

文章编号: 0253-2239(2009)08-2225-07

脉冲抽运掺镱脉冲光纤放大器理论研究

赵晓军¹ 伍波² 杨泽后² 周鼎富² 陈建国¹ 肖永亮¹ 王从刚¹ 杜伟敏²

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

摘要 对主振荡功率放大器(MOPA)方式脉冲抽运双包层掺镱脉冲光纤放大器进行了理论研究,分析了放大中抽运脉冲、激光脉冲和拉曼斯托克斯光脉冲的相互作用过程。对增益光纤中上能级粒子数密度随抽运时间的变化进行了分析,求出了最佳抽运脉冲宽度。随着抽运功率的增加,放大过程中出现的受激拉曼效应(SRS)将抑制激光脉冲能量的增加,当采用最佳抽运功率时激光脉冲的能量可达到最大值。分析了光纤长度、纤芯直径对最佳抽运功率、激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的影响。结果表明,当最佳抽运功率时,采用纤芯较粗、长度较短的增益光纤,可以抑制受激拉曼效应,提高激光脉冲的能量与峰值功率。

关键词 激光器; 掺镱脉冲光纤放大器; 脉冲抽运; 受激拉曼效应(SRS); 重复频率

中图分类号 TN253; O437.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092908.2225

Theoretical Research of Pulse Pumped Yb-Doped Pulse Fiber Amplifier

Zhao Xiaojun¹ Wu Bo² Yang Zehou² Zhou Dingfu² Chen Jianguo¹

Xiao Yongliang¹ Wang Conggang¹ Du Weimin²

(¹ School of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China)

² Southwest Institute of Technical physics, Chengdu, Sichuan 610041, China

Abstract A theoretical analysis is made on pulse pumped double-clad Yb-doped fiber amplifier based on master oscillator power-amplifier(MOPA). The interaction processes of the pumping pulse, laser pulse and Raman Stokes optical pulse during the fiber amplification have been analyzed. The change of the upper level population density of the gain fiber with the pumping duration is simulated, and the optimal pumping pulse width is found. With the pumping power increasing, the stimulated Raman effect appeared during the amplification process will restrain the signal pulse energy. The signal pulse energy can reach the peak under the optimal pumping power. The effect of the fiber length and core diameter on the optimum pumping power, laser pulse and first-order Stokes optical pulse is analyzed too. Results show that when the pumping power is the optimum, the bigger core and shorter length fiber should be used in the fiber amplifier in order to increase the signal pulse energy and peak power as much as possible.

Key words lasers; Yb-doped pulse fiber amplifier; pulse pumped; stimulated Raman scattering (SRS); repetition rate

1 引言

随着大模场面积掺杂双包层光纤和大功率半导体激光器(LD)技术的成熟^[1,2],脉冲式光纤激光的单脉冲能量和峰值功率越来越高^[3],并且广泛应用于精密加工、材料处理、医疗、激光雷达、太空通信等领域^[4]。脉冲光纤放大器具有结构紧凑、效率高、脉冲能量高、光束质量好等优点,在许多领域有望替代

传统的固体激光放大器^[5,6]。当注入放大器的信号脉冲的重复频率较低时,连续抽运光由脉冲抽运光替换可以带来一些优势,比如削减输出的受激自发辐射(ASE)的平均功率、改善热管理、提高光-光转换效率等。

在脉冲光纤放大器中,随着激光脉冲能量和峰值功率的升高,非线性效应将被激发出来,如受激拉

收稿日期: 2008-07-15; 收到修改稿日期: 2008-12-08

作者简介: 赵晓军(1980—),男,硕士研究生,主要从事光纤激光器和光纤放大器方面的研究。

E-mail: zhaoxiaojun0825@126.com

导师简介: 陈建国(1945—),男,教授,博士生导师,主要从事半导体激光与光通信方面的研究。

E-mail: optics_lab@163.com

曼效应(SRS)、受激布里源效应(SBS)、自相位调制(SPM)等。在脉冲光纤放大器中当激光谱线的宽度较宽(大于0.2 nm)、脉冲宽度较大、光纤长度较短(8 m左右)时,与SBS效应和SPM相比,SRS效应已成为优先考虑的因素。在考虑SRS效应的情况下,用有限差分法对脉冲抽运方式下输出的激光脉冲和斯托克斯光脉冲的功率进行了求解,分析了激光脉冲在抽运功率增加时受抑制的过程,由于SRS的影响,存在最佳抽运功率使输出激光脉冲的能量达到最大值,模拟分析了光纤长度、纤芯直径等因素

