

掺钕微球的受激辐射激光和自受激拉曼散射

黄衍堂 彭隆祥 庄世坚 李强龙 廖廷倬 许灿华 段亚凡

Stimulated lasing and self-excited stimulated Raman scattering of Nd^{3+} doped silica microsphere pumped by 808 nm laser

Huang Yan-Tang Peng Long-Xiang Zhuang Shi-Jian Li Qiang-Long Liao Ting-Di Xu Can-Hua Duan Ya-Fan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 244208 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.244208

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244208>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光强传输方程相位成像的宽场相干反斯托克斯拉曼散射显微背景抑制

Nonresonant background suppression in wide-field Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy with transport of intensity equation based phase imaging

物理学报.2017, 66(11): 114206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.114206>

双光子荧光与相干反斯托克斯拉曼散射显微成像技术的实验研究

Experimental study on two-photon fluorescence and coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy

物理学报.2017, 66(10): 104204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.104204>

拉曼散射与自陡峭效应对皮秒孤子传输特性的影响

Influence of Raman scattering effect and self-steepening effect on the propagation characteristic of picosecond solitons

物理学报.2015, 64(5): 054207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054207>

低双折射光纤中拉曼增益对光偏振态的影响

Effect of Raman gain on the state of polarization evolution in a low-birefringence fiber

物理学报.2015, 64(3): 034212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034212>

拉曼增益对双折射光纤中孤子传输特性的影响

Effect of Raman gain on the characteristic of soliton transmission in birefringence optical fiber

物理学报.2014, 63(9): 094208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094208>

掺钕微球的受激辐射激光和自受激拉曼散射*

黄衍堂^{1)2)†} 彭隆祥²⁾ 庄世坚²⁾ 李强龙²⁾ 廖廷俤¹⁾
许灿华²⁾ 段亚凡¹⁾

1) (泉州师范学院光子技术研究中心, 泉州 362000)

2) (福州大学物理与信息工程学院, 福州 350108)

(2017年4月23日收到; 2017年7月18日收到修改稿)

采用溶胶-凝胶法在 SiO_2 微球表面覆盖上一薄层 Nd^{3+} 掺杂 SiO_2 , 并经电极放电熔融后形成表面光滑的高 Q 值微球. 采用锥光纤将808 nm的抽运激光耦合入钕离子掺杂的高 Q 值微球形成回廊模, 激发产生了1080—1097 nm波段受激辐射激光. 由于所产生的激光有足够高的功率密度, 在高 Q SiO_2 微球中激发产生了波长为1120—1143 nm一级自受激拉曼散射激光. 推导了锥光纤掺钕微球组合的自受激拉曼散射的输出功率和阈值公式. 描述了输出激光的特性: 阈值、输出功率、线宽、边模抑制比.

关键词: 钕掺杂微球腔, 高品质因子, 受激辐射激光, 自激拉曼散射激光

PACS: 42.65.Dr, 42.65.-k, 42.62.Fi

DOI: 10.7498/aps.66.244208

1 引言

激光的产生有两种途径, 受激辐射和受激拉曼散射. 自受激拉曼散射现象是在拉曼活性材料谐振腔中掺入激活离子, 使之同时具有激活离子受激辐射光放大的发光性质和基质本身的受激拉曼散射性质, 从而可以在同一腔体中, 通过一定频率的激光抽运, 同时产生受激辐射光放大和受激拉曼散射两种激光现象: 实现信号光放大和光谱拉曼频移两个过程^[1–5]. 由于稀土离子具有长的上能级寿命、高的转换效率, 而常用于固体激光器的掺杂. 钕离子(Nd^{3+})在近红外区具有丰富的吸收谱带和发射波长, 有较大的吸收和发射截面, 能够实现较高的激光增益, 是应用最广泛的激活离子之一. 目前已实现的自受激拉曼激光的产生多选用 Nd^{3+} 作为掺杂激活离子. 已报道的自受激拉曼散射采用 Nd^{3+} 掺杂的晶体: $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$, $\text{Nd}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$, $\text{Nd}:\text{Lu}_{0.99}\text{La}_{0.01}\text{VO}_4$, $\text{Nd}:\text{PbWO}_4$ 等作为增益介质和拉曼散射介质^[6–12]. 抽运激光采用808 nm波

长的较多, 但抽运功率要较大, 达到瓦级. 文献[1]研究了808 nm半导体激光器激发 $\text{Nd}^{3+}:\text{SrMoO}_4$ 晶体的红外波段荧光光谱, 论证了该晶体中 Nd^{3+} 受1068 nm激光激发, 并通过拉曼频移获得1180 nm一级斯托克斯激光发射的可能性, 为 $\text{Nd}^{3+}:\text{SrMoO}_4$ 晶体的自受激拉曼激光器研究提供了理论依据.

近年来融熔液体表面张力形成的介质微腔由于具有很高的品质因子(可达 10^9), 光波在其中以倏逝场传播时形成一种具有小模式体积($300\lambda^3$)、高能量密度(约 $1\text{ GW}/\text{cm}^2$)的回音壁模式, 在稀土离子掺杂低阈值光学微腔激光器^[13–19]、低阈值微腔多级拉曼激光^[20–26]、量子光学^[27–31]以及微传感器^[32–34]等领域已经有广泛的研究, 但在微球腔中观察到自受激拉曼散射现象报道较少. 而介质微腔由于具有体积小特点, 对于光学集成很有好处. 用光学微球腔产生自激拉曼激光与掺杂晶体置于平行平面腔产生自激拉曼激光相比, 具有体积小利于集成和阈值功率低的优点.

