

文章编号: 1001-3806(2009)02-0172-04

MOPA 方式高功率脉冲光纤放大器模拟

赵晓军¹, 肖永亮¹, 王从刚¹, 杜伟敏², 杨泽后², 伍波², 周鼎富², 陈建国^{1*}

(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: 为了研究如何从脉冲种子光经放大器后获得能量为毫焦级、纳秒级脉宽的激光脉冲, 以及重频、受激喇曼效应对输出激光脉冲的影响, 采用基于主振荡功率放大方式建立了3级脉冲双包层掺Yb光纤放大器的瞬态理论模型。在不同重频下对能量为10nJ、脉宽为100ns的脉冲种子光经放大后的脉冲能量、峰值功率、平均功率、脉宽及受激喇曼效应进行了数值模拟。计算数据表明, 当重频小于200Hz时输出激光脉冲的能量、波形受重频的影响很小, 可以忽略不计, 在适当参量下受激喇曼效应对各级放大输出几乎没有影响。结果表明, 适当选择3级光纤放大器的各项参量可以实现毫焦级的激光脉冲输出。

关键词: 激光器; 掺镱脉冲光纤放大器; 高功率; 主振荡功率放大; 重频; 受激喇曼效应

中图分类号: TN248.1 **文献标识码:** A

Simulation of pulse fiber amplifier with high peak power based on MOPA method

ZHAO Xiao-jun¹, XIAO Yong-liang¹, WANG Cong-gang¹, DU Wei-min²,
YANG Ze-hou², WU bo², ZHOU Ding-fu², CHEN Jian-guo¹

(1. School of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China; 2. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

Abstract: In order to obtain certain laser pulse with millijoule (mJ) order energy and nanosecond (ns) order pulse width after amplifying the pulsed seed laser, and to find the impact of repetition rate and simulated Raman scattering on laser pulse output, the dynamic model of a three-class ytterbium-doped double-clad fiber pulsed amplifier was established on the base of master oscillator power amplifier. Then the pulse energy, peak power, average power, pulse width and stimulated Raman scattering effect, arose from an amplifier of the pulsed seed laser with 10nJ energy and 100ns pulse width at different pulse repetition frequency, were simulated. The simulation results show that output laser energy and waveform are so slightly affected by the frequency that its effect can be ignored when the pulse repetition frequency is less than 200Hz, and that the Raman effect almost has little impact on the output property of each class amplifier if suitable parameters are selected. According to the numerical analysis, mJ order energy can be obtained from a three-class fiber amplifier with suitable parameters.

Key words: lasers; Yb-doped pulse fiber amplifier; high peak power; master oscillator power amplifier; repetition rate; stimulated Raman scattering

引言

高功率脉冲双包层光纤激光器可以被广泛应用于激光测距、激光雷达系统、目标照明、光电对抗等方面^[1]。尤其是在激光测距机向远距离、小型化、全固化和集成化方向发展的今天, 脉冲激光器光源是激光测距系统的核心部分, 它直接影响到测距系统的整机性能。近几年来, 随着技术的进步, 具有一定重复频率、高功率脉冲光纤激光器已经成为当前人们的研究热点之一。

主振荡功率放大(master oscillator power amplifier, MOPA)方式是目前从光纤激光器获得窄脉宽、高功率脉冲输出的最为有效方式^[2-5], 在MOPA系统中把脉冲种子光信号耦合进双包层光纤的纤芯中, 在光纤同端或异端用大功率LD抽运, 可得到能量高、平均输出功率大、光束质量好的单脉冲激光光束^[2,3,6]。由于在MOPA系统中, 最终输出的是种子激光脉冲经行波放大的结果^[2], 因而在放大过程中, 放大的激光脉冲信号将与种子光的波长、重频等特性保持一致, 只需对种子光的运转特性进行控制, 基本能实现各种重频下的高功率、窄脉宽激光输出。

