

带有多孔二氧化硅间隔层的导模共振光栅实现染料激光器发射增强

崔涛 王康妮 高凯歌 钱林勇

Enhanced dye lasing emission by guided-mode resonance grating with mesoporous silica as spacing layer

Cui Tao Wang Kang-Ni Gao Kai-Ge Qian Lin-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 014201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201017

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201017>

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

一种结合增益耦合分布反馈光栅的多模干涉波导半导体激光器的研制

Design of a multimode interference waveguide semiconductor laser combining gain coupled distributed feedback grating

物理学报. 2019, 68(16): 164204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190744>

基于氧化石墨烯的瓦级调Q锁模Tm: LuAG激光器

Watt-level passively Q-switched mode-locked Tm: LuAG laser with graphene oxide saturable absorber

物理学报. 2019, 68(10): 104207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182224>

基于偏振依赖多模-单模-多模光纤滤波器的波长间隔可调谐双波长掺铒光纤激光器

Continuously spacing-tunable dual-wavelength erbium-doped fiber laser based on polarization-dependent in-line multimode-single-mode-multimode fiber filter

物理学报. 2019, 68(15): 154202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190297>

电触发二氧化钒纳米线发生金属-绝缘体转变的机理

Mechanism of electrically driven metal-insulator phase transition in vanadium dioxide nanowires

物理学报. 2018, 67(17): 177201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180835>

染料掺杂液晶填充毛细管的激光发射特性研究

Laser emission characteristics of the capillary of dye-doped liquid crystal

物理学报. 2018, 67(4): 044204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171844>

含间隔层的增益导引-折射率反导引平面波导激光器中高阶模式抑制研究

Suppression of higher order modes in gain-guided index-antiguided planar waveguide laser

物理学报. 2018, 67(10): 104204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180138>

带有多孔二氧化硅间隔层的导模共振光栅实现染料激光器发射增强*

崔涛¹⁾ 王康妮^{1)†} 高凯歌¹⁾ 钱林勇^{2)‡}

1) (扬州大学, 物理科学与技术学院, 扬州 225009)

2) (江苏师范大学, 物理与电子工程学院, 徐州 221116)

(2020 年 6 月 29 日收到; 2020 年 8 月 23 日收到修改稿)

导模共振光栅是一种典型的平面波导共振结构, 可在光栅表面或波导层内形成较强的局域电场, 能增强光与物质的相互作用. 本文在导模共振结构的光栅层和基底层之间, 引入低折射率的多孔二氧化硅间隔层, 显著增强了局域电场与增益介质的接触度. 结果表明, 引入多孔二氧化硅后, 共振产生的电场增强区域上移至激光染料层, 增加了激光染料与电场的相互作用, 实现了激光出射增强. 本文基于时域有限差分法, 对结构参数进行分析优化, 研究了 820 nm 共振波长激发下的出射激光特性, 得到了连续的激光出射, 其能量阈值约为 2.5 mJ/cm², 线宽约为 0.3 nm. 本文提出的结构实现了对表面局域电场的有效调控, 增强了激发光与增益介质的相互作用, 不但可应用于激光器, 还为其它发光器件的设计提供了参考.

关键词: 光栅, 导模共振, 染料激光器, 多孔二氧化硅

PACS: 42.40.Eq, 42.79.Gn, 42.55.Mv, 64.70.ph

DOI: 10.7498/aps.70.20201017

1 引言

染料激光器是以某种有机染料溶解于一定溶剂中作为增益介质, 采用脉冲或连续光源作为抽运源的一类激光器. 1966 年, Sorokin 和 Lankard^[1] 利用花菁类染料作为增益介质, 在红宝石激光器抽运下首次获得激光辐射, 自此染料激光器开始迅速发展. 由于输出波长具有调谐范围广、输出功率高、尺寸小可用于集成化等优点, 染料激光器被广泛应用于光谱检测、大气光学、医疗和军事等领域^[2-5]. 光学谐振腔是激光器的另外一个重要组成部分, 染料激光器多采用周期性的一维或二维衍射谐振腔, 以达到出射波长的连续可调谐. 基于导模共振效应

的亚波长光栅是一种新型的衍射光学元件, 具有衍射效率高、共振波长和带宽可调谐以及在宽光谱范围内具有极高反射率等特性^[6], 广泛应用于滤波片^[7,8]、传感器^[9]、光开关^[10]等光学元件. 导模共振效应发生时, 结构内部产生局域场增强现象, 因此可用于增强光与物质的相互作用, 如石墨烯表面激发的高局域性表面等离子体激元^[11]、荧光染料和量子点发光^[12,13]、染料激光器^[14]和垂直面发射激光器^[15,16]等. 导模共振结构的基底层常采用二氧化硅或聚合物材料, 其折射率一般为 1.5 左右, 大于光栅层上表面覆盖的激光染料折射率, 因此表面局域电场集中于波导层并向基底层渗透一定深度, 不利于光场与发光物质的相互作用.

本文在导模共振染料激光器光栅层和基底

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 61805210, 11704162)、江苏省高校自然科学基金 (批准号: 18KJB510048)、江苏省自然科学基金青年基金 (批准号: BK20170482) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yishuihetian@126.com

‡ 通信作者. E-mail: leonqly@126.com

层之间引入低折射的多孔二氧化硅,能有效调控表面局域电场,并增强了局域电场与增益介质的相互作用.由于多孔二氧化硅折射率小于常用基底层材料,使电场向染料层反向渗透,增加了与增益介质的接触区域,最终实现了激光出射增强.文中以电场强度为衡量指标,分析并优化了激光器的结构参数对电场的影响,包括膜层厚度、光栅周期和入射角度等,并在最优结构参数的基础上,分析了激光器的出光特性.

