

文章编号: 0253-2239(2006)03-0476-5

# 啁啾脉冲放大系统空间特性的优化分析

李 闯 梁晓燕 江云华 王文跃 林礼煌 李儒新 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

**摘要:** 采用 Franz-Nodvik 模型, 通过模拟计算, 系统地分析了啁啾脉冲放大(CPA)过程中抽运光和信号光能量密度以及晶体参量对放大器输出能量和转换效率的影响。将理论模拟与实验结果进行比较, 证明了理论分析的有效性。计算结果表明: 在啁啾脉冲放大系统中, 存在一个抽运光最佳能量密度。合理选择抽运光的能量密度可以有效提高系统的能量转换效率和稳定性, 而且还可以大大降低系统对注入信号光能量的要求以及由于信号光能量抖动所造成的输出不稳定性。

**关键词:** 超快光学; 啁啾脉冲放大; 优化; 数值模拟

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

## Optimization of Spatial Characteristics in Chirped Pulse Amplification System

Li Chuang Liang Xiaoyan Jiang Yunhua Wang Wenyue Lin Lihuang

Li Ruxin Xu Zhizhan

(State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract:** Based on the Franz-Nodvik mode, a detailed numerical analysis of the contributions of the fluence of the pumping light and signal light as well as the crystal parameter to the output pulse energy and conversion efficiency is presented. Comparison between the theoretical result and the experimental result shows that the theory is quite valid. The calculation indicates that in the system of chirped pulse amplification, there is an optimum fluence of pumping light. Reasonably choosing the fluence of pump light will not only advance the conversion efficiency effectively, but also remarkably reduce the demand of signal light energy and the output instability caused by the fluctuation of signal light energy.

**Key words:** ultrafast optics; chirped pulse amplification; optimization; numerical simulation

## 1 引 言

近年来啁啾脉冲放大(CPA)技术的发展为人类成功地提供了脉冲宽度在飞秒量级( $10^{-15}$  s)、峰值功率达太瓦量级( $10^{12}$  W)的超强激光脉冲, 其聚焦后的超高强度( $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>)在诸如电子加速, 高次谐波的产生, 强场物理研究以及超快 X 射线产生等领域具非常广泛的应用<sup>[1]</sup>。啁啾脉冲放大的基本思想是在放大前将飞秒量级的超短脉冲展宽成数百皮秒甚至纳秒量级的啁啾脉冲, 经逐级放大后再进行压缩, 从而获得超高功率, 超短脉冲的输出, 这样可以克服在放大过程中由于极高的峰值功率而对放大介质和光学元件造成的损伤, 同时也可以避免在高

功率条件下由于介质的非线性效应而使压缩后脉冲质量降低, 使超短脉冲获得较为理想的放大效果。依赖啁啾脉冲放大技术, 日本原子力研究所已经在基于钛宝石晶体的啁啾脉冲放大激光系统获得了脉冲峰值功率为 0.85 PW, 聚焦后功率密度可达  $3.8 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> 的超强超短脉冲输出<sup>[2]</sup>, 国内上海光机所和激光聚变研究中心近期也先后实现了大于 100 TW 的输出<sup>[3,4]</sup>。所以, 通过数值模拟的方法, 对整个系统进行优化, 提高转换效率, 使整个系统进一步实现小型化和低成本运转, 显得非常必要。

基于现有 23 TW 啁啾脉冲放大激光系统<sup>[5]</sup>, 本文从理论上研究了啁啾脉冲放大系统输出能量与系

作者简介: 李 闯(1980~), 男, 辽宁人, 中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室硕士研究生, 主要从事超短超强激光技术研究。E-mail: chuangli@mail.siom.ac.cn

收稿日期: 2005-04-27; 收到修改稿日期: 2005-07-04

统中抽运光强度,信号光强度以及晶体参数的关系。通过与实验结果的比较,证明了文中所用理论模型和数值模拟方法的有效性,对现有系统提出了优化方案,并为进一步开展拍瓦级啁啾脉冲放大系统的优化设计奠定了基础。