* 国家自然科学基金(批准号: 61405059)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangyantang@fzu.edu.cn

本文所用的Nd³⁺掺杂SiO₂同时作为微球激光增益介质和受激拉曼散射介质,是通过溶胶-凝胶化学方法制备.溶胶-凝胶法制备薄膜由于其具有低成本、快速、掺杂灵活而倍受青睐^[15,26].本实验用Nd³⁺掺杂SiO₂作为小球谐振腔的增益介质,用锥光纤将808 nm的抽运激光高效地耦合进微球赤道内表面形成回廊模.由于高 Q 值的回廊模模式体积很小,促成其谐振形成极高的功率密度.Nd³⁺受到激发实现粒子数反转,在微球腔中实现激光振荡辐射出激光.产生的激光在微球中也形成回廊模,其极高的功率密度促使微球腔三阶非线性效应增强,产生受激拉曼散射,即自受激发拉曼散射,实验测得了二氧化硅微球第一级拉曼散射激光位于1143 nm波段.

2 掺钕微球受激辐射激光与自受激拉曼散射激光理论

2.1 掺钕微球受激辐射激光功率

Nd³⁺在1060—1110 nm波段处有很大的辐射截面,该波段有激光输出,掺钕材料用于该波段激光输出或激光放大一直是研究热门.文献^[13]通过耦合模理论得到采用锥光纤将抽运光耦合入掺钕微腔产生受激辐射激光的输出功率和阈值功率公式,在此用于掺钕微腔中.由抽运光激发产生的从掺钕微球中耦合到光纤中输出的信号光(受激辐射激光)功率: $P_F = \kappa^2 \times |E_s|^2$, κ 是锥光纤与球腔间光的振幅耦合系数; $|E_s|^2$ 为微球腔中信号光的能量,

$$|E_s|^2 = \left(\frac{\nu_s n_s V_m^s}{\nu_p n_p V_m^p} \right) \frac{\alpha_p (\alpha_s + g_s^*) - (\alpha_p + g_p^*) (\alpha_s + \alpha_s^{\text{passive}})}{\alpha_s^{\text{passive}} (\alpha_s + g_s^*)} |E_p|^2 - N_T h \nu_s V_m^s \frac{\alpha_{Nd} (\alpha_s + \alpha_s^{\text{passive}})}{\alpha_s^{\text{passive}} (\alpha_s + g_s^*)}. \quad (1)$$

(1)式中腔表面的归一化抽运光能量 $|E_p|^2$ 与光纤中的归一化抽运光功率 $|F_p|^2$ 间关系:

$$|E_p|^2 = \frac{4n_p^2 \kappa^2 (\alpha_s + g_s^*)^2}{c^2 [(\alpha_p + \alpha_p^{\text{passive}})(\alpha_s + g_s^*) - (\alpha_p + g_p^*)(\alpha_s + \alpha_s^{\text{passive}})]^2} |F_p|^2, \quad (2)$$

(1)和(2)式中,各符号的下标s表示信号光,p表示抽运激光; c 为真空中光速, n 是激光在介质中的折射率, ν 表示激光频率, V_m 表示在球腔中有效信号光和抽运光腔模的模式体积, h 是普朗克常数; $\alpha_{Nd} \equiv n_s / (c \tau_{Nd, N_T})$, τ_{Nd, N_T} 是Nd³⁺的能级寿命; α 和 g^* 是稀土掺杂光纤放大器引入的Giles参量^[13],分别为衰减和增益系数, $\alpha \equiv \Gamma N_T \sigma^a$, $g^* \equiv \Gamma N_T \sigma^e$,其中 N_T 为基质中稀土离子的平均浓度, Γ 定义为重叠因子(假定稀土离子是均匀分布的,信号光与抽运光腔模均分布在微球赤道表面,则重叠因子 $\Gamma = 1$), $\sigma_{s,p}^{a,e}$ 是钕离子对信号光/抽运光的吸收/发射截面; $\alpha_s^{\text{passive}}$ 为无源腔信号损耗,

$$\alpha_s^{\text{passive}} \equiv \frac{n_s}{c \tau_s} = \frac{2\pi n_s}{\lambda_s Q_{T,s}^{\text{passive}}},$$

τ 为腔上激光的光子寿命(包括表面散射、吸收和波导耦合引起的无源腔损耗,但不含Nd³⁺引起的增益/损耗), λ 为信号光波长, $Q_{T,s}^{\text{passive}}$ 为微腔负载品质因子(不包含稀土离子效应); κ 是锥光纤与腔间激光的振幅耦合系数,可通过改变锥光纤与腔间的间隙来改变,且 $\kappa = \sqrt{1/\tau_{\text{ext}}}$,其中 τ_{ext} 是与锥光纤微腔耦合相关的腔光子寿命.

(1)式中令 $|E_s|^2 = 0$,则产生激光的抽运光阈

值公式为

$$|P_{th}|^2 = N_T h \nu_s V_m^s \left(\frac{\nu_p n_p V_m^p}{\nu_s n_s V_m^s} \right) \left(\frac{c^2}{4n_p^2 \kappa_p^2} \right) \times \frac{1}{(\alpha_s + g_s^*)} [(\alpha_p + \alpha_p^{\text{passive}})(\alpha_s + g_s^*) - (\alpha_p + g_p^*)(\alpha_s + \alpha_s^{\text{passive}})]^2 \times \frac{\alpha_{Nd} (\alpha_s + \alpha_s^{\text{passive}})}{\alpha_p (\alpha_s + g_s^*) - (\alpha_p + g_p^*)(\alpha_s + \alpha_s^{\text{passive}})}. \quad (3)$$

文献^[13]实验证明了掺稀土离子微腔产生的受激辐射激光功率及抽运光阈值功率与理论值相符.