2 结构设计与原理

本文所设计的激光器结构如图1所示,从上往下依次为激光染料层、导模共振光栅层、多孔二氧化硅层和基底层,其中激光染料层选择 IR-140 并溶解于聚氨酯溶剂 (polyurethane) 中,导模共振光栅层为 TiO_2 ,基底层为石英玻璃.多孔二氧化硅材料具有孔隙率高、表面张力低、粘温系数小、耐高温和低温以及耐氧化稳定性等特点,合成方法主要采用溶胶-凝胶法,利用液体化学试剂或者溶胶为原料,反应物均匀分散于液相中,生成物形成稳定的溶胶体系,一定时间静置转变为含有大量液相的湿凝胶,通过特定条件去除液体介质后获得成品^[17].该材料除了能满足结构对折射率的要求以外,还具备良好的耐环境稳定性,尤其是耐高温辐射特性,因此在功率较高的激光装置中常采用具有高损伤阈值的多孔二氧化硅作为减反膜,在高通量激光辐照后仍能表现出稳定的透过率,不影响激光器整体性能,并能提高元件使用寿命^[18].各层折射率分别为: $n_p = 1.3$, $n_h = 2$, $n_l = 1.22$ ^[19], $n_s = 1.51$.此外,典型的导模共振光栅结构常在 SU-8 光刻胶光栅或石英光栅上直接镀高折射率介质薄膜形成,因此本文在图1的基础上,以 SU-8 光刻胶

代替多孔二氧化硅作为对比结构进行研究,其折射率为 $n'_l = 1.55$.导模共振效应发生时需满足^[20]

$$\max\{n_c, n_s\} \leq |n_c \sin \theta - i\lambda/\Lambda| < n_{\text{eff}}, \quad (1)$$

其中, n_h 和 n_c 分别表示光栅层的高、低折射率材料, n_w 和 n_s 为波导层和基底层折射率, θ 为光入射到结构最上方一层介质的角度, i 为衍射级次, Λ 是光栅周期, n_{eff} 是光栅层的等效折射率.由公式(1)可获得导模共振发生的波长区域,而在结构参数确定以后,共振波长 λ 随 θ 变化而变化.

基于导模共振效应的染料激光器在设计时,通常使激光染料的吸收峰与共振波长相匹配,目的是利用共振频率产生的局域电场来增加抽运光与染料的相互作用.导模共振结构中伴随着光子态密度的改变,在共振波长处,即禁带中,态密度完全被抑制,而在带边的群速度接近于零,态密度显著提高,使电场与增益物质相互作用被放大.本文采用的染料 IR-140 的吸收峰位于 820 nm^[21],因此需设计与之匹配的共振波长.图2(a)是利用时域有限差分法 (finite-difference time-domain, FDTD) 模拟的多孔二氧化硅作为间隔层的共振波长与入射角度的关系曲线,结构参数满足: $d_1 = 200$ nm, $d_2 = 20$ nm, $d_3 = 50$ nm, $d_4 = 3.5$ μm , $\Lambda = 700$ nm, 占空比 $f = 0.5$.如图2(a)所示,当 $\theta = 0^\circ$,共振波长为 860 nm 单峰,倾斜入射时, ± 1 级衍射引起的共振峰使单峰变成双峰.随着角度增加,其中一个向短波长移动,另一个向长波长移动;当入射角 $\theta = 3.7^\circ$ 时,如图2(a)中虚线所示,其中一个共振波长为 820 nm,另一个为 908 nm,此时反射谱如图2(b)所示.图2(c)为图2(b)反射谱中 820 nm 共振峰的放大图,由于对比结构中 SU-8 材料折射率不同,因此在保证相同的结构参数下,改变入射角度可使对比结构中也出现 820 nm 的共振波长,如图2(d)所示,因此 820 nm 共振波长即可用于两种结构中增益介质的共振激发.

两种结构在 820 nm 处的电场分布如图3(a)和(c)所示,图3(b)和(d)分别为局部区域放大图.图3(a)和(b)为多孔二氧化硅作为间隔层的激光器结构,由于其折射率小于染料层折射率,所以最强电场上移至光栅层和染料层,并渗透进染料层一定深度;图3(c)和(d)为 SU-8 作为间隔层的激光器结构,电场强度多集中于高折射率材料 SU-8 层,而 IR-140 染料区域的电场很小.在共振波长

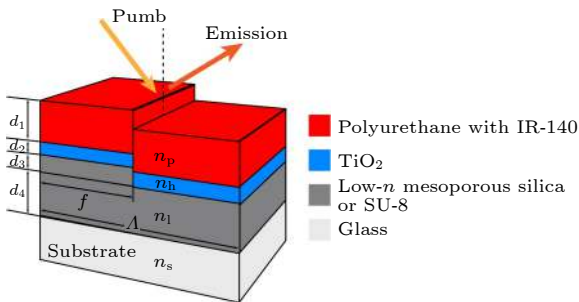


图1 激光器结构示意图

Fig. 1. Schematic of laser structure.

