

文章编号: 0253-2239(2003)12-1418-6

离子交换铒掺杂硅酸盐玻璃波导光放大特性*

郑 杰 王鹏飞 徐 迈 范希武

(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130031)

Righini G C

(IFAC-CNR, Via Panciatichi 64, Firenze, Italy)

摘要: 将集成光学放大器用于光纤通信系统中是人们越来越感兴趣的课题,由此导致人们寻找与此相适应的稀土掺杂玻璃材料。给出了一系列 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺杂硅酸盐玻璃波导的制备和光谱特性的基本结果。平面和条形波导均由 Ag^+-Na^+ 离子交换技术制备。光谱测量显示,所有样品在 1532 nm 都观测到了荧光发射峰,其半高谱宽为 19 nm。用波长为 514.5 nm 和 980 nm 的激光抽运,测得多数样品中 Er^{3+} 离子在亚稳态⁴ $I_{13/2}$ 能级上的荧光寿命均为 7 ms 左右。 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺杂玻璃的上转换均低于单掺 Er^{3+} 玻璃。用 250 mW, 波长为 980 nm 的激光抽运 3.5 cm 长的条形波导,在 1536 nm 波段下得到的最大净增益是 5 dB,增益谱的半峰全宽是 14 nm。

关键词: 集成光学; 铒掺杂硅酸盐玻璃; 离子交换波导; 光放大器

中图分类号: TN25 文献标识码: A

1 引 言

Er^{3+} 掺杂玻璃光波导放大器 (EDWA) 是继 Er^{3+} 掺杂光纤放大器 (EDFA) 研制成功以来又一具有发展前途的光放大器。掺铒波导放大器的特点是在同一衬底上提供无源和有源集成光路,即可以制作全光通信中急需解决的关键器件——无损波导分束器^[1]。这种器件用于光纤到户 (fiber to home) 的系统中。掺铒波导放大器具有损耗低、单位长度增益高、体积小、成本低等优点。

LiNbO_3 晶体和玻璃材料均被作为稀土掺杂的基质材料来制备波导激光器和放大器^[2]。由于玻璃材料具有易合成和掺杂、廉价、各向同性、易波导化,以及与光纤具有良好的折射率匹配等优点,所以在实现波导光放大器方面优于单晶等材料。根据稀土离子的能级结构,在玻璃中掺 Nd^{3+} 或 Pr^{3+} 以及 Er^{3+} 可在 1.3 μm 和 1.55 μm 光通信窗口光放大中得到应用。因为光波导结构对光束尺寸的限制和压缩,形成了光束在激光腔内长距离无衍射传播从而导致了高密度激发和有效抽运吸收,使低功率半导

体激光抽运成为可能,这预示着稀土掺杂波导激光器和放大器可以摆脱高功率激光抽运源,走向低阈值、高输出、小型化和集成化的应用前景。

与稀土掺杂光纤相比,由于集成光波导器件的作用距离短,通常在几厘米长度下要获得 10 dB 以上的增益,这就意味着 Er^{3+} 掺杂浓度比相应光纤 Er^{3+} 掺杂浓度高 2 个数量级。而高掺杂浓度引起的浓度淬灭、上转换以及激发态吸收作用将会直接影响 1.55 μm 波段的光放大作用。因此掺铒波导放大器对材料的掺杂浓度和波导的制备技术均有更高的要求。在波导制备方面,人们发展了多种制备掺稀土玻璃波导方法,如:离子交换技术,溅射有源层形成波导技术^[3],等离子体加强气相外延沉积法 (PECVD) 或火焰水解沉积法 (FHD)^[4] 技术等等。在玻璃基质选择上,一般多为有氧玻璃、硅酸盐和磷酸盐^[5] 等玻璃;无氧玻璃一般为氟化物玻璃等。最常见的基质材料是硅酸盐玻璃。本文将给出离子交换 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺杂硅酸盐玻璃波导的制备与表征,以及该种波导的光放大特性。

2 硅酸盐玻璃波导的制备与表征

我们设计的硅酸盐玻璃基质的化学组分为:质量比 $m(\text{SiO}_2) : m(\text{Na}_2\text{O}) : m(\text{CaO}) : m(\text{Al}_2\text{O}_3) : m(\text{P}_2\text{O}_5) : m(\text{K}_2\text{O}) = 71 : 14 : 10 : 2 : 1 : 1$,在这种玻璃