2.2 一阶自受激拉曼散射功率

808 nm抽运激光耦合入微球腔形成回廊模,激发Nd³⁺粒子数反转产生受激振荡激光位于1060 nm波段.当微腔中产生的激光足够强,且基质为拉曼散射活性物质(如SiO₂)时,将产生受激拉曼散射.产生的激光能量 $|E_s|^2$ 一部分通过锥光纤耦合输出 $P_F = \kappa^2 \times |E_s|^2$,另一部分则激发受激拉曼散射而转换为新的波长,称为拉曼抽运光 $P_{Nd,p}$ (频率为 $\omega_{Nd,p}$, $\omega_{Nd,p} = \omega_s$;振幅为 $E_{Nd,p}$).为了得到自受激拉曼散射(E_{R1})激光功率和拉曼抽运光($E_{Nd,p}$)功率的关系,参照文献^[22]用波导

与微腔的耦合波方程, 对微腔的一级受激拉曼散射进行分析. 为简化, 假定产生的一级拉曼激光与拉曼抽运光在微腔中均谐振, 且 $E_{\text{Nd,p}}$, E_{R1} 采用慢变包络近似, 得到

$$\begin{aligned} \frac{dE_{\text{Nd,p}}}{dt} = & - \left(\frac{1}{2\tau_{\text{ex}}} + \frac{1}{2\tau_0} \right)_{\text{Nd,p}} E_{\text{Nd,p}} \\ & - g_{\text{R1}} \left(\frac{\omega_{\text{Nd,p}}}{\omega_{\text{R1}}} \right) \cdot |E_{\text{R1}}|^2 E_{\text{Nd,p}} \\ & + \sqrt{(1-\kappa^2)} E_{\text{s}}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{\text{R1}}}{dt} = & - \left(\frac{1}{2\tau_{\text{ex}}} + \frac{1}{2\tau_0} \right)_{\text{R1}} E_{\text{R1}} \\ & + g_{\text{R1}} \cdot |E_{\text{Nd,p}}|^2 E_{\text{R1}}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中,

$$\begin{aligned} g_{\text{R1}} = & \frac{c^2}{2n^2} \frac{1}{V_{\text{eff}}} g_{\text{R}}, \\ V_{\text{eff}} = & \frac{\int |E_{\text{Nd,p}}|^2 dV \int |E_{\text{R1}}|^2 dV}{\int |E_{\text{Nd,p}}|^2 |E_{\text{R1}}|^2 dV}, \end{aligned}$$

E_{s} 为钕离子产生的微球腔内的受激辐射光慢变振幅; $E_{\text{Nd,p}}$ 钕离子产生的微球腔内的作为拉曼抽运光的慢变振幅; E_{R1} 为自激发一级拉曼激光慢变振幅; 腔内第一级拉曼增益系数为 g_{R1} , g_{R} 为 SiO_2 体材料的拉曼增益系数; 拉曼抽运光的频率为 $\omega_{\text{Nd,p}}$, $\omega_{\text{Nd,p}} = \omega_{\text{s}}$, 一级拉曼光的频率为 ω_{R1} ; τ 为光子在腔中的寿命, 与腔总品质因子的关系

$$Q = \omega \cdot \tau, \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{ext}}} + \frac{1}{\tau_0},$$

其中 τ_0 为光子在腔中的本征寿命; V_{eff} 为有效模体积. 对耦合模方程 (4) 和 (5) 进行稳态分析, 得到拉曼激光功率 P_{R1} 与拉曼抽运光功率 $P_{\text{Nd,p}}$ 间满足如下平方根关系:

$$\begin{aligned} P_{\text{R1}} = & \frac{\omega_{\text{R1}}}{\omega_{\text{Nd,s}}} \left(\frac{1}{\tau_{\text{ex}}} \right)^2 \left(\frac{1}{2\tau_0} + \frac{1}{2\tau_{\text{ex}}} \right)^{-2} \\ & \times (\sqrt{P_{\text{t}}} \times P_{\text{Nd,p}} - \sqrt{P_{\text{t}}}), \end{aligned} \quad (6)$$

式中, P_{t} 为拉曼阈值,

$$\begin{aligned} P_{\text{t}} = & C(\Gamma) \frac{\pi^2 n^2}{g_{\text{R1}} \lambda_{\text{Nd,s}} \lambda_{\text{R1}}} V_{\text{eff}} \times \left(\frac{1}{Q_0} \right)^2 \\ & \times \frac{1}{\kappa} (1 + \kappa)^3, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\lambda_{\text{Nd,s}}$ 为拉曼抽运光波长, λ_{R1} 为一级拉曼光波长, $C(\Gamma)$ 为校正因子, Q_0 为腔的本征品质因子. (7) 式说明阈值与 $C(\Gamma)$, Q_0 , κ 有关, 特别与锥光纤和微腔的耦合相关性很大. 文献 [22] 展示了实验结果与理论的一致性.