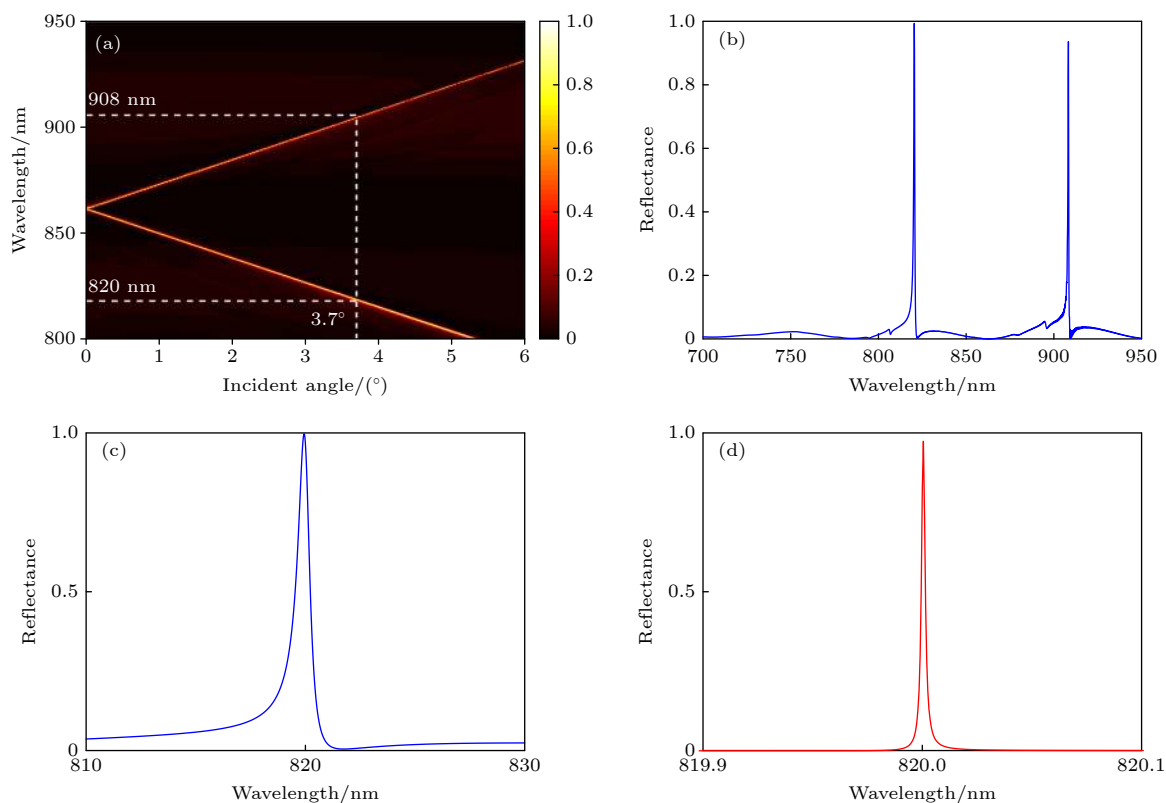


图2 (a) TE偏振下多孔二氧化硅结构的反射谱随入射角和波长的变化曲线; (b) 3.7° 入射角下多孔二氧化硅结构的反射谱; (c) 3.7° 入射角下多孔二氧化硅结构的820 nm共振峰; (d) 21.3° 入射角下SU-8结构的820 nm共振峰

Fig. 2. Calculated reflection in TE mode as a function of incident angle and wavelength for mesoporous silica structure; (b) calculated reflection spectrum of mesoporous silica structure at the incident angle of 3.7° ; (c) resonance wavelength of 820 nm at the incident angle of 3.7° for mesoporous silica structure; (d) resonance wavelength of 820 nm at the incident angle of 21.3° for SU-8 structure.

处,慢光子效应将使光传输的群速度大大降低,光和增益物质相互作用时间延长,使染料对抽运光的吸收得到增强,进一步提高了受激辐射.因此,相比于SU-8材料,以低折射率材料多孔二氧化硅作为间隔层的激光器,其染料与电场的接触面积更大,电场强度也更强,将更加有利于染料对抽运光的吸收.

此外,共振波长处的局域电场强度还受光栅周期和各层厚度等参数的影响.因此,为了得到共振波长为820 nm处的最强局域场分布,对激光器的结构参数进行了分析和优化,目的是使染料层的电场强度均方值 $\langle |E|^2 \rangle$ 最大.首先,分析多孔二氧化硅层厚度 T_{WG} 对电场的影响.图4(a)为结构参数满足 TiO_2 层厚度 $T_{TiO_2} = 20$ nm,光栅周期 $\Lambda = 700$ nm时,将 T_{WG} 从0.5 μm 逐渐增加到6 μm 时增益介质区域内激发场强的均方值.曲线表明:当 T_{WG} 小于3 μm 时,随着厚度的增加,局域电场逐渐增加;而当厚度大于3 μm 时,场强逐渐达到

饱和状态,厚度对激发场不再产生明显影响;当 $T_{WG} = 3.5$ μm 时,局域场强达到最大,共振角度始终保持在 3.7° .随后固定 $T_{WG} = 3.5$ μm , $T_{TiO_2} = 20$ nm,分析光栅周期与共振激发场之间的关系(图4(b)).随着光栅周期的增加,局域场强先增加后减小,当周期为650—700 nm,共振角度约为 3° 时,会激发最强局域场.最后固定 $T_{WG} = 3.5$ μm ,光栅周期为700 nm,探究 TiO_2 光栅层厚度与局域电场之间的关系(图4(c)).结果表明,光栅层最佳厚度为20 nm,其共振角度为 3.7° .因此,根据上述结果可得,激光器的最优结构参数为: $T_{WG} = 3.5$ μm , $\Lambda = 700$ nm, $T_{TiO_2} = 20$ nm.

