

文章编号: 1001-3806(2008)01-0001-03

解析求解双包层光纤激光器中受激喇曼光的阈值

徐庆超¹, 刘冀鹏¹, 陈建国^{1*}, 周鼎富², 杨泽后²

(1. 四川大学 电子信息学院, 成都 610064 2 西南技术物理研究所, 成都 610041)

摘要: 为了研究斯托克斯光产生的振荡对激光输出功率的限制, 采用对双包层光纤激光器的速率传输方程进行近似的解析求解的方法, 得到了在斯托克斯光达到阈值时, 光纤中激光功率以及激光器抽运功率的解析表达式。通过对解析表达式的分析, 结果表明, 可以通过缩短光纤长度来提高产生斯托克斯光的阈值和提高抽运光效率的方式使激光功率得到进一步提高。

关键词: 光纤光学; 双包层光纤; 解析解; 喇曼效应; 激光器; 阈值

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

Analytical expressions of the pump and laser power as SRS threshold in double-clad fiber lasers

XU Qing-chao¹, LIU Jipeng¹, CHEN Jian-guo¹, ZHOU Ding-fu², YANG Ze-hou²

(1. School of Optoelectronics Science & Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China 2. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

Abstract Double-clad scheme has provided an effective solution to take use of high power semiconductor lasers (or laser arrays) as the pump source. However, with the increase of the fiber laser power, stimulated Raman scattering may reach its threshold and finally limit the further increase of the fiber laser power. After adopting justified approximation, it was analytically solved. The rate equation of the double-clad fiber lasers without the spontaneous emission terms and expressions for the fiber laser power and pump power were derived when the Stokes radiation inside fiber reached its threshold. Based on these expressions, dependence of the threshold on the fiber laser parameters were studied.

Key words fiber optics; double-clad fiber; analytical solutions; Raman effect; lasers; threshold

引 言

近年来, 光纤激光器、光纤放大器在光纤通信、传感、测量和远程通信中得到了广泛的应用, 然而传统的抽运技术很难将高功率的多模抽运光耦合到较细纤芯中去, 因此, 很难做出高功率的光纤激光器。和普通单模光纤相比, 双包层光纤不但在纤芯和内包层间存在一个传光波导, 而且在内包层和外包层之间也存在一个传光波导, 这个波导有较大的数值孔径和截面积, 因而, 便于高功率、多模的抽运光注入内包层, 从而在纤芯中产生高功率的激光。目前, 限制光纤激光器功率提高的因素主要是热效应和非线性效应^[1-4] (如: 受激喇曼效应, 受激布里渊效应), 在纤芯小, 光纤长的情况下易于发生喇曼效应, 所以 WANG 等人^[5] 主要是研究了喇曼效应的影响, 对双包层光纤激光器进行了

大量的理论和试验研究, 但总的来说对上述制约因素的研究还相对较少, 而用解析的方法进行分析更少见。

本文中以双包层光纤激光器为例, 在忽略了自发发射的情况下, 通过对速率方程进行近似解析求解, 找到了斯托克斯光达到阈值时的激光功率以及抽运功率的近似表达式, 并对光纤长度对它们的影响进行了分析。

1 速率方程组求解

稳态下双向抽运的双包层光纤激光器忽略自发发射的速率方程可写为^[5]:

$$\frac{N}{N_0} = [\Gamma_p \lambda_p \sigma_{ap} (P_p^+ + P_s^-) + \Gamma_s \lambda_s \sigma_{as} (P_s^+ + P_r^-) + \Gamma_r \lambda_r \sigma_{ar} (P_r^+ + P_r^-)] / [hcA / \tau + \Gamma_p \lambda_p (\sigma_{ep} + \sigma_{ap}) (P_p^+ + P_p^-) + \Gamma_s \lambda_s (\sigma_{es} + \sigma_{as}) (P_s^+ + P_s^-) + \Gamma_r \lambda_r (\sigma_{er} + \sigma_{ar}) (P_r^+ + P_r^-)] \quad (1)$$

$$\pm \frac{dP_p^\pm}{dz} = \Gamma_p [(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})N - \sigma_{ap}N_0]P_p^\pm - \alpha_p P_p^\pm \quad (2)$$

$$\pm \frac{dP_s^\pm}{dz} = \Gamma_s [(\sigma_{es} + \sigma_{as})N - \sigma_{as}N_0]P_s^\pm - \alpha_s P_s^\pm -$$