3 实验结果

3.1 锥光纤与掺钕微球的制备

采用氢气火焰加热、步进电机牵引拉伸标准通信光纤法制备锥光纤 [35]. 简述如下: 将光纤一端接入激光光源 (如波长 976 nm), 另一端接入测此波长的光功率计, 并初始值设定为 0 dB; 设置步进电机控制模块, 拉伸速度设定为 100 $\mu\text{m/s}$; 调试氢气发生器, 氢气流速设定为 100 mL/min 并保持出气稳定, 点燃氢气火焰呈淡蓝色 (火焰均匀不跳, 否则光纤拉伸到较细时易断); 将光纤置于氢气火焰蓝层加热, 保持步进电机匀速, 拉伸光纤总长度控制在 4—4.5 cm. 对应的锥光纤细腰直径为 1—3 μm , 引起损耗小于 0.5 dB. 掺 Nd^{3+} 微球制备如图 1 所示. 承载基体 SiO_2 微球的制备: 用上述方法制备 20 μm 单锥细纤, 将其放入光纤融接机 (FSM-60S) 改制的微球制备装置中 [36,37], 运行融接机后在高温电弧加热下细纤端部熔融, 熔化状态下的二氧化硅在液体表面张力作用下形成表面光滑的二氧化硅微球. 一次放电熔融形成或增加的微球直径为几十微米不等, 多次放电后制备的微球直径可从几十微米到几百微米. 用溶胶-凝胶法在其外表镀上掺钕离子的 SiO_2 薄膜增益层: 1) 配制含 Nd^{3+} 的 SiO_2 溶胶-凝胶, 所需试剂有正硅酸乙酯、纯酒精、去离子水、二甲基-甲酰胺、六水硝酸钕 (粉末). 将上述液体按体积比 5.6(mL) : 5.6(mL) : 2.3(mL) : 0.15(mL) 依次通过移液管滴入洁净的烧杯中, 用玻璃棒轻微搅拌, 使得溶液充分混合; 称量 1 g 六水硝酸钕晶体放入烧杯中, 并加入一滴盐酸溶液以利于硝酸钕晶体溶解; 将配制的溶胶用磁力搅拌器在室温条件下搅拌 4 h, 接着在室温下放置 10 h, 形成胶体; 2) 将二氧化硅微球浸泡在胶体中 10—15 min, 随后放入 160 $^{\circ}\text{C}$ 烤箱中烘烤 10—15 min, 第一层掺杂 Nd^{3+} 的薄膜形成, 多次重复上述过程; 通常在两个镀膜循环之后, 利用融接机的电极放电的电弧对微球进行熔融, 使溶胶-凝胶法制备镀膜层和基底融合, 微球表面变得光滑. 为测量单个黏涂凝胶循环的薄膜厚度, 使用洁净的玻璃片作为基质, 与所用凝胶样品进行同样黏涂提拉过程, 然后用探针式台阶仪测定玻璃片上的镀膜台阶厚度, 进而推断微球的镀膜厚度, 通常每次镀膜厚度约 50—200 nm, 总厚度 2—3 μm .

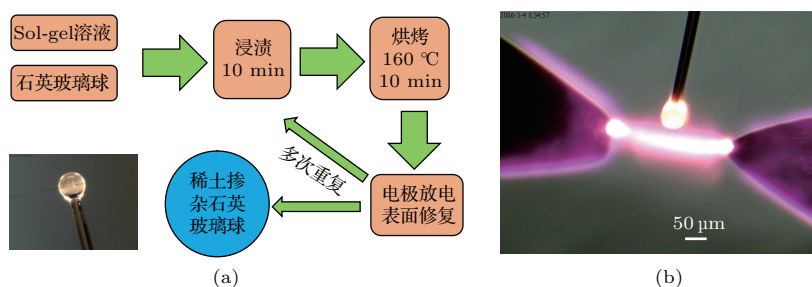


图1 (网刊彩色) (a) 溶胶-凝胶法制备掺钕离子的 SiO_2 薄膜增益层流程图; (b) 电极放电熔融光纤制备微球(显微CCD(200倍)下观测)

Fig. 1. (color online) (a) Schematic of SiO_2 thin film with neodymium ion doped gain function layer fabricated by sol-gel method; (b) microsphere fabricated by arc-melting optical taper fiber (the image is taken by a CCD microscope (200 times)).

通过电极放电电弧熔融光纤尖端的方法制备微球, 采用易操作的溶胶-凝胶法制备二氧化硅掺钕离子增益薄膜层, 得到表面光滑、光学性能良好的钕掺杂二氧化硅微球腔. 制备的掺杂微球直径在80—220 μm 之间, 掺杂 Nd^{3+} 浓度为 10^{19} — 10^{20} cm^{-3} .

3.2 808 nm激光抽运掺钕二氧化硅微球产生单纵模激光

用中心波长为808 nm的半导体激光器(SDL Optics, Inc, 最大单模出纤功率30 mW)为抽运激光光源, 用AQ6370光谱分析仪(测量范围为600—1700 nm, 分辨率为0.02 nm)测试光纤输出的光谱, 设定扫描范围800—1300 nm. 利用三维微

调整架(型号: Thorlabs MAX311D, 分辨率1 μm)控制微球与锥光纤相切耦合, 耦合位置为微球赤道面和锥光纤锥腰处. 当808 nm抽运激光输出功率达到激光阈值, 且双锥光纤与二氧化硅微球腔实现模式匹配时^[25], 就可测到掺钕微球的激光输出. 图2所示为抽运激光为8.33 dBm(指的是抽运光源出纤功率, 以下同), 微球腔直径为87.5 μm , 双锥光纤束腰直径1.2 μm , 产生了钕离子激光中心波长为1116.8 nm的单纵模激光, 该单纵模激光输出功率-23 dBm, 半高全宽为0.15 nm, 边模抑制比为45.5 dB. 图2(a)中插图为该单纵模激光的细节图. 图2(b)是1116.8 nm激光输出功率与吸收-抽运功率之间的关系, 从图中可以看出, 通过线性拟合得到激光输出阈值为3.5 mW.

