激励染料产生增益, 圆柱形微腔 WGM 的消逝场 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^[9], 在 WGM 的支持下(提供光学反馈)形成激光振荡. WGM 激光的光能 L_{WGM} 从光纤表面沿 X-Y 平面辐射出来, 由导光光纤 F_2 、 F_3 和 F_4 送至光谱采集系统 (ICCD: PI - MAX; Spectrometer: Spectrapro 500i) 的进光狭缝口. 检偏片 P_3 的镜面平行于 Z 轴, 转动 P_3 判断 WGM 激光辐射的偏振状态.

2 实验结果及其讨论

2.1 消逝波激励的 WGM 激光辐射

图 1 的实验装置中, 首先在内径 $\varphi = 1$ mm, 长 $L = 240$ mm 的玻璃套管 D 内装入浓度为 5×10^{-3} M/L 的罗丹明 6G 乙二醇溶液. 采用消逝波轴向抽运方式, 抽运能量较低时, 只能在石英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炫目的黄光. 用肉眼沿垂直于光纤轴向 (X-Y 平面) 观察, 此黄光的强度最大; 偏离垂直光纤轴向观察, 强度急剧减弱, 沿光纤轴向不能观察到黄光. 可见, 此炫目黄光的辐射具有圆柱形微腔 WGM 激光辐射的方向性特征. 辐射强度随抽运激光能量的实验曲线^[10]表明, “炫目黄光” 出现时的抽运能量值对应抽运曲线上的斜率突变点, 此抽运能量值就是 WGM 激光产生的阈值抽运能量. 用检偏器检查 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 (Z 方向), 属于典型的横电波 (TE) 激光辐射.

随着抽运能量的增加, WGM 激光在光纤轴向 (Z 方向) 的辐射长度也随之增加. 图 2 表示了浓

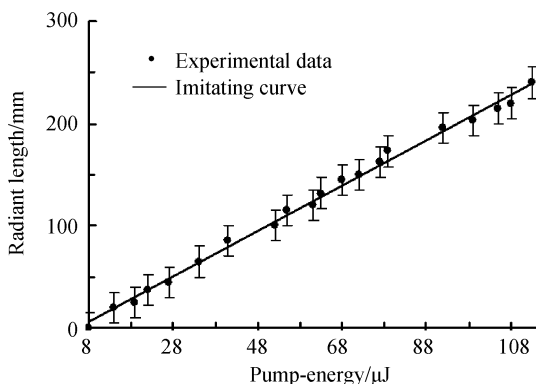


图 2 激光辐射长度和抽运能量图
Fig. 2 Lasing length vs pump energy

度为 5×10^{-3} M/L 的罗丹明 6G 乙二醇溶液中, 激光辐射长度随抽运能量增加的实验测量值 (圆点) 和拟合曲线 (直线). 利用消逝波抽运沿光纤轴向具有较长的增益长度这一特性, 沿光纤的轴向分段填入三种不同的激光增益介质 (图 1 中的 D_1 、 D_2 和 D_3), 即可在一根光纤中同时产生三个不同波长范围的 WGM 激光辐射.

2.2 三波段 WGM 激光辐射

图 1 中玻璃套管 D_1 、 D_2 和 D_3 的内径和长度分别是 $\varphi = 1$ mm, $L = 20$ mm, 在 D_1 、 D_2 和 D_3 的中分别填入浓度为 1×10^{-2} M/L 的罗丹明 640、 2×10^{-3} M/L 的罗丹明 610 和 5×10^{-4} M/L 的罗丹明 6G 染料乙二醇溶液. 采用沿光纤轴向 (Z 轴) 的消逝波抽运方式, 当抽运能量小于 $10 \mu\text{J}$ 时, 光纤周围仅仅出现荧光辐射. 利用密度为 150 g/mm 的低分辨率光栅同时采集到的荧光光谱如图 3 中的灰色曲线. 随着抽运能量增加到 $80 \mu\text{J}$, 在垂直于纤轴 F_1 的平面 (X-Y 面) 可以同时观察到红、橙、黄三种颜色炫目的激光辐射, 利用密度为 150 g/mm 的光栅同时采集到的低分辨率激光光谱如图 3 中的黑色曲线.