作者简介: 徐庆超 (1978-), 男, 硕士研究生, 主要从事激光与光通信方向的研究。

* 通讯联系人。E-mail: optics_hl@163.com

收稿日期: 2006-11-02 收到修改稿日期: 2006-12-11

$$\frac{\lambda_r G_R}{\lambda_s A_{\text{eff}}} (P_r^+ + P_r^-) P_s^\pm \quad (3)$$

$$\pm \frac{dP_r^\pm}{dz} = \frac{G_R}{A_{\text{eff}}} (P_s^+ + P_s^-) P_r^\pm - \alpha_r P_r^\pm \quad (4)$$

边界条件可写为:

$$P_s^+(0) = R_1 \cdot P_s^-(0), P_s^-(L) = R_3 \cdot P_s^+(L) \quad (5a)$$

$$P_r^+(0) = R_2 \cdot P_r^-(0), P_r^-(L) = R_4 \cdot P_r^+(L) \quad (5b)$$

从(3)式和(4)式可以看出^[6], $P_s^+(z)P_s^-(z)$ 和 $P_r^+(z)P_r^-(z)$ 均为常数, 这里记做 D_s^2 和 D_r^2 , 于是边界条件(5)式可以写为:

$$P_s^+(0) = \sqrt{R_1} D_s P_s^-(0) = \frac{D_s}{\sqrt{R_1}}$$

$$P_s^+(L) = \frac{D_s}{\sqrt{R_3}} P_s^-(L) = \sqrt{R_3} D_s \quad (6a)$$

$$P_r^+(0) = \sqrt{R_2} D_r P_r^-(0) = \frac{D_r}{\sqrt{R_2}}$$

$$P_r^+(L) = \frac{D_r}{\sqrt{R_4}} P_r^-(L) = \sqrt{R_4} D_r \quad (6b)$$

在上面式中, 所有的下标 s p 和 r 分别表示对于激光、抽运光和斯托克斯光的情形, 上标 $+$ 和 $-$ 分别标识光沿 $+z$ 和 $-z$ 光轴传播, N 表示上能级粒子密度, N_0 表示掺杂浓度, τ 为上能级粒子寿命, h 为普朗克常量, A 为纤芯面积, A_{eff} 表示纤芯的有效面积, Γ (下标 p s 分别表示抽运光和激光)为光束与纤芯的重叠因子, σ (下标 ap as ar 分别表示抽运光、激光和斯托克斯光)表示介质的吸收截面和 σ (下标 ep es er 分别表示抽运光、激光和斯托克斯光)表示发射截面, α (下标 p s r 分别表示抽运光、激光和斯托克斯光)为损耗系数, G_R 为喇曼增益系数, R_1 和 R_2 表示位于 $z=0$ 的端面对激光和斯托克斯光的反射率, R_3 和 R_4 表示位于 $z=L$ 的端面对激光和斯托克斯光的反射率。

本文中, 可能会涉及到两个阈值: 在抽运光达到某个水平 (P_{ts})后, 激光开始振荡; 随着抽运光功率的继续增加, 激光也会增强, 当抽运光增大到某个水平 (P_{tr})时, 腔内激光将会增强到使斯托克斯光开始振荡。在以下讨论中, 使用“阈值”来表示斯托克斯光满足阈值条件, 而用“激光阈值”来表示激光达到阈值。

上面文中, t_s 表示激光开始振荡的时刻, t_r 表示斯托克斯光开始振荡的时刻, P_{ts} 和 P_{tr} 分别表示对应时刻的抽运光的功率。

在阈值条件下, $(P_r^+ + P_r^-)$ 的值很小, 可以忽略, 对(3)式关于 P_s^+ 的式子两边除以 P_s^+ 后进行积分, 可

$$\text{以得到: } \bar{N} = \int_0^L dz \mathcal{L} = g_{th} \mathcal{L} \quad (7a)$$

$$\text{式中, } g_{th} = \frac{(-1/2) \ln(R_1 R_3) + (\Gamma_s \sigma_{as} N_0 + \alpha_s) L}{\Gamma_s (\sigma_{es} + \sigma_{as})} \quad (7b)$$