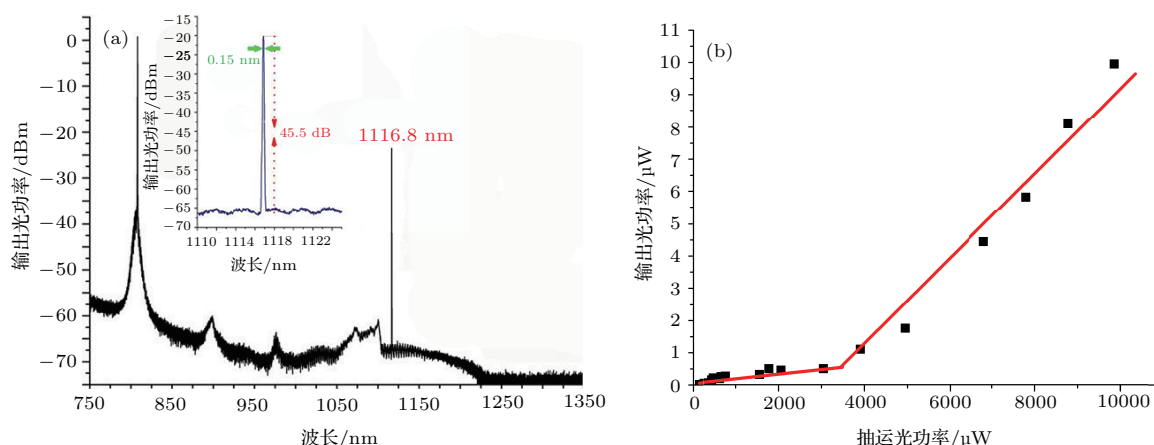


图2 (网刊彩色) (a) 抽运功率为8.33 dBm时产生波长为1116.8 nm的下转换单纵模激光, 插图是细节图; (b) 1116.8 nm激光输出功率与抽运功率之间的关系

Fig. 2. (color online) (a) Typical single-mode output laser at 1116.8 nm with the pump power of 8.33 dBm, and the inset describes the single-mode laser at 1116.8 nm in detail; (b) the relationship between the 1116.8 nm output power and the pump power.

3.3 掺Nd³⁺ 二氧化硅微球腔产生多纵模激光及其自受激拉曼激光

采用同一双锥光纤, 改变不同直径的掺杂微球或者仔细调节双锥光纤与微球耦合位置(改变振幅耦合系数 κ 和锥光纤与微球的匹配)都可以测到多纵模激光输出. 采用的掺Nd³⁺ 二氧化硅微球样品直径范围为60—150 μm , 表面掺杂镀层厚度为1—3 μm , Nd³⁺ 掺杂浓度为 10^{20} cm^{-3} . 图3为微球直径为130.0 μm , 锥光纤直径为1.2 μm , 在808 nm激光抽运功率下产生中心波长为1088 nm多纵模激光光谱. 图3中产生激光的最小抽运功率为−6.88 dBm, 随着激励功率的增加, 输出激光纵模数逐步增加, 各纵模的激光功率也逐渐增强.

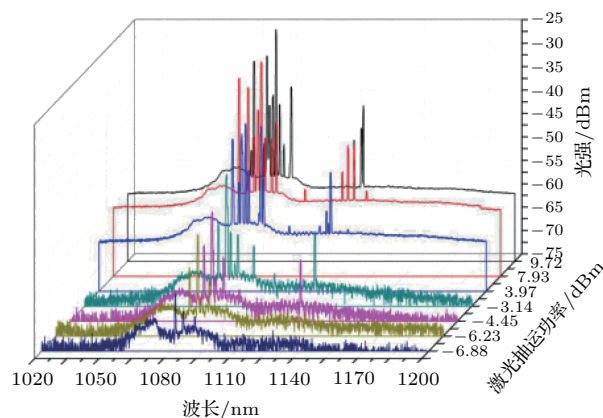


图3 (网刊彩色) 直径为130 μm 的掺钕二氧化硅微球在不同抽运功率下的输出激光光谱

Fig. 3. (color online) The output laser spectra corresponding to different pump power, and the diameter of Nd³⁺ doped silica microsphere is 130 μm .

当抽运功率达到−4.45 dBm时, 观测到了由下转换激光自激发产生的一级拉曼激光. 最初一级拉曼激光输出为单纵模, 随着抽运功率的增加, 观察到多纵模拉曼激光.

图4为抽运功率为9.72 dBm时出射的光谱图, 图中由808 nm激光激发产生的下转换激光中心波长为1088.1 nm, 由其自激发产生的多纵模拉曼激光中心波长为1131.2 nm, 相对拉曼抽运模下频移量为 349.4 cm^{-1} .

