

文章编号: 1001-3806(2007)03-0298-03

高功率光纤激光器喇曼效应的数值分析

刘国华, 刘德明*

(华中科技大学 光电子科学与工程学院, 武汉 430074)

摘要: 为了研究掺镱双包层高功率光纤激光器的结构参量对喇曼效应的影响, 利用数值模拟方法求解有关抽运光、激光和斯托克斯波的稳态速率方程组, 得到了激光和斯托克斯波在光纤轴向的分布特性, 以及喇曼阈值抽运功率与光纤激光器结构参量的关系。结果表明, 当光纤激光器采用大模面积、短腔长、小斯托克斯波辐射截面和长激光波长的结构参量时, 能显著提高喇曼阈值抽运功率, 降低喇曼效应。

关键词: 光纤光学; 喇曼阈值抽运功率; 数值分析; 喇曼效应; 光纤激光器

中图分类号: TN 253 **文献标识码:** A

Numerical analysis of Raman effects in high power fiber lasers

LIU Guo-hua, LIU De-ming

(Department of Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract Based on the numerical simulation method for solving the steady-state rate equations that describe the pump laser and Stokes waves, the dependence of Raman effects on the parameter of high power Yb^{3+} -doped double-clad fiber laser was investigated. The distribution of laser power and Stokes power along the fiber and the relation between the threshold pump power for the generation of the stimulated Raman scattering (SRS) and the parameter of fiber laser were obtained. Numerical results show that the threshold pump power for the generation of SRS can be improved and the Raman effects can be effectively suppressed by using large mode area fiber, shortening the cavity length, reducing the emission cross section of Yb^{3+} at the Stokes wavelength and adopting a longer laser wavelength.

Key words fiber optics; threshold pump power for the generation of SRS; numerical analysis; Raman effects; fiber laser

引 言

早期的光纤激光器是将抽运光直接耦合进入单模光纤纤芯, 其耦合效率低, 所以光纤激光器的输出功率较低, 一般仅有几十到几百毫瓦。自 1988 年 SNITZER 等人提出双包层光纤之后, 基于这种包层抽运技术的光纤激光器和放大器获得了快速发展。特别是近年来, 随着高功率半导体激光器抽运技术^[1, 2]和双包层光纤制作工艺的发展, 光纤激光器的光束质量和输出功率水平得到了大幅度的提高, 单模连续激光输出功率已经从最初的几百毫瓦上升到了千瓦水平^[3]。然而, 当光纤激光器高功率运转时, 受激喇曼散射 (stimulated Raman scattering SRS) 等非线性效应就开始显露出来, 这些因素限制了高功率光纤激光器性能的进一步提高。因此, 探讨受激喇曼散射与光纤激光器结构参量的关系是十分重要的。

作者简介: 刘国华 (1968-), 男, 博士研究生, 主要从事高功率光纤激光器的研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: dmli@mail.hust.edu.cn

收稿日期: 2006-03-01; 收到修改稿日期: 2006-06-07

1 光纤激光器喇曼散射的理论模型

受激喇曼散射是光纤非线性光学中一个很重要的非线性过程。量子力学描述为入射光波的一个光子被一个分子散射成为另一个低频光子, 同时分子完成振动态之间的迁跃。入射光作为抽运光产生斯托克斯频移光。因此, 只要抽运波与信号波之间的频差位于喇曼增益谱的带宽内, 信号波就会由于喇曼增益而被放大; 如果仅仅只有抽运波输入, 那么自发喇曼散射产生的信号将作为信号波在传输过程中被放大, 这是由于自发喇曼散射在整个喇曼增益谱宽内产生光子, 其所有频率分量都被放大, 其中对应增益最大的频率分量建立得最快。当抽运功率超过某一阈值时, 此频率分量近似指数增长, 最终产生一个与抽运光波具有固定频率下移量的斯托克斯波。如果抽运光功率足够强, 那么生成的斯托克斯光又将激起第 2 级、乃至更高级次的斯托克斯波, 形成级联受激喇曼散射。

图 1 是一个典型的掺镱双包层高功率光纤激光器示意图。光纤长度为 L , 抽运功率为 $P_p^+(0)$ 和 $P_p^-(L)$ 的抽运光从 $z=0$ 和 $z=L$ 处注入光纤后, 沿 z 轴正、反

