

文章编号 : 0258-7025(2001)02-0125-05

掺镱单模石英光纤中放大的自发辐射*

卢秀权 陈绍和

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

提要 描述了掺镱单模石英光纤中正向和反向放大的自发辐射(ASE)的差异以及 ASE 谱轮廓随抽运功率、激活光纤长度和抽运波长等量的变化,这些结果对于掺镱光纤激光器、放大器的设计有重要的指导意义。

关键词 掺镱单模石英光纤,放大自发辐射,二能级速率方程

中图分类号:TN 253;O 432 文献标识码:A

Amplified Spontaneous Emission in Ytterbium-doped Monomode Silica Fiber

LU Xiu-quan CHEN Shao-he

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract The differences between forward and backward ASE in ytterbium-doped monomode silica fiber are described. The changes in ASE spectral shapes under different pump power, different activated fiber length and different pump wavelength are investigated. The results could be important for the design of YDF devices such as superfluorescent laser sources, tunable lasers and traveling-wave amplifier.

Key words ytterbium-doped monomode silica fiber, ASE, rate equation of dual-level

1 引 言

有关掺镱光纤激光器、放大器的研究正在逐渐深入^[1~9],掺镱光纤能成为继 EDF 之后又一优秀掺杂光纤的原因有这样几个方面:一是其能级结构简单(图 1),与掺铒、铒等其他稀土离子光纤相比,不存在对抽运光或信号光的激发态吸收(ESA),不存在浓度淬灭效应,因而可以有更高的掺杂浓度,利用

较短的激活光纤就可以获得较高的增益;二是有较宽的吸收光谱(800~1064 nm)(图 2 实线),可以有多种抽运源,包括半导体激光器甚至可以是钕离子激光器;三是它的辐射光谱也很宽(975~1200 nm)(图 2 虚线),其间有几个重要波长,如 1047 nm 和 1053 nm 是 Nd:YLF 激光波长,1064 nm 是 Nd:YAG 激光波长,1083 nm 用于原子分子光谱学研究。

与掺铒光纤器件一样,放大的自发辐射(ASE)

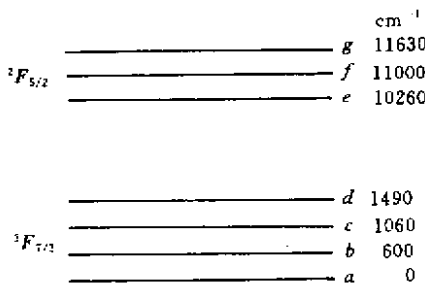


图 1 Yb³⁺ 离子的能级示意图

Fig. 1 Yb³⁺ energy level structure

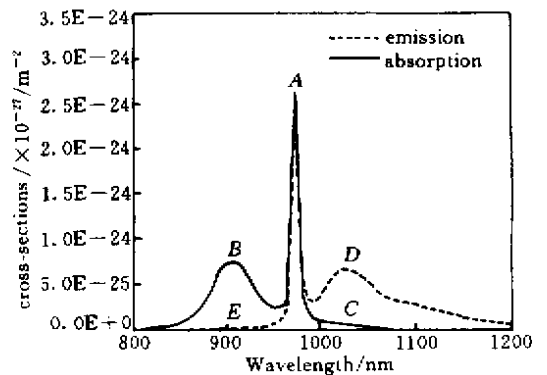


图 2 石英玻璃中 Yb³⁺ 离子的吸收和辐射截面

Fig. 2 Absorption and emission cross sections of Yb³⁺ silicate glass

* 国家 863 基金资助项目。

收稿日期:1999-10-25;收到修改稿日期:2000-12-02

仍是研究的重点之一,在掺镜光纤激光器中,ASE 可以影响振荡波长,在掺镜光纤放大器中,它则能抑制信号增益,并影响器件的噪声特性。本文从标准的二能级速率方程出发,研究了在不同条件(不同抽运功率、不同激活光纤长度、不同抽运波长)下掺镜单模石英光纤中 ASE 谱的变化,描述了正向和反向 ASE 的差异,在考虑如何选择激光器振荡波长以及如何提高放大器增益和改善其噪声性能时,就可以将这些结果为理论依据。