中国科学院上海光学精密机械研究所的LOU建立了主振荡-放大式脉冲双包层光纤激光的瞬态增益理论模型^[6], 对脉冲信号经单级放大器后的波形进行

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。

* 通讯联系人。E-mail: optics_lab@163.com

收稿日期: 2008-01-28; 收到修改稿日期: 2008-05-04

了模拟,但没有考虑重频和受激喇曼散射(stimulated Raman scattering, SRS)效应。McMaster 大学的 WANG 研究了高功率掺镱双包层脉冲光纤放大器的动态特性,并且对这个系统也进行了优化^[7,8],但针对的是单级放大器模型。作者基于 MOPA 方式建立了 3 级掺 Yb 双包层脉冲光纤放大器的瞬态理论模型,并且考虑了重频和 SRS 效应,对于如何从能量为 10nJ、脉宽为 100ns 的脉冲种子光经放大后获得能量为毫焦级、纳秒级脉宽的激光脉冲在 3 级放大器所采用的参量上给出了说明。

1 理论模型及求解方法

1.1 基于 MOPA 方式掺镱双包层脉冲光纤放大器的瞬态理论模型

Yb³⁺ 具有简单的 2 能级结构^[6],在忽略受激自发辐射(amplified spontaneous emission, ASE)的前提下,2 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^[7,9]:

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

$$\pm \frac{\partial p_p^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial p_p^\pm}{\partial t} = -\Gamma_p \times [\sigma_{ap} N - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) N_2] p_p^\pm - \alpha_p p_p^\pm \quad (2)$$

$$\pm \frac{\partial p_s^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial p_s^\pm}{\partial t} = -\Gamma_s [\sigma_{as} N - (\sigma_{as} + \sigma_{es}) N_2] \times p_s^\pm - \alpha_s p_s^\pm + S_{\text{arr}} p_s^{\mp} + 2\sigma_{es} N_2 \frac{hc^2}{\lambda_s^3} \Delta\lambda_s - \frac{\lambda_{s,1}}{\lambda_s} \frac{g_{s,s,1}}{A_{\text{eff},s,1}} (p_{s,1}^+ + p_{s,1}^-) p_s^\pm \quad (3)$$

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

式中, N 是光纤纤芯单位体积中 Yb³⁺ 的数目, N_2 是上能级粒子数密度; \pm 分别代表前向 (+) 和后向 (-)。

P_p^\pm, P_s^\pm 和 $P_{s,i}^\pm$ 分别表示抽运、信号和第 i 级斯托克斯光功率, (4) 式中 $P_{s,0}^\pm$ 对应 $P_s^\pm, P_{s,M+1}^\pm = 0$ ^[7]。 $\Delta\lambda_s$ 和 $\Delta\lambda_{s,i}$ 表示信号光和第 i 级斯托克斯光的带宽, A 和 $A_{\text{eff},s,i;s,i+1}$ 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^[7,9]; $g_{s,i;s,i+1}$ 是和 $i, i+1$ 级斯托克斯光相联系的喇曼增益系数, 采用 $g_{s,i;s,i+1} = 0.98 \times 10^{-13} \text{ m/W}^{[5]}$; τ 是自发辐射寿命, Γ_p, Γ_s 和 $\Gamma_{s,i}$ 是抽运光、信号光和第 i 级斯托克斯光与纤芯的重叠因子; $\sigma_{ep} (\sigma_{es}, \sigma_{es,i})$ 和 $\sigma_{ap} (\sigma_{as}, \sigma_{as,i})$ 分别是抽运(信号、 i 级斯托克斯)光的发射和吸收截面面积; ν_p, ν_s 和 $\nu_{s,i}$ 分别表示抽运、信号和 i 级斯托克斯光的频率; S_{arr} 是光纤纤芯捕获因子和瑞利散射系数的乘积; α_p, α_s 和 $\alpha_{s,i}$ 代表抽运、信号和 i 级斯托克斯光的散射损耗系数; λ_s 和 $\lambda_{s,i}$ 是信号光和第 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 $\lambda_{s,i}$ ^[7,9]; v_g 是信号光、抽运光和斯托克斯光的群速度^[6,8]; 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 1 级斯托克斯光, 当抽运光功率足够强时, 生成的 1 级斯托克斯光又将激起第 2 级、乃至更高级的斯托克斯波^[7,9]。