对最佳抽运功率、激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的影响。

2 理论模型和求解方法

2.1 基于主振荡功率放大器(MOPA)方式脉冲抽运掺镱脉冲双包层光纤放大器的理论模型

Yb^{3+} 具有简单的二能级结构^[7],在忽略ASE的前提下,二能级粒子数速率方程和抽运光、信号光及斯托克斯光功率传输方程如下^[8~10]

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = N \left[\frac{\sigma_{\text{ap}} \Gamma_{\text{p}} (p_{\text{p}}^+ + p_{\text{p}}^-)}{h\nu_{\text{p}} A} + \frac{\sigma_{\text{as}} \Gamma_{\text{s}} (p_{\text{s}}^+ + p_{\text{s}}^-)}{h\nu_{\text{s}} A} + \sum_{i=1}^M \frac{\sigma_{\text{as},i} \Gamma_{\text{s},i} (p_{\text{s},i}^+ + p_{\text{s},i}^-)}{h\nu_{\text{s},i} A} \right] - N_2 \left[\frac{(\sigma_{\text{ap}} + \sigma_{\text{ep}}) \Gamma_{\text{p}} (p_{\text{p}}^+ + p_{\text{p}}^-)}{h\nu_{\text{p}} A} + \frac{1}{\tau} + \frac{(\sigma_{\text{as}} + \sigma_{\text{es}}) \Gamma_{\text{s}} (p_{\text{s}}^+ + p_{\text{s}}^-)}{h\nu_{\text{s}} A} + \sum_{i=1}^M \frac{(\sigma_{\text{as},i} + \sigma_{\text{es},i}) \Gamma_{\text{s},i} (p_{\text{s},i}^+ + p_{\text{s},i}^-)}{h\nu_{\text{s},i} A} \right], \quad (1)$$

$$\pm \frac{\partial p_{\text{p}}^{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{\nu_{\text{g}}} \frac{\partial p_{\text{p}}^{\pm}}{\partial t} = -\Gamma_{\text{p}} [\sigma_{\text{ap}} N - (\sigma_{\text{ap}} + \sigma_{\text{ep}}) N_2] p_{\text{p}}^{\pm} - \alpha_{\text{p}} p_{\text{p}}^{\pm}, \quad (2)$$

$$\pm \frac{\partial p_{\text{s}}^{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{\nu_{\text{g}}} \frac{\partial p_{\text{s}}^{\pm}}{\partial t} = -\Gamma_{\text{s}} [\sigma_{\text{as}} N - (\sigma_{\text{as}} + \sigma_{\text{es}}) N_2] p_{\text{s}}^{\pm} - \alpha_{\text{s}} p_{\text{s}}^{\pm} + S_{\text{aRs}} p_{\text{s}}^{\mp} + 2\sigma_{\text{es}} N_2 \frac{hc^2}{\lambda_{\text{s}}^3} \Delta \lambda_{\text{s}} - \frac{\lambda_{\text{s},1}}{\lambda_{\text{s}}} \frac{g_{\text{s},\text{s},1}}{A_{\text{eff},\text{s},\text{s},1}} (p_{\text{s},1}^+ + p_{\text{s},1}^-) p_{\text{s}}^{\pm}, \quad (3)$$

$$\pm \frac{\partial p_{\text{s},i}^{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{\nu_{\text{g}}} \frac{\partial p_{\text{s},i}^{\pm}}{\partial t} = -\Gamma_{\text{s},i} [\sigma_{\text{as},i} N - (\sigma_{\text{as},i} + \sigma_{\text{es},i}) N_2] p_{\text{s},i}^{\pm} - \alpha_{\text{s},i} p_{\text{s},i}^{\pm} + 2\sigma_{\text{es},i} N_2 \frac{hc^2}{\lambda_{\text{s},i}^3} \Delta \lambda_{\text{s},i} + \frac{g_{\text{s},i-1,\text{s},i}}{A_{\text{eff},\text{s},i-1,\text{s},i}} (p_{\text{s},i-1}^+ + p_{\text{s},i-1}^-) p_{\text{s},i}^{\pm} - \frac{\lambda_{\text{s},i+1}}{\lambda_{\text{s},i}} \frac{g_{\text{s},i,\text{s},i+1}}{A_{\text{eff},\text{s},i,\text{s},i+1}} (p_{\text{s},i+1}^+ + p_{\text{s},i+1}^-) p_{\text{s},i}^{\pm}, \quad i = 1, 2, \dots, \quad (4)$$

