

# 用于抽运 5 PW 钛宝石啁啾脉冲放大器的 钕玻璃片状放大器的设计与应用

徐 露 印定军 陆海鹤 於亮红 储玉喜 甘泽彪 李进峰 梁晓燕\*

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** 基于蒙特卡罗光线追迹法,进一步研究了钕玻璃片状放大器三维空间聚光腔抽运分布的数值模拟。并且,结合氙灯的充放电回路及辐射光谱、放大自发辐射、以及激光脉冲受激辐射放大等相关数值计算模块,实现了片状钕玻璃放大器由储能至放大的整个过程的动态数值仿真。基于该数值模拟结果,设计研制的钕玻璃片状放大器已用于 5 PW 钛宝石啁啾脉冲放大器的抽运源中,其实验输出结果与数值计算结果基本一致。

**关键词** 激光器;片状放大器;光线追迹;钕玻璃;受激辐射放大

**中图分类号** O436

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/CJL201643.1201006

## Design and Application of Nd:Glass Disc-Amplifier as Pump Source of 5 PW Ti:Sapphire Chirped Pulsed Amplifier

Xu Lu Yin Dingjun Lu Haihe Yu Lianghong Chu Yuxi

Gan Zebiao Li Jinfeng Liang Xiaoyan

*State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,  
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*

**Abstract** Based on the Monte Carlo rays tracing method, the three dimensional numerical model of pump distribution in Nd:glass disc amplifier is developed. In addition, combined with the other numerical models of Xe flashlamp charge/discharge circuit, amplified spontaneous emission, and laser pulse amplification, the whole work process of Nd:glass disc-amplifier is numerical simulated in detail to realize the whole process of the energy storage to the amplifying of Nd:glass disc amplifier. Based on the results of numerical simulation, the designed Nd:glass disc amplifier is used in the experiments of 5 PW Ti:sapphire chirped pulse amplifier, and the experimental results are in good accordance with the calculated consequence.

**Key words** lasers; disc amplifier; rays tracing; Nd:glass; stimulated radiation emission

**OCIS codes** 140.3280; 140.3530; 320.1590

## 1 引 言

20 世纪 90 年代以来,基于啁啾脉冲放大(CPA)技术的超短超强激光系统得到了迅猛发展。迄今为止,世界上多个国家已经陆续建立了输出峰值功率达到拍瓦乃至数拍瓦的超短超强激光系统,然而要建立如此高功率的激光系统,则激光脉冲输出能量数百乃至千焦耳级的抽运激光系统是不可或缺的。传统的棒状放大器因增益介质口径及热效应的限制,已不能满足如此高激光脉冲能量的输出要求。目前,常用的解决办法是采用片状的钕玻璃激光放大器。随着计算机科学日新月异的发展以及其在科学研究、工程实施中的

收稿日期: 2016-05-03; 收到修改稿日期: 2016-06-16

基金项目: 国家自然科学基金(61378083,61521093)

作者简介: 徐 露(1987—),男,博士,助理研究员,主要从事激光技术及非线性光学方面的研究。

E-mail: xulu@siom.ac.cn

\* 通信联系人。E-mail: liangxy@siom.ac.cn

广泛应用,数值计算已经逐渐成为研究工作中不可或缺的一部分。在钕玻璃片状放大器的数值模拟中,聚光腔的抽运分布及抽运效率是其关键部分。因为聚光腔内的抽运分布及抽运效率是决定钕玻璃片状放大器储能的关键因素,进而也决定了钕玻璃片状放大器的实际输出能力。高抽运效率的钕玻璃片状放大器作为钛宝石啁啾脉冲放大器抽运源,在保证足够的抽运强度下,使得系统的整体结构更为紧凑;钕玻璃片状放大器的近均匀抽运分布,既可以保证钛宝石放大器得到足够抽运强度,同时又可以有效避免因光斑调制造成的元器件损伤。鉴于此,本文着重将钕玻璃片状放大器数值计算中的聚光腔光线追迹部分,推进至三维空间来更精确地研究聚光腔内的抽运分布,并结合已经公开发表的其他相关数值模型<sup>[1-9]</sup>,实现了对钕玻璃片状放大器的整个工作过程的数值模拟,并开展了相关的实验论证。