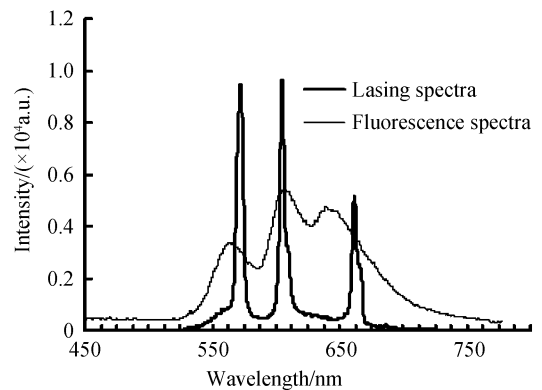


图 3 多波段低分辨率荧光与激光光谱
Fig. 3 Fluorescent and lasing spectra with low spectral resolution

换用密度为 2400 g/mm 的光栅分别采集罗丹明 640、罗丹明 610 和罗丹明 6G 三种染料的 WGM 激光光谱图. 在 $656 \sim 666 \text{ nm}$ (红色)、 $605 \sim 614 \text{ nm}$ (橙色) 和 $567 \sim 575 \text{ nm}$ (黄色) 的三个波长范围内采集到的高分辨率激光光谱图如图 4.

从图 4 可以看出, 采用抽运光的消逝波激励增益得到的 WGM 激光光谱, 和由抽运光直接激励增益^[4-6]产生的 WGM 激光光谱类似, 都是多个 WGMs 同时运转的多模光谱. 此外, 从图 4 还可以看到两个现象: 第一, 随着 WGM 激光辐射波长范围向长波方向变化, 相邻 WGM 激光模式的平均波长间隔逐渐变大 (从图 4 (a) 至 4 (c) 依次为 0.247 nm 、 0.284 nm 、 0.333 nm); 第二, 随着 WGM

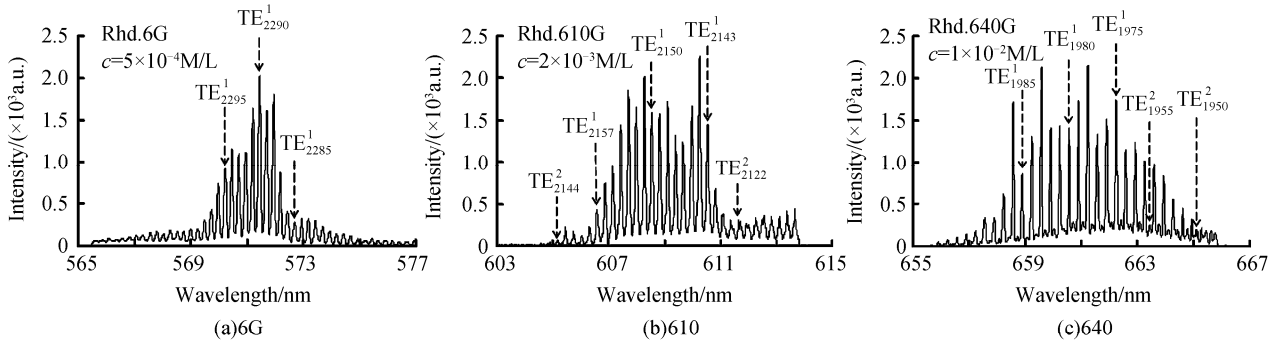


图4 罗丹明 6G、610、640 染料的高分辨率激光光谱

Fig. 4 Lasing spectra of Rhodamine 6G, 610, 640 dye in high spectral resolution

激光辐射波长范围向长波方向变化,每一组 WGM 谱线底部的宽度也逐渐变窄,同时在 WGM 强峰的右边能够更清晰的看到强度较弱的另外一组峰,以图 4(c)尤为明显.为了从理论上说明以上现象,就需要对图 4 中 WGM 激光谱线进行模式标定^[12].