## 2 理论模型

### 2.1 反转粒子数密度的计算

放大器中增益介质对抽运光的吸收导致介质中粒子数密度反转,有两种理论模型进行分析。一种方法是假定抽运光被吸收的能量全部用于反转粒子数密度的增加,这时介质中的反转粒子数密度可以表示为

$$\Delta N(z) = W_0 \exp(-\alpha \times z) \frac{\alpha}{\hbar \omega_p}, \quad (1)$$

式中  $\alpha$  为增益介质的吸收系数,  $\hbar$  为普朗克常量,  $\omega_p$  为抽运光频率,  $z$  为增益介质的深度,  $W_0$  是抽运光的能量密度。这种方法的优点是计算相对简单,缺点是由于没有考虑由于下能级粒子数的减少使得增益介质的吸收能力不断降低的效应,也即没有考虑吸收饱和效应,因此仅适用于抽运光能量密度较低的情况。

系统中使用的抽运源通常是氙灯抽运的 Nd:YAG 激光器的倍频输出,光束的近场光强分布<sup>[6]</sup>为

$$W_0(r) = A^2 \{1 - R_0 \exp[-2(r/r_m)^2]\} \times \exp[-2(r/r_s)^2], \quad (2)$$

式中  $R_0$  为高斯型变反射率输出耦合镜中心处的最大反射率,  $r_m$  为反射率分布曲线的半径,  $r_s$  为激光腔内入射到输出耦合镜内侧的光场的束腰半径。

另一种方法是从 Frantz 和 Nodvik 提出的计算方法<sup>[7]</sup>出发,由介质中的掺杂离子浓度和受激吸收截面决定的反转粒子数密度为<sup>[8]</sup>

$$\Delta N(z) = N_T \left\{ 1 - \frac{1}{1 - \exp(-\sigma_A N_T z) [1 - \exp(W_0/W_s)]} \right\}, \quad (3)$$

式中  $\sigma_A$  是受激吸收截面,  $N_T$  是增益介质中掺杂离子的浓度,  $W_s$  是饱和能量密度:

$$W_s = \hbar \omega_p / \sigma_A, \quad (4)$$

这种方法的优点是考虑了增益介质的吸收饱和效应,因此相比于方法一具有更广阔的适用范围。

当抽运光能量密度远小于饱和能量密度时,(3)式可以化简为

$$\Delta N(z) \approx N_T \exp(-\sigma_A N_T z) (W_0/W_s), \quad (5)$$

与(1)式进行比较,可得

$$\alpha \approx N_T \sigma_A. \quad (6)$$

可见,当抽运光能量密度比较低的时候,两种方法近似相同。考虑到系统的几个放大级工作在不同的抽运强度下,我们分别用两种方法进行计算,并对其适用性进行了比较。

### 2.2 信号光的放大

假定信号光为带有线性啁啾的高斯脉冲

$$E(r, t) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2}\right) \times \exp\left[-(1 + i \times a) \left(\frac{t^2}{\tau_0^2}\right)\right] \exp(i\omega_0 t), \quad (7)$$

式中  $a$  为初始啁啾参量,  $R_0$  是光斑的  $1/e$  半径,  $\tau_0$  是脉冲的  $1/e$  宽度,  $\omega_0$  是脉冲的中心频率。在数值模拟过程中,从时间和空间上分别对信号光进行离散化,使其成为一系列具有不同强度,不同频率,并且在空间上不相重叠的矩形脉冲。至此,复杂的啁啾脉冲放大过程已经简化为具有均匀反转粒子数密度的增益介质对矩形脉冲的放大。

对于三能级介质和矩形脉冲入射,如果给定单位面积上输入总光子数  $J(0)$ ,初始反转粒子数密度  $\Delta n_0$ ,放大介质的长度  $L$  和脉冲宽度  $\tau$ ,则在不计损耗的情况下,可以求得能量放大系数<sup>[9]</sup>为

$$G_E = \frac{1}{2\sigma_{21}(\omega)J(0)} \times \ln(1 + \{\exp[2\sigma_{21}(\omega)J(0)] - 1\} \times \exp[\sigma_{21}(\omega)\Delta n_0 L]), \quad (8)$$

