

文章编号 : 0258-7025(2001)03-0209-06

Yb³⁺ 光纤放大器 *

卢秀权 陈绍和

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

提要 模拟计算了在 910 nm 抽运下掺镱光纤放大器(YDFA)的增益、饱和与噪声特性,分析表明,975 nm 处反向传播的 ASE 是抑制放大器小信号增益并影响其噪声性能的重要因素。

关键词 掺镱光纤放大器 增益 饱和 噪声特性 放大的自发辐射

中图分类号 : TN 253 文献标识码 : A

Ytterbium-doped Fiber Amplifiers

LU Xiu-quan CHEN Shao-he

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

Abstract An accurate model was used to predict the gain, saturation and noise characteristics of ytterbium-doped fiber amplifiers (YDFA), pumped at $\lambda_p = 910$ nm. It was shown that the strong backward propagating ASE around 975 nm could dramatically increase the NF and limit the gain available at longer wavelength.

Key words YDFA, gain, saturation, noise characteristic, ASE

1 引 言

光纤放大器和激光器的确有传统块状器件不具备的优点,掺铒光纤放大器(EDFA)的出现极大地促进了光纤通信技术的发展。除此之外,它又被用来放大激光脉冲以提供高功率脉冲源。最近,为了获得和放大不同波长的激光脉冲,人们又研究了掺其他稀土离子的激活光纤,其中掺镱光纤的突出优点已被注意到,尽管它目前主要用于产生激光^[1~8],但由于它的增益谱很宽(~975—~1200 nm),在不久的将来,它很可能会广泛用于激光的放大,例如,在神光前端驱动系统往集成化方向发展过程中,需有光纤放大器对从振荡源出来的脉冲进行预放大,而掺镱光纤放大器(YDFA)恰好能有效地放大波长为 1053 nm 的激光脉冲。

除了有较宽的增益带外,YDFA 还有其他许多优点,这应归功于其简单的能级结构,如图 1, Yb³⁺ 的电子构型为 4f¹³,仅有一个激发态²F_{5/2}(由 Stark 子能级 e-g 组成)和一个基态²F_{7/2}(由 Stark 子能级 a-d 组成);²F_{5/2}和²F_{7/2}两能级间隔约为 1000 cm⁻¹。

这样使得 Yb³⁺ 光纤具有其他掺杂光纤(如掺 Nd³⁺ 光纤或掺 Er³⁺ 光纤)没有的优点,1)不存在对抽运光或信号光的激发态吸收(ESA),从而有较高的抽运光-信号光转换效率。2)上下激光能级间隔大,a)使得²F_{5/2}和²F_{7/2}之间不存在多声子非辐射弛豫。b)不存在浓度淬灭效应从而可以有更高的掺杂浓度,这样,利用较短的光纤就可获得较高增益。3)抽运光和信号光波长非常接近,a)量子转换效率高,b)使材料的热负荷降低。YDFA 宽的吸收带(如图 2,~800—~1064 nm)允许使用多种抽运源,包括半导体激光器甚至可以是 Nd 离子激光器。