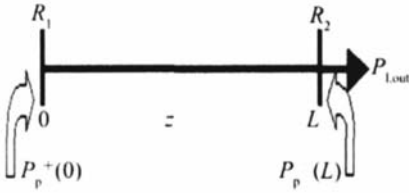


Fig 1 Schematic illustration of end pumped high power fiber laser

向传播。\$R_1, R_2\$ 分别为入射端和出射端的反射率。

在连续波激光器中,描述抽运光、激光和一阶斯托克斯波与时间无关的稳态速率方程组为^[4,5]:

$$N = N_1 + N_2 \quad (1)$$

$$\frac{N_2}{\tau} = \frac{\Gamma_p \lambda_p}{hcA} [\sigma_a(\lambda_p)N_1 - \sigma_e(\lambda_p)N_2] (P_p^+ + P_p^-) + \frac{\Gamma_1 \lambda_1}{hcA} [\sigma_a(\lambda_1)N_1 - \sigma_e(\lambda_1)N_2] (P_1^+ + P_1^-) + \frac{\Gamma_s \lambda_s}{hcA} [\sigma_a(\lambda_s)N_1 - \sigma_e(\lambda_s)N_2] (P_s^+ + P_s^-) \quad (2)$$

$$\frac{dP_p^\pm}{dz} = \mp \Gamma_p [\sigma_a(\lambda_p)N_1 - \sigma_e(\lambda_p)N_2] P_p^\pm \mp \alpha(\lambda_p) P_p^\pm \quad (3)$$

$$\frac{dP_1^\pm}{dz} = \pm \Gamma_1 [\sigma_e(\lambda_1)N_2 - \sigma_a(\lambda_1)N_1] P_1^\pm \mp \alpha(\lambda_1) P_1^\pm \pm 2\sigma_e(\lambda_1)N_2 \frac{hc^2}{\lambda_1^3} \Delta\lambda_1 \mp \frac{\lambda_s g_s}{\lambda_1 A_{eff}} (P_s^+ + P_s^-) P_1^\pm \quad (4)$$

$$\frac{dP_s^\pm}{dz} = \pm \Gamma_s [\sigma_e(\lambda_s)N_2 - \sigma_a(\lambda_s)N_1] P_s^\pm \mp \alpha(\lambda_s) P_s^\pm \pm 2\sigma_e(\lambda_s)N_2 \frac{hc^2}{\lambda_s^3} \Delta\lambda_s \pm \frac{g_s}{A_{eff}} (P_1^+ + P_1^-) P_s^\pm \quad (5)$$

上述方程组中, \$N\$ 是纤芯每单位体积 \$Yb^{3+}\$ 浓度, \$N_2\$ 和 \$N_1\$ 分别为上、下能级粒子数密度分布函数; \$P_p^\pm, P_1^\pm, P_s^\pm\$ 分别表示抽运光功率、激光功率和一阶斯托克斯波功率沿 \$z\$ 轴正反方向的分布; \$\lambda_p, \lambda_1, \lambda_s\$ 分别是抽运光、激光和斯托克斯波波长; \$\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_s\$ 分别为激光和斯托克斯波带宽; \$\sigma_e(\lambda), \sigma_a(\lambda)\$ 分别为辐射和吸收截面; \$\alpha(\lambda_p), \alpha(\lambda_1), \alpha(\lambda_s)\$ 分别是抽运光、激光和斯托克斯波的散射损耗系数; \$\Gamma_p, \Gamma_1, \Gamma_s\$ 分别为抽运光、激光和斯托克斯波重叠因子; \$A\$ 是纤芯截面积, \$A_{eff}\$ 是纤芯有效截面积, \$g_s\$ 为斯托克斯波的增益系数, \$h\$ 为普朗克常量, 自发辐射寿命为 \$\tau, c\$ 为真空中的光速。