3 激光出射特性分析

将各结构参数设置为上述最优值,利用FDTD算法对激光器出射激光的特性进行模拟仿真和分析.采用四能级二电子系统对增益介质IR-140进

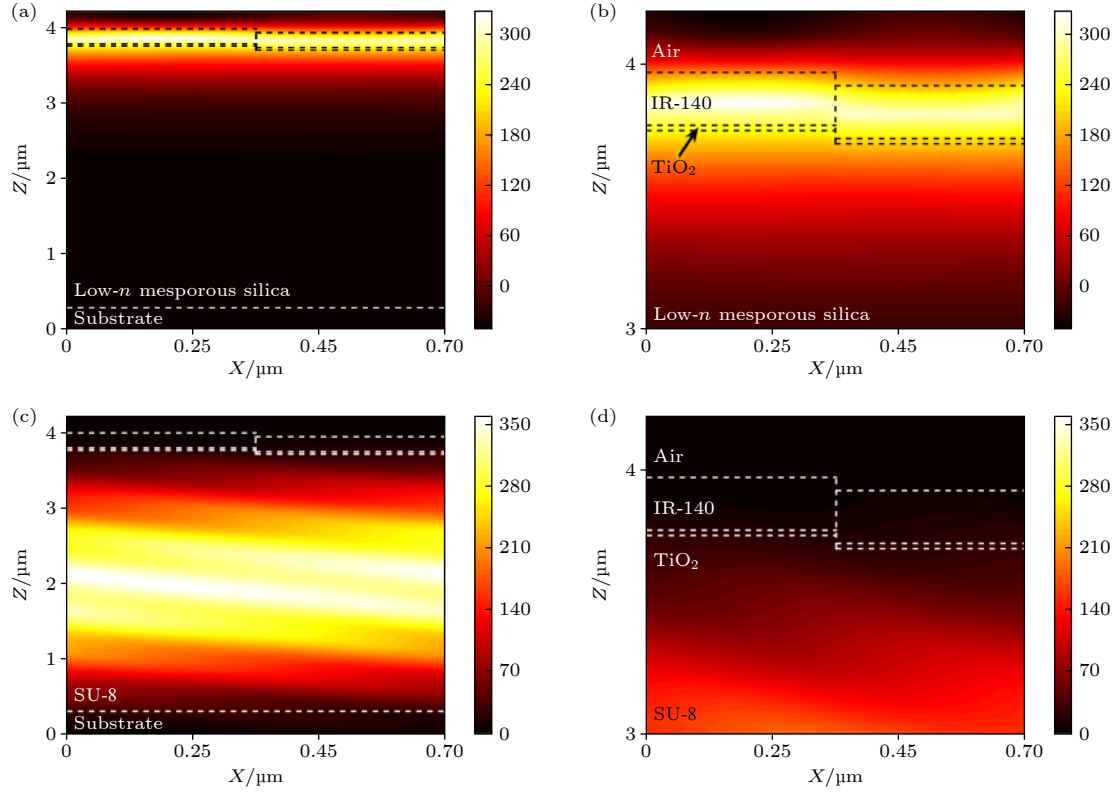


图 3 TE 偏振入射下共振波长处的电场强度 $|E|^2$ 分布图: (a) 多孔二氧化硅结构和 (b) 局部放大图; (c) SU-8 结构和 (d) 局部放大图
Fig. 3. Electric field intensities $|E|^2$ for the TE-polarized light incidence at resonance wavelength: (a) mesoporous silica structure and (b) partially enlarged view; (c) SU-8 structure and (d) partially enlarged view.

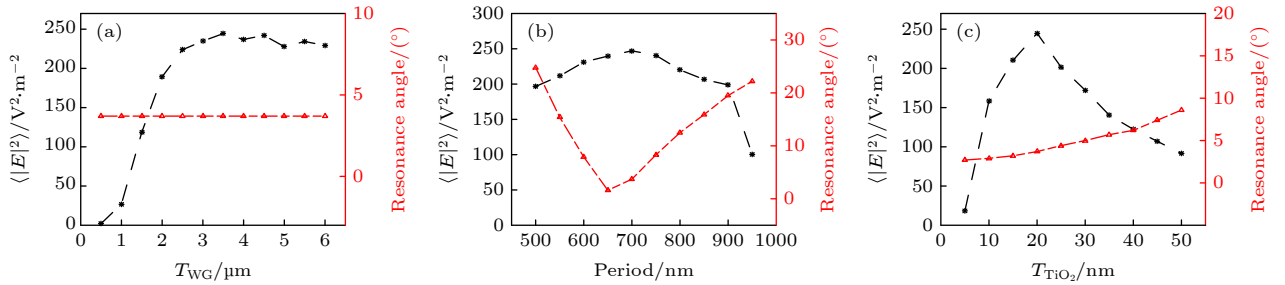


图 4 增益介质区域的局域电场均方值 $\langle |E|^2 \rangle$ 和共振角度随 (a) 多孔二氧化硅层厚度, (b) 光栅周期与 (c) TiO₂ 厚度的变化曲线
Fig. 4. Calculated $\langle |E|^2 \rangle$ value and resonance angle versus (a) the thickness of the mesoporous silica, (b) the grating period and (c) the thickness of TiO₂.

行描述, 不同能级的分子密度随时间的速率方程可表示为^[21]

$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} &= -\frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_{30}} + \frac{1}{h\omega_b} \cdot \bar{E} \cdot \frac{d\bar{p}_b}{dt}, \\ \frac{dN_2}{dt} &= \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{1}{h\omega_a} \cdot \bar{E} \cdot \frac{d\bar{p}_a}{dt}, \\ \frac{dN_1}{dt} &= \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{10}} - \frac{1}{h\omega_a} \cdot \bar{E} \cdot \frac{d\bar{p}_a}{dt}, \\ \frac{dN_0}{dt} &= \frac{N_3}{\tau_{30}} + \frac{N_1}{\tau_{10}} - \frac{1}{h\omega_b} \cdot \bar{E} \cdot \frac{d\bar{p}_b}{dt}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, N_0 , N_1 , N_2 和 N_3 分别表示四个能级的粒子数密度; τ_{xy} 表示粒子在 x 和 y 能级之间的跃迁寿命; ω_a 和 ω_b 分别表示增益介质的发射频率和吸收频率; \bar{E} 是总电场; \bar{p}_a 和 \bar{p}_b 表示从能级 2 跃迁到能级 1 和从能级 0 跃迁到能级 3 的宏观极化强度. 在模拟中, 参数设置如下: $\omega_a = 2.165 \times 10^{15}$ Hz, $\omega_b = 2.282 \times 10^{15}$ Hz, $\tau_{21} = \tau_{30} = 1$ ns, $\tau_{32} = \tau_{10} = 10$ fs, $N = 2.0 \times 10^{24}$ m⁻³^[21].

首先, 分别以多孔二氧化硅和 SU-8 作为间隔层, 其它结构参数保持一致, 模拟两种导模共振结

构激光器, 对出射激光强度进行比较, 所得的归一化强度曲线如图 5 所示. 由于采用同一种增益介质, 两种结构的激光出射峰均位于 870 nm, 而采用多孔二氧化硅这种低折射率材料作为间隔层的结构出射激光更强, 约为 SU-8 间隔层对应结构的 13 倍, 其结果与图 3 一致, 由此可证明局域电场分布对激光出射强度影响很大, 本文提出的结构在共振波长下能产生更强的有效局域场.