YDFA 可能的应用包括特殊波长(如 1083 nm, 1053 nm)的功率放大、光纤传感器中的小信号放

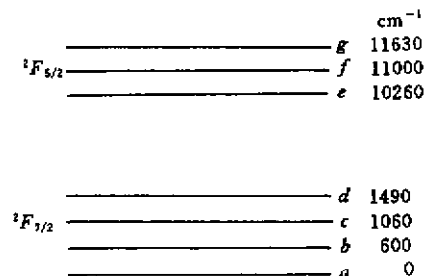


图 1 Yb³⁺ 离子的能级示意图

Fig.1 Yb³⁺ energy level structure

* 国家 863 基金资助项目。

收稿日期 :1999-10-15 ;收到修改稿日期 2000-03-09

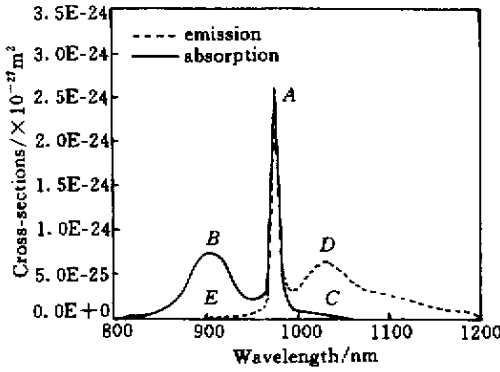


图 2 石英玻璃中 Yb^{3+} 离子的吸收和辐射截面
Fig.2 Absorption and emission cross section of Yb^{3+} in silicate glass

大、自由空间激光通信以及超短啁啾脉冲的放大。

2 YDFA 理论模型

从能级图 1 上可以看到, Yb^{3+} 的 J 能级在周围基质电场的作用下, 分裂成多个 Stark 子能级, 使之表现为一个多能级的复杂激光系统, 然而两个 J 能级间隔比 Stark 子能级间隔大得多, 且粒子数在各 Stark 子能级到达热平衡分布 (Boltzman 分布) 时间很短, 所以本质上它还是两能级系统, 可以用类似与 EDFA 的理论模型^{9, 10}来研究 YDFA。

2.1 粒子数速率方程及其稳态解

设激光上下能级的粒子数密度为 $N_2, N_1, \rho(r)$ 为总粒子数密度, 在柱坐标系下速率方程为

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

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

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

$R_{pa,e}(r, \phi, z)$ 为抽运吸收 (受激辐射) 速率,

$$R_{pa,e}(r, \phi, z) = \sigma_{pa,e} \sum_{nm} I_p^{nm}(r, \phi, z) \frac{1}{h\nu_p} \quad (4)$$

$\sigma_{pa,e}$ 为对抽运光的吸收 (受激辐射) 截面, $I_p^{nm}(r, \phi, z)$ 为抽运强度

$$I_p^{nm}(r, \phi, z) = p_p^{nm}(z) |E_p^{nm}(r, \phi)|^2 \quad (5)$$

这里将所有场强归一化, 即

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E(r, \phi)|^2 r dr d\phi = 1 \quad (6)$$

$W_{se,a}(r, \phi, z)$ 为对信号 (包括放大的自发辐射 (ASE)) 的受激辐射和吸收速率

$$W_{se,a}(r, \phi, z) = \frac{\sigma_{se,a}}{h\nu_s} \sum_{\nu_s} I_s^{\nu_s}(r, \phi, z) + \sum_{lp} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{e,a}(\nu)}{h\nu} |E^{lp}(r, \phi)|^2 S_{ASE}^{lp}(\nu, z) d\nu \quad (7)$$

其中 S_{ASE}^{lp} 是正向和反向 ASE 功率谱密度之和,

$$S_{ASE}^{lp}(\nu, z) = S_{ASE+}^{lp}(\nu, z) + S_{ASE-}^{lp}(\nu, z) \quad (8)$$

速率方程 (1)~(3) 的稳态解为

$$N_2(r, \phi, z) = \rho(r) [R_{pa}(r, \phi, z) + W_{sa}(r, \phi, z)] \cdot [R_{pe}(r, \phi, z) + W_{se}(r, \phi, z) + A_e]^{-1} \quad (9)$$

$$N_1(r, \phi, z) = \rho(r) - N_2(r, \phi, z) \quad (10)$$

2.2 信号、抽运和 ASE 传播方程

信号、抽运光强 $I_k(r, \phi, z)$ ($k = s, p$) 沿光纤放大或衰减

$$\frac{dI_k(r, \phi, z)}{dz} = u_k I_k(r, \phi, z) \cdot [N_2(r, \phi, z)\sigma_{ke} - N_1(r, \phi, z)\sigma_{ka}] \quad (11)$$