## 2 基本原理

四能级系统的速率方程组用以方便研究钕玻璃的激光工作特性,即

$$\frac{dN_4}{dt} = -\frac{N_4}{\tau_4} + \frac{1}{2}K_{3234}N_3^2 + \frac{N_1}{hc} \int \lambda \sigma_a(\lambda) I_p(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} = & -\frac{N_3}{\tau_3} - K_{3234}N_3^2 + \frac{N_1}{hc} \int \lambda \sigma_a(\lambda) I_p(\lambda) d\lambda + \beta_{43} \frac{N_4}{\tau_4} - \frac{N_3}{hc} \int \lambda \sigma_e(\lambda) I_s(\lambda) d\lambda + \\ & \frac{N_2}{hc} \int \lambda \sigma_a(\lambda) I_s(\lambda) d\lambda - \frac{N_3}{hc} \int \lambda \sigma_{ASE}(\lambda) I_{ASE}(\lambda) d\lambda, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} = & -\frac{N_2}{\tau_2} + \frac{1}{2}K_{3234}N_3^2 + \beta_{42} \frac{N_4}{\tau_4} + \beta_{32} \frac{N_3}{\tau_3} + \frac{N_3}{hc} \int \lambda \sigma_e(\lambda) I_s(\lambda) d\lambda + \\ & \frac{N_3}{hc} \int \lambda \sigma_{ASE}(\lambda) I_{ASE}(\lambda) d\lambda - \frac{N_2}{hc} \int \lambda \sigma_a(\lambda) I_s(\lambda) d\lambda, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \beta_{41} \frac{N_4}{\tau_4} + \beta_{31} \frac{N_3}{\tau_3} + \beta_{21} \frac{N_2}{\tau_2} - \frac{N_1}{hc} \int \lambda \sigma_a(\lambda) I_p(\lambda) d\lambda + \frac{N_3}{hc} \int \lambda \sigma_{ASE}(\lambda) I_{ASE}(\lambda) d\lambda, \quad (4)$$

$$\left( \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) I_s = I_s (\sigma_e N_3 - \sigma_a N_2), \quad (5)$$

式中  $N_i$  为各能级的粒子数密度,  $\tau_i$  为各能级的能级寿命,  $i=1,2,3,4$ ,  $K$  为增频能量转换系数,  $I_p$ 、 $I_s$  分别是抽运和信号的光功率密度,  $\sigma_a$ 、 $\sigma_e$  分别是吸收和发射截面,  $\beta_{lk}$  为能级  $l$  到能级  $k$  的分流率,  $n$  为折射率。

### 2.1 钕玻璃储能及受激辐射放大特性

在分析聚光腔抽运分布之前,首先得了解钕玻璃储能及激光脉冲受激辐射放大过程的基本特性。众所周知,速率方程是描述激光脉冲受激辐射放大过程的理论依据。所谓速率方程,即表征光子数和增益介质各有关能级上的原子数随时间变化的微分方程。显然,增益介质的能级结构和工作粒子在这些能级上的跃迁特性决定了速率方程的具体形式和性质。一般来说,具有代表性的速率方程模型分为三能级系统<sup>[10]</sup>和四能级系统<sup>[11]</sup>,本文选取的是四能级系统。与常见的仅仅描述受激辐射跃迁和受激辐射放大为主的四能级速率方程相比,本文速率方程还引入了无辐射跃迁、放大自发辐射(ASE)、升频能量转换等。具体到钕玻璃而

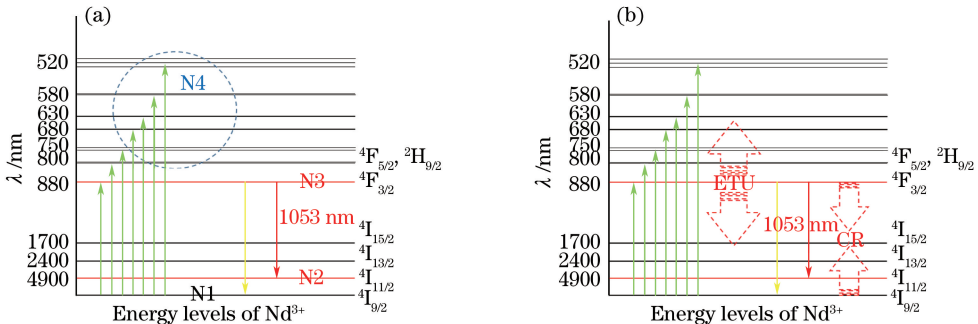


图 1 (a)钕玻璃的能级结构;(b)钕玻璃能级粒子数的 ETU 及 CR 现象

Fig. 1 (a) Energy levels of Nd:glass; (b) ETU and CR in energy levels of Nd:glass