图5为展示一级多纵模自激发拉曼激光细节图, 图5中相邻的两纵模之间的间距分别为2.22, 2.16和2.29 nm. 根据自由光谱范围的计算公式 $\Delta\lambda_{\text{FSR}} = \frac{\lambda^2}{\pi n D}$ ($\lambda = 1130 \text{ nm}$, n 为介质的折射率(1.45), D 为微球的直径), 算得直径为130 μm 的

掺Nd³⁺ 二氧化硅微球赤道附近的自由频谱范围是2.17 nm, 理论计算值与实际实验测量值的误差分别为2.3%, 0.4%, 5.5%. 理论计算与观测值误差很小, 由此可以看出自激发一级拉曼激光受到了二氧化硅微腔形貌特征的调制.

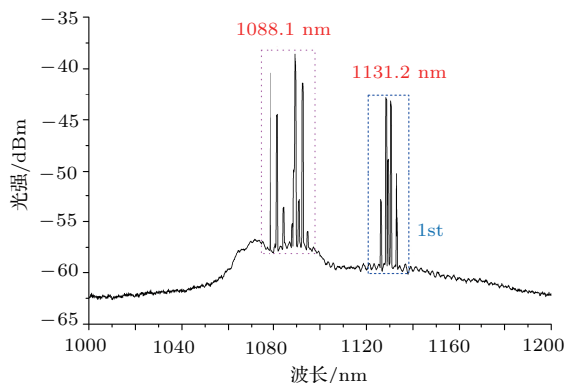


图4 掺Nd³⁺ 二氧化硅微球电子跃迁产生的振荡激光及其一级自激发拉曼散射光谱

Fig. 4. The electron transition to produce the oscillation laser in Nd³⁺ doped silica microsphere and the spectrum of the first order self-stimulated Raman scattering laser.

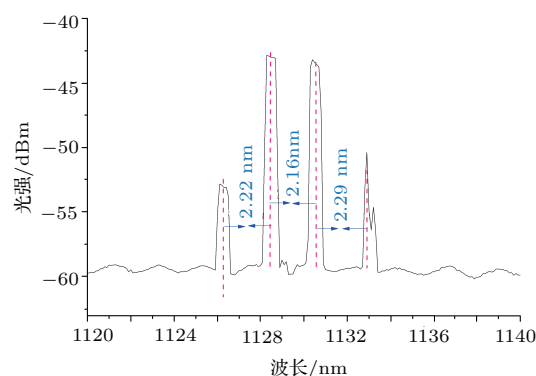


图5 一级自激发拉曼激光的细节图

Fig. 5. The detailed drawing of the first order self-stimulated Raman laser.

保持抽运功率不变, 相同的双锥光纤耦合器和掺钕二氧化硅微球, 改变微球与双锥光纤的耦合位置, 观测到了如图6(a)所示的出射光谱. 图6(a)中掺钕微球下转换激光中心波长为1087.2 nm, 自激发拉曼激光中心波长为1120.2 nm, 此纵模谱峰之后在1143.8 nm处出现一个激光振荡峰. 在实验过程中保持耦合位置不变, 同时减小抽运功率, 发现位于1143.8 nm处的激光振荡峰相对于中心波长为1120.2 nm处的激光振荡峰没有固定的产生阈值, 而是随其一同增减, 说明1143.8 nm处激光振荡峰不是由中心波长1120.2 nm处激光振荡峰产生的自

激发拉曼激光. 由 1087.2 nm 到 1143.8 nm 频移量为 455.2 cm^{-1} , 这也符合二氧化硅拉曼频移量, 所以认为 1143.8 nm 处的激光振荡峰也为 1087.2 nm 激光激发产生的一级自激发拉曼激光.

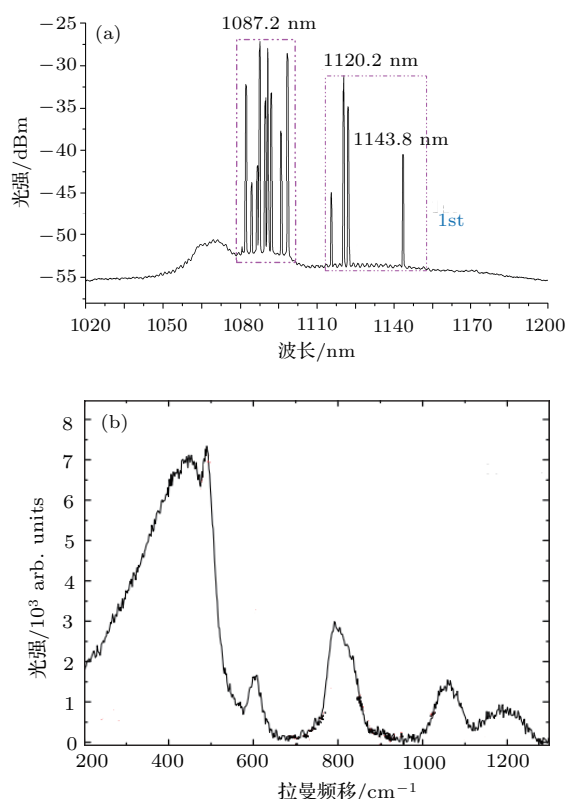


图 6 (a) 改变耦合位置后二氧化硅微球的振荡激光及其激发的拉曼激光; (b) 无定形二氧化硅的拉曼频移 [25]

Fig. 6. (a) The stimulated oscillation laser and the self-stimulated Raman laser with changing the optical taper fiber coupling position; (b) Raman frequency shift of silica [25].