其中 N 是光纤纤芯中 Yb^{3+} 粒子的密度, N_2 是上能级粒子数密度;右上角标士分别代表前向(+)和后向(-); P_{p}^{\pm} , P_{s}^{\pm} 和 $P_{\text{s},i}^{\pm}$ 分别表示抽运、信号和第 i 级斯托克斯光功率,(4)式中 $P_{\text{s},0}^{\pm}$ 对应 P_{s}^{\pm} , $P_{\text{s},M+1}^{\pm} = 0$ ^[9]。 $\Delta \lambda_{\text{s}}$ 和 $\Delta \lambda_{\text{s},i}$ 表示信号光和第 i 级斯托克斯光的带宽, A 和 $A_{\text{eff},\text{s},i,\text{s},i+1}$ 是光纤的纤芯掺杂面积和与 $i,i+1$ 级斯托克斯光相联系的有效纤芯面积^[8,9]; $g_{\text{s},i,\text{s},i+1}$ 是和 $i,i+1$ 级斯托克斯光相联系的拉曼增益系数,采用 $g_{\text{s},i,\text{s},i+1} = 0.98 \times 10^{-13} \text{ m/w}^{[9]}$; τ 是自发辐射寿命, Γ_{p} , Γ_{s} 和 $\Gamma_{\text{s},i}$ 是抽运光、信号光和 i 级斯托克斯光与纤芯的重叠因子; σ_{ep} (σ_{es} , $\sigma_{\text{es},i}$)和 σ_{ap} (σ_{as} , $\sigma_{\text{as},i}$)分别是抽运(信号, i 级斯托克斯)光的发射和吸收截面; ν_{p} , ν_{s} 和 $\nu_{\text{s},i}$ 分别表示抽运、信号和 i 级斯托克斯光的频率; S_{aRs} 是光纤纤芯捕获因子和瑞利散射系数的乘积; α_{p} , α_{s} 和 $\alpha_{\text{s},i}$ 代表抽运、信号和 i 级斯托克斯光的散射损耗系数; λ_{s} 和 $\lambda_{\text{s},i}$ 是信号光和 i 级斯托克斯光的波长,在锗石英光纤中基于 440 cm^{-1} 频移可得到斯托克斯光波长 $\lambda_{\text{s},i}^{[8,9]}$; ν_{g} 是信

号光、抽运光和斯托克斯光的群速度^[7,10]; h 是普朗克常数, c 是光速。

由(3)式和(4)式看出,信号光抽运了一级斯托克斯光,当抽运光功率足够强时,生成的一级斯托克斯光又将激起第二级、乃至更高级的斯托克斯波^[8,9]。

2.2 采用脉冲抽运时数值模拟方法

为了与实验对应,模拟中抽运脉冲和信号脉冲都采用矩形脉冲。每个信号脉冲的放大过程如下:在抽运脉冲注入放大光纤的过程中,当上能级粒子数密度几乎达到稳定状态时注入信号脉冲,信号脉冲通过光纤后的放大情况将与连续抽运时几乎相同。假如抽运脉冲的脉宽为 T_1 ,信号脉冲的脉宽为 T_2 (实验中 $T_2 = 100 \text{ ns}$),可以让信号脉冲包含在抽运脉冲内,由于信号脉冲后面的抽运光对放大不起作用,所以模拟时让 T_2 的末端和 T_1 的末端重合,这种情况下,在抽运脉冲 T_1 的前 $T_1 - T_2$ 时间里光纤中的镱粒子被抽运到上能级,剩余的 T_2 时间里

信号脉冲通过光纤被放大。

在抽运脉冲 T_1 的前 $T_1 - T_2$ 时间里,对时间和光纤长度进行分割,边界和初始条件有: $p_p(t=0, z)$, $p_p(t, z=0)$, $N_2(t=0, z)$, $N_2(t, z=0)$, 其中 $p_p(t=0, z)=0$, $N_2(t=0, z)=0$, $p_p(t, z=0)$ 为已知, 令(1)式中 $z=0$, 偏微分变为全微分可求出 $N_2(t, z=0)$ 。有了边界和初始边界条件,对(1)式和(2)式使用差分方法可求出 $p_p(t, z)$ 和 $N_2(t, z)$ 的数值解。将求出的 $p_p(t=T_1 - T_2, z)$ 和 $N_2(t=T_1 - T_2, z)$ 作为初始条件,信号脉冲作为边界条件,在抽运脉冲剩余的 T_2 时间里,对时间和光纤长度进行分割,对(1)式~(4)式使用差分方法可求出 $p_p(t, z)$ 、 $N_2(t, z)$ 、 $p_s(t, z)$ 及 $p_{s,i}(t, z)$ 的数值解,即可求出第一个输出的激光脉冲和斯托克斯光脉冲的功率。为了考虑重复频率的影响,需要对两脉冲间隔时间 T_3 内的 $p_p(t, z)$ 和 $N_2(t, z)$ 进行求解,将上面求出的 $p_p(t=T_1, z)$ 和 $N_2(t=T_1, z)$ 作为该过程的初始条件,可求出 $p(t=T_3, z)$ 和 $N_2(t=T_3, z)$, 再将其作为下一个抽运脉冲的初始条件,重复上述过程可以求出第二个输出的激光脉冲和斯托克斯光脉冲的功率,当然也可求出任何一个激光脉冲和斯托克斯光脉冲的功率。