1.2 数值求解过程

对于各级抽运光都是连续波的情况, 为求第 1 个脉冲种子光经 1 级放大后输出激光脉冲的功率, 令(1)式和(2)式中的 $\partial/\partial t = 0$, 求出稳态时抽运功率和上能级粒子数分布, 将其作为初始条件, 种子光功率作为边界条件, 并且对时域和空间进行分割, 使用差分法可以求出上述(1)式~(4)式的数值解, 即得出 1 级放大输出激光脉冲的功率; 再将其作为 2 级放大的边界条件, 重复上述过程可求出 2 级放大输出激光脉冲的功率; 同样可求得 3 级放大输出激光脉冲的功率(同时也可得到斯托克斯光脉冲的功率), 进而可求出输出激光脉冲的能量、平均功率及脉宽, 即得到第 1 个脉冲信号经 3 级放大后特征量的值。考虑到重频的影响^[6], 需要对两脉冲间隔时间内各级放大光纤中的抽运功率和上能级粒子数分布进行求解, 将求出的第 2 个脉冲信号注入前的抽运功率和上能级粒子数分布作为初始条件, 可求得第 2 个输出激光脉冲的功率。依次类推, 最终可求出任意一个输出激光脉冲的功率。一般来说, 受到重频的影响, 第 2 个输出激光脉冲的功率要小于第 1 个的功率, 并且输出功率的差别随脉冲次数的增加将趋近于 0, 最后进入周期运行状态。

2 分析与讨论

2.1 重频对输出激光脉冲的影响

使用上述方法, 在不同重频下对能量为 10nJ、脉

宽为 100ns 的矩形脉冲种子光经 3 级放大后的功率进行了求解,并得到了周期运行状态时的输出激光脉冲的能量、平均功率、峰值功率及脉宽。图 1 ~ 图 4 即是这些物理量随重频的变化趋势,图中实线和点线分别

$m^{-1}, \Delta\lambda_s = 1 \text{ nm}, \alpha_p = 3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}, P_1 = 750 \text{ mW}, L_1 = 14 \text{ m}, P_2 = 40 \text{ W}, L_2 = 4 \text{ m}, D_2 = 50 \mu\text{m}, d_{NA2} = 0.06, P_3 = 200 \text{ W}, L_3 = 4 \text{ m} (\text{或 } L_3 = 5 \text{ m}), D_3 = 200 \mu\text{m}, d_{NA3} = 0.06。$

图 1 中画出了输出脉冲能量随重频的变化,当重频小于 200Hz 时,脉冲能量的变化很小,可以忽略不计,如图 1 右上角的小图所示,横坐标代表重频,单位 kHz,纵坐标代表能量,单位 mJ。当重频大于 200Hz 并且随着重频的增加,输出脉冲能量将减小。图 2 中画出了输出脉冲的平均功率随重频的变化,随着重频的增大平均功率总在增加,当重频小于 200Hz 时,平均功率随重频近似均匀增加。图 3 中画出了峰值功率随重频的变化,当重频小于 200Hz 时,峰值功率几乎无变化,当重频大于 200Hz 并且随着重频的增加峰值功率将减小。图 4 中画出了输出激光脉冲的脉宽随重频的变化,当重频小于 200Hz 时,脉宽几乎无变化,当 $L_3 = 4 \text{ m}$ 时,重频从 200Hz 增大到 6.5kHz,脉宽从 7.1ns 增大到 100ns,并且几乎是线性变化,当重频大于 6.5kHz 时,脉宽保持在 100ns 不变;当 $L_3 = 5 \text{ m}$ 时,脉宽随重频也有相似的变化,不同的是重频从 200Hz 增大到 7kHz,相应的脉宽从 5.4ns 增大到 100ns。