当 u_k 为 +1 时表示光沿正向传播, 为 -1 时表示光沿反方向传播, 这里只考虑抽运光和信号光都沿正向传播的情况, 即取 $u_k = +1$, 两边同时对光纤横截面积分, 并利用 (5) 式, 抽运光沿光纤衰减

$$\frac{dp_p^{nm}}{dz} = -[\gamma_{pa}^{nm}(\nu_p, z) - \gamma_{pe}^{nm}(\nu_p, z)] \cdot p_p^{nm} \quad (12)$$

信号光沿光纤被放大

$$\frac{dp_s^{\nu_s}}{dz} = [\gamma_{se}^{\nu_s}(\nu_s, z) - \gamma_{sa}^{\nu_s}(\nu_s, z)] \cdot p_s^{\nu_s} \quad (13)$$

其中 b 为掺杂半径,

$$\gamma_{e,a} = \sigma_{e,a}(\nu) \int_0^{2\pi} \int_0^b N_2(r, \phi, z) |E(r, \phi)|^2 r dr d\phi \quad (14)$$

放大的自发辐射功率谱密度的传播方程为

$$\frac{dS_{ASE+}^{lp}(\nu, z)}{dz} = eh\nu\gamma_e^{lp}(\nu, z) + [\gamma_e^{lp}(\nu, z) - \gamma_a^{lp}(\nu, z)] \cdot S_{ASE+}^{lp}(\nu, z) \quad (15)$$

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。反向传播的 ASE 功率谱密度传播方程为

$$\frac{dS_{ASE-}^{lp}(\nu, z)}{dz} = -eh\nu\gamma_e^{lp}(\nu, z) - [\gamma_e^{lp}(\nu, z) - \gamma_a^{lp}(\nu, z)] \cdot S_{ASE-}^{lp}(\nu, z) \quad (16)$$

这里只考虑了同向抽运的情况, 对于异向抽运, 只要将方程 (13) 改变符号就行。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: $P_S(0) = P_S^{\text{in}}, P_P(0) = P_P^{\text{in}}, S_{\text{ASE}}^+(\nu, z = 0) = 0, S_{\text{ASE}}^-(\nu, z = L) = 0$,为了求得微分方程组(12)~(16)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 nm 到 1200 nm 被分成 290 个频带,但这样(12)~(16)就变成 582 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 YDFA,抽运光、信号光和 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(14)式简化成 $\gamma_{e,a} = \sigma_{e,a} N_2 [1 - \exp(-b^2/w^2)]$

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,单模掺镱光纤(YDF)参数假设为:

截止波长 805 nm,数值孔径 0.103,纤芯直径 $6 \mu\text{m}$,掺杂浓度 $3 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ 。图 3 计算了掺杂光纤长度为 30 m,抽运波长 910 nm,输入抽运功率 500 mW,信号波长 1030 nm,信号带宽 3 nm,输入信号功率为 -20 dBm 时正向和反向输出光谱、抽运和信号的传播、正向和反向 ASE 的传播以及激发态离子浓度沿光纤的分布,从图 3(a)上看到,在输出正向 ASE 光谱背景上还叠加了一个放大的信号,比较图 3(a)和(b),可见正向和反向输出 ASE 轮廓大有差异,正向的峰值是在波长为 1030 nm 处,而反向传输的主要是 975 nm 的 ASE,并且两者的功率谱密度也不同,反向传输的 ASE 功率谱密度大于正向传输的 ASE 功率谱密度,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 3(c)),并且 975 nm ASE 比 1030 nm 的吸收更快,而反向 ASE 在传输过程中不断被放大(图 3(d)),此时 975 nm ASE 的增益却比 1030 nm 的高得多。由于 ASE 功率沿光纤的分布是这样的,所以在输入信号较高时(即信号饱和区),异向抽运获得的增益通常比同向抽运时的要高,但这里需要指出,异向抽运时放大器的噪声特性比同向抽运时要差,这是因为信号输入端反转粒子数越少,放大器的噪声数越大。从图 3(c)和(d)中可以看出正向和反向 ASE 功率之和在距离输入端约为 2.4 m 的地方达到最小值,因而此处消耗的反转