3 分析与讨论

3.1 上能级粒子数密度随抽运时间的增加和自由衰减

用 2.2 节的求解方法可以求出光纤中上能级粒子数密度随抽运时间和光纤长度的变化,如图 1 所示。可以看出 $t=2.3$ ms 时上能级粒子数密度几乎达到稳定状态,从计算的数据看, $t=2.3$ ms 时光纤前端和末端的上能级粒子数密度分别为稳态时的 99.7% 和 96%。前端比末端增长的稍快是由于采用了正向抽运。因此在每个信号注入前抽运时间应定为 2.3 ms, 由于实验中信号脉冲的脉宽很窄(100 ns), 所以抽运脉冲的脉宽也同样选为 2.3 ms。实验中当抽运脉冲的脉宽为 2 ms 时,放大后激光脉冲的能量与连续抽运时相差不大,与模拟的结果接近。图 1 所示的变化趋势是光纤中镱粒子的受激吸收和自由衰减相互竞争的结果,当两种趋势平衡时,上能级粒子数密度将达到稳定状态。

采用与上述相似的方法,也可计算被抽运到稳态的上能级粒子在抽运结束后的自由衰减情况,如图 2 所示。从计算的数据看,光纤中各处的上能级粒子数密度在 0.65 ms 的时间里衰减了 50%,然而

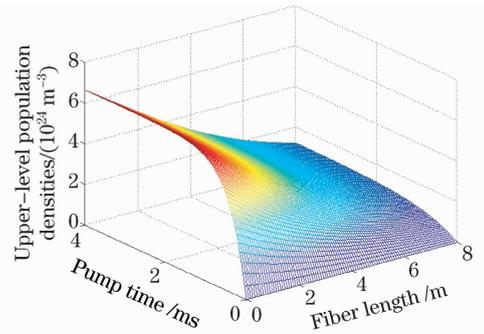


图 1 上能级粒子数密度随抽运时间的变化

Fig. 1 Variations of upper-level population densities at different positions along the fiber with the pump time

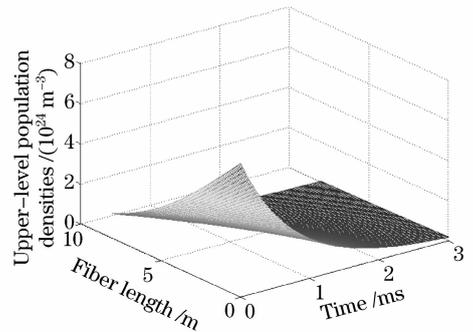


图 2 上能级粒子数密度的衰减

Fig. 2 Decay of upper-level population densities at different positions along the fiber

在 2 μ s 的时间里衰减了 0.2%, 因此,若采用脉宽为 2 ms 的抽运脉冲,在抽运结束后大约 2 μ s 的时间里注入信号脉冲,放大后的激光脉冲几乎都一样。模拟结果对实验中设计两个脉冲间的相对时间延迟有指导作用。模拟时所采用的参数包括 $\lambda_p=975$ nm, $\lambda_s=1064$ nm, $\sigma_{ap}=2.5 \times 10^{-24}$ m², $\sigma_{ep}=2.5 \times 10^{-24}$ m², $\sigma_{as}=2.1 \times 10^{-27}$ m², $\sigma_{es}=3.0 \times 10^{-25}$ m², $N=2.7 \times 10^{25}$ m⁻³, $\tau=0.83$ ms, $\Gamma_s=0.82$, $S_{a,rs}=1.2 \times 10^{-7}$ m⁻¹, $\Delta\lambda_s=1$ nm, $L=8$ m, $P=7.2$ W, $D=15$ μ m

3.2 抽运功率对激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的影响

采用 3.1 节的参数(抽运脉冲的脉宽为 2.3 ms),在不同抽运功率下对能量为 1 μ J、脉宽为 100 ns、重复频率为 50 Hz 的矩形脉冲信号放大后的激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的能量进行模拟计算。图 3 是这两种脉冲的能量之和随抽运功率的变化,随着抽运功率的增加,总脉冲能量也增加。但是激光脉冲的能量随抽运功率却有不同的变化趋势,如图 4 所示,当抽运功率增加到一定程度时,脉