在 \$z=0\$ 处的边界条件为:

$$P_1^+(0) = R_1(\lambda_1)P_1^-(0) \quad (6)$$

$$P_s^+(0) = R_1(\lambda_s)P_s^-(0) \quad (7)$$

在 \$z=L\$ 处的边界条件为:

$$P_1^-(L) = R_2(\lambda_1)P_1^+(L) \quad (8)$$

$$P_s^-(L) = R_2(\lambda_s)P_s^+(L) \quad (9)$$

激光和斯托克斯波输出功率分别为:

$$P_{1out} = [1 - R_2(\lambda_1)]P_1^+(L) \quad (10)$$

$$P_{sout} = [1 - R_2(\lambda_s)]P_s^+(L) \quad (11)$$

2 数值模拟及分析

利用 MATLAB 6.5 的 ODE45 解耦合方程组 (1) ~ (5), 使之满足边界条件 (6) 式 ~ (9) 式, 因此, 对边界值的求解是解方程组的关键, 这里采用“打靶算法”^[6] 求解。已知抽运光功率分别为 \$P_p^+(0)\$ 和 \$P_p^-(L)\$, 假设反向抽运光、激光及斯托克斯波功率在 \$z=0\$ 处的边界值分别为 \$P_p^-(0), P_1^-(0)\$ 和 \$P_s^-(0)\$, 再分别根据 (6) 式、(7) 式计算 \$P_1^+(0)\$ 和 \$P_s^+(0)\$, 然后利用 ODE45 由 (1) 式 ~ (5) 式计算得到反向抽运光、激光及斯托克斯波功率在 \$z=L\$ 处的边界值 \$P_{pred}^-(L), P_1^+(L)\$ 和 \$P_1^-(L)\$ 及 \$P_s^+(L)\$ 和 \$P_s^-(L)\$, 反复计算, 并对假设的边界值进行校准, 使 \$z=L\$ 处的边界值满足 \$P_{pred}^-(L) = P_p^-(L)\$, (8) 式和 (9) 式, 或使之达到要求的精度, 此时的边界值就为所求, 从而求出谐振腔里的最终光强分布。

利用上述理论模型对端面抽运高功率光纤激光器进行数值模拟。计算中所用掺镱双包层光纤激光器的部分参量为^[7-9]: \$R_1(\lambda_1) = 0.99, R_2(\lambda_1) = 0.035, N = 6 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}, \Delta\lambda_1 = 2 \text{ nm}, \Delta\lambda_s = 5 \text{ nm}, g_s = 9.2 \times 10^{-14} \text{ m}^2/\text{W}, \alpha(\lambda_p) = 3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}, \alpha(\lambda_1) = 5 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}, \tau = 1.3 \text{ ms}, \Gamma_1 = 0.85, \Gamma_p = 0.0012, \Gamma_s = 0.85, NA = 0.1, \sigma_a(915 \text{ nm}) = 8 \times 10^{-25} \text{ m}^2, \sigma_e(915 \text{ nm}) = 5 \times 10^{-26} \text{ m}^2, \sigma_a(975 \text{ nm}) = 2.5 \times 10^{-24} \text{ m}^2, \sigma_e(975 \text{ nm}) = 2.5 \times 10^{-24} \text{ m}^2, \sigma_a(1065 \text{ nm}) = 5 \times 10^{-27} \text{ m}^2, \sigma_e(1065 \text{ nm}) = 3.4 \times 10^{-25} \text{ m}^2, \sigma_a(1090 \text{ nm}) = 1.4 \times 10^{-27} \text{ m}^2, \sigma_e(1090 \text{ nm}) = 2 \times 10^{-25} \text{ m}^2, \sigma_a(1117 \text{ nm}) = 1 \times 10^{-33} \text{ m}^2。光纤纤芯截面积为: \$A = \pi D_c^2/4, D_c\$ 为纤芯直径, 光纤的归一化频率为: \$V = (\pi/\lambda)D_c \cdot NA\$, 光纤的模场光斑半径为^[10]: \$w_0 = (0.65 + 1.619V^{3/2} + 2.897V^{-6}) \frac{D_c}{2}\$, 光纤纤芯有效截面积为: \$A_{eff} = \pi w_0^2\$。

图 2 是正、反向抽运光功率均为 200W, \$L = 60 \text{ m}, D_c = 20 \mu\text{m}, \lambda_p = 915 \text{ nm}, \lambda_1 = 1065 \text{ nm}, \lambda_s = 1117 \text{ nm}, R_1(\lambda_s) = 0.035, R_2(\lambda_s) = 0.035, \sigma_e(\lambda_s) = 1.0 \times 10^{-25} \text{ m}^2\$^[8], \$\alpha(\lambda_s) = 5 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1}\$ 时抽运光功率、激光功率、斯托克斯波功率及不考虑 SRS 时激光功率沿光纤正反向分布曲线。可以看出, 喇曼效应十分明显, 大部分抽运光能量转移到斯托克斯波上, 斯托克斯波输出功率已超过激光输出功率, 激光转换效率很低。在