2 理论分析

分析的基本模型仍是标准的二能级速率方程,只是在讨论 ASE 时,假设输入信号为零,上、下能级的粒子数方程

$$\frac{dN_2(r, \phi, z)}{dt} = [R_{pa}(r, \phi, z) + W_{sa}(r, \phi, z)]N_1 - [R_{pe}(r, \phi, z) + W_{se}(r, \phi, z) + A_e]N_2 \quad (1)$$

$$\frac{dN_1(r, \phi, z)}{dt} = -[R_{pa}(r, \phi, z) + W_{sa}(r, \phi, z)]N_1 + [R_{pe}(r, \phi, z) + W_{se}(r, \phi, z) + A_e]N_2 \quad (2)$$

$$N_2(r, \phi, z) + N_1(r, \phi, z) = \rho(r) \quad (3)$$

速率方程(1)~(3)的稳态解为

$$N_2(r, \phi, z) = \rho(r) \cdot \{ [R_{pa}(r, \phi, z) + W_{sa}(r, \phi, z)] / [R_{pa}(r, \phi, z) + W_{sa}(r, \phi, z) + R_{pe}(r, \phi, z) + W_{se}(r, \phi, z) + A_e] \} \quad (4)$$

$$N_1(r, \phi, z) = \rho(r) - N_2(r, \phi, z) \quad (5)$$

$R_{pa,e}(r, \phi, z)$ 为抽运吸收(受激辐射)速率,

$$R_{pa,e}(r, \phi, z) = \sigma_{pa,e} \sum_{nm} I_p^{nm}(r, \phi, z) \frac{1}{h\nu_p}, \sigma_{pa,e} \text{ 为对抽运光的吸收(受激辐射)截面, } I_p^{nm}(r, \phi, z) \text{ 为抽运强度, } I_p^{nm}(r, \phi, z) = P_p^{nm}(z) |E_p^{nm}(r, \phi)|^2, E^{nm}(r, \phi)$$

为归一化场强,即 $\int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E^{nm}(r, \phi)|^2 r dr d\phi = 1$ 。

$W_{se,a}(r, \phi, z)$ 为 ASE 的受激辐射和吸收速率。

$$W_{se,a}(r, \phi, z) = \sum_p \int_0^\infty \frac{\sigma_{e,a}(\nu)}{h\nu} |E^p(r, \phi)|^2 S_{ASE}^{lp}(\nu, z) d\nu$$

其中 S_{ASE}^{lp} 为正向和反向 ASE 功率谱密度之和, $S_{ASE}^{lp}(\nu, z) = S_{ASE}^{lp+}(\nu, z) + S_{ASE}^{lp-}(\nu, z)$

抽运光功率传播方程

$$\frac{dP_p^{nm}}{dz} = -[\gamma_{pa}^{nm}(\nu_p, z) - \gamma_{pe}^{nm}(\nu_p, z)] \cdot P_p^{nm} \quad (6)$$

其中

$$\gamma_{e,a}^{nm} = \sigma_{e,a}(\nu) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty N_2(r, \phi, z) |E^{nm}(r, \phi)|^2 r dr d\phi \quad (7)$$

b 为掺杂半径,正、反 ASE 功率谱密度的传播方程

$$\frac{dS_{ASE}^{lp\pm}(\nu, z)}{dz} = \pm eh\nu\gamma_e^{lp}(\nu, z) \pm [\gamma_e^{lp}(\nu, z) - \gamma_a^{lp}(\nu, z)] \cdot S_{ASE}^{lp\pm}(\nu, z) \quad (8)$$