2.3 WGM 激光光谱的模式标定

利用圆柱形微腔中确定 TE 波 WGM 的共振峰位置满足的解析近似公式^[13],选择适合的径向模式数(radial mode order) l 和角模式数(angular mode number) n ^[12-13] 对波长进行拟合;通过控制实验波长与拟合波长的偏差值,对图 4 的每一条激光谱线作了模式标定.解析近似公式为

$$\frac{2\pi a n_1}{\lambda_n^l} = n + 2^{-1/3} a_1 n^{1/3} - \frac{n_2^2}{n_1 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} + \frac{3}{10} 2^{-2/3} a_1^2 n^{-1/3} + 0^{-2/3} \quad (1)$$

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_1 为爱里函数的根,爱里函数头两个根的数值分别为: $a_1 = 2.338 107$, $a_2 = 4.087 949$;取 $2a = 288 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.458$, $n_2 = 1.430$.以图 4 中的实验激光光谱波长为数据,用式(1)对 l 和 n 两个 WGM 模式数作拟合分析,得到图 4 中各条激光波长精确的 WGM 模式数(见图 4 中标定数值),拟合波长和实验波长之间的偏差值小于 0.03 nm .图 4 中“TE”表示为 TE 波,上、下标的两个数字分别表示 l 和 n 的数值,并记为“TE _{n} ^{l} ”.标定结果说明,图 4(a)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.图 4(b)和图 4(c)中的激光谱线属于径向模式数 $l=1$ 和 $l=2$ 的一系列角模式数 n 不相同的 WGM 激光光谱.具体的标定结果如图 4.

取式(1)等号右边的前两项,可以推导出相邻 WGM 激光模式波长间隔的理论计算公式为

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi a n_1} \left(1 + \frac{2^{-1/3}}{3} a_1 n^{-2/3}\right) \quad (2)$$

利用式(2),可以分别计算出图 4(a)、(b)、(c)

中相邻 WGM 激光模式波长间隔的理论值分别为: $0.250 1 \text{ nm}$ 、 $0.283 7 \text{ nm}$ 、 $0.333 4 \text{ nm}$,与实验值 (0.247 nm 、 0.284 nm 、 0.333 nm) 偏差不超过 0.003 nm ,与理论值吻合得很好,说明随着 WGM 激光辐射波长范围向长波方向变化,相邻 WGM 激光模式的波长间隔逐渐变大的现象是合理的.在计算时,式(2)中的 n 和 λ 要根据不同染料 WGM 激光模式标定的结果来确定.对于图 4(a), (l, n) 取 $(1, 229 0)$, λ 取 571.35 nm ;图 4(b), n 取 $(1, 215 0)$, λ 取 608.42 nm ;图 4(c), n 取 $(1, 198 0)$, λ 取 660.39 nm .

图 4(a)中,罗丹明 6G 染料 WGM 激光出光的波长范围为 $567 \sim 575 \text{ nm}$,此时径向模式数 $l=1$ (一阶)的 WGM 激光波长与相邻的径向模式数 $l=2$ (二阶)的 WGM 激光波长差较小,当用 $2 400 \text{ g/mm}$ 的光栅采集 WGM 激光光谱时,不能有效分辨相邻波长的两种径向模式数的 WGM 激光光谱.因此从采集到的光谱图 4(a)来看,强度较大的一阶 WGM 激光光谱与强度弱的二阶 WGM 激光光谱几乎重叠在了一起,使得谱线的底部看上去较宽.图 4(c)中罗丹明 640 染料 WGM 激光出光的波长范围为 $656 \sim 666 \text{ nm}$,比罗丹明 6G 染料 WGM 激光的出光范围向长波方向移动了近 90 nm ,这时一阶 WGM 激光波长与相邻的二阶 WGM 激光波长差变大了,采集光谱所用的光栅就能够有效分辨相邻波长的一阶、二阶 WGM 激光光谱.因此从采集到的光谱图 4(c)来看,强度较大的一阶 WGM 激光光谱与强度弱的二阶 WGM 激光光谱就能够完全分辨.这样,一阶 WGM 激光谱线的底部看上去就窄了很多.