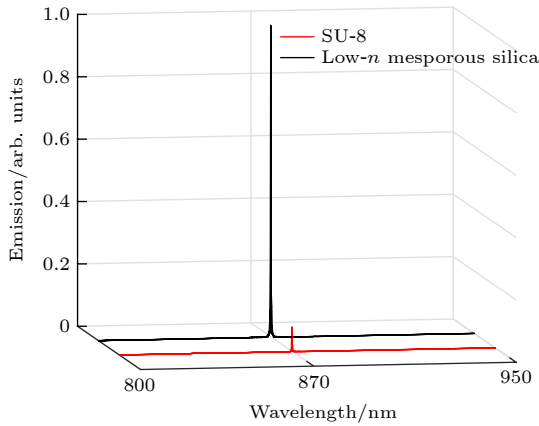


图 5 两种结构的激光出射归一化强度谱线

Fig. 5. Normalized emission spectra of the laser with SU-8 and mesoporous silica.

在特定入射角下, 导模共振峰与增益介质的激发峰重合, 可称为共振角, 而不满足共振峰与激发峰重合的入射角称为非共振角. 对于同一种导模共振结构, 激发光以共振角与非共振角入射, 其发射光强度的对比可进一步揭示导模共振结构激光器的特性. 对于多孔二氧化硅作为间隔层的激光器结构, 其共振角 $\theta = 3.7^\circ$, 此时导模共振波长和激发

波长都为 820 nm. 图 6(a) 给出了抽运光以共振角 3.7° , 以及非共振角 3.4° 和 4° 入射到结构上时, 出射激光强度的归一化数据. 结果表明, 在共振角激发条件下的出射激光最强, 而在 $\theta = 3.4^\circ$ 时出射强度为 0.31, $\theta = 4^\circ$ 时出射强度为 0.36, 提高了约 2.7—3.2 倍. 当设置入射角 $\theta = 3.7^\circ$ 时, 改变多孔二氧化硅层厚度, 导模共振波长为 820 nm 不变, 计算得到的出射激光强度随膜层厚度的变化如图 6(b) 所示. 激光强度随着多孔二氧化硅层厚度的增加而增加, 当厚度超过 $3 \mu\text{m}$ 以后激光强度的波动变化较小, 其结论与图 4(a) 保持一致, 证明了局域电场强度对出射激光的正面影响.

共振角激发下有最强的激光输出, 可以通过局域场强来进一步解释 (图 7 所示). 图 7(a) 是激发光以非共振角 $\theta = 3.4^\circ$ 入射下的局域电场分布, 此时结构的共振波长分别为 823 和 904 nm, 图 7(b) 是局部放大图, 染料层电场强度最大值为 30 左右, 仅为共振激发条件的 10%. 图 7(c) 是非共振角 $\theta = 4.0^\circ$ 时激发的局域电场分布, 图 7(d) 是局部放大图, 此时结构的共振波长分别为 817 和 912 nm, 染料层电场强度最大值为 24 左右, 仅为共振激发条件的 8%. 因此, 在满足共振波长与染料吸收峰相匹配时, 局域场增强效果显著, 更加有利于出射激光增强. 此外, 导模共振光栅的周期性结构可有效减小平面光波导对光的损失, 能显著提高光的提取.

最后, 为了考查出射激光的连续性和阈值特性, 改变抽运光的强度, 分析了激光强度变化趋势. 图 8(a) 所示为多孔二氧化硅结构的出射谱随抽运能量的变化曲线, 激光出射波长为 870 nm, 强度起

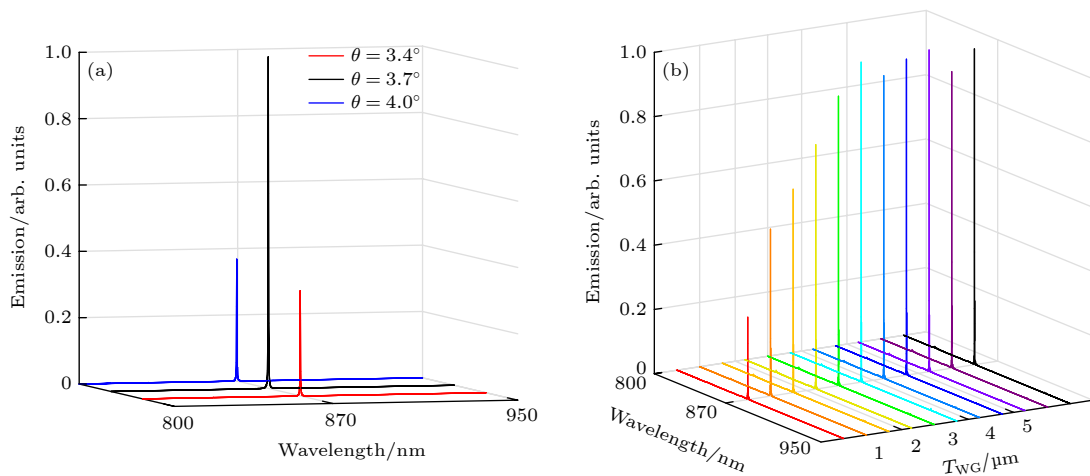


图 6 (a) 不同入射角下的激光出射谱线; (b) 3.7° 共振条件时多孔二氧化硅层厚度与激光出射谱线的关系

Fig. 6. (a) Normalized emission spectra of the laser at different incident angles; (b) normalized emission spectra of the laser at the incident angle of 3.7° vs. thickness of the mesoporous silica.