式中, g_{th} 也可以看成是激光的阈值增益系数, \bar{N} 表示上能级粒子数的平均值。对于双包层光纤激光器, 通常 $N \ll N_0$, 方程(2)中的 N 可以舍去^[21]。ZHANG^[6]等人的研究表明, 用 \bar{N} 代替 N 会比舍去 N 更好一些, 因为它适用的光纤激光器的腔长范围要大些, 而且此时舍去的是更高阶的小量^[7]。

用 \bar{N} 代替 N 以后, 由(2)式可以求出抽运光的演化解析表达式。(2)式两边分别除以 P_p^\pm , 积分可以得出:

$$P_p^+(z) = P_p^+(0) \exp(\beta z),$$

$$P_p^-(z) = P_p^-(L) \exp[\beta(L-z)] \quad (8a)$$

$$\beta = \Gamma_p (\sigma_{ep} + \sigma_{ap}) \bar{N} - (\Gamma_p \sigma_{ap} N_0 + \alpha_p) \quad (8b)$$

在抽运光刚达到阈值 (P_{th})时, (1)式中的 $(P_r^+ + P_r^-)$ 可以忽略。用 \bar{N} 代替 N 对(1)式积分得:

$$\frac{\bar{N} L}{N_0} = \left[\Gamma_p \lambda_p \sigma_{ap} \int_0^L (P_p^+ + P_p^-) + \Gamma_s \lambda_s \sigma_{as} \int_0^L (P_s^+ + P_s^-) \right] /$$

$$\left[\frac{h c A L}{\tau} + \Gamma_p \lambda_p (\sigma_{ep} + \sigma_{ap}) \int_0^L (P_p^+ + P_p^-) + \Gamma_s \lambda_s (\sigma_{es} + \sigma_{as}) \int_0^L (P_s^+ + P_s^-) \right] \quad (9)$$

下面来求解(8)式。(4)式关于 P_r^+ 的方程两边除以 P_r^+ 后可以得到:

$$\frac{dP_r^+}{P_r^+} = \frac{G_R}{A_{\text{eff}}} (P_s^+ + P_s^-) dz - \alpha_r dz \quad (10a)$$

对此进行积分, 并利用边界条件(6b)式可得:

$$M \equiv \int_0^L (P_s^+ + P_s^-) dz =$$

$$\left[- (1/2) \ln(R_2 R_4) + \alpha_r L \right] A_{\text{eff}} / G_R \quad (10b)$$

利用(8)式可以得出:

$$\int_0^L (P_s^+ + P_s^-) dz = [P_p^+(0) + P_p^-(L)] \cdot \frac{\exp(\beta L) - 1}{\beta} \quad (11)$$

把(10b)式和(11)式代入(9)式, 即可求得达到产生斯托克斯光时所需的抽运功率 P_{th} :

$$P_{th} = P_p^+(0) + P_p^-(L) =$$

$$\frac{\left\{ \frac{L \bar{N}}{N_0} \left[\frac{h c A L}{\tau} + \Gamma_s \lambda_s (\sigma_{es} + \sigma_{as}) M \right] - \Gamma_s \lambda_s \sigma_{as} M \right\} \cdot \beta}{\Gamma_p \lambda_p \left[\sigma_{ap} - (\sigma_{ep} + \sigma_{ap}) \cdot \frac{N_0}{\bar{N} L} \right] \cdot [\exp(\beta L) - 1]} \quad (12)$$

此时, 激光的输出功率是

$$P_{out} =$$

$$-\frac{h\bar{v}AL}{\tau} - \lambda_p P_{th} [\exp(\beta L) - 1] \left[1 + \frac{\alpha_p}{\beta} \right] (1 - R_3) \\ \lambda \left[1 - \frac{1}{\exp(KL)} + R_3 \exp(KL) - R_3 \right] \left[1 + \frac{\alpha_s}{K} \right] \quad (13a)$$

式中, $K = \Gamma_s (\sigma_{es} + \sigma_{as}) \bar{N} - \Gamma_s \sigma_{as} N_0 - \alpha_s$ (13b)