根据式(1),还可以从理论上得出角模式数 n 随 WGM 激光波长 λ 变化的关系:在其它参量都不变的情况下,随着 λ 的增大, n 会减小,即:波长越长,角模式数越小.对比采集的 WGM 激光光谱图 4,可以看到随着 WGM 激光出光波长范围向长波方向变化,标定出的 WGM 激光的角模式数 n 的确在减小.同时对于每一个光谱图中 WGM 激光波长从左至右逐渐增大,而标定的同一阶角模式数 n 值也随

之减小.

依据 WGM 激光光谱模式标定的径向模式数和角模式数,可以进一步对 WGM 的模场分布进行理论计算,结合抽运光的消逝场分布,从理论上对消逝波轴向抽运方式抽运效率的高低进行讨论.

3 WGM 和抽运光在光纤截面的强度分布

对于消逝波增益耦合的微腔 WGM 激光器^[12-13],如果增益的空间场分布超出 WGM 的模场分布,模式场外的增益分子对 WGM 的激光过程没有贡献;反之,由 WGM 模式场内的光子隧穿造成的光能损耗(又称衍射损耗)过大,将降低微腔 Q 值,也不利于 WGM 激光产生.我们认为,与文献[4]采用的侧向光抽运方式相比较(即光抽运方向在 X-Y 面),轴向消逝波抽运方式效率高的原因,是激光染料的增益场分布和 WGM 消逝波的场分布在空间重叠,使得染料介质的增益能以消逝波耦合方式高效率地进入微腔的 WGM 中.为证实如上想法,分别计算了不同模式数圆柱形微腔 WGM 消逝波的场分布和轴向抽运光消逝波的场分布曲线.

在图 1 所示的坐标系中,设 a 、 n_1 和 n_2 分别为柱形微腔的半径、折射率以及腔外介质的折射率.对轴向仅有磁场的横电波(TE 波),柱形微腔的磁场 \mathbf{H} 和电场 \mathbf{E} 可以分别用 Bessel 函数和麦克斯韦方程表示为^[14]

$$\mathbf{H}(r, \varphi) = C_1 J_n(n_1 k'_n r) e^{i n \varphi} \mathbf{e}_z \quad (0 \leq r \leq a) \quad (3)$$

$$\mathbf{H}(r, \varphi) = C_2 H_n^{(1)}(n_2 k'_n r) e^{i n \varphi} \mathbf{e}_z \quad (r \geq a) \quad (4)$$

$$\mathbf{E}(r, \varphi) = -\frac{1}{i \omega \epsilon_0 n_1^2} \nabla \times \mathbf{H}(r, \varphi) \quad (0 \leq r \leq a) \quad (5)$$

$$\mathbf{E}(r, \varphi) = -\frac{1}{i \omega \epsilon_0 n_2^2} \nabla \times \mathbf{H}(r, \varphi) \quad (r \geq a) \quad (6)$$

式中, k'_n 为径向模式数和角模式数分别是 l 和 n 的真空中的波矢数值(l 和 n 均为正整数); ϵ_0 和 ω 分别是真空的介电系数和电磁波的圆频率; J_n 和 $H_n^{(1)}$ 分别是第一类和第三类 Bessel 函数(Hankel 函数); C_1 和 C_2 为待定系数,可由柱形微腔在 $r=a$ 上满足的边界条件 $H_z(n_1 k'_n a) = H_z(n_2 k'_n a) \equiv B$ 确定.