冲能量增加得越来越慢,当抽运功率大于 9.4 W 时脉冲能量反而会减小。这是由于放大过程中激光脉冲激发的一级斯托克斯光脉冲抑制了激光脉冲能量的增加。图 5 是一级斯托克斯光的脉冲能量随放大器抽运功率变化的曲线,可以看出一级斯托克斯光的抽运阈值为 8.7 W,随着抽运功率的增加一级斯托克斯光的脉冲能量迅速增加。计算表明,此时二级斯托克斯光的脉冲能量几乎为 0,这表示一级斯托克斯光脉冲还不能激发出二级斯托克斯光,所以仅对一级斯托克斯光进行讨论。

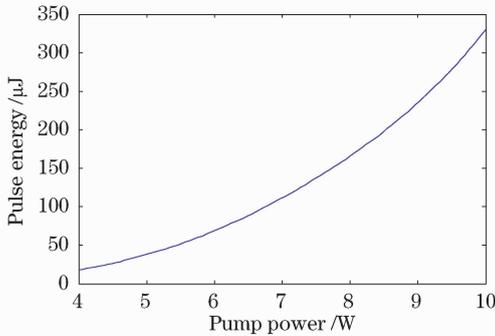


图 3 总脉冲能量随抽运功率的变化

Fig. 3 Total pulse energy of signal pulse and 1st-order Raman Stokes pulse with the variation of pump power

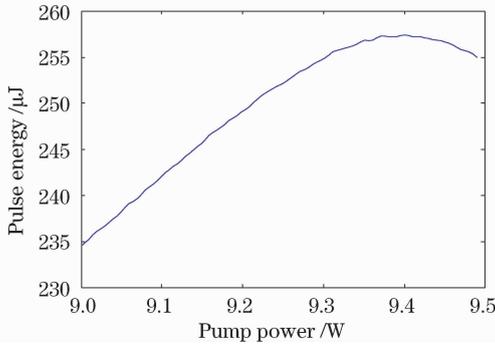


图 4 输出激光的脉冲能量随抽运功率的变化

Fig. 4 Output signal pulse energy with the variation of pump power

由于激光脉冲的功率是一级斯托克斯光脉冲的抽运功率,所以从放大器采用不同抽运功率时输出的激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的模拟波形中可得到激光脉冲受抑制的过程。图 6、图 7 分别画出了光纤长度不变(8 m)时输出的激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的波形,其中“1~5”分别对应抽运功率为 8.9~9.49 W 时的情况。由图 6 可知当抽运功率从 8.9 W 增至 9.2 W 的过程中输出激光脉冲的前沿(前 2 ns 左右)功率在增加;抽运功率从

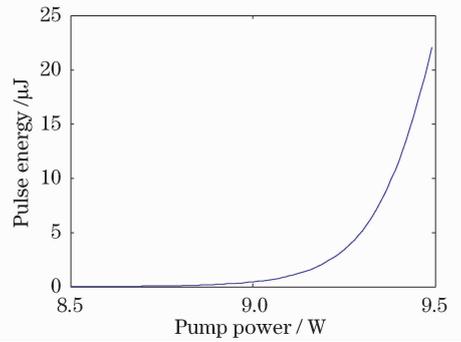


图 5 一级斯托克斯光脉冲能量随抽运功率的变化
Fig. 5 Output 1st-order Raman Stokes pulse energy with the variation of pump power

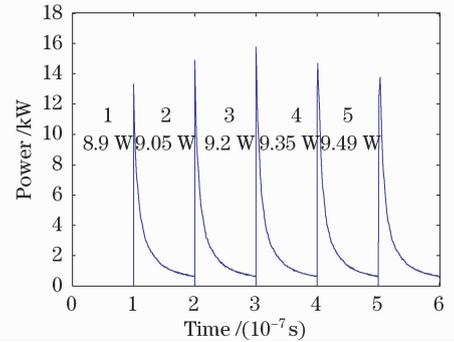


图 6 不同抽运功率时输出激光脉冲的模拟波形
Fig. 6 Simulated waveform of output signal pulse for different pump power

9.2 W 增至 9.49 W 的过程中激光脉冲的前沿功率在减小。从图 7 看出一级斯托克斯光脉冲的峰值功率随抽运增加很快,并且脉宽很窄。由(3)式和(4)式可知,高功率的激光脉冲将激发高功率的一级斯托克斯光脉冲,并且一级斯托克斯光脉冲由于功率越高从激光脉冲中提取的能量越多,所以其功率增长就越快,对激光脉冲的影响也越大,于是这两种脉冲的相互作用过程如下:由于光纤的增益特性使矩形脉冲信号脉宽在放大的过程中被压缩,脉冲的峰