其中方程第一项表示自发辐射, $e = 2$ 表示一个光纤模式有两个相互正交偏振方向。

正向和反向 ASE 的引入使方程的求解变成双边值问题,此时要考虑的边值条件: $P_p(0) = P_p^{\text{in}}$, $S_{ASE}^{+}(\nu, z = 0) = 0$, $S_{ASE}^{-}(\nu, z = L) = 0$,为了求得微分方程组(6)~(8)满足该边值条件的自洽解,需要沿光纤多次来回迭代积分。

由于 ASE 光谱轮廓随波长起伏很大(特别是在 975 nm 附近),所以求解时还需将 ASE 光谱划分成几个频带,严格一点,每个频带带宽取 1 nm,从 910 ~ 1200 nm 被分成 290 个频带,但这样(6)~(8)就变成 581 个耦合的微分方程,计算量很大。如果 ASE 的功率谱分辨率要求不高,可以在起伏大的波长附近(如 975 nm 附近)取带宽 1 nm,而在起伏小的波长附近(如 910 nm 和 1030 nm 附近)取带宽几纳米甚至十几纳米,这样总的方程数可少一些。

对于通常的单模 YDF 抽运光 ASE 功率的横向归一化分布均可近似成半径为 w 的高斯函数,再假设激活离子在纤芯内均匀分布,并且掺杂半径 b 远小于 w 或者 b 至少不大于 w ,这样可近似认为在掺杂面内,光强均匀分布,从而上下能级粒子数 N_2 和 N_1 只是位置 z 的函数,(7)式简化成

$$\gamma_{e,a} = \sigma_{e,a} N_2(z) [1 - \exp(-b^2/w^2)]$$

3 数值计算

计算中上能级寿命取 0.84 ms,并采用图 2 所示的光谱截面数据^[10],单模 YDF 参数假设为:截止波长 805 nm,数值孔径 0.103,纤芯直径 6 μm ,掺杂浓度 $3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 。图 3 是用不同功率的 910 nm 抽运时正向、反向 ASE 输出总功率随激活光纤长度的变化,在抽运功率一定的情况下,正向 ASE 输出总功率先随光纤加长而增加,直至最大值,然后随激活光纤进一步加长而降低,且对应于最大正向 ASE 输出总功率的最佳激活光纤长度随输入抽运功率的增加而延长。相反,在抽运功率一定时,反向 ASE 输出总功率随光纤加长单调升高并趋向饱和,原因是在

光纤前端产生的正向传输的 ASE 在光纤末端抽运强度较弱的地方重新被吸收(图 4 实线),而反向 ASE 在传输过程中不断被放大(图 4 虚线),图 4 中取输入抽运功率 500 mW,激活光纤总长度 20 m。需要注意的是,这里提到的对应于最大正向 ASE 输出功率的最佳激活光纤长度 L 与对应于单个波长 λ_i 处最大正向 ASE 输出功率的最佳光纤长度 L_i 并不相等,且每个 L_i 也互不相等,在本文后面讨论 ASE 谱轮廓与光纤长度关系时,大家将会更清楚地看到这一点。参数 L 和参数 L_i 对于超辐射光纤激光器、可调谐光纤激光器输出波长的选择,对于行波光纤维放大器增益谱轮廓的优化具有重要意义。

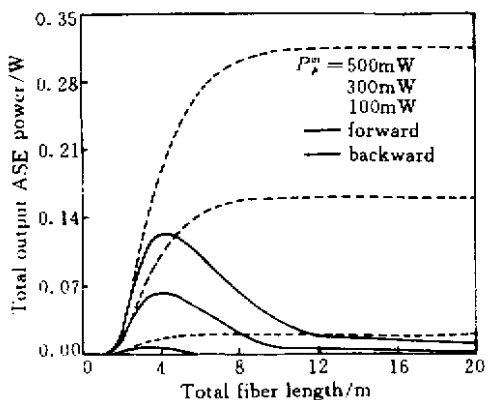


图 3 抽运功率不同时 ASE 功率随光纤总长度的变化

Fig.3 Total theoretical ASE power change as a functions of total fiber length L , for different input pump power conditions