上述物理量随重频的变化趋势说明,当脉冲信号的频率小于 200Hz 时,重频对输出激光脉冲的波形、脉冲能量几乎没有影响。这是因为脉冲间的时间间隔较长,每一个脉冲信号通过 3 级放大光纤后,光纤的增益有足够的时间恢复到初始状态,因此,输出的激光脉冲都一样,不受重频的影响。从所获得的 1 级放大实验数据来看,当重频小于 200Hz 时,输出激光脉冲的能量变化很小,可以忽略不计。

当重频大于 200Hz 时,这些物理量随重频的变化趋势从脉冲增益特性的角度可以被理解。第 1 个脉冲信号通过放大光纤又经过脉冲间隔时间后光纤的增益没有恢复到初始状态,所以,第 2 个输出激光脉冲的峰值功率、脉冲能量比第 1 个小,以此类推,又由于光纤增益随脉冲次数的增加渐渐趋近于稳定值,输出激光脉冲的能量、峰值功率也将随之趋于稳定值,最后进入周期运行状态,又由于稳定的光纤增益随重频的增大而减小,使输出激光脉冲的能量、平均功率、峰值功率及脉宽随重频的变化大致如图 1 ~ 图 4 所模拟的情况。

2.2 SRS 光的脉冲能量计算

当重频小于 200Hz 时,1 级放大输出激光脉冲的峰值功率较低,SRS 效应不需考虑,对于 2 级放大,抽运功率 $P_2 = 40 \text{ W}$,光纤长度大于 5m,并且随着光纤长度的增加,1 级斯托克斯光的峰值功率、能量增加的很快,图 5 中画出了其能量随 2 级光纤长度的变化,图中

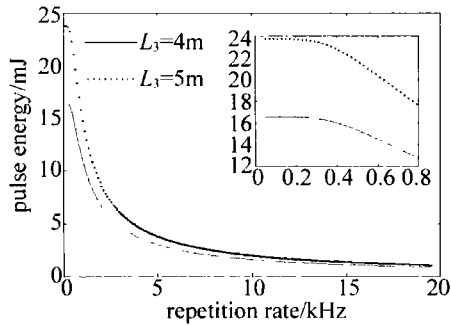


Fig. 1 Pulse energy varying with the repetition rate

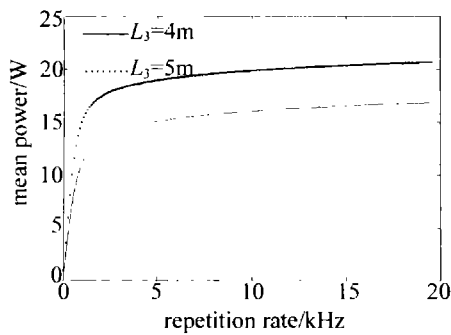


Fig. 2 Mean power varying with the repetition rate

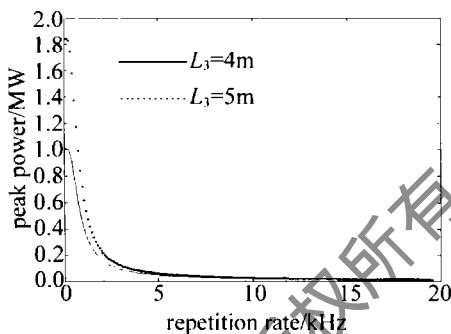


Fig. 3 Peak power varying with repetition rate

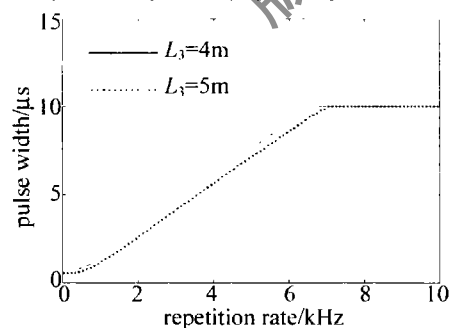


Fig. 4 Pulse width varying with the repetition rate

对应第 3 级的光纤长度为 4m 和 5m 时的情况。所采用的参量包括: $\lambda_p = 975 \text{ nm}, \lambda_s = 1064 \text{ nm}, \sigma_{ap} = 2.5 \times 10^{-24} \text{ m}^2, \sigma_{ep} = 2.5 \times 10^{-24} \text{ m}^2, \sigma_{as} = 2.1 \times 10^{-27} \text{ m}^2, \sigma_{es} = 3.0 \times 10^{-25} \text{ m}^2, N = 4 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}, \tau = 0.8 \text{ ms}, \Gamma_{1p} = 0.0012, \Gamma_{1s} = 0.82, A_1 = 5 \times 10^{-11} \text{ m}^2, S_{aRS} = 1.2 \times 10^{-7}$