由式(3)~(6),TE 波的横向电场 $\mathbf{E}(r)$ 可以表示成为

$$\mathbf{E}(r) = D_1 \left[(n/n_1^2 r) J_n(n_1 k'_n r) \mathbf{e}_r - (k'_n/n_1) J'_n(n_1 k'_n r) \mathbf{e}_\varphi \right] \quad (0 \leq r \leq a) \quad (7)$$

$$\mathbf{E}(r) = D_2 \left[(n/n_2^2 r) H_n^{(1)}(n_2 k'_n r) \mathbf{e}_r - (k'_n/n_2) H_n^{(1)'}(n_2 k'_n r) \mathbf{e}_\varphi \right] \quad (0 \geq a) \quad (8)$$

式中,求导是对中间变量求导的.

$$D_1 = \frac{1}{J_n(n_1 k'_n a)} \left(\frac{B}{i \epsilon_0 \omega} \right), D_2 = \frac{1}{H_n^{(1)}(n_2 k'_n a)} \left(\frac{B}{i \epsilon_0 \omega} \right)$$

模场强度为

$$I_{\text{WGM}}(r) = \mathbf{E}(r) \mathbf{E}^*(r) \quad (9)$$

在图 4 中,分别选取图 4(a)中标定的一阶模式数(1,228 5)、(1,229 0)和(1,229 5)、图 4(b)中标定的一阶模式数(1,214 8)和二阶模式数(2,212 2)和图 4(c)标定的一阶模式数(1,198 3)和二阶模式数(2,195 5)计算 WGM 模场强度 $I_{\text{WGM}}(r)$ 的分布曲线,结果如图 5.

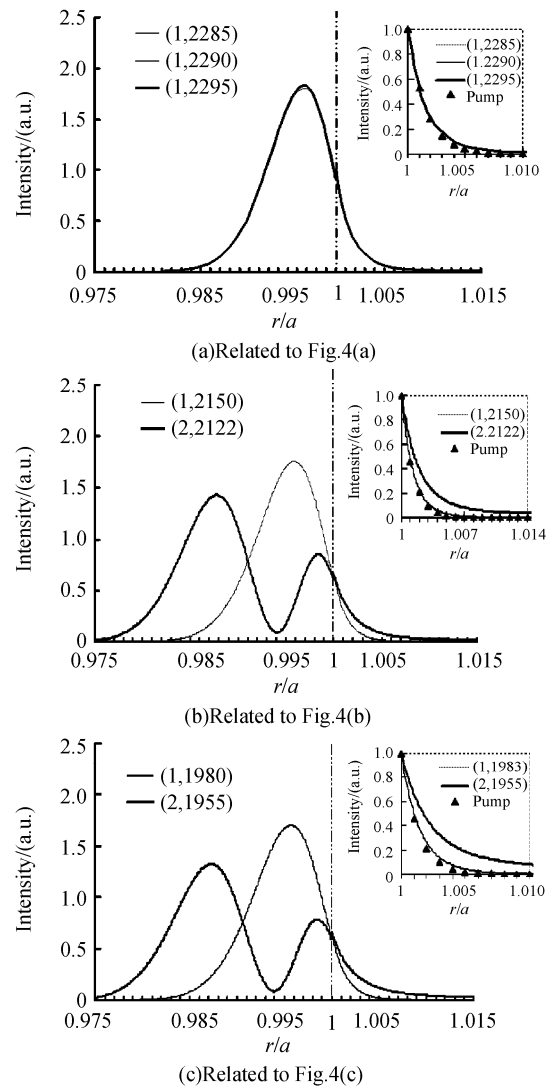


图 5 与图 4(a)、(b)、(c)对应的的回音壁模式和增益场的强度分布曲线

Fig. 5 A Intensity distribution curves for WGMs related to Fig. 4(a), (b), (c) and lasing gain curve

在图 1 所示的消逝波轴向抽运条件下,激光染料增益由抽运光在光纤界面外的消逝场激励产生,增益场的空间分布就是抽运光消逝场的空间分布.设 $k = 2\pi n_2 / \lambda$ 为抽运光在染料介质中的波矢数值,其中 $\lambda = 532 \text{ nm}$ 是抽运光的波长; $I_0 = 1$ 是抽运光在光纤界面上的强度.抽运光的消逝场沿径向的空