2 分析和讨论

从 (12) 式可以看出, 阈值功率与 β 成正比, 与抽运光的光束与纤芯的重叠因子 Γ_p 和抽运光波长 λ_p 成反比, 光纤长度 L 、平均粒子数密度 \bar{N} 、纤芯面积 A 以及激光的受激发射截面 σ_{es} 的增大都有利于阈值功率的提高; 掺杂浓度 N_0 、抽运光的吸收截面 σ_{ap} 的增加会使阈值降低。图 1 中给出了不同长度的光纤激光器达到阈值 P_{th} 时所需的抽运功率, 计算所用的参数如

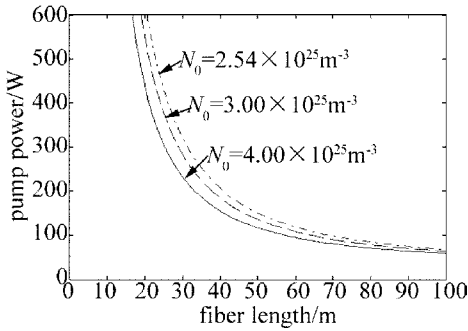


Fig 1 Pump power when the Stokes radiation reaches its threshold [8]: $\lambda_p = 920\text{nm}$ ($\sigma_{ap} = 6 \times 10^{-25} \text{m}^2$, $\sigma_{ep} = 2.5 \times 10^{-26} \text{m}^2$), $\lambda_s = 1090\text{nm}$ ($\sigma_{as} = 1.4 \times 10^{-27} \text{m}^2$, $\sigma_{es} = 2 \times 10^{-25} \text{m}^2$), $\tau = 1 \times 10^{-3} \text{s}$, $\Gamma_s = 0.82$, $\Gamma_p = 0.0012$, $\alpha_p = 3 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$, $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$, $A = 5 \times 10^{-11} \text{m}^2$, $R_1 = 0.98$, $R_2 = 0.04$, $R_3 = 0.04$, $R_4 = 0.04$, $\alpha_s = 5 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$, $\alpha_r = 5 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$, $A_{\text{eff}} = 5 \times 10^{-11} \text{m}^2$, $G_R = 0.92 \times 10^{-13} \text{m}^2/\text{W}$.

上面分析的是采用二向色镜作为前腔镜, 利用光纤后端面 4% 的菲涅耳反射作为后腔镜。二向色镜对于激光有很高的反射率, 而对于比激光波长长几十纳米的斯托克斯光几乎不起反射作用, 因此反射率只有 4%。目前研究得比较多的是利用光纤光栅作为激光器的反馈与选频腔镜, 均匀光纤布喇格光栅具有优异的选频作用, 线宽比较窄, 因此, 若光纤激光器中采用光纤光栅做腔镜, 对比激光波长长的斯托克斯光几乎不起反射作用, 故也取作 4%。

由于 (10b) 式对阈值的情况也成立, 由此可见, 当抽运功率达到产生斯托克斯光之后, 光纤激光腔内的激光功率与激光长度积 (或平均激光功率) 不再增加。此时, 若继续增大抽运功率, 对激光不会产生多大的作用, 增加的抽运光的能量基本上都转移到斯托克斯光

中去。由此可见, 受激喇曼散射等非线性效应将严重地制约高功率光纤激光器的输出功率。激光越强, 光纤越长, 非线性效应的影响越大, 这与前人的分析是一致的 [9]。从图 1 可以看到, 随着光纤长度的增加, 有效吸收的抽运光的增多, 达到产生斯托克斯光的抽运功率是逐渐下降的, 如果希望获得更高功率的激光, 应该选用长度短一些的掺杂光纤。

从 (13) 式可以看出: 在输出激光波长确定的情形下, 激光损耗的增加会减小激光的输出功率; 各个参数对激光输出功率的影响是比较复杂的, 与激光功率不是一种简单的线性关系。掺杂离子是吸收抽运光产生能级跃迁进而产生激光的主要工作物质。在低浓度下, 如果入射光子数超过掺杂离子数, 处于基态的离子可能被耗尽, 所以这个时候提高掺杂浓度有利于激光功率的提高。从图 2 中可见, 在相同的抽运功率下, 随