由参考文献[9]中的推导过程,可以得到四能级系统的能量放大系数

$$G_E = \frac{1}{\sigma_{21}(\omega)J(0)} \times \ln(1 + \{\exp[\sigma_{21}(\omega)J(0)] - 1\} \times \exp[\sigma_{21}(\omega)\Delta n_0 L]), \quad (9)$$

钛宝石晶体是标准的四能级结构,可以用(9)式描述其放大特性,发射截面  $\sigma_{21}$  采用均匀加宽的洛仑兹谱线来描述,  $Ti^{3+}$  离子的浓度可以按 Aggarwal 等提出的计算式<sup>[10]</sup>进行估算

$$[Ti_2O_3] = \alpha_{490} \times (0.032 \pm 0.03), \quad (10)$$

式中  $[Ti_2O_3]$  是钛宝石晶体中  $Ti_2O_3$  的掺杂质量百分比,  $\alpha_{490}$  是钛宝石晶体在 490 nm 处的吸收系数。通过式(9)推得钛宝石晶体在 490 nm 处的受激吸收截面约为  $9.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 。

### 3 数值分析

根据上述理论模型和实验系统的相关参量,我们对前置放大器和主放大器的输出特性等进行了数值模拟分析。在计算过程中发现,系统的最终输出能量主要由主放大器决定,在主放大器实现优化设计的条件下,前置放大器对系统性能影响很小,甚至可以取消,因此下面的分析将先从主放大器开始。

#### 3.1 主放大器

在实验中测得主放大器注入信号光能量为 50 mJ,脉冲宽度为 220 ps,聚焦直径 16 mm;多通放大器放大程数为 6 次;晶体上抽运光光斑直径为 11 mm;晶体吸收系数为  $2 \text{ cm}^{-1}$ ,品质因数(FOM)值为 150。

值得说明的是,在很多文献(例如[11])中提到过,信号光直径应当略小于抽运光的直径,从而获得比较高的抽运效率。在这里之所以令信号光直径大于抽运光直径,是考虑到经过放大后的信号光能量分布往往不够均匀(中间强,边缘弱),如果将其作为种子光进入下一级放大器,将导致输出光光束质量的进一步恶化。因此先将信号光扩束,使信号光的光斑半径大于抽运光的光斑半径,然后通过抽运光的类似于光阑的选择作用仅对信号光中间能量比较均匀的部分进行放大,从而保证输出光的光束质量。也就是牺牲一部分信号光能量,换取输出光的光束质量。

首先模拟计算了输出能量与抽运光能量的关系,并与实验结果进行了比较,如图 1 所示。图中的实线是用吸收系数计算反转粒子数密度(方法一)得到的结果,虚线是用钛离子浓度计算反转粒子数密度(方法二)得到的结果。从图中可以看出,采用两种方法的模拟结果基本一致,尤其是抽运强度较弱

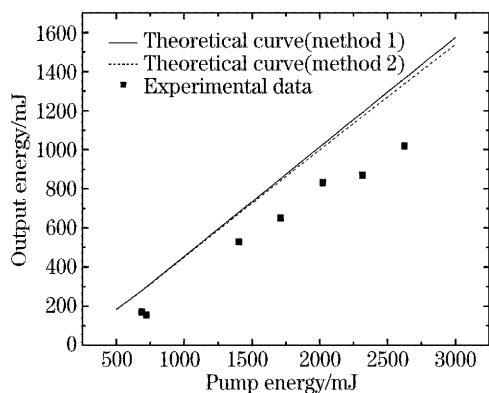


图 1 主放大器输出能量与抽运光能量的关系  
Fig. 1 Output energy of the power amplifier as a function of pump energy