间分布满足式(10)

$$I_p(r) = I_0 \exp[-2k\beta(r/a-1)a] \quad (r \geq a) \quad (10)$$

$\beta = \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i / n_2^2 - 1}$ 是消逝场沿径向的衰减系数^[15]; $I_p(r)$ 的计算结果在图 5 右上角的插图中用实心三角形符号“▲”表示. 图 5(a) 清楚地表明: 圆柱形微腔回音壁模式的径向模式数为 $l=1$ (一阶) 的不同角模式数的模场强度分布基本重合; 图 5(a) 的插图表明: 在 $r \geq a$ 区域, 由抽运光的消逝波激励产生的增益场分布和圆柱形微腔回音壁模式的消逝场强度分布在空间上重叠. 图 5(b) 和图 5(c) 表明: 虽然圆柱形微腔回音壁模式的不同径向模式数 $l=1$ 和 $l=2$ 的消逝场强度分布在空间是分离的, 但是, 图 5(b) 和 5(c) 的插图说明, 由抽运光消逝波激励产生的增益场总是局限于圆柱形微腔回音壁模式的模场区域内. 图 5 的计算结果共同说明, 采用沿光纤轴向的消逝波光抽运方式, 染料的增益分布和微腔 WGM 的消逝场在空间重叠, 有效地提高了抽运效率并使 WGM 激光沿光纤轴向具有较长的增益长度. 较长的增益长度保证了在一根光纤中同时实现三波段甚至更多波段的 WGM 激光辐射.

4 结论

采用轴向光抽运消逝波激励增益的方式, 可以使激光增益局限在圆柱形微腔回音壁模式场的消逝场区域内, 由此显著地提高了消逝波增益耦合微腔激光的抽运效率, 增加了沿圆柱形微腔轴向的增益长度. 对实验所获得的回音壁模式激光光谱作了模式标定, 由此解释了采集到的激光光谱图中的两个特点, 即随着 WGM 激光辐射波长范围向长波方向变化, 相邻 WGM 激光模式的平均波长间隔逐渐变大, 以及 WGM 激光谱线底部的宽度也逐渐减小. 依据标定的模式数计算了各种模式以及抽运光在光纤截面的强度分布, 解释了沿圆柱形微腔轴向抽运具有较长的有效增益长度的特性. 利用这一特性, 实现了在一根光纤中同时获得了红、橙、黄三种不同颜色的回音壁模式激光辐射.