* 国家自然科学基金 (69977020)、中国科学院留学基金资助课题。

E-mail: jiezheng@public.cc.jl.cn

收稿日期: 2002-11-13; 收到修改稿日期: 2002-12-25

中掺入不同浓度的 Er_2O_3 和 Yb_2O_3 熔炼而成。具体熔炼方法是将上述组成玻璃基质盐和稀土氧化物的混合物放入白金坩锅中,在 $1400\text{ }^\circ\text{C}$ 下熔化得到我们所需的玻璃(表 1)。将得到的玻璃进行光学冷加工,即,切成所需要的片状,然后抛光制作成波导用玻璃衬底,样品标号见表 1。将被冷加工好的玻璃衬底清洗后,浸泡在 $325\text{ }^\circ\text{C}$ 下的熔融硝酸银和硝酸钠(即摩尔比 $n(\text{AgNO}_3):n(\text{NaNO}_3)=0.5:99.5$) 混合溶液中进行 Ag^+-Na^+ 交换 1 h,在 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 波段下得到单模波导^[6]。

Table 1 Molar rare-earth content of the erbium/ytterbium-activated glasses produced in different batches

Molar fraction of Rare earth oxide for doping	Er-doped silicate glasses (samples)				
	S0	S1	S2	S3	S4
$n(\text{Er}_2\text{O}_3)/\%$	0	0.32	0.48	0.32	0.48
$n(\text{Yb}_2\text{O}_3)/\%$	0	0	0	0.63	0.78

波导的衬底折射率和波导层厚度可以通过棱镜耦合技术,通过测量 m 线的方法得到。棱镜耦合用的旋转平台的角度分辨力为 0.0075° ,折射率的测量误差为 0.0005 。表 2 给出了在 980 nm 和 1536 nm 波长下, Ag^+-Na^+ 离子交换得到波导的衬底折射率和波导表面折射率。

平面波导的传输损耗是通过测量波导传输线在波导表面的散射光强度来得到。波导表面的散射光

强由红外照相机记录,损耗通过拟合红外照相机记录的散射光强的 e 指数衰减函数来获得。

Table 2 Refractive index and surface refractive index after the ion-exchange process of the sample under investigation (S4)

Wavelength	980 nm	1536 nm
Refractive index of the glass substrate	1.517	1.511
Refractive index of surface on the waveguide	1.565	1.558

测量得到的衰减系数在 633 nm 波长下是 0.4 dB/cm ;在 840 nm 波长下大约是 0.3 dB/cm ;由于在 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 波长左右 Er^{3+} 的吸收,因此在这个波段下的衰减系数是 $3\sim 4\text{ dB/cm}$ 。

从紫外到红外波段的室温吸收光谱,通过具有 0.5 nm 光谱带宽的双光栅光谱仪测得,如图 1 所示。

用棱镜耦合技术测量波导的拉曼光谱和发光特性。用 514.5 nm 波长的 Ar^+ 激光激发 TE_0 模式,在波导的前面用双光栅单色仪探测传输线的散射光。

用 514.5 nm 波长的 Ar^+ 激光激发 TE_0 模式,得到可见光波段的光致发光光谱。用 514.5 nm 波长的 Ar^+ 激光抽运的 980 nm 的掺钛蓝宝石激光获得 Er^{3+} 离子在 $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 能级跃迁的光致发光光谱。样品的发光是用分辨力为 2 nm ,具有 270 mm 长的单光栅单色仪分光,用 InGaAs 光电二极管和锁相(Lock-in)放大技术探测光信号。衰减曲线是用数字示波器记录光信号获得的。