的情形下,与实验结果吻合得较好。当抽运光能量大于 2 J 时,实验结果与理论结果有较大偏离,从输出光斑看,主要是热透镜效应<sup>[11]</sup>的影响。考虑到在抽运强度较高时的普适性,在下面的理论模拟分析中采用第二种方法来计算反转粒子数密度。

为使放大器在抽运能量确定的条件下能够输出最大的能量,需要对系统的主要参量,如抽运光能量密度、晶体参量、放大程数等进行最优化设计,分析在不同抽运光、信号光能量,不同晶体参量以及不同放大程数的条件下,输出能量随抽运光能量密度的变化特性。如图 2 所示。

从图 2(a)可以看到,对于啁啾脉冲放大放大系统,存在一个最佳抽运能量密度,此时放大器的输出效率达到最高。并且,最佳能量密度的大小及输出效率与抽运光能量和注入信号光能量的大小关系不大。

以上结果可以解释为:由于主放大器工作于饱和增益段,放大器的输出能量主要取决于增益介质所吸收的抽运光能量的多少。抽运光能量密度越低,越容易被增益介质充分吸收,但也越容易偏离增益饱和,放大系数也越低,因此聚焦半径不可过大;抽运光能量密度过大时,虽然增益介质局部储存能量增高,增益系数变大,但由于吸收饱和效应,总储存能量却在降低,因此抽运光的能量密度亦不能太高。由此可见,必然存在一个最佳的抽运光能量密度。

从图 2(b)和图 2(c)可以看到抽运光的最佳能量密度与晶体的参量有关。晶体越厚,最佳能量密度越大,输出能量也越大。并且可以预计,当晶体厚度增长到一定程度时,效率将会降低(因为晶体本身对信号光有吸收),所以一定可以找到一个最佳晶体厚度。值得注意的是,放大器的效率与晶体厚度并不存在一定的比例关系,而是随着晶体厚度的增加,效率增长的幅度越来越小。另外,晶体吸收系数越大,最佳能量密度越大。

从图 2(d)可以看出对应不同的抽运光能量密度,会有一个最佳的放大程数。能量密度越高,最佳放大程数越小。

在上面的讨论中我们注意到,抽运光能量密度越大,系统的效率对注入信号光能量的改变越不敏感,所以,当抽运光能量密度足够高时,可以考虑省略预放大器,只使用单极放大即可实现高效率输出。图 3 为抽运光能量为 2 J,能量密度分别为  $3 \text{ J/cm}^2$ ,  $2 \text{ J/cm}^2$  和  $1 \text{ J/cm}^2$  的时候,净增加能量( $E_{\text{out}} - E_{\text{in}}$ )与注入信号光能量的关系,此时信号光的聚焦直径为 16 mm。