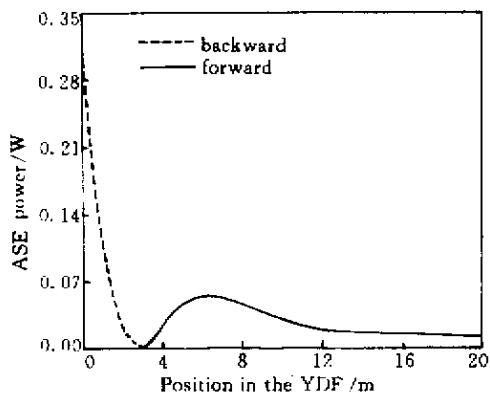


图 4 正向、反向 ASE 总功率沿 YDF 纵向分布

Fig.4 Distribution of total ASE power in both directions along YDF

图 5(a)(b)分别计算了激活光纤长度为 0.5 m 和 4.0 m 时正向和反向 ASE 总功率随输入抽运功率的变化,两图表明,正向、反向 ASE 总功率随输入

抽运功率的增加逐渐由小到大,阈值效应不明显,这一点与超辐射光纤激光器输出功率的表现(文献[11]图 2)有所不同。对于长度为 0.5 m 的光纤,正向和反向 ASE 输出总功率在同一数量级,微小差别随输入抽运功率的增加而慢慢消失,当输入抽运功率超过 120 mW 时,光纤每一点的粒子反转数都较高,对正向 ASE 的再吸收效应消失,此时正向和反向 ASE 输出总功率相同,再增加输入抽运功率,ASE 总输出趋于饱和。相反,同样的输入抽运功率对于长度为 4.0 m 的激活光纤,正向和反向 ASE 输出总功率的差异较大。光纤加长了,为了消除对正向 ASE 的再吸收效应,需要更高的输入抽运功率,以下将要详细讨论的 ASE 谱特性可以用来定性地解释由再吸收效应带来的正、反 ASE 之间的差异。

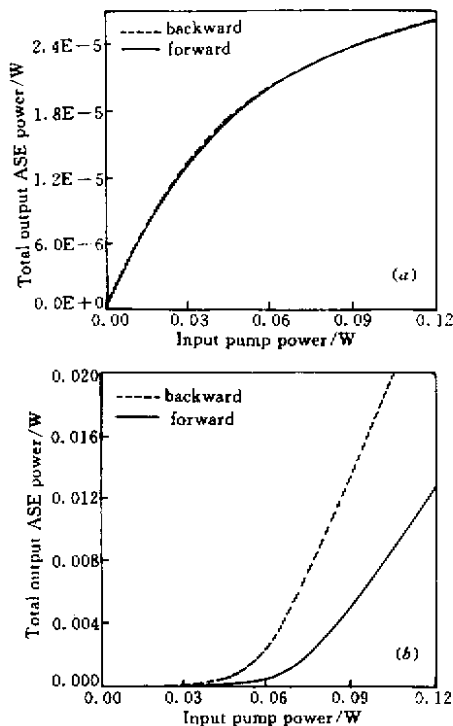


图 5 正向和反向 ASE 总功率随输入抽运功率的变化, YDF 长 (a) 0.5 m ;(b) 4.0 m

Fig.5 Total forward and backward ASE power as a function of input pump power for a fiber length (a) $L = 0.5$ m and (b) $L = 4.0$ m

图 6 和图 7 分别示出了激活光纤长度为 4.0 m 和 0.5 m 时的归一化正、反 ASE 输出谱,抽运波长为 910 nm,抽运功率从左到右是增加的。对于长度为 0.5 m 的光纤,比较正向和反向 ASE 输出谱轮廓(图 7),可以看出,除了抽运功率较小(1.0 mW)时差异较大之外,在抽运功率为 10 mW,30 mW,100 mW 时