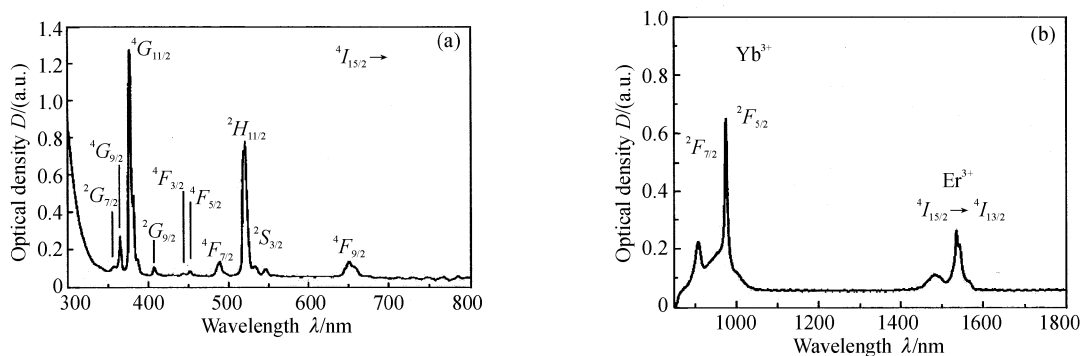


Fig. 1 Room temperature absorption spectra in the visible (a) and in the near-infrared (b) spectral region of the Er/Yb-doped soda-lime substrate S3

3 实验结果与讨论

图 1 所示为 Er^{3+} 掺杂玻璃样品 S3 从紫外到红外波段的室温吸收光谱,图 1(a)为 Er^{3+} 离子从基态 $^4I_{15/2}$ 到激发态能级跃迁的非均匀增宽谱带^[7,8]。图 1(b)为 $900\sim 1000\text{ nm}$ 波长范围内的吸收光谱,在

976 nm 处有一个强的吸收峰。这是由于 Yb^{3+} 离子由 $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$ 能级跃迁得到的^[6]。 Er^{3+} 离子由 $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ 能级跃迁的吸收也存在,但是截面比 Yb^{3+} 离子由 $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$ 能级跃迁小一个数量级^[8]。 Er^{3+} 离子由 $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ 能级跃迁的吸收峰在 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 和 $1.6\text{ }\mu\text{m}$ 波段之间。其它玻璃样品的吸收

光谱除了吸收峰值不同以外,都很相似。吸收峰的强度依赖于 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 离子的掺杂浓度。

图 2 所示为,样品 S3 在连续 Ar^+ 激光(514.5 nm 波长)激发下的发光光谱,发光光谱是激发光功率的函数。在斯托克斯区域,观察到典型 Er^{3+} 离子的发射光谱。 $^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 能级跃迁的发光谱带的中心在 19180 cm^{-1} 和 18720 cm^{-1} 波数之间,而 $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 能级跃迁的发光谱带位于 18300 cm^{-1} 和 17900 cm^{-1} 波数之间。 $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 能级跃迁的发光峰位于 15150 cm^{-1} 波数。发射光谱中心在 24500 cm^{-1} 和 26100 cm^{-1} 波数之间的是蓝色和紫色的上转换荧光,这些发射分别由 $^2H_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 和 $^4G_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 能级跃迁所致^[9]。低对称的晶场,产生多重的斯塔克分量已被很好地解释。注意,发射光谱的非均匀线宽比其它氧化物玻璃窄,这个特点与人们在硅玻璃和锗玻璃中观察到的现象相似,是由于大量的非桥氧(non-bridging oxygens)存在于玻璃网络中减小了玻璃网络四面体之间的连接,增加了稀土离子周围玻璃网络的机动性(flexibility)^[8,10,11]。

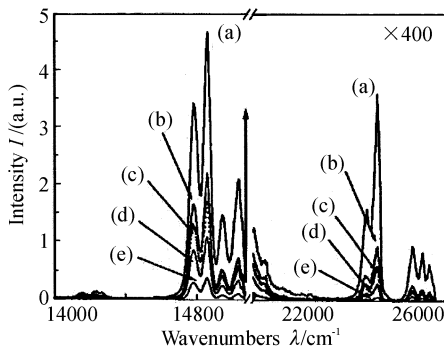


Fig. 2 Room temperature Stokes and upconversion luminescence spectra of the waveguide S3 obtained at different excitation powers at 514.5 nm in the TE_0 mode. (a) 1.7 W; (b) 1.2 W; (c) 960 mW; (d) 440 mW. The anti-Stokes energy region is magnified by a factor 400

激发态吸收(ESA)和能量上转换(ETU)的二次方的依赖关系表明,要获得一个紫色或蓝色上转换光子需要吸收两个光子,即为双光子过程。在多数情况下,上转换发射光子的能量不等于激发光子能量的 2 倍,这是因为发光中心离子被激发到发光能级上不是共振过程,一般需要声子的参与,并且发光中心的各激发态都存在无辐射跃迁。而上转换发射光子的能量小于激发光子能量 2 倍的过程在其它 Er^{3+} 掺杂玻璃已经获得^[12~14],如:合作能量转换、交叉弛豫等^[15,16],这些过程减少了激发态能级的布居