参考文献

- [1] WANG Zhao-ying, HU Zhi-yong, BAO Huan-min, *et al.* Tunable multi-wavelength fiber laser based on semiconductor optical amplifier[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(3): 321-324.
王肇颖, 胡智勇, 包焕民, 等. 基于半导体放大器的可调多波长光纤激光器[J]. *光子学报* 2006, **35**(3): 321-324.
- [2] WU Gen-zhu, LI Zan-jia, HOU Hai-yan, *et al.* Theory of optical modes in quadrupolar-shaped cascade microlasers[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(10): 1452-1454.
- [3] MA Jun-shan. 3-wavelength operation of an external cavity laser diode with cascaded fiber Bragg gratings [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(7): 1305-1308.
马军山. 基于级联光纤 Bragg 光栅的外腔半导体激光器三波长同时激励[J]. *光子学报*, 2008, **37**(7): 1305-1308.
- [4] MOON H J, CHOUGH Y T, KYUNGWON A. Cylindrical microcavity laser based on the evanescent-wave-coupled gain [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**(15): 3161-3164.
- [5] MOON H J, CHOUGH Y T, KIM J B, *et al.* Cavity-Q-driven spectral shift in a cylindrical whispering-gallery-mode microcavity laser [J]. *Appl Phys Lett*, 2000, **76**(25): 3679-3681.
- [6] MOON H J, PARK C W, LEE S B, *et al.* Waveguide mode lasing via evanescent-wave-coupled gain from a thin cylindrical shell resonator [J]. *Appl Phys Lett*, 2004, **84**(22): 4547-4550.
- [7] SHEVCHENKO A, LINDFORS K, Buchter S C, *et al.* Evanescent-wave pumped cylindrical microcavity laser with intense output radiation [J]. *Opt Commun*, 2005, **245**(7): 349-353.
- [8] SHOPOVA S I, ZHOU H Y, FAN X D. Optofluidic ring resonator dye laser [J]. *Appl Phys Lett*, 2007, **90**(5): 221101-1-221101-3.
- [9] JIANG Nan, WANG Dong-lin, PU Xiao-yun. Whispering-gallery-mode laser of evanescent wave exciting and coupling dye gain in cylindrical microcavity [J]. *Chinese J Lasers*, 2007, **34**(7): 920-923.
江楠, 王东林, 普小云. 消逝波激励及增益耦合的柱形微腔回音壁模激光辐射 [J]. *中国激光*, 2007, **34**(7): 920-923.
- [10] XIANG Wen-li, PU Xiao-yun, JIANG Nan, *et al.* Evanescent wave pumped whispering-gallery-mode fibre laser [J]. *Acta Opt Sin*, 2008, **22**(12): 2359-2364.
向文丽, 普小云, 江楠, 等. 轴向消逝波激励的回音壁模式光纤激光器 [J]. *光学学报*, 2008, **22**(12): 2359-2364.
- [11] BARBER P W, HILL S C. Light scattering by particles: computational methods [M]. World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 1990.
- [12] WANG Dong-lin, JIANG Nan, PU Xiao-yun, *et al.* The precise assignment of whispering gallery modes for lasing spectra emitting from cylindrical micro-cavities [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2008, **28**(12): 2749-2753.
王东林, 江楠, 普小云, 等. 柱形微腔回音壁激光光谱模式的精确标定 [J]. *光谱学与光谱分析*, 2008, **28**(12): 2749-2753.
- [13] LAM C C, LEUNG P T, YANG K. Explicit asymptotic formulas for the positions, widths, and its characterization [J]. *J Opt Soc of Am B*, 1992, **9**(9): 1585-1592.
- [14] BOHREN C F, HUFFMAN D R. Absorption and scattering of light by small particles [M]. Wiley, 1998.
- [15] BORN M, WOLF E. Principles of Optics [M]. Cambridge University Press, 1997: 49-50.

Three-wavelength-range Whispering-gallery-mode Fiber Lasing Emission

ZHU Kun,JIANG Nan,HAN De-yu,ZHANG Yuan-xian,PU Xiao-yun

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

Abstract: A cylindrical micro-cavity is made by immersing a silica optical fiber into a low refractive index dye solution. Optically pumped by evanescent wave along the fiber axis, a long dye gain distance along the fibre axis is obtained, and lasing emission supported by Whispering-Gallery-mode in cylindrical micro-cavity is observed. When a fibre diameter $288\ \mu\text{m}$ is immersed into three glass capillaries filled separately with Rhodamine 6G, Rhodamine 610 and Rhodamine 640 dye ethylene glycol solution, Whispering Gallery Mode laser oscillation in the wavelength ranges of $567\sim 575\ \text{nm}$, $605\sim 614\ \text{nm}$ and $656\sim 666\ \text{nm}$ are observed, three-color lasing emission (red, orange and yellow) from a single optical fibre is realized. The obtained lasing spectra are mode assigned, the spatial intensity distributions of the assigned modes and pumping energy along the fiber's cross section are calculated. The computational results show that dye gain is confined in the evanescent field of Whispering Gallery Mode of the fiber, which leads to a high pumping efficiency and a long gain distance along the fiber axis.

Key words: Fiber laser, Whispering-gallery-mode; Evanescent wave pump; Three-wavelength-range laser emission



ZHU Kun was born in 1976. He received his B. S. degree in physics from Guizhou Normal University. He is a lecture of physics at Liupanshui Teachers' College, and is pursuing the M. S. degree in optical physics in Yunnan University. His research interests focus on photo-electronics.