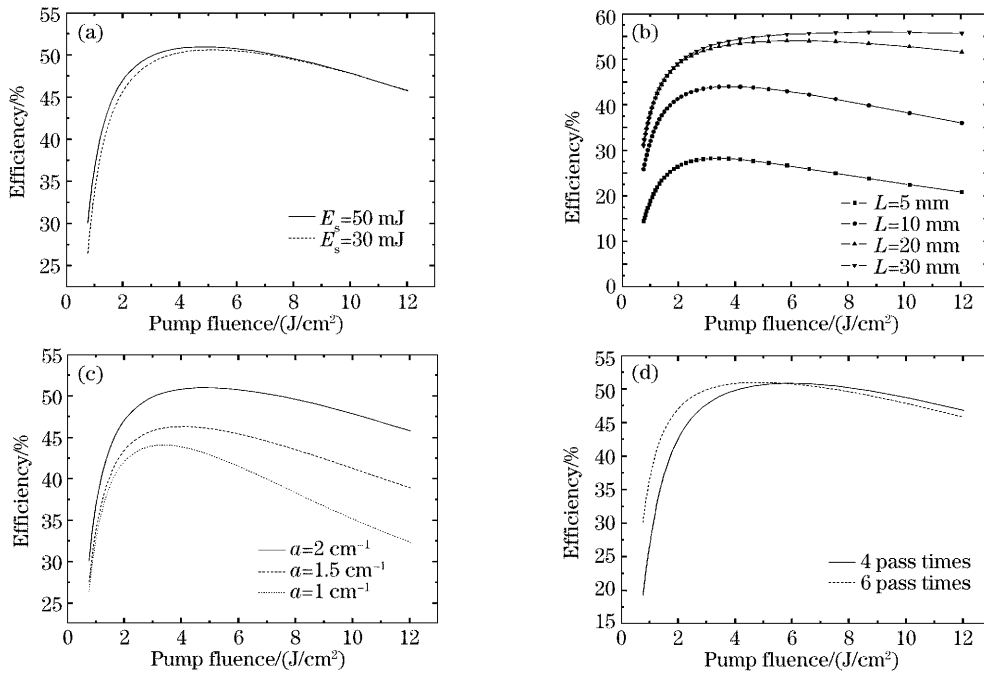


图 2 主放大器工作效率与抽运光能量密度的关系(a)不同抽运光能量条件下,(b)不同晶体长度条件下,(c)不同晶体吸收系数时,(d)不同放大程数时的关系曲线

Fig. 2 Efficiencies of the power amplifier with pump fluences for (a) different pump energies, (b) different crystal lengths, (c) different absorption coefficients, and (d) different amplification pass times

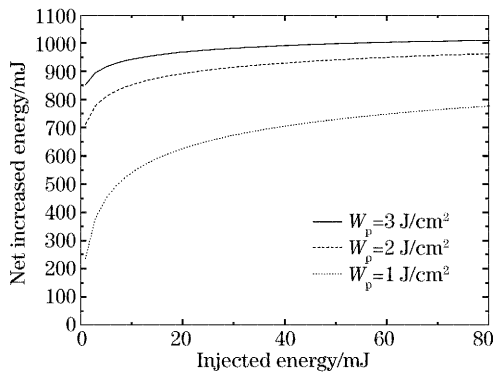


图 3 不同抽运光能量密度条件下净增加能量和信号光能量的关系

Fig. 3 Net increased energy of the power amplifier versus the injected energy for different pump fluence

从图 3 中可以看到,当抽运光能量密度为  $3 \text{ J/cm}^2$  的时候,仅仅  $3 \sim 4 \text{ mJ}$  (再生放大器就可以达到这一水平)能量的信号光就足以将增益介质中的大部分能量抽出。假如抽运光能量密度进一步升高(不高于最佳能量密度),则放大器对信号光能量的依赖性还会进一步降低。当抽运光能量密度降低时,不仅净增加能量会随之下降低,而且对信号光能量的依赖性也会不断增大。如图 3 所示,当抽运光能量密度为  $1 \text{ J/cm}^2$  的时候,信号光能量要到  $20 \text{ mJ}$  以上才能保证将大部分能量从增益介质中抽出。

假如在实验中可以保证不管抽运光能量是多少,总能使其在晶体表面聚焦到最佳能量密度,则只需要一个很小的信号光能量就可以将介质中的大部分能量抽出,这时完全可以考虑去掉预放大器。如果系统中的抽运光偏离最佳能量密度较远,则必须保证有足够能量的信号光进入主放大器,才能确保转换效率不会大幅度降低。

### 3.2 预放大器

用同样的方法对现有的预放大器系统进行了分析,输出能量随抽运能量的变化曲线如图 4 所示。在实验中测得注入信号光能量约为  $1 \text{ mJ}$ , 脉冲宽度

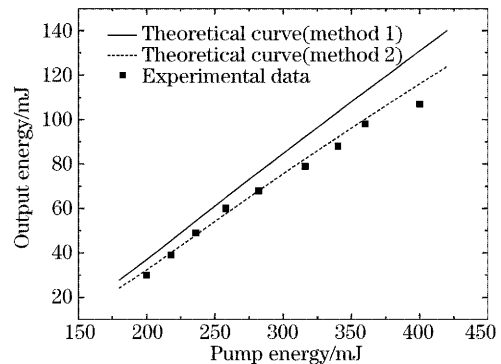


图 4 预放大器输出能量和抽运光能量的关系  
Fig. 4 Output energy of the preamplifier as a function of pump energy