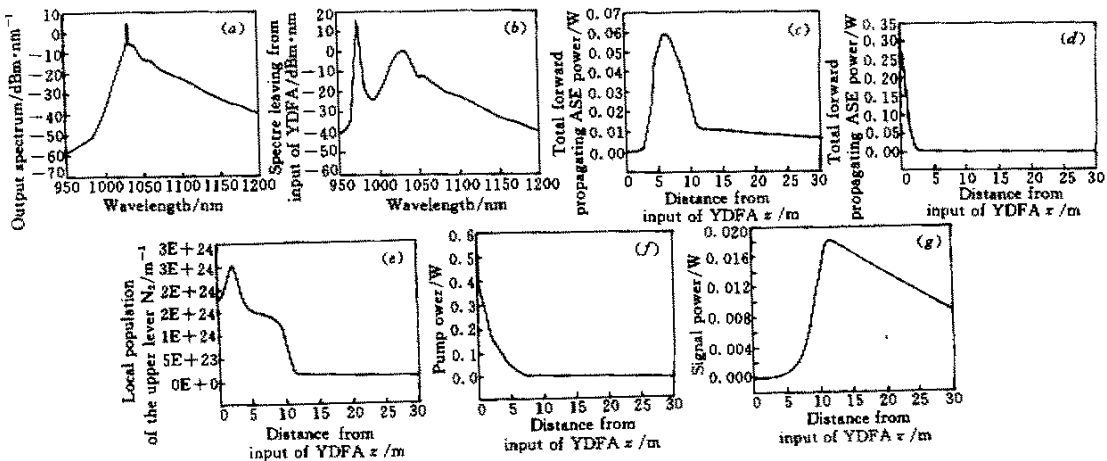


图 3 输入信号为 1030 nm 时正向和反向输出光谱、正向和反向 ASE 的传播、抽运光和信号光的传播以及上能级离子浓度沿光纤的分布

Fig. 3 (a) ~ (g) are the forward and backward output spectra, the propagation of forward and backward ASE, the propagation of pump and signal power, and the distribution of N_2 along YDF, respectively. $\lambda_s = 1030 \text{ nm}$

粒子数最小(图 3(e)),而抽运光在此处的衰减也变得慢了一些(图 3(f)),再来解释图 3(e)这条呈弯曲状的激发态浓度分布,注意到距离抽运输入端约 5 m 左右 N_2 沿光纤下降趋势变缓,这是因为当 N_2 下降到占总粒子数的 50% 以下时,正向传输的 975 nm ASE 开始被吸收(图 3(c)),被正向传输 975 nm ASE 激发的粒子对 1030 nm 的增益是有贡献的。从图 3(e)还看到,激发态离子浓度的最大值并不出现在抽运输入端,这是因为反向 ASE 功率(特别是 975 nm 的 ASE)在此处较高,因而消耗了大量的反转粒子数,所以,反向传播的 975 nm ASE 不但限制了放大器增益的提高,使噪声特性也因此而变差。为了提高放大器增益,改善其噪声特性,可以将经过特殊设计的光纤光栅或者其他反射器置于光纤输入端而使反向传播的 975 nm ASE 沿光纤正向传播,或者在 YDF 内适当位置放一个滤波器或隔离器。图 3(g)是信号沿光纤的传播,信号开始时放大,然后在抽运强度较弱的光纤后端被衰减,提示存在一个使增益最大的最佳光纤长度。图 4 是输入信号波长为 1053 nm,带宽为 3 nm,输入信号功率 -10 dBm(其他条件与图 3 相同)时的正向输出光谱。