言,其能级结构如图 1 所示<sup>[12]</sup>,其中,N1 为基态能级,N2 为下能级,N3 为上能级,上能级以上的所有激发态能级统称为激发态能级 N4。

从四能级系统的速率方程组表述的受激辐射放大的数值模型看,激光的产生或放大过程,实际就是激光工作介质各能级上粒子数的变化过程。激发态能级粒子数主要来源于基态能级受激吸收,对于氙灯抽运的钕玻璃放大器而言,主要的吸收波段有 520,580,630,680,750,800 nm 等光谱带;上能级的粒子数主要来源于激发态能级的无辐射跃迁和基态能级的受激吸收(波段 880 nm);下能级的粒子数主要来源于上能级的受激辐射跃迁以及自发辐射跃迁(波段 1053 nm)。根据能量守恒定律,显然基态能级的粒子数主要来源于下能级的自发辐射跃迁(也可称之为下能级弛豫)和上能级的自发辐射跃迁(波段 800 nm)。(1)~(5)式所示的速率方程数值模型除了上述粒子数跃迁过程外还包含了另外一种粒子数的跃迁过程,即升频能量转换(ETU)<sup>[13]</sup>,指的是随着上能级粒子数的增加,该能级上粒子间的相互作用得以加强,从而导致相互作用的两个粒子分别跃迁至较高的能级和较低的能级,如图 1 所示。需要指出的是,具体到钕玻璃而言,交叉弛豫(CR)<sup>[13]</sup>(图 1)的影响可以忽略不计,因而没有体现在速率方程数值模型中。此外,分流率的引入主要用来表征各较低能级接收粒子数占总辐射粒子数的百分比,如图 2 所示,在用种子激光脉冲注入的条件下,决定钕玻璃上能级粒子数的主要是往基态能级的自发辐射以及往下能级的受激辐射两大过程。

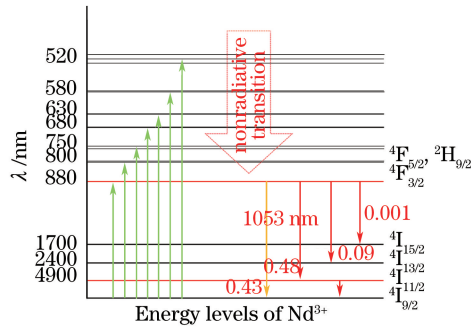


图 2 钕玻璃上能级粒子数跃迁分流率

Fig. 2 Branch ratio of the up energy level particle transition in Nd:glass

基于(1)~(5)式建立的数值模型以及钕玻璃激光增益介质的光学特性,采用龙格-库塔法便可数值求解片状钕玻璃放大器由储能(上能级粒子数的积聚)至放大(种子激光脉冲的受激辐射放大)的整个动态过程。

### 2.2 聚光腔抽运分布

因为氙灯发光的随机性,通常采用蒙特卡罗光线追迹法<sup>[14-15]</sup>来研究某种抽运结构下钕玻璃片上的抽运分布情况。以图 3 所示圆柱形、椭圆反射腔、八角形钕玻璃片激光放大器为例,并结合图 4 所示的氙灯在单位面积输入功率<sup>[4]</sup>(20.1 kW/cm<sup>2</sup>)条件下的辐射光谱<sup>[9]</sup>,基于 Matlab 软件数值计算钕玻璃片上的抽运分布。

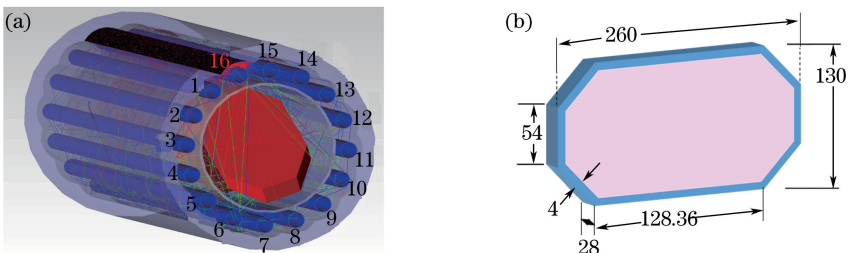


图 3 (a)片状钕玻璃放大器抽运结构及(b)钕玻璃尺寸

Fig. 3 (a) Pump schematic of the disc Nd:glass amplifier and (b) the size of Nd:glass