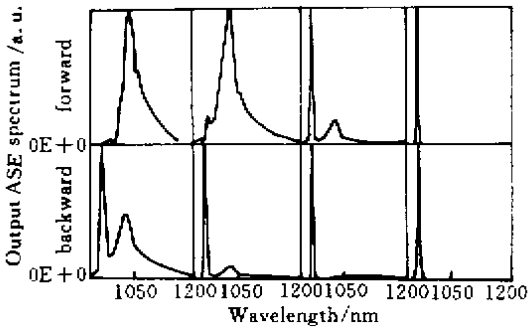


图 6 正向、反向 ASE 输出光谱 ,YDF 长 4.0 m 输入抽运功率分别为 20 mW 40 mW 60 mW 120 mW

Fig.6 Output ASE spectra in both directions for total fiber length $L = 4.0$ m , under different input pump power conditions

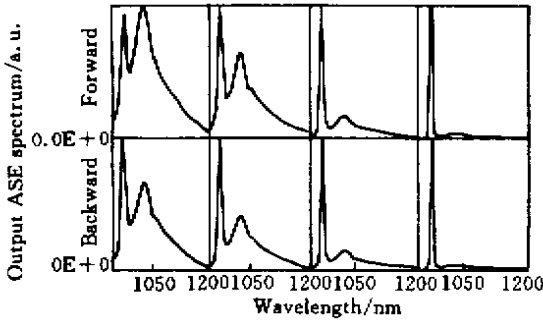


图 7 正向、反向 ASE 输出光谱 ,YDF 长 0.5 m 输入抽运功率分别为 1 mW 10 mW 30 mW 100 mW

Fig.7 Output ASE spectra in both directions for total fiber length $L = 0.5$ m , under different input pump power conditions

两者都很相似 ,这一点与正、反 ASE 输出总功率随输入抽运功率增加的变化趋势(图 5(a))一致。从正向 ASE 输出谱轮廓随输入抽运功率的演化中可以看出 ,YDF 对不同波长的再吸收量是不同的 ,这其实是由不同波长各自的吸收截面和发射截面之值决定的 ,从图 7 的正向 ASE 输出谱中可以清楚地看到 ,从右到左随着输入抽运功率的降低 ,975 nm 的峰值逐渐下降 ,当抽运功率为 1.0mW 时 ,正向 ASE 输出谱的最大值由 975 nm 处转到 1030 nm 处。激活光纤长度增加到 4.0 m(图 6) ,再吸收效应增强 ,正、反向 ASE 输出谱轮廓之间的差异更大 ,在输入抽运功率较低时 ,正向 ASE 谱的 975 nm 峰值可以消失。反向 ASE 谱轮廓随输入抽运功率的变化相对来说不太明显 ,反向 ASE 谱的最大值总出现在 975 nm 处 ,原因是 YDF 对反向 ASE 的再吸收效应很弱。由再吸收效应引起 ASE 谱轮廓(反映了净增益谱轮

廓)随抽运功率、激活光纤长度的这样一种变化规律 ,可以用来解释为什么当 YDF 长度由 0.5 m 增加到 1.0 m 时 ,YDFL(掺镜光纤激光器)的自由振荡波长会从 974 nm 跳到 1036 nm^[2] ,为什么要获得高效 980 nm 输出时必须认真考虑 YDFL 的激活光纤长度^[1] ,以及当降低抽运功率或加长激活光纤长度时 ,YDFL 输出为什么会出现所谓的“红移”现象^[3]。最近 ,中国科学院上海光机所的科研人员利用激活光纤与 YDFL 波长的关系 ,成功地获得了单纵模输出^[2]。