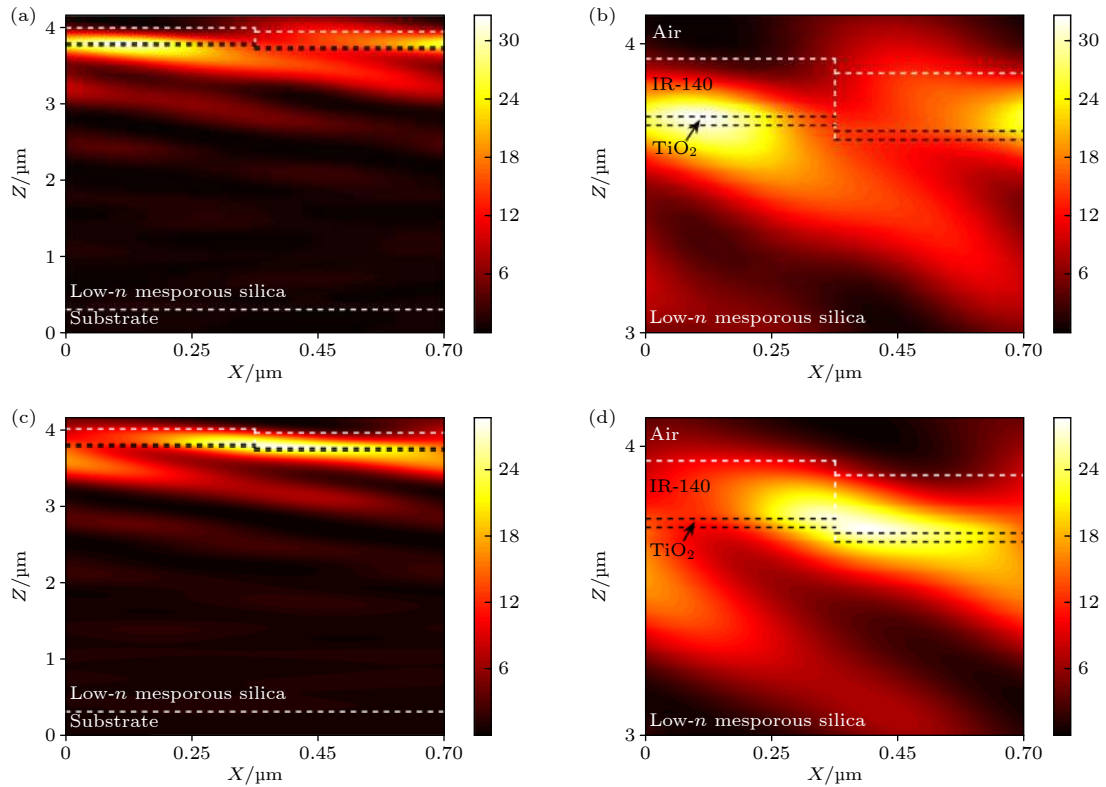


图 7 (a) 非共振激发 ($\theta = 3.4^\circ$) 条件下的局域电场强度 $|E|^2$ 和 (b) 局部放大图; (c) 非共振激发 ($\theta = 4.0^\circ$) 条件下的局域电场强度 $|E|^2$ 和 (d) 局部放大图

Fig. 7. (a) Calculated TE mode $|E|^2$ obtained with $\theta = 3.4^\circ$ (off-resonance) and (b) partially enlarged view; (c) calculated TE mode $|E|^2$ obtained with $\theta = 4.0^\circ$ (off-resonance) and (d) partially enlarged view.

初很弱, 在达到阈值后迅速增加. 提取图 8(a) 中各谱线的出射强度和线宽值, 并绘制二者随抽运能量的变化曲线, 如图 8(b) 所示, 黑色“十字”标识为线宽变化曲线, 红色“十字”标识为出射强度变化曲线. 结果表明, 线宽在抽运能量大于 2 mJ/cm^2 时急剧窄化至 1 nm 以下, 并逐渐减小至 0.3 nm ; 出射强度在抽运能量大于 2.5 mJ/cm^2 时迅速增加, 输出斜率也大大增加, 并且该能量阈值与线宽阈值大致相等, 符合激光的判断条件, 从而也证明了激光出射的可行性和连续性. 此外, 为了对比两种结构的出射线宽和能量阈值特性, 图 8(b) 中两条“圆孔”标识曲线分别给出了 SU-8 结构的出射强度和线宽变化曲线. 由图 8(b) 中曲线可知, 虽然 SU-8 结构的线宽随着抽运能量的增加最终可以达到 0.3 nm 左右, 但其归一化出射能量不到多孔二氧化硅结构的 10%, 线宽阈值和能量阈值也相对较高, 约为 2.3 和 3 mJ/cm^2 .

由图 6(a) 和图 7 可知, 当以非共振角照射激光器时, 染料区域的电场强度和出射激光强度均大幅度下降, 因此考虑不同入射角对激光出射阈值的

影响, 如图 9(a) 所示, 在以共振角度 3.7° 入射时的激光归一化强度远大于以非共振角度入射时的, 并且能量阈值相对较小. 但是, 入射角度对出光特性的影响不如更换间隔层材料对出光特性的影响大. 此外, 多孔二氧化硅材料通常由硅醇盐作为原料通过溶胶-凝胶方法制备, 所使用的材料配比不同气孔率也不同, 进而导致其有效折射率可在一定范围内变化, 通常为 1.1 — 1.38 , 本文前部分的设计中参数取值为 1.22 ^[19], 是常用的折射率数值. 但考虑到其有效折射率的变化范围, 本文讨论了多孔二氧化硅折射率从 1.1 到 1.3 的激光能量阈值变化趋势, 如图 9(b) 中黑色曲线所示, 模拟时为了满足 820 nm 的共振波长, 入射角度也随之改变 (图 9 中红色曲线). 当折射率逐渐增大时, 共振角度逐渐增大, 激光阈值在折射率为 1.2 时取得最小值, 并呈现上升趋势, 但在所给出的折射率变化范围内阈值总体变化不大, 约为 0.2 mJ/cm^2 , 因此若设计此类带有低折射率多孔二氧化硅间隔层的激光器时, 可尝试使用较低折射率取值的材料, 达到提高激光器出射性能的目的.