考虑到抽运结构的对称性,将钕玻璃片的表面分为两类,种子激光脉冲的入射面及出射面定义为端口面,其他的定义为非端口面。同时,为了更详细地分析腔内各支氙灯的抽运差异,对腔内的每一支氙灯都单独做了三维的光线追迹。为保证计算的精度,对抽运结构中的 16 根灯分别做了十万条光线追迹,并记录下每根灯的效率(钕玻璃片接受到的氙灯辐射光功率与氙灯本身辐射光总功率的比值),如图 5 所示。由图 5

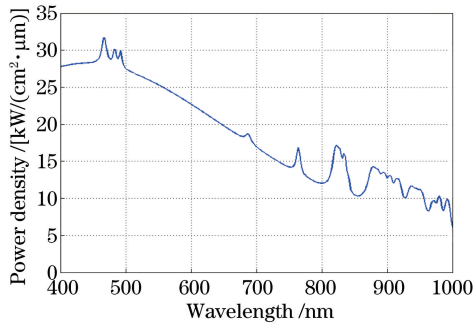


图4 脉冲氙灯的辐射光谱

Fig. 4 Radiative spectrum of Xe flashlamp

可知,端口面因为光线的逃逸(光线溢出抽运结构),其总体效率近似为非端口面的一半,且钽玻璃片表面正上方灯的效率也要高于侧面灯的抽运效率。16根灯总体作用下端口面和非端口面的抽运分布如图6所示。图中结果表明,接近端口的端口面部分更容易发生光线逃逸现象,因而其抽运强度要低于远离端口的部分,非端口面的抽运均匀性相比端口面要好很多。

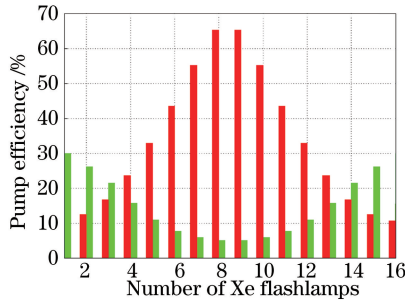


图5 脉冲氙灯的抽运效率

Fig. 5 Pump efficiency of Xe flashlamp

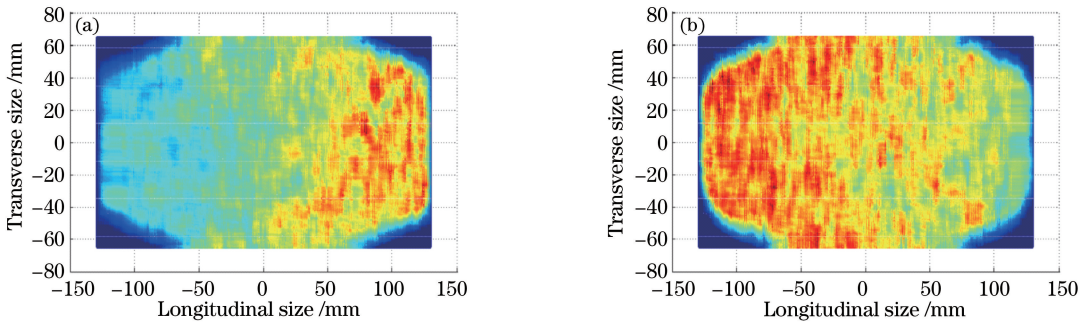


图6 钽玻璃片表面抽运强度分布。(a)下端口面;(b)非端口面

Fig. 6 Pump intensity distribution in the surface of Nd:glass. (a) Head/end face; (b) inner face

## 2.4 放大自发辐射

一般来说,大口径增益介质中的寄生振荡和 ASE 是降低增益介质的储能及能量提取率的关键因素之一。多年以来,钽玻璃片包边技术已经取得长足发展,使得数百毫米口径的钽玻璃片中几乎不会发生寄生振荡,因而,仅对 ASE 展开研究,仍然采用蒙特卡罗光线追迹法,如图7所示,钽玻璃片中任意一点产生的自发辐射沿空间角的任意一个方向传播直至被包边吸收。在传播过程中,任意一点产生的自发辐射能量的提升主要来源于传播路径上的受激辐射放大,传播方向的变化遵循菲涅耳反射定律。