数。上转换过程不仅依赖于抽运波长而且也依赖于玻璃基质。上转换发射光子的能量是激发光子能量 1.5 倍的过程是吸收三个光子并给出两个上转换光子的过程^[12,13]。三光子机制可被描述如下:在两个相邻的离子吸收两个绿色光子并且经过交叉弛豫后,一个离子处于 $^2H_{9/2}$ 或 $^4G_{11/2}$ 能级上,另一个离子在如下能级 4I_J ($J=13/2, 11/2, 9/2$) 之一上。通过激发态吸收或能量上转换过程吸收第三个绿色光子能推动这个离子从 4I_J 态到 $^2H_{9/2}$ 或 $^4G_{11/2}$ 激发态上。

尽管没有足够的报道,但是定性的比较 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺杂上转换荧光强度,认为 Yb^{3+} 离子的存在能减小 Er-Er 的能量上转换过程的效率。为了更好地评定 Er^{3+} 和 Yb^{3+} 离子掺杂浓度的依赖关系,还得做进一步的工作。

对于所有的样品,在 980 nm 半导体激光激发下,可见光区域的发射是可以忽略的。这对于第三通信窗口的信号放大是一个很大的优点,因为是在这种半导体激光二级管激发下,与上转换过程相关的损耗较低。

图 3 所示为在连续 980 nm 半导体激光激发下, S2 和 S4 样品,对应 Er^{3+} 离子 $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ 能级跃迁的室温光致发光光谱。光谱的发射峰在 1532 nm,另外还有两个侧峰分别在 1540 nm 和 1560 nm。发射光谱的带宽是由非均匀和均匀增宽加激发态和基态的附加斯塔克分裂的谱宽,大约为 20 nm^[3]。在侧峰 1540 nm 处的强度仅有很小的变化,说明掺 Er^{3+} 的 S2 样品和共掺杂 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 的 S4 样品玻璃内的局域晶场没有大的差别。Peter 等^[17] 观察的硅基 Er^{3+} 掺杂玻璃在 $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ 能级跃迁的室温光致发光光谱在形状和带宽等方面都很相似。

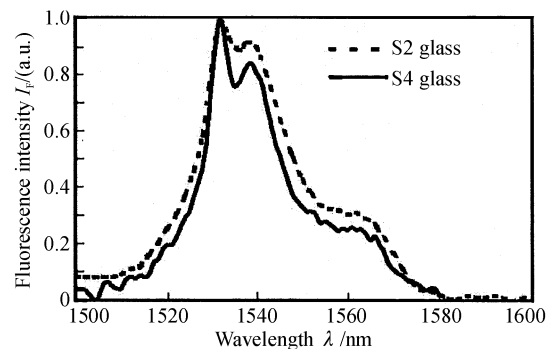


Fig. 3 Room temperature photoluminescence spectra relative to the $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ transition of Er^{3+} upon 980 nm excitation for S2 and S4 samples

亚稳态 $^4I_{13/2}$ 的寿命是成功实现 Er^{3+} 掺杂波导放大器的重要因素,因为长的寿命可以在适当的抽

运功率作用下得到稳定状态下的高布居粒子数反转。用单 e 指数曲线较好地拟合了亚稳态 $^4I_{13/2}$ 能级的衰减曲线,测得所有样品,随着稀土掺杂浓度的不同,它们的寿命在 6 至 8 ms 的范围之间。这个结果与在硅基玻璃中计算的寿命 14 ms 相比相差很大^[6,8]。由实验测量与理论计算寿命的比值可知,所研究样品的量子效率估计大于 50%。

拉曼光谱是研究平面波导的结构特性的有效的技术,并能用于研究薄膜中的纳米团簇的声子振动^[18,19]。仔细研究低频拉曼光谱需要进行高分辨的测量。通过减去衬底的拉曼光谱将玻璃中银纳米颗粒的低频振动带分离出去。这个过程假设玻璃离子交换的 Ag^+ 离子含量没有影响 Boson 峰的线形和强度,也就是玻璃拉曼散射的低频贡献^[20]。S0 波导的 TE_0 模式的测试结果,由图 4 所示。这个谱带是由球形纳米团簇 $l=2$ 类球形振动贡献的^[21]。振动频率反比于团簇的直径:

$$\omega_2 = 0.85 \frac{V_t}{dc}$$

式中 V_t 是横向声子速度, d 是球形粒子的直径, c 是光速。谱的带宽部分是由于均匀增宽,但是主要是纳米颗粒的尺寸分布造成的^[19]。用晶体中不同方向的平均值 $V_t = 1660 \text{ m/s}$ ^[22],从图 4 的 TE_0 模式的谱中我们可以推出主要团簇的尺寸大约为 1.3 nm,大尺寸的团簇分布在接近表面的地方。低频拉曼光谱测量重复地在不同的 TE_m 模式中进行,证实了前面的结果。幸运的是这些银的团簇的尺寸几乎没有影响波导在近红外区域的光学特性。

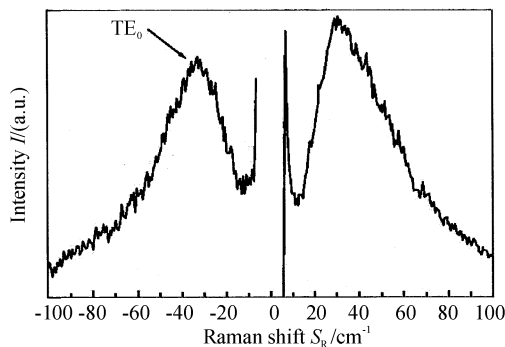


Fig. 4 Room temperature low frequency Raman spectrum for the silver-exchanged soda-lime waveguide S0 obtained by excitation of the TE_0 mode at 514.5 nm

4 离子交换和退火处理

为了实现集成光学放大器,在样品 S4 上制备条

形波导。具体过程如下:先对样品进行仔细清洗,之后在 3.5 cm 长的样品衬底表面镀 200 nm 厚的钛薄膜;在镀有钛薄膜的样品上进行常规的光刻:1) 在钛薄膜上旋涂光致抗蚀剂;2) 用掩膜盖住涂光致抗蚀剂后紫外(UV)曝光;3) 化学腐蚀光刻后漏出的钛薄膜,得到漏出玻璃的直条图形,最后去掉光致抗蚀剂得到具有钛薄膜掩膜的直条图形,然后进行离子交换。

单模(在 1.5 μm 波段)条形波导用离子交换技术获得,具体过程为:将形成钛薄膜掩膜的直条图形的样品浸入 320~300 $^{\circ}\text{C}$ 熔融的摩尔分数比为 $n(\text{NaNO}_3):n(\text{AgNO}_3)=99.5:0.5$ 的盐溶液中离子交换 12~16 min。交换后将样品完全从盐溶液中取出,除去钛薄膜就制成了所要的条形波导。在整个的处理过程中样品及其表面并未遭到损坏。

为了完成波导放大器的设计应对以上波导的制备过程进行最佳化设计。

实际上,除了散射和吸收损耗外,波导器件和输入输出光纤间的耦合损耗会非常大地减少有源区域信号光的传输。因此在放大器中的导波模场与光纤传输中的模场的最佳匹配能够相当大地改善器件的操作性能。因为离子交换单模波导(条宽 4 μm)的模场分布不同,而且通常小于光通信系统中用的单模光纤的模场分布,所以需要进行热退火后处理,使波导的几何尺寸和折射率与单模光纤较好地匹配。在与离子交换相同的温度下热退火中,银离子再一次向玻璃内部扩散;因为没有额外的离子从外部引入,这一过程导致折射率分布的展宽,并且与未退火的波导相比表面折射率有少量的减小。这一过程除了增加了波导的横截面积外,还使半圆形的模场分布变为椭圆形,从而增加了与光纤的模场分布的匹配效果。

显然,退火过程增加了波导的横截面积,因此减弱了波导内所获得的抽运功率密度从而增加了获得净增益的阈值。因而进一步的退火受到限制,因为它会带来太高的阈值。另外进一步的退火在波导中还会得到高阶模,进一步降低器件的效率,因此适当的退火时间很重要,我们所用的退火时间是在与离子交换相同的温度下,退火 90 min。在实验中观测这一退火时间的效果最好。

另一方面,抽运和信号场也需要达到最大的叠加,因为这样一来抽运效率才能最佳,也就是说使最大的抽运强度输入到信号光也通过的区域。而实际上,在粒子数反转区域传输的信号不仅没有得到放