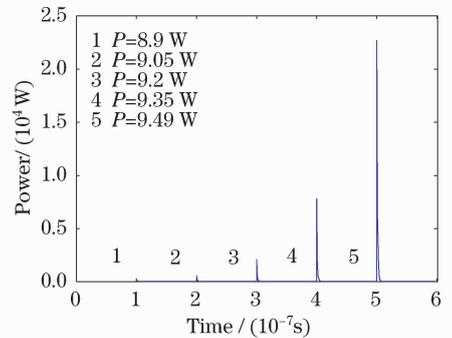


图 7 不同抽运功率时一级斯托克斯光脉冲的模拟波形
Fig. 7 Simulated waveform of 1st-order Raman Stokes pulse for different pump power

值功率很高,因此激发出脉宽更窄的一级斯托克斯光脉冲,一级斯托克斯光脉冲在其峰值功率增大的过程中将对激光脉冲产生作用,主要对激光脉冲的前沿有较强的影响。随着抽运功率的增加由于一级斯托克斯光脉冲的影响输出激光脉冲的前沿功率增加越来越慢。当抽运功率为 9.2 W 时,激光脉冲的前沿从光纤末端提取的能量等于一级斯托克斯光脉冲从其前沿中提取的能量,激光脉冲的前沿功率达到了最大值,由于激光脉冲的后沿也从光纤末端提取能量,所以此时激光脉冲的能量并未达到最大值;当抽运功率继续增加时,虽然光纤末端一级斯托克斯光脉冲从激光脉冲的前沿提取的能量大于激光脉冲的前沿从光纤中提取的能量,但是小于整个激光脉冲从光纤中提取的能量,故激光脉冲的前沿功率在减小但是脉冲能量却在增加;当抽运功率等于 9.4 W 时,激光脉冲从光纤末端提取的能量等于一级斯托克斯光脉冲从激光脉冲的前沿提取的能量,激光脉冲的能量达到了最大值;当抽运功率大于 9.4 W 后输出的激光脉冲的能量和前沿功率都在减小,如图 4 所示。

正是由于 SRS 效应的影响,当抽运功率为 9.4 W 时激光脉冲的能量达到最大值,即对信号光来说 9.4 W 是最佳抽运功率。

图 8 是激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的峰值功率随抽运变化的曲线,当抽运功率分别为 8.7 W, 9 W, 9.49 W 时一级斯托克斯光脉冲的峰值功率依次为 0.380 W, 2.21×10^4 W。可见抽运功率过高阈值(8.7 W)后,一级斯托克斯光脉冲的峰值功率随抽运增长很快;激光脉冲的峰值功率在抽运功率为 9.2 W 时达到最大值;当抽运为最佳抽运功率(9.4 W)时,一级斯托克斯光脉冲的峰值功率为

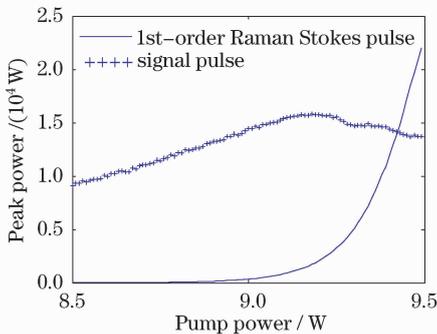


图 8 激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的峰值功率随抽运功率的变化

Fig. 8 Peak power of output signal pulse and 1st-order Raman Stokes pulse as a function of pump power

1.29×10^4 W, 比激光脉冲(1.4×10^4 W)略小,所以采用最佳抽运功率时不仅激光脉冲的能量达到最大值而且一级斯托克斯光脉冲的峰值功率不会高过激光脉冲。最佳抽运功率及所对应的激光脉冲的能量还受到光纤长度、纤芯直径等因素的影响。

3.3 光纤长度、纤芯直径的影响

抽运脉冲的脉宽仍然采用 2.3 ms, 将能量为 $1 \mu\text{J}$ 、脉宽为 100 ns、重复频率为 50 Hz 的矩形脉冲信号注入放大器进行放大时,对放大器的最佳抽运功率随光纤长度和纤芯直径($15 \mu\text{m}$, $17 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$)的变化进行了模拟计算,如图 9 所示。最佳抽运功率随着光纤长度的减小而增大,当光纤长度相同时较粗的纤芯直径对应着较大的最佳抽运功率。

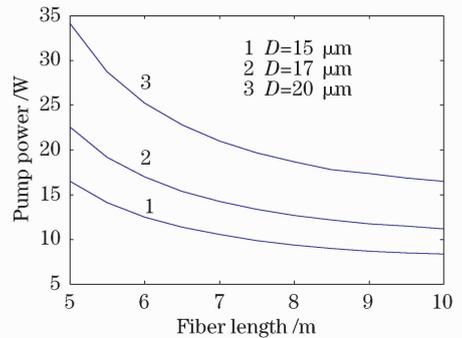


图 9 不同纤芯直径时最佳抽运功率随光纤长度的变化

Fig. 9 Optimal pump power versus fiber length for different fiber core diameters

输出激光脉冲的能量在采用最佳抽运功率时达到最大值,达到最大值时激光脉冲的能量随光纤长度和纤芯直径的变化如图 10 所示,激光脉冲的能量随着光纤的缩短而增大,当光纤长度相同时较粗的纤芯直径对应着较大的脉冲能量。因此,选择粗纤芯、长度较短的光纤将有利于提高输出激光脉冲能量的限定值。