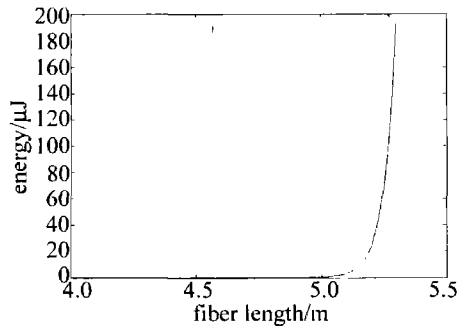


Fig. 5 Energy as a function of fiber length

显示了1级斯托克斯光的光纤长度阈值为5m,并且随光纤长度的增加1级斯托克斯光的能量似指数增加,当光纤长度 $L_2 = 5.3\text{m}$ 时,输出的1级斯托克斯光脉冲的能量 $190\mu\text{J}$;对于3级放大,当抽运功率 $P_3 = 200\text{W}$, $L_2 = 4\text{m}$ 时,图6中画出了放大后输出的1级斯托克斯光的能量随3级光纤长度的变化,图中显示了光纤长

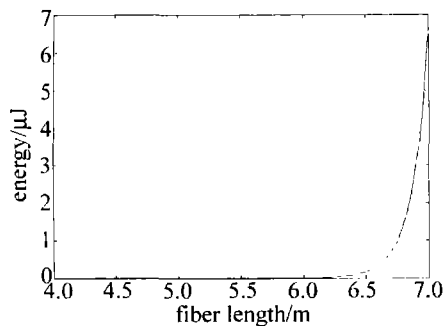


Fig. 6 Energy as a function of fiber length

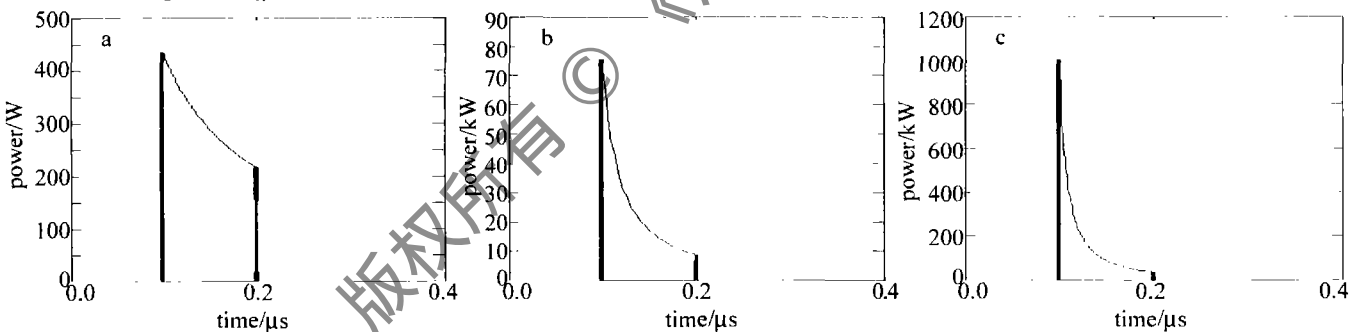


Fig. 7 Pulse shapes after different amplified stages

度阈值为6.2m,当光纤长度 $L_3 = 7\text{m}$ 时,1级斯托克斯光的脉冲能量为 $6.5\mu\text{J}$ 。

对比这些数据可以看出,尽管3级放大时抽运功率、输入信号脉冲的峰值功率比2级大,但是1级斯托克斯效应的光纤长度阈值比2级长,并且其脉冲能量随光纤长度的变化比2级更平缓,这是由于3级放大的纤芯直径比2级大的缘故。