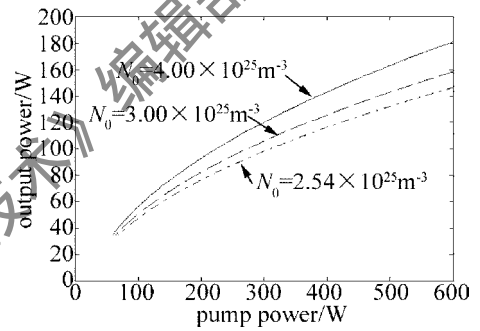


Fig 2 The effect of pump power to output power when the Stokes radiation reaches its threshold

着掺杂浓度的增加, 在光纤中被吸收的抽运光增多, 产生的激光增强, 提高了激光器的抽运效率; 值得注意的是, 高掺杂会带来浓度猝灭, 较高的掺杂水平将导致相邻能级的无辐射交叉弛豫, 使得激光上能级的粒子数下降。随着光纤长度变短, 阈值抽运功率逐渐增加, 此时输出的激光功率是逐渐增加的, 由于光纤长度减小引起抽运光未得到充分的吸收, 致使激光增加的斜率变小, 抽运光效率降低。所以在一定的长度范围内, 增加光纤的长度, 有利于提高抽运光效率, 这也可以从前人的研究中得到证实 [10]。

3 小结

通过对双包层光纤激光器的速率方程进行近似解析求解, 找到了产生斯托克斯光时的抽运功率和此时的输出激光功率的解析表达式。根据解析表达式可以清楚看到, 各个参量对激光器的阈值和输出功率的影响。本文中重点讨论了光纤长度和掺杂浓度对光纤激光器输出功率的影响, 从中可以看出, 随着抽运功率的增大, 光纤长度的增加, 非线性效应成为限制双包层光纤激光器功率提高的重要因素。当斯托克斯光出现以

长较短,受大气等因素的影响较大,相位畸变较为严重,降低了相干探测的效率,聚焦效果较差,从而降低了系统的分辨率;数据的处理量大,对硬件的要求高,所以,成熟 SAR 算法的移植或发展新的校正相位的算法显得十分重要^[16,17]。

美国在 2006 年的 2 月份首次得到了激光雷达的合成孔径图像,而国内还没有相关的实验室试验报道,在这方面和国外有相当大的差距。但国内在微波频段相对比较成熟的合成孔径雷达技术和国外成功的实验报道可以给我们提供更多的借鉴。

4 小 结

合成孔径激光雷达可以大大提高现代化作战的效能,既可装备战斗机和轰炸机,也可以装备监视飞机和无人机;还可用于灾害和环境监测、海洋观测、资源勘察、农作物调查估产、森林调查等民用方面;在军事、科学研究、工业生产中都有广阔的应用前景^[18,19]。

参 考 文 献

- [1] ZHANG Zh Zh. Introduce to airborne and spaceborne synthetic aperture radar [M]. Beijing Publishing House of Electronics Industry 2004 1-8(in Chinese).
- [2] BUELL W F, MARECHAL N J, BUCK J R. Synthetic aperture imaging radar [J]. The Aerospace Corporation Magazine of Advances Technology 2004, 5(2): 45-49
- [3] ALEKSOFF C C, ACCETTA J S, TAIM A, *et al*. Synthetic aperture imaging with a pulsed CO₂ TEA laser [J]. SPIE, 1987, 783: 29-40.
- [4] THOMAS G K. High resolution laser imaging system [J]. Appl Opt 1989, 28(13): 2651-2656
- [5] BASHKANSKY M, LUCKE R L. Two dimensional synthetic aperture imaging in the optical domain [J]. Opt Lett 2002, 27(22): 1983-1985.