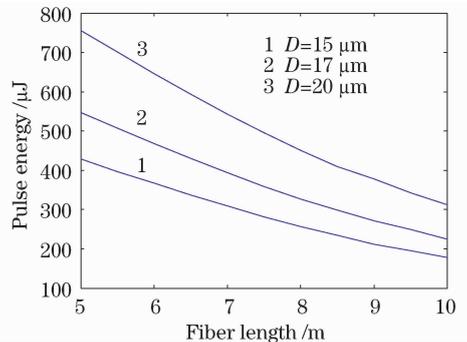


图 10 最佳抽运功率时输出激光脉冲的能量随光纤长度和纤芯直径的变化

Fig. 10 Output signal pulse energy versus fiber length for different core diameters under optimal pump power

图 11 是采用最佳抽运功率时一级斯托克斯光的脉冲能量变化曲线,一级斯托克斯光的脉冲能量随光纤长度的变化不大,所以其脉冲能量在总脉冲能量中的比值将随着光纤长度的缩短而减小。

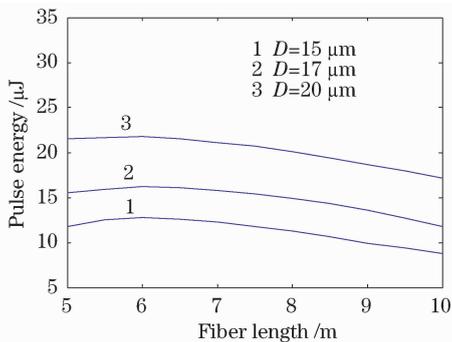


图 11 最佳抽运功率时一级斯托克斯光脉冲能量随光纤长度和纤芯直径的变化

Fig. 11 Output 1st-order Raman Stokes pulse energy versus fiber length for different fiber core diameters under optimal pump power

当抽运功率为最佳抽运功率时,光纤长度、纤芯直径对峰值功率的影响较大,图 12、图 13 分别是 $D=15\ \mu\text{m}$ 和 $D=20\ \mu\text{m}$ 不同芯径的光纤放大器中激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的峰值功率随光纤长度变化的趋势。对于相同的纤芯直径,随着光纤的缩短,两种脉冲的峰值功率都在增加,并且激光脉冲的峰值功率增长较快;光纤长度相同时,较粗的纤芯直径所对应的峰值功率较大。当采用最佳抽运功率时使用纤芯较粗、长度较短的光纤能提高输出激光脉冲的能量,但激光脉冲的峰值功率也会达到很高的水平,是否超过光纤的损伤阈值将成为主要问题。另外,抽运功率高过阈值后一级斯托克斯光脉冲的峰值功率增长很快,如果抽运功率高过最佳抽

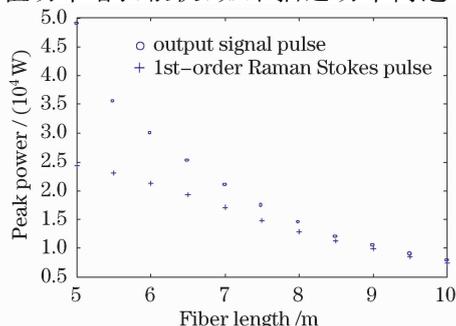


图 12 当采用最佳抽运功率、纤芯直径为 $15\ \mu\text{m}$ 时输出激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的峰值功率随光纤长度的变化

Fig. 12 Peak power of output signal pulse and 1st-order Raman Stokes pulse versus fiber length under optimal pump power when $D=15\ \mu\text{m}$

运功率,不仅激光脉冲的能量会减小而且一级斯托克斯光脉冲的峰值功率也会很高,所以应该避免抽运高过最佳抽运功率。

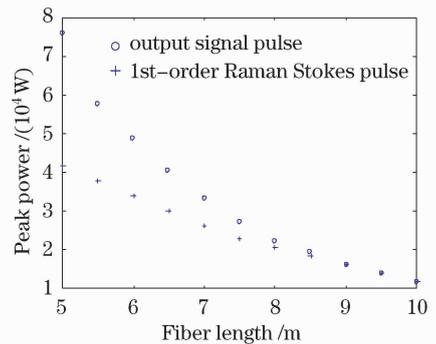


图 13 当采用最佳抽运功率、纤芯直径为 $20\ \mu\text{m}$ 时输出激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的峰值功率随光纤长度的变化