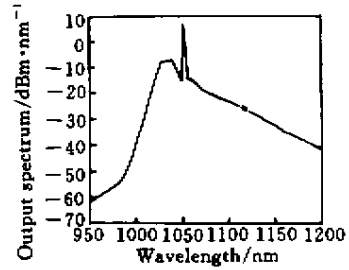


图 4 输入信号波长为 1053 nm 时的正向输出光谱

Fig.4 Forward output spectrum, $\lambda_s = 1053$ nm

3.1 小信号增益、噪声数与输入抽运功率

图 5(a)和(c)是小信号增益随输入抽运功率的变化,随着抽运功率的增加,增益逐渐增加然后趋向饱和,光纤越短增益饱和越明显,所获得的最大增益也越小。光纤越长,到达 0 dB 增益所需的抽运功率(阈值抽运功率)也越大,这是因为光纤长,对信号的吸收也大。另外,同一放大器对波长为 1053 nm 和波长为 1030 nm 信号的阈值抽运功率是不同的。图 5(b)和(d)是噪声数与输入抽运功率的关系,当激活光纤较长时,噪声数随输入抽运功率的增加而减小,由于 YDFA 在 910 nm 抽运时, $\sigma_e(\lambda_p)$

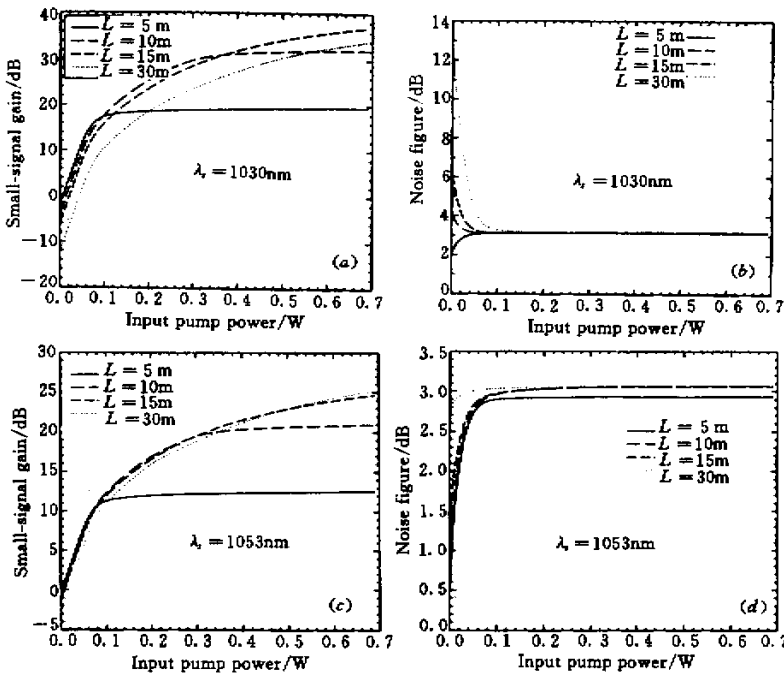


图 5 小信号增益、噪声数随输入抽运功率的变化

Fig.5 Small-signal gain and noise figure change as a functions of input pump power

≠0,是二能级系统,所以此时能达到的最小极限噪声数略大于 3 dB。如果激活光纤较短,噪声数可以在 3 dB 以下,且噪声数随抽运功率的增加而增加。所以要使单段 YDFA 的噪声数限制在 3 dB 以下,必然要以减小增益为代价。还可以看出,同一个放大器对于波长为 1030 nm 的信号和 1053 nm 的信号的噪声特性是不一样的。

3.2 增益、噪声数与输入信号功率

从图 6(a)和(c)可见小信号时,增益与信号功率无关,在信号饱和区,随着输入信号功率的增加,增益减小。图 6(b)和(d)是噪声数与输入信号功率的关系,YDF 长度为 12 m 对于 1053 nm 信号来讲,还属于激活光纤较短(参考 3.1 节)的一类放大器,