二氧化硅拉曼频移是由于入射激光与二氧化硅分子 Si—O 键振动相作用引起的, 是其固有性质, 无定形二氧化硅的拉曼频移如图 6(b) 所示 [25]. 将观测到的频移结果与二氧化硅拉曼频移谱线对比, 符合二氧化硅材料产生拉曼激光的光谱频移量. 在图 4 测试的过程中, 可以观察到中心波长为 1131.2 nm 的激光输出有明显的产生阈值, 而且钕离子在 808 nm 激光抽运下, $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ 能级跃迁产生的激光波长达不到 1131 nm—1143 nm 波段, 所以认为由 1080 nm 波段激光激发产生的拉曼激光.

4 结 论

通过电极放电熔融石英光纤制备微球, 采用溶胶-凝胶法结合电极放电高温处理在微球表面形成

一定厚度的 Nd^{3+} 离子掺杂的二氧化硅功能膜, 采用锥光纤将 808 nm 的抽运光耦合入制备的 Nd^{3+} 掺杂二氧化硅微球, 激发产生了 1080—1100 nm 波段的单纵模、多纵模的激光振荡, 并通过锥光纤输出. 由于产生的激光足够强, 观察到了一级 1121—1143 nm 波长的自激发拉曼激光. 由于微球的 Q 值高, 形成的回廊模功率密度极高, 受激辐射和受激拉曼散射的阈值均很低. 本文分析了其产生机理, 推导了阈值公式和输出激光公式. 测得产生受激辐射的阈值为 -6.88 dBm , 一级自激发拉曼激光的抽运光阈值为 -4.45 dBm . 这种锥光纤微腔结构很紧凑, 光纤兼容. 可通过 808 nm 的抽运光扩展得到适合于光通信 O 波段的激光, 在拉曼激光放大器和波长转换器上有潜在应用.

参考文献

- [1] Han L, Song F, Wan C S, Zou C G, Yan L H, Zhang K, Tian J G 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1751 (in Chinese) [韩琳, 宋峰, 万从尚, 邹昌光, 闫立华, 张康, 田建国 2007 物理学报 **56** 1751]
- [2] Cong Z H, Liu Z J, Qin Z G, Zhang X Y, Zhang H J, Li J, Yu H H, Wang Q T 2015 *Opt. Laser Technol.* **73** 50
- [3] Cai W Y, Dun Y M, Li J T, Yan L F, Mao M J, Zhao B, Zhu H Y 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 034206
- [4] Su F F, Zhang X Y, Wang Q P, Wu F Q, Li S T, Zhang X L, Cong Z H 2008 *Opt. Mater.* **30** 1895
- [5] Deng J, Lin J P, Huang J H, Zheng H, Lin J H, Shi F, Dai S T, Weng W, Kang Z J, Jinag X, Liu J, Lin W X 2010 *Chin. Opt. Lett.* **8** 293
- [6] Lee A J, Pask H M, Spence D J, Piper J A 2010 *Opt. Lett.* **35** 682
- [7] Su F F, Zhang X Y, Wang Q P, Jia P, Li S T, Liu B, Zhang X L, Cong Z H, Wu F Q 2007 *Opt. Commun.* **277** 379
- [8] Basiev T T, Vassiliev S V, Doroshenko M E, Osiko V V 2006 *Opt. Lett.* **31** 65
- [9] Simons J, Pask H, Dekker P, Piper J A 2002 *Proc. SPIE* **57** 4630
- [10] Chen Y F 2004 *Opt. Lett.* **29** 1251
- [11] Chen Y F 2004 *Opt. Lett.* **29** 2632
- [12] Su F F, Zhang X Y, Wang Q P, Ding S H, Jia P, Li S T, Fan S Z, Zhang C, Liu B 2006 *J. Phys. D* **39** 2090
- [13] Min B, Kippenberg T J, Yang L, Vahala K J 2004 *Phys. Rev. A* **70** 033803
- [14] Ostby E P, Yang L, Vahala K J 2007 *Opt. Lett.* **32** 2650
- [15] Yang L, Armani D K, Vahala K J 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 825
- [16] Yang L, Carmon T, Min B, Spillane S M, Vahala K J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 091114
- [17] Wu T J, Huang Y T, Huang J, Huang Y, Zhang P J, Ma J 2014 *Appl. Opt.* **53** 4747