图8所示为充电电压 20 kV 时,端口面和非端口面吸收的 ASE 能量分布。非端口面获得的抽运通量较大,因而其包边吸收的 ASE 能量也较多。同时,无论是端口面还是非端口面,钽玻璃片距离最远的两个侧面吸收的 ASE 能量要多于其他侧面,主要是因为这两个侧面之间的传播路径较长,即受激辐射放大的路径长。



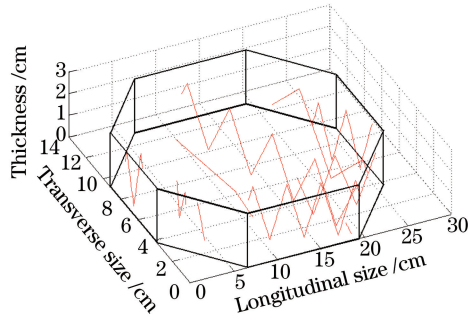


图 7 钕玻璃片 ASE 数值模型

Fig. 7 ASE model of the Nd:glass

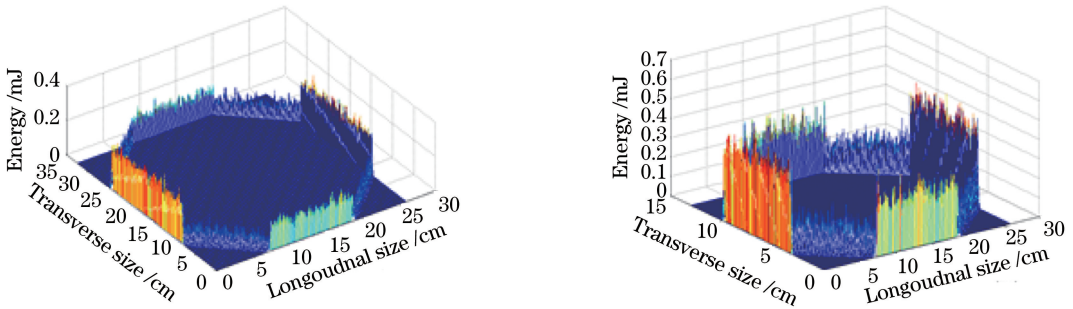


图 8 钕玻璃片包边 ASE 能量。(a) 端面口；(b) 非端面口

Fig. 8 ASE energy in the cladding of Nd:glass. (a) Head/end face; (b) inner face

此外,因为 ASE 的存在,钕玻璃片能够获得的最大储能(由最大反转粒子数表征)也会相应变化,如图 9 所示。图中结果表明,ASE 的存在使得反转粒子数的最大值降低,且最大值建立的时刻也稍稍前移。

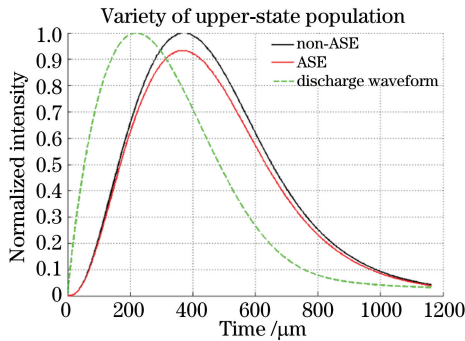


图 9 ASE 对钕玻璃片反转粒子数影响

Fig. 9 Influence of ASE in inversion population of Nd:glass

通过以上阐述,依次建立了钕玻璃能级粒子数变化、聚光腔抽运分布以及 ASE 三个方面的数值模型。基于此,再结合氙灯辐射光谱的数值模型,便可以对片状钕玻璃激光放大器的整个工作过程做出详细的数值仿真。

### 3 实验论证及应用

在第 2 节关于片状钕玻璃激光放大器模块化数值分析的基础上,以图 3 所示的片状钕玻璃放大器为例,详细计算激光放大器激光工作过程中的相关特性,相关的实验验证结果也一并给出,以应验证数值模拟的精度。根据实验情况,初始条件设定如下:放电回路充电电压为 20 kV、脉冲氙灯单位面积输入功率为 20.1 kW/cm<sup>2</sup>,钕玻璃的尺寸如图 3 所示,种子激光为光斑直径为 110 mm、时域宽度为 2.5 ns(近平顶分布)、单脉冲能量最高可达 80 J 的 1053 nm 单纵模激光脉冲。