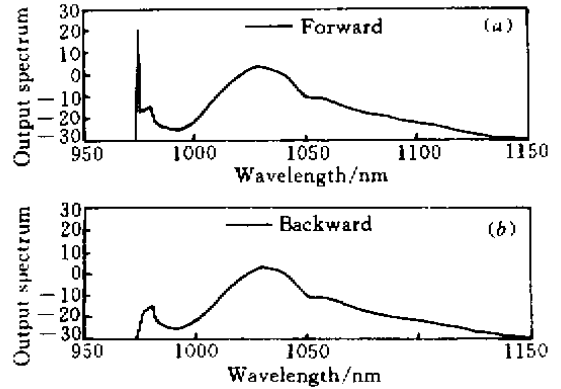


图 8 975 nm 抽运时的正向、反向输出光谱 ,YDF 长 15 m 输入抽运功率为 500 mW ,抽运带宽假设为 2 nm

Fig.8 Output ASE spectra in both directions for total fiber length $L = 15$ m , under 975 nm pump , assuming 500 mW pump power , 2.0 nm pump linewidth

图 8 是 975 nm 抽运时的正向、反向输出光谱 ,假设 YDF 长 15 m 输入抽运功率 500 mW ,抽运带宽 2 nm ,图 8(a)正向输出光谱中窄而强的尖峰代表剩余的 975 nm 抽运功率。与 910 nm 抽运时的 ASE 输出谱(图 6 和图 7)相比较 ,一个明显的差别是 ,用 975 nm 抽运时 ,不存在 975 nm ASE 及波长短于 975 nm 的 ASE ,这与“只有波长长于抽运波长的信号才会获得增益”的说法是一致的。这个结果很重要 ,因为对于通常 910 nm 抽运的 YDFA ,强的 975 nm ASE 导致放大器的自饱和是抑制长波长处增益的主要原因 ,如果改用 975 nm 抽运 ,就不会存在 975 nm 本身 ASE 的自饱和问题 ,从而可以获得更高的增益^[6]。从图 8 中可以看出 ,975 nm 抽运时 ,ASE 的峰值出现在 1030 nm 处 ,宽而强的 1030 nm ASE 对于更长波长信号的产生和放大也是非常不利的一个因素 ,文献[4]为了获得高功率的 1.12 μ m 输出 ,干脆用 Nd : YAG 激光(波长 1064 nm)和 Nd : YLF 激光(波长 1047 nm)来抽运 YDFL。图 9 是我们用光谱仪(波长和功

率都没有校准好)测得的正向输出光谱,实验中所用的激活光纤长度为 16 m,抽运功率 150 mW,抽运波长约 975 nm,带宽近似 2 nm,可见,理论和实验在定性上(尽管还不能够定量)吻合得相当好。计算误差来源:一是将所有波长不同的光场(包括抽运、信号及 ASE)的横向功率分布均用半径为 w 的高斯函数来近似,并假设了掺杂半径 b 远小于 w ;二是直接引用了国外文献上关于激活光纤光谱截面的数据,实际上,光纤拉制工艺和光纤基质成分的不同,会导致光谱截面轮廓和值大小的差异,对于国内生产的光纤,应重新测量其光谱截面。