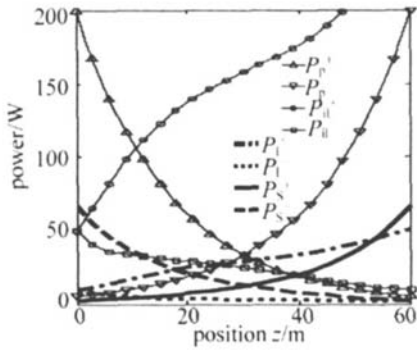


Fig 2 Distribution of pump power laser power Stokes power and ideal laser power without consideration of SRS(P_{il}^+) along the fiber

设计高功率光纤激光器时,要合理选择结构参量,避免出现这种情况。

图 3是在正、反向抽运光功率相同,总抽运功率为 80W ~ 160W,其它参数与图 2相同时,激光输出功率、

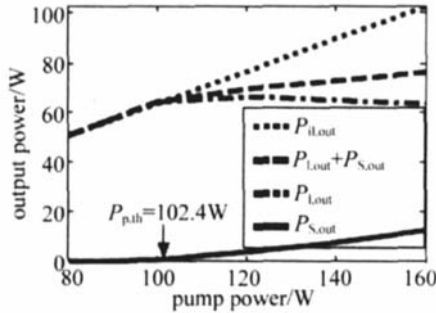


Fig 3 Laser output power Stokes output power and ideal laser output power without consideration of SRS(P_{ilout}) as a function of pump power

斯托克斯波输出功率、不考虑 SRS时的激光输出功率

Table 1 Threshold pump power laser output power and Stokes output power under the cases of different laser parameters

L/m	$D_c/\mu m$	$R_1(\lambda_s) = R_2(\lambda_s)$	$\sigma_e(\lambda_s)/\mu m^2$	$\alpha(\lambda_s)/m^{-1}$	λ_p/nm	λ_l/nm	$P_{p,th}/W$	$P_{l,th,out}/W$	$P_{s,th,out}/mW$
1	60	0.035	1.8×10^{-26}	0.05	915	1065	415.6	272.28	0.51
2	60	0.001	1.8×10^{-26}	0.05	915	1065	676.0	444.27	0.60
3	60	0.035	1.8×10^{-26}	0.05	915	1065	814.0	532.66	0.53
4	40	0.035	1.8×10^{-26}	0.05	915	1065	543.0	352.69	0.55
5	60	0.035	1.0×10^{-25}	0.05	915	1065	102.4	65.43	0.50
6	60	0.035	1.8×10^{-26}	0.01	915	1065	233.7	152.16	0.51
7	20	0.035	1.8×10^{-26}	0.05	975	1065	740.4	604.68	0.58
8	60	0.035	1.0×10^{-25}	0.05	915	1090	254.0	162.74	0.53
9	40	0.001	1.8×10^{-26}	0.05	915	1065	1840.0	1196.95	0.52

Yb^{3+} 离子辐射截面会发生变化^[9],若斯托克斯波辐射截面 $\sigma_e(\lambda_s)$ 由 $1.0 \times 10^{-25} m^2$ 减小到 $1.8 \times 10^{-26} m^2$,喇曼阈值抽运功率则由 102.4W 增大到 415.6W,增大了近 3倍;当激光波长由 1065nm 增大到 1090nm 时,喇曼阈值抽运功率由 102.4W 增大到 254.0W,增大了近 1.5倍;当斯托克斯波的散射损耗系数 $\alpha(\lambda_s)$ 由 0.01 增大到 0.05 时,喇曼阈值抽运功率由 233.7W 增大到

及激光输出功率与斯托克斯波输出功率之和随抽运光功率的变化关系。可以看出,当抽运光功率增加到 102.4W 时,出现了 SRS 效应,此时的抽运光功率就是喇曼效应的阈值抽运功率。随着抽运光功率继续增加,斯托克斯波输出功率单调上升,而激光输出功率则单调下降,导致光纤激光器的激光输出功率下降,光束质量变差,因此,在设计高功率光纤激光器时,要合理优化光纤激光器的结构参量,提高 SRS 效应的阈值抽运功率,同时,抽运功率不要超过该阈值。从图中还可以看出,抽运功率超过喇曼阈值抽运功率之后,不考虑 SRS 时的激光输出功率 (P_{ilout}) 大于激光输出功率与斯托克斯波输出功率之和 ($P_{lout} + P_{sout}$),这是因为 $R_1(\lambda_s) = 0.035$ 大部分反向斯托克斯波功率从 $z = 0$ 处射出光纤激光器。