大,反而得到了很强的吸收。

5 波导的放大特性

为了测量 1.5 μm 波段附近的光放大特性,用一个光纤耦合器将半导体激光器发出的 980 nm 抽运光和可调谐外腔半导体激光器发出的信号光同时端面耦合进入掺 Er^{3+} 离子交换条形波导中,然后用另一个光纤耦合器将信号光从波导中端面耦合出来并与剩余的抽运光分离出来并送入光谱仪中进行测量。

在没有信号光输入波导中的时候对波导进行抽运,测量放大自发辐射以便在后面的光放大测量时减去放大自发辐射的贡献,得到我们所要测得的较准确的增益。

当抽运功率从 0(无抽运)到 250 mW 时,输入信号光维持在 -33 dBm 不变。波导的插入损耗在退火前为 28 dB,而退火后为 10 dB,这也确认了热退火后处理的作用。

因为宽的条形波导会降低抽运光的功率密度,所以为了获得更好的抽运效率,在 S4 样品上制备较窄一些的沟道波导,并在离子交换的温度下退火 60 min,该波导的宽度是 4 μm 。

用 100 mW 的抽运功率抽运 3.5 cm 长 4 μm 宽的波导时,1536 nm 波段的信号光达到透明(即此时增益补偿了插入损耗)。当抽运功率在 250 mW 时,测得的最大净增益是 5 dB。图 5 所示为当抽运功率在 250 mW 时测量的增益谱,其中有 14 nm 宽的波长范围内,增益超过 3 dB,即半峰全宽的带宽大约是 14 nm。

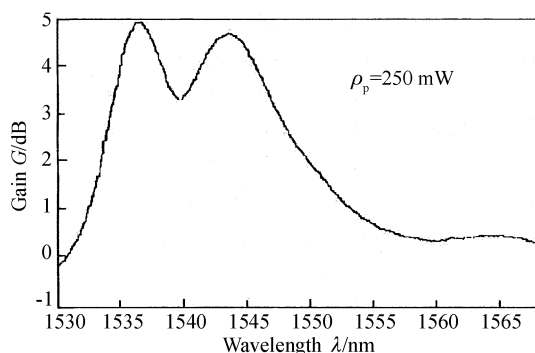


Fig. 5 Gain spectrum of a 3.5 cm long and 4 μm wide channel waveguide in S4 glass under 250 mW pumping power

结论 制备并表征了不同共掺杂水平的 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 的硅酸盐玻璃。

光谱特性证实在所测样品中有小强度的上转换发光,并且 Yb 共掺杂有助于减小上转换发光强度。拉曼光谱研究使我们得到了离子交换后,银团簇的尺寸。而银团簇的存在不会增加波导的传输损耗。

用离子交换技术制备了 Er^{3+} 掺杂硅酸盐条形玻璃波导,在 3.5 cm 长、1536 nm 波段下得到的最大净增益是 5 dB;在增益谱中在 14 nm 宽的波长范围内增益超过 3 dB。

参 考 文 献

- 1 Camy P, Roman J E, Willems F W *et al.*. Ion-exchange planar lossless splitter at 1.5 μm . *Electron. Lett.*, 1996, **32**(4):321~323
- 2 Eric Lallier. Rare-earth doped glass and LiNbO_3 waveguide laser and optical amplifiers. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(25):5276~5282
- 3 Yan Y C, Faber A J, de Waal H. Erbium-doped phosphate glass waveguide on silicon with 4.1 dB/cm gain at 1.535 μm . *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **71**(20):2922~2924
- 4 Hattori Kitagawa. Erbium-doped silica-based waveguide amplifier integrated with a 980/1530 nm WDM coupler. *Electron. Lett.*, 1994, **30**(4):856~857
- 5 Zheng Ji, Ma Shaojie, Zhang Jiahua. Research on characterization of ion-exchange erbium doped phosphate glass waveguide. *Chin. J. Lasers* (中国激光), 2002, **A29**(5):447~449 (in Chinese)
- 6 Righini G C. Er^{3+} and $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped silicate glass waveguides. *Proc. SPIE*, 1999, **3749**:755~757
- 7 Reisfeld R, Eckstein Y. Radiative and non-radiative transition probabilities and quantum yields for excited state of Er^{3+} in germanate and tellurite glasses. *J. Non-Cryst. Solids*, 1974, **15**(1):125~128
- 8 Hehlen M P, Cockroft N J, Gosnell T R *et al.*. Spectroscopic properties of Er^{3+} - and Yb^{3+} -doped soda-lime silicate and aluminosilicate glasses. *Phys. Rev. (B)*, 1977, **56**(15):9302~9318
- 9 Xu W, Chen G, Peterson J R. The blue up-conversion emission of glass ceramics doped with Er^{3+} ion upon green line(19436 cm^{-1}) excitation. *Chem. Phys. Lett.*, 1994, **224**(1,2):56~60
- 10 Todoroki S, Hirao K, Soga N. Origin of the inhomogeneous linewidth of Eu^{3+} fluorescence in several oxide glasses. *J. Appl. Phys.*, 1992, **72**(12):5853~5860
- 11 Sbetti M, Moser E, Montagna M *et al.*. Homogeneous line width in zinc borate glass activated by Eu^{3+} . *J. Non-Cryst. Solids*, 1997, **220**(2):217~221
- 12 Catunda T, Nunes L A O, Carvalho C C *et al.*. Spectroscopic properties and upconversion mechanism in Er^{3+} -doped fluoroindate glass. *Phys. Rev. (B)*, 1996, **53**(10):6065~6070
- 13 Oomen E W J L. On the origin of the red emission band from Erbium doped fluoride glasses excited with 800 nm.