此类放大器的噪声数随输入信号功率的增加而减小,噪声数可以在 3 dB 以下。对于波长为 1030 nm 的信号,在信号饱和区,噪声数随输入信号功率的增加而增大。在小信号时情况就不一样,特别是当抽运功率大于 300 mW 时,在输入信号为 10 dBm 附近,噪声数明显有一个极小值,其物理原因是,当输入信号很小时,在信号输入端的反向 ASE 功率较高,在此处消耗了大量反转粒子,随着输入信号的增加,反向 ASE 逐渐被抑制,噪声数反而减小,当输入信号增加到一定值时,信号本身要消耗输入端反转粒子,使噪声数增加,此后,噪声数随输入信号的增加而变大。

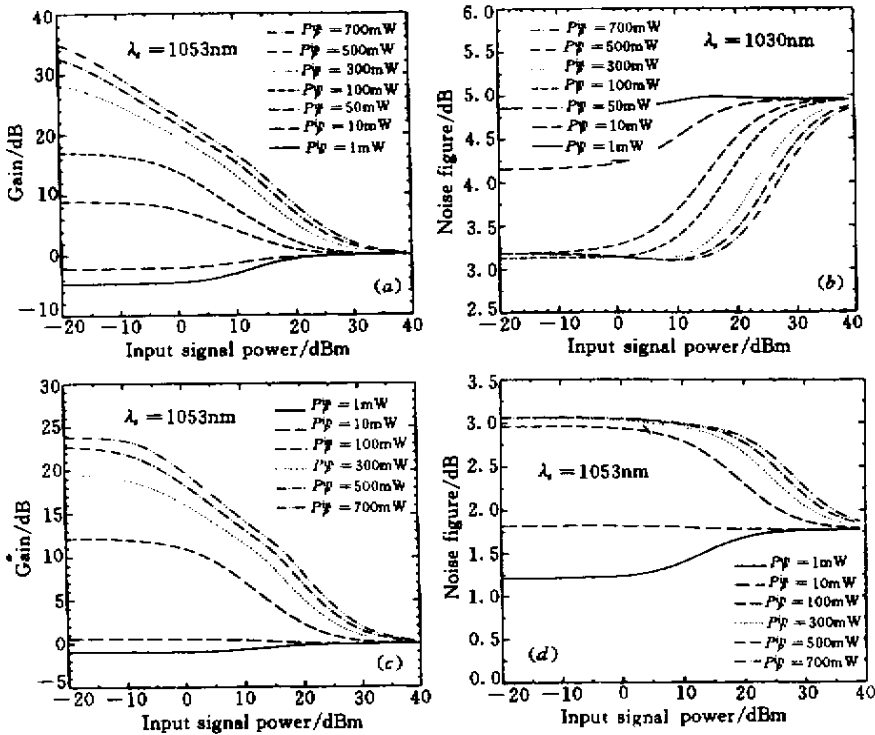


图 6 增益、噪声数随输入信号功率的变化

Fig.6 Gain and noise figure change as a functions of input signal power

3.3 小信号增益、噪声数与激活光纤长度

如果不论 YDF 多长,整段激活光纤上都能维持粒子数反转,那么增益将随 L 无限制地增加,事实上这是不可能的,原因是(1)抽运功率沿光纤被吸收(2)ASE 引起饱和(3)信号也会引起饱和。图 7(a)和(c)是小信号增益与激活光纤长度的关系,可见当抽运功率一定时,存在一个最佳长度,此时输出的剩余抽运功率等于临界抽运功率。由于放大器

对波长为 1030 nm 的信号吸收大,一旦超过最佳长度,增益可以有较大幅度的下降。而对于 1053 nm 的信号来说,YDF 长度超过最佳长度时,增益下降不明显,特别是在抽运功率较高时(例如在图中当输入抽运功率为 700 mW 时),增益有不太明显的上升趋势,物理解释是,当抽运功率较高时,可以产生较强的正向传输的 1030 nm ASE,在抽运功率低于临界抽运功率的地方,1030 nm ASE 激发的粒子对 1053 nm