根据氙灯放电回路的充电电压及脉冲氙灯单位面积输入功率的初始值,计算出了片状钕玻璃放大器的储能情况,为了更贴近实验使用的直观表述,做出了放大器输出能量(或输出能量密度)随输入能量(或输入能量密度)的变化曲线,如图 10 所示。受限于种子激光脉冲的单脉冲能量,不能对图 10 中的所有模拟数据点进行验证。然而,从注入种子激光脉冲能量 40~80 J 范围内的实验数据来看,数值计算和实验结果的误差都在 10% 以内,说明所建立的数值仿真模型能够比较精确的描述片状钕玻璃放大器的工作性能。

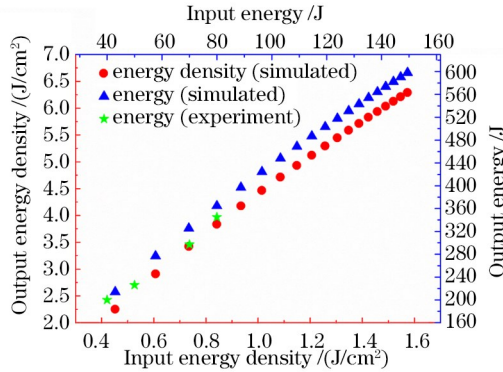


图 10 片状钕玻璃放大器的输出性能

Fig. 10 Output performance of the disk Nd:glass amplifier

除此以外,为了进一步验证数值模拟的精度,实验测量了注入种子激光脉冲能量 50 J 情况下片状钕玻璃放大器的输出激光脉冲时域波形,并与同等条件下数值计算的输出激光脉冲时域波形进行对比,如图 11 所示,从图中结果来看,计算和实测的时域波形是基本吻合的。在实际的应用中,设计并加工的钕玻璃片状放大器因其抽运分布均匀、储能效率高、运行稳定可靠等特点,已经作为啁啾脉冲放大器抽运源的关键组成部分投入使用。基于此钕玻璃片状放大器的抽运激光系统实现了单脉冲能量近 400 J 的单纵模(1053 nm)纳秒量级的高能输出,倍频后激光脉冲直接用于抽运钛宝石啁啾脉冲放大器。在此抽运条件下,基于大口径钛宝石啁啾脉冲放大器的输出激光脉冲能量足以支持终端峰值功率超过 5 PW 的输出,为强场激光物理、X 射线激光、等离子体加速及惯性约束核聚变等相关领域的研究提供了有力保障<sup>[16]</sup>。

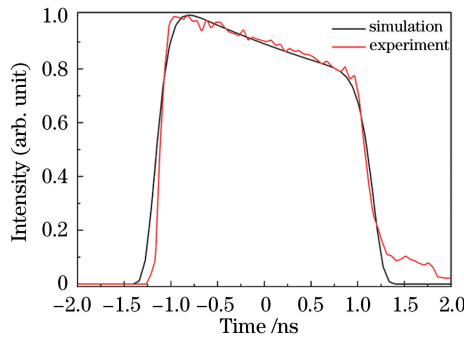


图 11 片状钕玻璃放大器输出激光脉冲时域波形

Fig. 11 Output laser pulse temporal shape of the disk Nd:glass amplifier

## 4 结 论

对高能钕玻璃片状放大器各组成部分及整个工作过程进行了详细分析,针对性地建立了细致的模块化数值模型。在集成各模块化数值计算结果的基础上,实现了对钕玻璃片状放大器由储能至种子激光脉冲放大整个动态过程的数值模拟,并开展了充分的实验验证。设计研制的钕玻璃片状放大器为高能钛宝石啁啾脉冲放大器提供了强力的抽运激光源,取得了足以支持终端激光脉冲峰值功率超过 5 PW 的超强输出。如今,更大口径、更高输出能量的钕玻璃片状放大器的设计已经完成,基于此,高能钕玻璃激光放大链有望实现激光脉冲能量达数千焦耳量级的输出。今后,将对此展开更为细致、更深一步的研究,设计完成更加成熟、稳定、可靠、高重复频率的钕玻璃激光放大器。