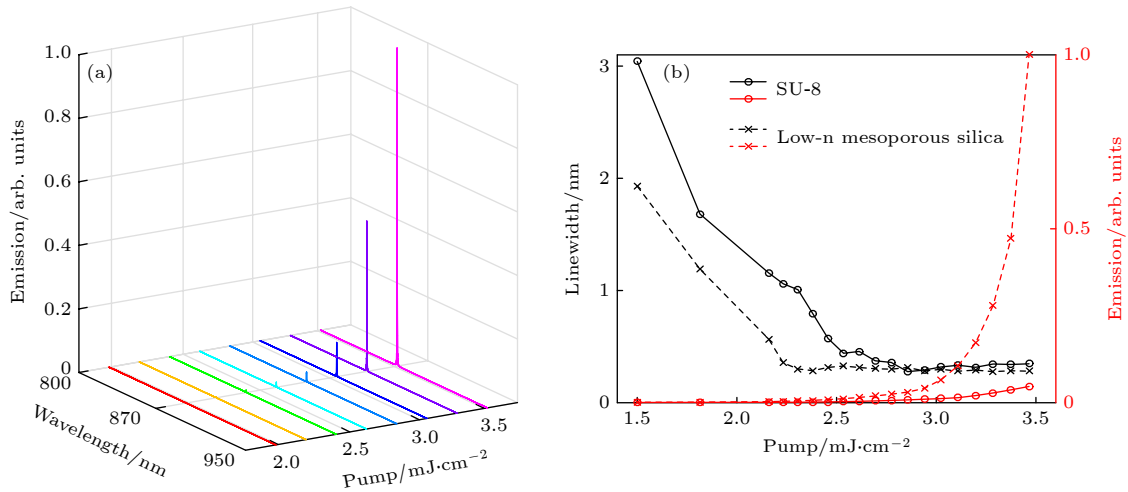


图 8 (a) 激光出射谱随抽运能量的变化曲线; (b) 出射线宽和强度随抽运能量的变化曲线

Fig. 8. (a) Laser emission spectra as a function of input pump energy; (b) linewidth and maximum emission intensity as a function of input pump intensity.

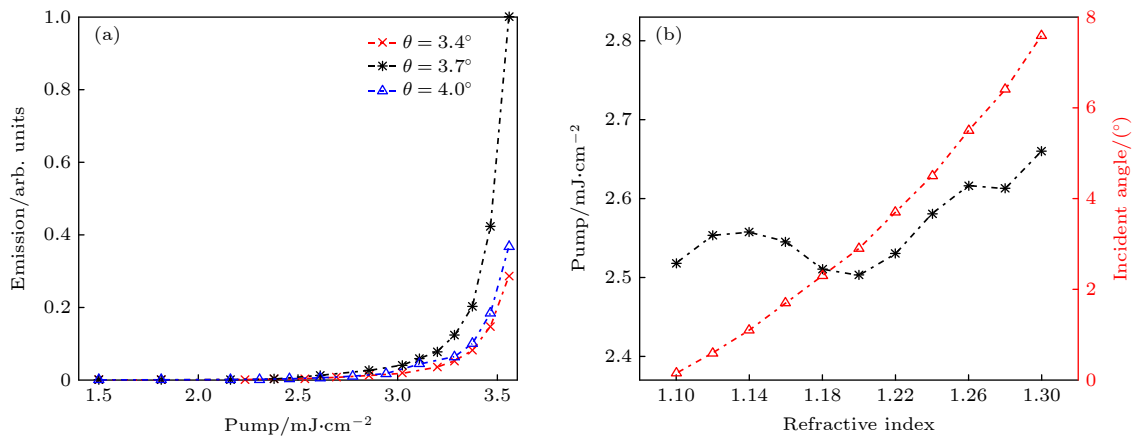


图 9 (a) 不同入射角下多孔二氧化硅结构激光器的出射强度随抽运能量的变化曲线; (b) 出射阈值和共振角度随多孔二氧化硅折射率的变化曲线

Fig. 9. (a) Emission intensity as a function of input pump energy for different resonance angles; (b) calculated lasing threshold and resonance angle versus the refractive index of the mesoporous silica.

4 结 论

本文将多孔二氧化硅这种低折射率材料作为间隔层, 构建了基于导模共振光栅结构的染料激光器. 理论计算表明, 共振时的电场强度集中于增益材料区域, 有效增加了光与物质的相互作用, 达到了增强激光出射的目的. 在共振激发条件下, 通过控制光栅周期、波导层及间隔层厚度等参数使共振波长与染料吸收峰匹配时, 出射能量达到最大, 出射线宽约为 0.3 nm, 能量阈值约为 2.5 mJ/cm². 本文涉及的方法有望应用于其它光致发光材料, 如量子点、上转换发光粒子或闪烁体等材料的发光增强. 此外, 导模共振效应具有角度相关性, 还可调

控激发光或发射光的方向, 为此类结构的实际应用提供了良好的基础.

参考文献

- [1] Sorokin P P, Lankard J R 1966 *Ibn. J. Res. Dev.* **10** 162
- [2] Wang G M, Zhang Z H 2011 *Laser Phys.* **21** 981
- [3] Liu Q W, Wang X B, Chen Y F, Cao K F, Hu S X, Huang J 2017 *Acta Opt. Sin.* **37** 338 (in Chinese) [刘秋武, 王晓宾, 陈亚峰, 曹开法, 胡顺星, 黄见 2017 光学学报 **37** 338]
- [4] Cai H M, Zhang S Y, Weng D L, Wang P J 2004 *Applied Laser* **24** 418 (in Chinese) [蔡慧敏, 张少渊, 翁达玲, 王培晶 2004 应用激光 **24** 418]
- [5] Huang F, Wang Y F, Niu Y X, Wang J Y 2005 *Lasers & Infrared* **35** 137 (in Chinese) [黄峰, 汪岳峰, 牛燕雄, 王金玉 2005 激光与红外 **35** 137]
- [6] Magnusson R, Wang S S 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1022