为220 ps,经扩束后直径为9 mm;多通放大器的放大程数为6,全反射镜的反射率为98%;抽运光聚焦直径为4.5 mm;晶体吸收系数为1.84,品质因数为185。从图4中可以看到,Frantz-Nodvik模型的理论与实验值吻合得比较好。

## 4 结 论

通过上述分析,我们发现,在啁啾脉冲放大系统中,存在一个抽运光最佳能量密度。最佳能量密度的大小与抽运光能量和信号光能量关系很小,主要由晶体参量决定。当抽运光聚焦到最佳能量密度时,不仅使得此时的输出能量达到最高,而且还大大降低了对注入信号光能量的要求,因此在实验中应该根据晶体参量,尽可能使抽运光趋向最佳能量密度,这样不仅可以有效降低系统的成本,同时可以进一步实现系统的小型化。

### 参 考 文 献

- 1 G. A. Mourou, C. P. J. Party, M. D. Perry. Ultrahigh-intensity lasers: physics of the extreme on a tabletop[J]. *Phys. Today*, 1998, **51**(1): 22~28
- 2 M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane *et al.*. 0.85-PW, 33 fs Ti:sapphire laser[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(17): 1594~1596
- 3 Xiaoyan Liang, Yuxin Leng, Lihuang Lin *et al.*. Compact 120 TW Ti:sapphire laser system with a high gain final amplifier[J]. *Lasers and Optics Engng.*, 2006, **44**(2): 130~137
- 4 Hansheng Peng, Xiaojun Huang, Qihua Zhu *et al.*. 286-TW Ti:sapphire laser at CAEP[C]. *Proc. SPIE*, **5627**; doi:10.1117/12.572096
- 5 Lin Lihuang, Xu Zhizhan, Li Ruxin *et al.*. 23-TW Ti:sapphire laser system at 10-Hz repetition rate[J]. *Chin. J. Laser*, 2004, **31**(Suppl): 134~136 (in Chinese)  
林礼煌,徐至展,李儒新等. 10 Hz, 23 TW 掺钛蓝宝石激光装置[J]. *中国激光*, 2004, **31**(增刊): 134~136
- 6 Chang Bing, Cai Xijie, Li Qingguo. A  $\phi$ 20 mm Nd:glass laser using an unstable resonator with Gaussian mirror[J]. *Chin. J. Laser*, 1995, **A22**(05): 321~328 (in Chinese)  
常兵,蔡希洁,李庆国. 变反射率镜非稳腔 $\phi$ 20 mm口径Nd:glass激光器研究[J]. *中国激光*, 1995, **A22**(5): 321~328
- 7 L. M. Franz, J. S. Nodvik. Theory of pulse propagation in a laser amplifier[J]. *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**(8): 2346~2349
- 8 M. Buhr, R. Fedosejvcs. Computer modelling of solid state laser systems[C]. *Electrical and Computer Engineering*, 1999 *IEEE Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*, 1999, **2**: 611~616
- 9 Lan Xinju. *Laser Technology* [M]. Beijing: Science Press, 2003. 146~151 (in Chinese)  
蓝信矩. *激光技术*[M]. 北京: 科学出版社, 2003. 146~151
- 10 R. L. Aggrawal, A. Sanchez, R. E. Fahey *et al.*. Magnetic and optical measurements on Ti:AIO crystals for laser applications: Concentration and absorption cross section of Ti ions[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **48**(20): 1345~1347
- 11 S. Ito, H. Nagaoka, T. Miura *et al.*. Measurement of thermal lensing in a power amplifier of a terawatt Ti:sapphire laser[J]. *Appl. Phys. (B)*, 2002, **74**(4~5): 343~347