- [18] Li Q L, Huang Y T, Lin Y J, Wu J S, Huang J, Wu T J 2015 *Opt. Commun.* **356** 368
- [19] Guo C L, Huang Y, Zhang P J, Huang Y T 2013 *Chin. J. Lasers* **40** 0302004 (in Chinese) [郭长磊, 黄玉, 张培进, 黄衍堂 2013 中国激光 **40** 0302004]
- [20] Jiang X F, Xiao Y F, Yang Q F, Shao L B, Clements W R, Gong Q G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 101102
- [21] Min B, Kippenberg T J, Vahala K J 2003 *Opt. Lett.* **28** 1507
- [22] Kippenberg T J, Spillane S M, Min B, Vahala K J 2004 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **10** 1219
- [23] Kippenberg T J, Spillane S M, Armani D K, Vahala K J 2004 *Opt. Lett.* **29** 1224
- [24] Spillane S M, Kippenberg T J, Vahala K J 2002 *Nature* **415** 621
- [25] Zhang P J, Huang Y, Guo C L, Huang Y T 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 224207 (in Chinese) [张培进, 黄玉, 郭长磊, 黄衍堂 2013 物理学报 **62** 224207]
- [26] Huang Y, Zhang P J, Guo C L, Huang Y T 2013 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **25** 1385
- [27] Takao A, Parkins A S, Alton D J, Regal C A, Dayan B, Ostby E, Vahala K J, Kimble H J 2009 *Appl. Phys. Lett.* **102** 083601
- [28] Alton D J, Stern N P, Takao A, Lee H, Ostby E, Vahala K J, Kimble H J 2011 *Nat. Phys.* **7** 159
- [29] Barak D, Parkins A S, Takao A, Ostby E P, Vahala K J, Kimble H J 2008 *Science* **319** 1062
- [30] Wang X H, Bao R Y, Huang Y T 2011 *Inter. J. Theor. Phys.* **50** 473
- [31] Bao R Y, Wang X H, Huang Y T 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 083101
- [32] Li B B, Clements W R, Yu X C, Shi K B, Gong Q H, Xiao Y F 2014 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **111** 14657
- [33] Armani A M, Armani D K, Min B, Vahala K J, Spillane S M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 151118
- [34] Cai Z P, Xu H Y 2003 *Sens. Actuators A: Phys.* **108** 187
- [35] Guo C L, Che K J, Zhang P, Wu J S, Huang Y T, Xu H Y, Cai Z P 2015 *Opt. Express* **23** 32261
- [36] Wu T J, Huang Y T, Ma J, Huang J, Huang Y, Zhang P J, Guo C L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 217805 (in Chinese) [吴天娇, 黄衍堂, 马靖, 黄婧, 黄玉, 张培进, 郭长磊 2014 物理学报 **63** 217805]
- [37] Huang Y T, Huang Y, Zhang P J, Guo C L 2014 *AIP Adv.* **4** 027113

Stimulated lasing and self-excited stimulated Raman scattering of Nd^{3+} doped silica microsphere pumped by 808 nm laser*

Huang Yan-Tang^{1)2)†} Peng Long-Xiang²⁾ Zhuang Shi-Jian²⁾ Li Qiang-Long²⁾
Liao Ting-Di¹⁾ Xu Can-Hua²⁾ Duan Ya-Fan¹⁾

1) (Photonic Technology Research and Development Center, Quanzhou Normal University, Quanzhou 362000, China)

2) (College of Physics and Information Engineering, Fuzhou University, Fuzhou 350108, China)

(Received 23 April 2017; revised manuscript received 18 July 2017)

Abstract

Self-stimulated Raman lasers have attracted more and more interest, because they have no need of additional Raman device, and they are compact in structure and also economical in cost. Self-stimulated Raman lasers are always emitted from crystalline mediums such as $\text{Nd}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, $\text{Nd}^{3+}:\text{PbWO}_4$ that are commonly used as laser host materials and proved to be available Raman-active mediums. The Nd^{3+} doped crystals possess high stimulated emission cross-section for laser emission and high Raman gain coefficients for Raman transitions, but the required pump powers (typically hundreds of milliwatts) are large in those experiments.

The whispering-gallery mode (WGM) of silica microsphere cavity has achieved the highest Q factor (8×10^9) to date. The high Q factor and small mode volume make it possible to realize a resonant buildup of high circulating optical intensities, thereby drastically reducing the threshold powers for laser oscillation and stimulated nonlinear process. The coupler with optical fiber taper allows the excitation of WGMs with ultralow coupling loss, which significantly improves the overall efficiency to produce stimulated Raman laser. In this paper, we report the observation of ultralow threshold self-stimulated Raman laser operating in an Nd^{3+} doped silica microsphere, and the wavelength range can be extended to O-waveband 1143 nm.

A high Q microsphere is fabricated with a thin Nd^{3+} doped silica layer covered by sol-gel method, in which smooth surface is formed by electrical arc-heating. An optical taper fiber is employed to couple the 808 nm laser into Nd^{3+} doped microsphere (NDSM) to form whispering gallery mode, which acts as the pump light. Based on 4f electron of neodymium ion transmission and optical oscillation in microsphere, the stimulated laser with a wavelength band of 1080 nm–1097 nm is excited. Due to high power density of the excited laser near the surface of orbit in microsphere, the first order self-stimulated Raman laser with a wavelength range of 1120–1143 nm is stimulated in the high Q microsphere. In a theoretical model, the formulas for calculating the output power and the threshold power of the oscillation laser and the self-stimulated Raman scattering are derived. In experiment, we succeed in getting single-mode and multi-mode laser oscillation due to the 4f layer electron transitions of Nd^{3+} ions, pumped by 808 nm laser. The results show that the NDSM emits a typical single-mode output laser at 1116.8 nm with a pump power of 8.33 dBm, also the relationship between the 1116.8 nm output power and the pump power with a threshold pump power of 3.5 mW. The multi-mode laser spectrum dependent on the microsphere morphology characteristics is observed, which varies by changing the couple position of the optical fiber taper with microsphere. The characteristics of the laser are discussed including the output power, threshold power, spectral line width, side-mode suppression ratio, etc. The NDSM will have many potential applications in new compact lasers. It is beneficial to wavelength converter and optical amplifier in O band.

Keywords: Nd^{3+} doped microsphere, high-quality-factor, stimulated laser, self-stimulated Raman laser

PACS: 42.65.Dr, 42.65.–k, 42.62.Fi

DOI: 10.7498/aps.66.244208

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61405059).

† Corresponding author. E-mail: huangyantang@fzu.edu.cn