- [6] BAO Zh, XING M D, WANG T. Radar imaging techniques [M]. Beijing Publishing House of Electronics Industry, 2005: 9-11(in Chinese).
- [7] ZHANG M Y, WANG X G. Radar system [M]. 2nd ed Beijing Publishing House of Electronics Industry, 2006 316-320(in Chinese).
- [8] TANG Z Y, ZHANG Sh R. Basic synthetic aperture radar [M]. Beijing Publishing House of Science, 2003 9-18(in Chinese).
- [9] MARCUS S, COLLELLA B D, GREEN T J. Solid-state laser synthetic aperture radar [J]. Appl Opt 1994, 33(6): 960-964.
- [10] GREEN T J Jr, MARCUS S, COLELLA B D. Synthetic-aperture radar imaging with a solid-state laser [J]. Appl Opt 1995, 34(30): 6941-6949
- [11] YOSH KADO S, ARUGA T. Feasibility study of synthetic aperture infrared laser radar techniques for imaging of static and moving objects [J]. Appl Opt 1998, 37(24): 5631-5639
- [12] YOSH KADO S, ARUGA T. Short range verification experiment of a trial one dimensional synthetic aperture infrared laser radar operated in the 10mm band [J]. Appl Opt 2000, 39(9): 1421-1425
- [13] BECK S M, BUCK J R, BUELL W F, *et al*. Synthetic aperture imaging laser radar laboratory demonstration and signal processing [J]. Appl Opt 2005, 44(35): 7621-7629.
- [14] WITOMSKIA, LACOT E, HUGON O, *et al*. Synthetic aperture laser optical feedback imaging using galvanometric scanning [J]. Opt Lett 2006, 31(20): 3031-3033.
- [15] LACOT E, DAY R, SPOECKEL F. Laser optical feedback tomography [J]. Opt Lett 1999, 24(11): 744-746.
- [16] JAKOWATZ C V Jr, WAHL D E. Eigenvector method for maximum likelihood estimation of phase errors in synthetic aperture radar imagery [J]. JO SA, 1993, A10(12): 2539-2546
- [17] KARR T J. Resolution of synthetic aperture imaging through turbulence [J]. JO SA, 2003, A20(6): 1067-1083
- [18] CHEN Y, WANG Y L, ZHOU D F, *et al*. Faint signal processing of lidar based on wavelet multiresolution analysis [J]. Laser Technology, 2005, 29(3): 278-280(in Chinese).
- [19] WANG Zh K, BI J M, ZHOU X, *et al*. Investigation on dual beam Doppler speedometer based on CO₂ lasers [J]. Laser Technology 2006, 30(2): 183-185(in Chinese).

(上接第 3 页)

后,输出激光的功率不再有明显的变化。因此,要获得高功率的激光,光纤长度应该短一些,这样达到斯托克斯光的阈值比较高;但是由于此时的抽运效率又比较低,所以在做光纤激光器的时候,应合理选择光纤长度,得到满意的功率和抽运效率。

参 考 文 献

- [1] CHEN J X, SUI Zh, CHEN F Sh, *et al*. Stimulated Raman scattering in high power double clad fiber laser [J]. Chinese Journal of Lasers 2006, 33(3): 298-302(in Chinese).
- [2] IDO K, AMOS H. Optimization of strongly pumped fiber lasers [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1999, 17(5): 891-897.
- [3] HU G J, SHANG Ch Y, DENG X Y, *et al*. Threshold characteristics of linear cavity Yb³⁺-doped double clad fiber laser [J]. Optics & Laser Technol 2004, 37(7): 3-7
- [4] ZENG H F, XIAO F H. The development of Yb-doped double-clad fiber laser and its application [J]. Laser Technology, 2006, 30(4):

438-441(in Chinese).

- [5] WANG Y, XU Ch Q, PO H. Analysis of Raman and thermal effects in kilowatt fiber lasers [J]. Opt Commun 2004, 242: 487-502
- [6] ZHANG L P, DUAN Zh Ch, CHEN J G, *et al*. Analytical solution of the threshold pump power of a double clad fiber lasers [J]. Optoelectronic Engineering 2006, 33(11): 101-104(in Chinese).
- [7] DUAN Zh Ch, CHEN J G, ZHANG L P, *et al*. On the question of analytically solving rate equations of a double clad fiber laser [J]. Laser Technology, 2007, 31(3): 274-276(in Chinese).
- [8] XIAO L M, YAN P, GONG M L, *et al*. An approximate analytic solution of strongly pump Yb-doped double clad fiber lasers without neglecting the scattering loss [J]. Opt Commun 2004, 230: 401-410
- [9] VAUDELLE F. Experimental study of the laser and stimulated Raman scattering wave phases by a nonlinear imaging method [J]. Opt Commun 1998, 149: 84-88
- [10] ZHANG D Y, GONG J M, LI J D. A effects of loss to output characteristics of Yb³⁺-doped double clad fiber lasers [J]. Laser Journal 2005, 26(3): 13-14(in Chinese).