在模拟计算过程中,假设斯托克斯波输出功率 ($P_{s,th,out}$) 达到 0.5mW ~ 0.6mW 时的抽运功率为喇曼阈值抽运功率 ($P_{p,th}$),当改变光纤激光器结构参量的取值时,得到这些参量与喇曼阈值抽运功率的关系,及在该阈值抽运功率抽运时的激光输出功率 ($P_{l,th,out}$),共计算了 19 种不同情况,模拟结果如表 1 所示。从表中可以看出,当斯托克斯波的腔镜反射率由 0.035 减小到 0.001 时,喇曼阈值抽运功率由 415.6W 增大到 676W,提高了 60%;当光纤纤芯直径由 20 μm 增大到 30 μm 时,喇曼阈值抽运功率由 415.6W 增大到 814W,增大了近 1 倍;当光纤基质选用不同的材料或组分时,

415.6W,增大了近 80%;当缩短腔长、用波长为 975nm 的激光作为抽运源时,喇曼阈值抽运功率也明显提高;当缩短腔长、增大光纤纤芯直径,同时降低斯托克斯波的腔镜反射率时,喇曼阈值抽运功率提高到 1840W。因此,在设计高功率光纤激光器时,可以采用以下措施来提高喇曼阈值抽运功率,降低喇曼效应: (1) 采用大

对于 $\phi = 0^\circ$, $\theta = 48.37^\circ$ 切割的晶体, 通过计算获得其允许角和可接受带宽, 见表 3。

Table 3 The Acceptance angles and bandwidths

$\phi = 0^\circ$, $\theta = 48.37^\circ$	acceptance	$\Delta\theta / \text{rad}$	$\Delta\phi / \text{rad}$	$\Delta\lambda_p / \mu\text{m}$	$\Delta\lambda_s / \mu\text{m}$
	angles/bandwidths ($l = 10\text{mm}$)	0.0266	0.4237	0.0257	0.0757

4 结 论

提出了将 KTA 晶体用于光参变振荡来产生 2 μm 激光的方法, 通过 KTA 与 KTP 晶体的非线性性能的对比, 从理论上论证了该方法的可行性; 并且从光学频率变换所遵循的能量守恒与动量守恒出发, 利用双轴晶体 KTA 的 Sellmeier 方程、根据折射率椭球方程计算出了晶体的切割角度, 绘制出了角度调谐和波长的关系曲线图, 比较了两种切割方式下的晶体有效非线性系数的大小; 并对 $\phi = 0^\circ$, $\theta = 48.37^\circ$ 切割的晶体的走离角、允许角、可接受带宽进行了计算, 解决了 KTA-OPO 设计的最基本问题, 从而为下一步的试验工作开展打下了基础。

参 考 文 献

[1] JOHNSON L F, GEUSIC J E, van UFFERT L G. Coherent oscillation from Tm^{3+} , Ho^{3+} , Yb^{3+} and Er^{3+} ions in yttrium aluminum garnet [J]. *APL*, 1965, 7(5): 127~129.