在本文中所采用的参量下,2级放大的抽运功率为40W时,如果光纤长度小于5m就不需考虑SRS效应,3级放大的抽运功率为200W并且 $L_2 = 4\text{m}$ 时,若光纤长度小于6.2m,不需要考虑SRS效应。这些模拟结果对后两级放大的实验有一定的指导作用。

2.3 波形模拟

前面的模拟结果显示:当重频小于200Hz并且 $P_1 = 750\text{mW}$, $L_1 = 14\text{m}$, $P_2 = 40\text{W}$, $L_2 = 4\text{m}$, $P_3 = 200\text{W}$, $L_3 = 4\text{m}$ 时,输出激光脉冲的能量为16.5mJ、脉宽为7.1ns,可以达到目标。在重频小于200Hz时上述参量下,从各级输出的激光脉冲的模拟波形如图7所示。图7a、图7b、图7c依次是1级、2级和3级放大输出激光脉冲的波形。种子光经各级放大后的脉冲能量依次为:30.1μJ,2.3mJ,16.5mJ;对应的峰值功率为:440W,76kW,1MW,输出激光脉冲能量被放大了 1.65×10^6 倍。

3 小结

基于MOPA方式建立了3级掺镱双包层脉冲光纤放大器的瞬态理论模型,并将重频和SRS效应纳入模型中,为了获得能量为毫焦级、纳秒级脉宽的激光输出,基于该模型对能量为10nJ,脉宽为100ns的脉冲种子光经3级放大后的能量、平均功率、峰值功率及脉宽随重频的变化进行了模拟,当重频小于200Hz时输出激光脉冲的能量、波形受重频的影响很小,可以忽略不计。在本文中采用的参量下,当 $L_2 < 5\text{m}$, $L_3 < 6.2\text{m}$ 时受激喇曼效应对2级、3级放大的影响也可忽略。

参考文献

- [1] LOU Q H, ZHU J Q, ZHOU J, *et al.* Double cladding fiber laser and its application in military [J]. Journal of the Academy of Equipment Command & Technology, 2003, 14(5): 28-32 (in Chinese).
- [2] ZHANG F P, LOU Q H, ZHOU J, *et al.* High power double-clad fiber amplifiers [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2007(1): 38-44 (in Chinese).
- [3] KONG L F, LOU Q H, ZHOU J, *et al.* Pulsed double-clad fiber laser [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2003(5): 28-32 (in Chinese).
- [4] XU D P, LI M Zh, LÜ X J, *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 (in Chinese).

(下转第179页)