- [7] Yang S, Sheng B, Zhang D W, Qian L Y, Chen P, Huang Y S 2015 *Chin. J. Las.* **42** 323 (in Chinese) [杨赛, 盛斌, 张大伟, 钱林勇, 陈鹏, 黄元申 2015 中国激光 **42** 323]
- [8] Sang T, Cai T, Liu F, Cai S H, Zhang D W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 326 (in Chinese) [桑田, 蔡托, 刘芳, 蔡绍洪, 张大伟 2013 物理学报 **62** 326]
- [9] Wawro D D, Tibuleac S, Magnusson R, Liu H 2000 *Proc. SPIE 3911, Biomedical Diagnostic, Guidance, and Surgical-Assist Systems II* San Jose, CA, United States, May 3 2000 86
- [10] Mizutani A, Kikuta H, Iwata K 2005 *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 355
- [11] Li Z Q, Zhang M, Peng T, Yue Z, Gu E D, Li W C 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 105201 (in Chinese) [李志全, 张明, 彭涛, 岳中, 顾而丹, 李文超 2016 物理学报 **65** 105201]
- [12] Soria S, Thayil K N A, Badenes G, Bader M A, Selle A, Marowsky G 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 081109
- [13] Pokhriyal A, Lu M, Chaudhery V, Huang C S, Schulz S, Cunningham B T 2010 *Opt. Express* **18** 24793
- [14] Takashi K, Yoshiaki K, Kazuhiro H 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 151106
- [15] Magnusson R, Ding Y, Lee K J, Shin D, Priambodo P S, Young P P, Maldonado T A 2003 *Optical Science and Technology, SPIE's 48th Annual Meeting* San Diego, California, United States 2003 p20
- [16] Jiang X W, Guan B L 2019 *Acta. Photon. Sin.* **48** 0114005 (in Chinese) [江孝伟, 关宝璐 2019 光子学报 **48** 0114005]
- [17] Jia Y P, Ma J, Zhang L H, Dong C Q, Wang X Q 2014 *B. Chin. Ceram. Soc.* **33** 3206 (in Chinese) [贾艳萍, 马姣, 张兰河, 董长青, 王孝强 2014 硅酸盐通报 **33** 3206]
- [18] Xiong H, Tang Y X, Hu L L, Shen B, Li H Y 2019 *Acta Optica Sin.* **39** 0831001 (in Chinese) [熊怀, 唐永兴, 胡丽丽, 沈斌, 李海元 2019 光学学报 **39** 0831001]
- [19] Vu D T, Chiu H W, Nababan R, Le Q M, Kuo S W, Chau L K, Ting C C, Kan H C, Hsu C C 2018 *ACS Photonics* **5** 3263
- [20] Wang S S, Magnusson R, Bagby J S, Moharam M G 1990 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1470
- [21] Zhou W, Dridi M, Suh J Y, Kim C H, Co D T, Wasielewski M R, Schatz G C, Odom T W 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 506

Enhanced dye lasing emission by guided-mode resonance grating with mesoporous silica as spacing layer^{*}

Cui Tao¹⁾ Wang Kang-Ni^{1)†} Gao Kai-Ge¹⁾ Qian Lin-Yong^{2)‡}

¹⁾ (School of Physical Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225009, China)

²⁾ (School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu Normal University, Xuzhou 221116, China)

(Received 29 June 2020; revised manuscript received 23 August 2020)

Abstract

The enhancement of lasing emission intensity of dye laser is particularly important and urgently required due to a broad range of optical and electrical applications. The guided-mode resonance (GMR) effect occurs in a periodic waveguide structure where an incident wave is coupled to a leaky waveguide mode, and yields a resonance peak. The resonance wavelength can be easily controlled by adjusting the period of the grating, thickness of the waveguide layer, and refractive index of the covering materials. By using band edge states, one may be able to excite optical resonances extended over the entire structure surface, thereby achieving field enhancement over a large area. In this study, mesoporous silica with low refractive index is introduced between the grating layer and the substrate layer of the GMR structure to significantly enhance the contact between local electric field and gain medium. For comparison, another structure using SU-8 with high refractive index as the spacing layer is also proposed. It is clearly observed that the maximum of the electric field intensity is highly localized inside the SU-8 waveguide grating layer. However, it is shifted upward to the gain medium layer in the mesoporous silica structure due to the reverse symmetry waveguide structure design. Therefore, the interaction between laser dye and electric field is increased to further enhance the lasing emission.

Besides the refractive index, the waveguide layer, other structural parameters such as thickness of each layer and grating period also affect the electric field distribution in the GMR structure. Based on the finite-difference time-domain method, the structural parameters are analyzed and optimized. According to the simulation results, the structure parameters $T_{WG} = 3.5 \mu\text{m}$, $\Lambda = 700 \text{ nm}$, and $T_{\text{TiO}_2} = 20 \text{ nm}$ are chosen as the guideline for designing the dye laser, which generates the resonance wavelength of 820 nm the same as the absorption wavelength of dye molecules. Additionally, the laser characteristics excited by pump light with the wavelength of 820 nm are studied. The continuous laser output is obtained. The energy threshold is about 2.5 mJ/cm^2 , and the linewidth is about 0.3 nm. The proposed structure can effectively regulate the surface local electric field and enhance the interaction between pump light and gain medium. It can not only be used in lasers, but also provide reference for designing other light-emitting devices.

Keywords: grating, guide-mode resonance, dye laser, mesoporous silica

PACS: 42.40.Eq, 42.79.Gn, 42.55.Mv, 64.70.ph

DOI: 10.7498/aps.70.20201017

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61805210, 11704162), the Natural Science Foundation of the Jiangsu Higher Education Institutions of China (Grant No. 18KJB510048), and the Natural Science Foundation of Jiangsu, China (Grant No. BK20170482).

† Corresponding author. E-mail: yishuihetian@126.com

‡ Corresponding author. E-mail: leonqly@126.com