- [2] KIELECK C, HIRTH A. Investigations of a Q-switched Ho:YAG laser intracavity-pumped by a diode-pumped Tm:YLF laser [J]. *Proc SPIE*, 2004, 5460: 56~63.
- [3] WANG Y ZH, YAO B Q, JU Y L *et al.* 1W ~ 2W ZnGeP₂ optical parametric oscillator [J]. *High Power Laser and Particle Beam*, 2005, 17(S1): 163~166 (in Chinese).
- [4] YAO B Q, HE W J, LI Y F *et al.* Technical study of ZnGeP₂ optical parametric oscillator pumped by a 2 μm Tm:Ho:YLF laser [J]. *Chinese Journal of Laser*, 2005, 32(1): 39~42 (in Chinese).
- [5] BEACH R I, SUTTON S B, HONEA E C *et al.* High power 2 μm diode pumped Tm:YAG laser [J]. *SPIE*, 1996, 2698: 168~171.
- [6] WANG K Q, HAN L, WANG J J *et al.* LD pumped intracavity OPO high repetition frequency 2 μm laser [J]. *High Power Laser and Particle Beam*, 2005, 17(S1): 185~188 (in Chinese).
- [7] WEI J Q, WANG J Y, LIU Y G. The study about growth and character of KTDaO₄ crystal [J]. *Artificial Crystal*, 1994, 23(2): 95~101 (in Chinese).
- [8] MARK S W, PETER F M, JEFFREY J K. High average-power KTDaO₄ optical parametric oscillator [J]. *Opt Lett*, 1998, 23(15): 1161~1163.
- [9] BOSENBERG W R, DEAN R. Broadly tunable single frequency optical parametric frequency-conversion system [J]. *JOSA*, 1993, 10(9): 1716~1722.
- [10] YAO B Q, WANG Y ZH, WANG Q. Development of mid-infrared optical parametric oscillator [J]. *Laser Technology*, 2002, 26(3): 217~220 (in Chinese).
- [11] KATO K, UEMURA N. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTDaO₄ [J/OL]. <http://www.cleoforum.org/materials/ThursdayAbstract.pdf> 2004-12-13.

(上接第 300 页)

模面积使抽运功率密度减小; (2) 采用短腔长结构; (3) 在条件允许的情况下, 采用长激光波长; (4) 改变纤芯材料组分, 使斯托克斯波辐射截面减小; (5) 用 975nm 的激光作为抽运源时, Yb^{3+} 离子的吸收谱半峰全宽虽然比在 915nm 处的吸收谱半峰全宽要窄, 但吸收截面是 915nm 处的吸收截面的两倍以上, 因此抽运效率高, 最佳光纤长度短, 有利于抑制喇曼效应。

3 结 论

通过上述数值计算和分析, 得到了光纤激光器结构参量与喇曼阈值抽运功率之间的关系。模拟结果表明, 当光纤激光器采用大纤芯直径、短腔长、小斯托克斯波辐射截面和长激光波长的结构参量时, 可以提高斯托克斯波阈值抽运功率, 降低喇曼效应。在优化这些结构参量的时候, 既要抑制喇曼效应, 提高激光输出功率和光束质量, 又要考虑所选用方法是否容易实现。

参 考 文 献

[1] WU Zh L, LOU Q H, DONG J X *et al.* Research for the side coupling properties of microprism and double-cladding fiber [J]. *Laser Technology*, 2005, 29(5): 533~535 (in Chinese).

- [2] WEI W L, OU P, YAN P *et al.* Side-pumping coupler technology for double-clad fiber [J]. *Laser Technology*, 2004, 28(2): 116~120 (in Chinese).
- [3] REICHEL V, MORL K, UNGER S *et al.* Fiber laser power scaling beyond the 1-kilowatt level by Nd:Yb co-doping [J]. *Proc SPIE*, 2005, 5777: 404~407.
- [4] HARDY A, ORON R. Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers [J]. *IEEE JQE*, 1997, 33(3): 307~313.
- [5] WANG Y, XU Ch Q, PO H *et al.* Analysis of Raman and thermal effects in kilowatt fiber lasers [J]. *Opt Commun*, 2004, 242: 487~502.
- [6] KINCAID D, CHENEY W. Numerical analysis mathematics of scientific computing [M]. 3rd ed, Beijing: China Machine Press, 2003. 572~589 (in Chinese).
- [7] KELSON I, HARDY A. Strongly pumped fiber lasers [J]. *IEEE JQE*, 1998, 34(9): 1570~1577.
- [8] PASCHOTTA R, NILSSON J, TROPPER A C *et al.* Ytterbium-doped fiber amplifiers [J]. *IEEE JQE*, 1997, 33(7): 1049~1056.
- [9] WEBER M J, LYNCH J E, BLACKBURN D H *et al.* Dependence of the stimulated emission cross section of Yb^{3+} on host glass composition [J]. *IEEE JQE*, 1983, QE19(10): 1600~1608.
- [10] URQUHART W P, LAYBOURN P J. Effective core area for stimulated Raman scattering in single-mode optical fibers [J]. *IEEE Proceedings*, 1985, 132(4): 201~204.