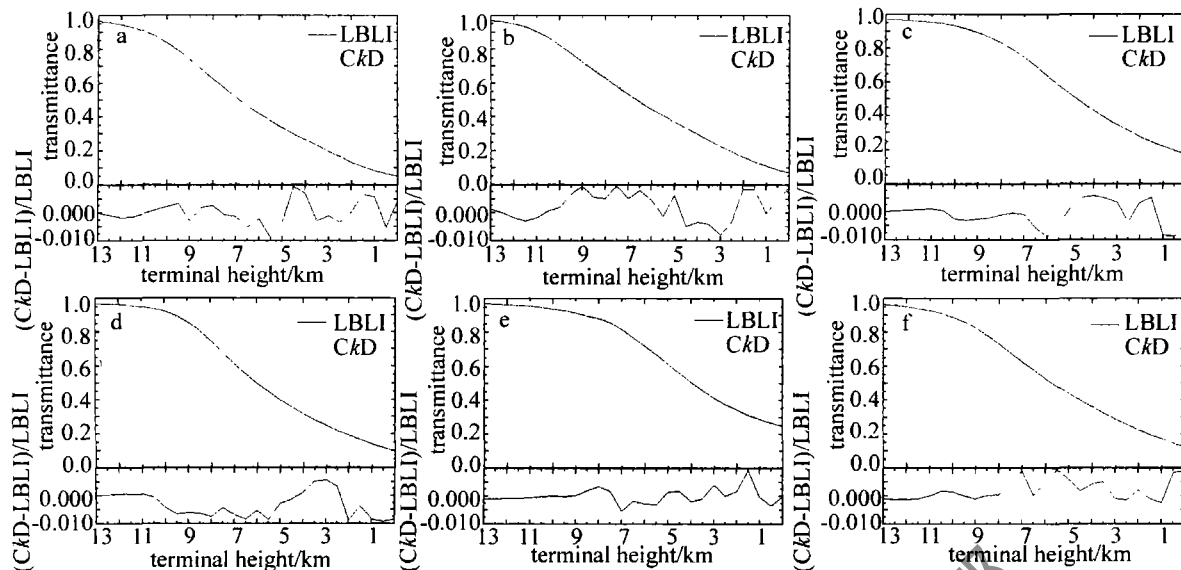


Fig. 5 The comparison between the results by CkD and those by LBLI on the six standard atmospheric models

3 小结

先在均质路径下选取出适当的 g 值点和积分区间,再选取适当的温度和气压点作为标准格点,对非均质情况下,任意温度和气压下的 g 值点的吸收系数进行插值,开发了一套能用于实际水汽 $2.7\mu\text{m}$ 强吸收带大气透过率计算的实用程序,经用6种大气模式检验,效果比较理想,能够达到实际使用所需的要求。作者计划把该方法用到强吸收带卷云的散射特性计算中。

参考文献

- [1] YANG Zh, LI Q, SUN S D. Study about atmosphere extinction coefficient based on 1064nm Mie-scattering lidar [J]. *Laser Technology*, 2006, 30(2): 170-173 (in Chinese).
- [2] SHI G Y. An accurate calculation and representation of the infrared transmission function of the atmospheric constituents [D]. Tohoku University of Japan, 1981: 191.
- [3] GOODY R, WEST R, CHEN L, *et al.* The correlated- k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1989, 42(6): 539-550.

- [4] LACIS A A, OINAS V. A description of the correlated k -distribution method for modeling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1991, 96(D5): 9027-9063.
- [5] RIVIERE P, SOUFIANI A, TAINE J. Correlated- k and fictitious gas methods for H_2O near $2.7\mu\text{m}$ [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1992, 48(2): 187-203.
- [6] FU Q, LIU K N. On the correlated k -distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmosphere [J]. *Journal of the Atmosphere Sciences*, 1992, 49(22): 2139-2156.
- [7] RIVIERE P, SOUFIANI A, TAINE J. Correlated- k fictitious gas model for H_2O infrared radiation in the voigt regime [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1995, 53(3): 335-346.
- [8] MLAWER E J, TAUBMAN S J, BROWN P D, *et al.* Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated Correlated- k model for the longwave [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1997, 102(D14): 16663-16682.
- [9] TVOROGOV S D, RODIMOVA O B, NESMELOVA L I. On the correlated k -distribution approximation in atmospheric calculations [J]. *Optical Engineering*, 2005, 44(7): 071202, 1-10.
- [10] LIU K N. An introduction to atmospheric radiation [M]. 2nd ed. San Diego: Elsevier Science Press, 2002: 133-137.

(上接第175页)

- [5] DUAN Y F, HUANG B C, ZHANG P, *et al.* All-fiber laser pulse amplifier [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2007, 34(10): 1379-1382 (in Chinese).
- [6] LOU Q H, ZHOU J, KONG L F, *et al.* Recent progress of high power pulsed double cladding fiber lasers [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2005, 22(4): 510-515 (in Chinese).
- [7] WANG Y. Optimization of pulse amplification in ytterbium-doped

double-clad fiber amplifiers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2005, 23(6): 2139-2147.

- [8] WANG Y, PO H. Dynamic characteristics of double-clad fiber amplifiers for high-power pulse amplification [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2003, 21(10): 2262-2270.
- [9] LIU G H, LIU D M. Numerical analysis of Raman effects in high power fiber lasers [J]. *Laser Technology*, 2007, 31(3): 298-300 (in Chinese).