## 参 考 文 献

- 1 Wang Tao, Fan Dianyuan. Dynamics study for high power laser amplifier[J]. Acta Optica Sinica, 1999, 19(4): 468-473.  
王 韬, 范滇元. 高功率激光放大器动力学的理论研究[J]. 光学学报, 1999, 19(4): 468-473.
- 2 Zhang Hua, Fan Dianyuan. The dynamic modulation for gain performance in multi-segment Nd:glass disk laser amplifiers [J]. Acta Physica Sinica, 2001, 50(12): 2375-2381.  
张 华, 范滇元. 组合式钕玻璃片状激光放大器增益性能的动态模拟[J]. 物理学报, 2001, 50(12): 2375-2381.
- 3 Brown D C, Nee T S N. Design of single mesh flashlamp driving circuits with resistive losses[J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 1977, 24(11): 1285-1287.
- 4 Zhang Hua, Gao Yanxia, Fan Dianyuan. Optimized design of Xenon flashlamp pumping for Nd:glass amplifier[J]. Acta Optica Sinica, 1998, 18(12): 1616-1623.  
张 华, 高艳霞, 范滇元. 钕玻璃放大器氙灯抽运的优化设计[J]. 光学学报, 1998, 18(12): 1616-1623.
- 5 Feng Guoying, Lü Baida, Zheng Wanguo. Ray-tracing analysis of pumping reflectors for the multisegment Nd:glass amplifier[J]. Acta Optica Sinica, 1997, 17(6): 671-676.  
冯国英, 吕百达, 郑万国. 多段阵列式钕玻璃放大器抽运腔的光线追迹分析[J]. 光学学报, 1997, 17(6): 671-676.
- 6 Feng Guoying, Lü Baida, Zheng Wanguo. Computational simulation of the single-segment Nd:glass glass amplifier[J]. Chinese J Lasers, 1999, 26(8): 673-677.  
冯国英, 吕百达, 郑万国. 单段钕玻璃激光放大器的计算模拟[J]. 中国激光, 1999, 26(8): 673-677.
- 7 Zhang Hua, Fan Dianyuan. Investigation of the amplified spontaneous emission in Nd:glass disk laser amplifier[J]. Acta Physica Sinica, 2000, 49(6): 1047-1051.  
张 华, 范滇元. 钕玻璃片状激光放大器自发辐射放大特性的研究[J]. 物理学报, 2000, 49(6): 1047-1051.
- 8 He Shaobo, Yu Haiwu, Zheng Wanguo, *et al.* Research of amplified spontaneous emission in high power slab laser amplifier[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2004, 16(5): 603-606.  
贺少勃, 於海武, 郑万国, 等. 高功率激光片状放大器中自发辐射放大研究[J]. 强激光与粒子束, 2004, 16(5): 603-606.
- 9 Powell H T, Erlandson A C, Jancaitis K S, *et al.* Flashlamp pumping of Nd:glass disk amplifiers[C]. SPIE, 1990, 1277: 103-120.
- 10 Eichhorn M. Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare earth ions[J]. Appl Phys B, 2008, 93(2): 269-316.
- 11 Zheng Y, Zhu J, Qian L, *et al.* Investigation on coaxial double-pass main amplifier in high power laser fusion driver[C]. SPIE, 1996, 2889: 270-279.
- 12 Semwal K, Bhatt S C. Study of Nd<sup>3+</sup> ion as a dopant in YAG and glass laser[J]. International Journal of Physics, 2013, 1(1): 15-21.
- 13 Oliveira S L, De Sousa D F, Andrade A A, *et al.* Upconversion in Nd<sup>3+</sup> doped glasses: Microscopic theory and spectroscopic measurements[J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103(2): 023103.
- 14 Bafile U, Mazzinghi P. Ray-tracing analysis of pumping reflectors for slab lasers[C]. SPIE, 1989, 1021: 120-126.
- 15 Jancaitis K S, Haney S, Munro D H. A 3-dimensional ray-trace model for predicting the performance of flashlamp-pumped laser amplifiers[C]. SPIE, 1997, 3047: 106-112.
- 16 Chu Y X, Gan Z B, Liang X Y, *et al.* High-energy large-aperture Ti:sapphire amplifier for 5 PW laser pulses[J]. Optics Letters, 2015, 40(21): 5011-5014.