的增益还是有贡献的。从图 7(b) 和 (d) 可以看出, 噪声数随激活光纤长度的增加而增加, 所以在设

计 YDFA 时, 为了提高放大器噪声特性, 在增益达到要求的情况下, 尽量使 YDF 取得短一点。

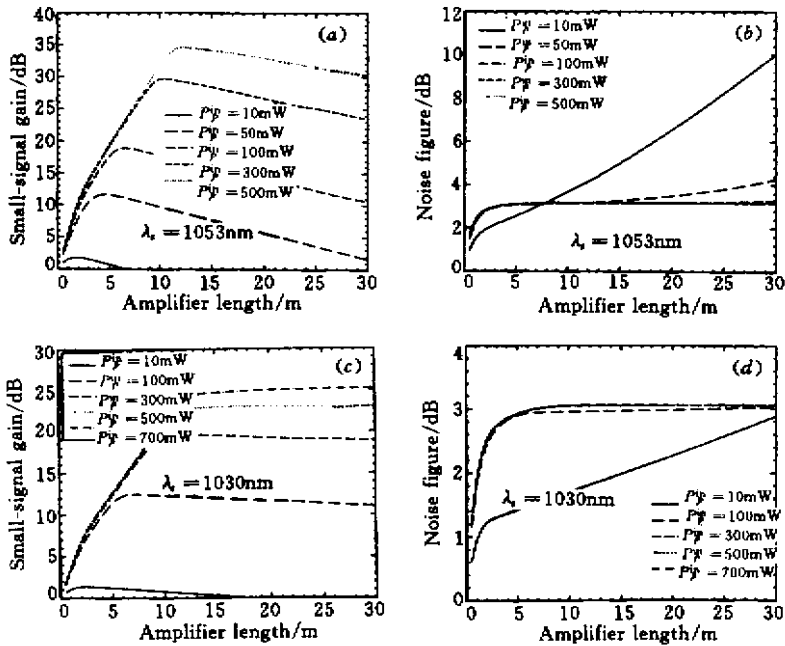


图 7 小信号增益、噪声数随 YDF 长度的变化

Fig. 7 Small-signal gain and noise figure change as a functions of amplifier length

4 结 论

本文模拟计算了在 910 nm 抽运下掺镱光纤放大器的增益、饱和与噪声特性, 指出 975 nm 处反向传播的 ASE 是抑制放大器的小信号增益并影响其噪声性能的重要因素, 并根据具体情况给出几种优化方案。本文的结果将对 YDFA 的设计起一定的指导作用。

参 考 文 献

- 1 D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry *et al.*. Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fiber laser. *Electron. Lett.*, 1988, **24**(17):1111 ~ 1113
- 2 D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry *et al.*. An ytterbium-doped monomode fiber laser: broadly tunable operation from 1.010 μm to 1.162 μm and three-level operation at 974 nm. *J. Mod. Opt.*, 1990, **37**:517 ~ 525
- 3 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
- 4 J. Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant *et al.*. Ytterbium-doped fluoride fiber laser operating at 1.02 μm . *Electron. Lett.*, 1992, **28**(11):988 ~ 989
- 5 J. Y. Allain, J. F. Bayon, M. Monerie *et al.*. Ytterbium-doped silica fiber laser with intracore Bragg gratings operating at 1.02 μm . *Electron. Lett.*, 1993, **29**(3):309 ~ 310
- 6 J. Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant *et al.*. High-efficiency ytterbium-doped fluoride fiber laser. *J. Non-Crystalline Solids*, 1993, **161**:270 ~ 273
- 7 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
- 8 H. M. Pask, R. J. Carman, 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
- 9 C. R. Giles, E. Desurvire. Modeling erbium-doped fiber amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(2):271 ~ 283
- 10 Bo Pedersen, Anders Bjarklev, Jørn Hedegaard Povlsen *et al.*. The design of erbium-doped fiber amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(9):1105 ~ 1112