- J. Lumin.*, 1990, **46**(5):353~358
- 14 Reddy B R, Venkateswarlu P. Infrared to visible energy upconversion in Er^{3+} -doped oxide glass. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **64**(11):1327~1329
- 15 Myslinski P, Nguyen D, Chrostowski J *et al.*. Effects of concentration on the performance of Erbium-doped fiber amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(1):112~120
- 16 Nikonorov N, Przhevuskii A, Prassa M *et al.*. Experimental determination of the upconversion rate in erbium-doped silicate glasses. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(30):6284~6291
- 17 Peters P M, Funk D S, Peskin A P *et al.*. Ion-exchange waveguide lasers in $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ codoped silicate glass. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(33):6879~6886
- 18 Montagna M, Dusi R. Raman scattering from small spherical particles. *Phys. Rev. (B)*, 1995, **52**(14):10080~10089
- 19 Ferrari M, Gonella F, Montagna M *et al.*. Waveguide luminescence and Raman spectroscopy: Characterization of an inhomogeneous film at difference depths. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **75**(11):1529~1531
- 20 Montagna M, Ronchin S, Rossi F *et al.*. *Proc. SPIE*, 2000, **3942**:224
- 21 Ferrari M, Gonella F, Montagna M *et al.*. Detection and size determination of Ag nanoclusters in ion-exchanged soda-lime glasses by waveguided Raman spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 1996, **79**(4):2055~2061
- 22 Fujii M. Low-frequency Raman scattering from small silver particles embedded in SiO_2 thin films. *Phys. Rev. (B)*, 1991, **44**(12):6243~6248

Characterization of Ion Exchange Erbium-Doped Silica Glass Amplifiers

Zheng Jie Wang Pengfei Xu Mai Fan Xiwu
(Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,
The Chinese Academy of Sciences, Changchun 130031)

Righini G C
(IFAC-CNR, Via Panciatichi 64, Firenze, Italy)
(Received 13 November 2002; revised 25 December 2002)

Abstract: The growing interest for the use of integrated optical (IO) amplifiers in optical fiber telecom has led to deep search for ever better rare-earth-doped glassy materials. Some properties of a set of $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ -doped silicate glasses are reported. Planar and channel waveguides are fabricated by Ag^+-Na^+ ion exchange. Spectral measurement shows that the fluorescence emission peak for all the samples is observed at 1532 nm, with a full-width at half-maximum equal to 19 nm. Measurements of the lifetime of the metastable state ($^4I_{13/2}$) of Er^{3+} are performed upon excitation by laser pumps at 514.5 nm and 980 nm, and life time of the order of 7 ms are measured in most samples. The intensity of the up-conversion fluorescence is less in $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped glasses than in Er^{3+} -doped ones. 5 dB net gain at the wavelength of 1536 nm has been obtained in a 3.5 cm long channel waveguide with 250 mW pump power at 980 nm and the FWHM is 14 nm.

Key words: integrated optics; erbium-doped silica glasses; ion exchange waveguides; optical amplifiers