Fig. 13 Peak power of output signal pulse and 1st-order Raman Stokes pulse versus fiber length under optimal pump power when $D=20\ \mu\text{m}$

3.4 重复频率的影响

当抽运脉冲的脉宽采用 $2.3\ \text{ms}$ 时,重复频率对激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的影响很小,因为无论重复频率怎么变化在每个信号脉冲注入之前抽运光已经抽运了 $2.3\ \text{ms}$,上能级粒子数密度也几乎达到稳定状态,所以输出的激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲变化并不大,受重复频率影响很小。但是当抽运脉冲的脉宽采用 $2.3\ \text{ms}$ 时,若重复频率超过 $430\ \text{Hz}$,脉冲抽运光将变为连续抽运光,所以重复频率接近或超过 $430\ \text{Hz}$ 时脉冲抽运方式将失去意义。

4 结 论

分析了放大过程中抽运脉冲、激光脉冲和拉曼斯托克斯光脉冲的求解过程,对上能级粒子数密度随抽运时间的增加及自由衰减进行了模拟。结果表明抽运脉冲的脉宽以 $2.3\ \text{ms}$ 为宜,与实验数据接近;在抽运结束后大约 $2\ \mu\text{s}$ 的时间内注入信号脉冲,放大后的激光脉冲几乎都一样,据此可设计两个脉冲间的相对时间延迟。分析了激光脉冲在抽运功率增加时受抑制的过程,由于 SRS 的影响存在最佳抽运功率,使输出激光脉冲的能量达到最大值。模拟了光纤长度、纤芯直径对最佳抽运功率、激光脉冲和一级斯托克斯光脉冲的影响。结果显示,当抽运为最佳抽运功率时,使用纤芯较粗、长度较短的光纤,可提高激光脉冲的能量,同时激光脉冲的峰值功率也会达到很高的水平,是否超过光纤的损伤阈值

将成为主要问题。另外,抽运功率高过阈值后一级斯托克斯光脉冲的峰值功率增长很快,如果抽运功率高过最佳抽运功率,不仅输出激光脉冲的能量会减小而且一级斯托克斯光脉冲的峰值功率也会很高,所以应该避免抽运高过最佳抽运功率。

参 考 文 献

- 1 Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne *et al.*. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power[J]. *Optics Express*, 2004, **12**(5):6088~6092
- 2 Zhou Jun, Lou Qihong, Zhu Jianqiang *et al.*. A continuous-wave 714 W fiber laser with China-made large-mode-area double-clad fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(7):1119~1120
周 军,楼祺洪,朱健强等.采用国产大模场面积双包层光纤的714 W连续光纤激光器[J]. *光学学报*, 2006, **26**(7):1119~1120
- 3 Changgeng Ye, Ping Yan, Mali Gong *et al.*. Pulsed pumped Yb-doped fiber amplifier at low repetition rate[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(5):249~250
- 4 Malcolm W. Wright, George C. Valley. Yb-doped fiber amplifier for deep-space optical communications[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2005, **23**(3):1369~1374
- 5 Christopher D. Brooks, Fabio Di Teodoro. 1-mJ energy, 1-MW peak-power, 10-W average power, spectrally narrow, diffraction-limited pulses from a photonic-crystal fiber amplifier[J]. *Optics Express*, 2005, **13**(22):8999~9002
- 6 Xu Dangpeng, Li Mingzhong, Lü Xinjie *et al.*. Numerical simulation of characteristics of high power ytterbium-doped double-clad fiber amplifier[J]. *High Power Laser And Particle Beams*, 2007, **19**(7):1071~1076
许党朋,李明中,吕新杰等.高功率掺镱双包层光纤放大器放大特性理论模拟[J]. *强激光与粒子束*, 2007, **19**(7):1071~1076
- 7 Lou Qihong, Zhou Jun, Kong Lingfeng *et al.*. Recent progress of high power pulsed double cladding fiber lasers [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2005, **22**(4):510~515
楼祺洪,周 军,孔令峰等.高功率脉冲双包层光纤激光器的新进展[J]. *量子电子学报*, 2005, **22**(4):510~515
- 8 Liu Guohua, Liu Deming. Numerical analysis of Raman effects in high power fiber lasers[J]. *Laser Technology*, 2007, **31**(3):298~300
刘国华,刘德明.高功率光纤激光器喇曼效应的数值分析[J]. *激光技术*, 2007, **31**(3):298~300
- 9 Yong Wang. Optimization of pulse amplification in ytterbium-doped double-clad fiber amplifiers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2005, **23**(6):2139~2147
- 10 Yong Wang, Hong Po. Dynamic characteristics of double-clad fiber amplifiers for high-power pulse amplification [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2003, **21**(10):2262~2270