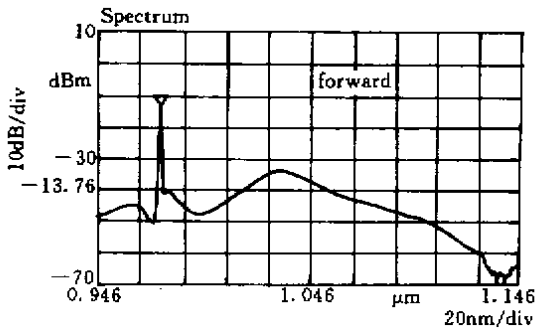


图 9 实验测得的正向输出光谱

Fig.9 Forward output spectrum recorded by optical spectrum analyzer

以上分析中假设了光谱主要是均匀加宽的,然而非均匀加宽总是存在的,文献[5]用 900 nm 来抽运掺镱石英光纤,发现三能级跃迁(975 nm 附近)的 ASE 谱峰随抽运和 ASE 功率的增加而向长波长方向移动,并且谱宽变窄至 2.5 nm;分别用三种不同波长(850 nm, 900 nm, 930 nm)抽运,发现当抽运波长下降时,三能级跃迁(975 nm 附近)的荧光峰向短波长方向移动(由 978 nm 到 974 nm),而准四能级跃迁(1030 nm 附近)的荧光峰向长波长方向移动(由 1020 nm 到 1040 nm),文献中用 Casperson 和 Yariv 的 ASE line narrowing 模型^[13]定性地解释了由谱线非均匀加宽带来的这些现象,本文不再重复关于这方面的讨论。

4 结 论

本文用二能级速率方程模型分析了掺镱单模石英光纤中 ASE 的特殊表现,模型中考虑了输入抽运功率、激活光纤长度及抽运波长等参数对 ASE 输出谱的影响,结果很好地解释了一些实验现象,最后还

简单介绍了由非均匀加宽带来输出谱的细微变化,本文对于今后掺镱光纤超辐射激光器、掺镱光纤可调谐激光器、掺镱光纤放大器的设计能提供理论上的参考。

参 考 文 献

- 1 J. R. Armitage, R. Wyatt, B. J. Ainslie *et al.*. Highly efficient 980 nm operation of an Yb^{3+} -doped silica fiber laser. *Electron. Lett.*, 1989, **25**(5): 298 ~ 299
- 2 D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry *et al.*. An ytterbium-doped monomode fibre laser: broadly tunable operation from 1.010 μm to 1.162 μm and three-level operation at 974 nm. *J. Mod. Opt.*, 1990, **37**(4): 517 ~ 525
- 3 J. Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant *et al.*. High-efficiency ytterbium-doped fluoride fiber laser. *J. Non-Crystalline Solids*, 1993, **161**: 270 ~ 273
- 4 C. J. Mackechnie, W. L. Barnes, D. C. Hanna *et al.*. High power ytterbium(Yb^{3+})-doped fiber laser operating in the 1.12 μm region. *Electron. Lett.*, 1993, **29**(1): 52 ~ 53
- 5 S. Magne, M. Druetta, J. P. Goure *et al.*. An ytterbium-doped monomode fiber laser: amplified spontaneous emission modeling of gain and tunability in a external cavity. *J. Lumin.*, 1994, **60**: 647 ~ 650
- 6 Lu Xiuquan, Chen Shaohe. Ytterbium-doped fiber amplifier: selection of pump wavelength. *Chinene J. Lasers* (中国激光), 2000, **B9**(4): 289296
- 7 D. T. Walton, J. Nees, G. Mourou. Broad-bandwidth pulse amplification to the 10- μJ level in an ytterbium-doped germanosilicate fiber. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(14): 1061 ~ 1063
- 8 V. Cautauts, D. J. Richardson, R. Paschotta *et al.*. Stretched pulse Yb^{3+} :silica fiber laser. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(5): 316318
- 9 R. Paschotta, D. C. Hanna, P. De Natale *et al.*. Power amplifier for 1083 nm using ytterbium doped fiber. *Opt. Commun.*, 1997, **136**(3A): 243 ~ 246
- 10 H. M. Pask, R. J. Canman, D. C. Hanna *et al.*. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1 ~ 1.2 μm region. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 1995, **1**: 2 ~ 13
- 11 L. Goldberg, J. P. Koplow, R. P. Moeller. High power superfluorescent source with a side-pumped Yb-doped double-cladding fiber. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(13): 1037 ~ 1039
- 12 Chen Bai, Chen Lanrong, Lin Zunqi *et al.*. Selecting lasing wavelength by varying fiber length. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1999, **A26**(12): 10611065 (in Chinese)
- 13 L. W. Casperson, A. Yariv. Spectral narrowing in high-gain lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1972, **8**(2): 80 ~ 85