

# 高功率激光系统中的小尺度自聚焦研究

陈宝算 张军勇 张艳丽 刘德安 朱健强

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

**摘要** 概述了高功率激光系统中小尺度自聚焦产生的机理及相应的评价标准和分析方法,重点对激光经过铍玻璃介质和频率转换晶体的小尺度自聚焦情况进行了分析和讨论,同时介绍了两种测量小尺度调制增长的方法。针对高功率激光系统,阐述了抑制小尺度自聚焦的几种方法,提出通过控制小尺度调制增量,减少高功率激光的非线性效应对光学元件损伤的方案。指出了聚变级高功率激光技术中非线性效应研究的发展趋势。

**关键词** 物理光学;小尺度自聚焦; $B$ 积分;高功率激光系统

**中图分类号** O436.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP49.010002

## Study of Small-Scale Self-Focusing in High-Power Laser System

Chen Baosuan Zhang Junyong Zhang Yanli Liu Dean Zhu Jianqiang

(National Joint Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** The cause, criterion and research method of small-scale self-focusing on high-power laser systems are reviewed. Small-scale self-focusing of lasers in Nd: glass and frequency-conversion crystal are analyzed and discussed. Moreover, measurement of small-scale modulation growth is introduced. Then methods to suppress small-scale self-focusing are also presented, and damage of high-power lasers to optical components is reduced by controlling small-scale modulation growth. Finally, the future research in nonlinear effects of fused high-power laser technology is proposed.

**Key words** physical optics; small-scale self-focusing;  $B$ -integral; high-power laser system

**OCIS codes** 190.4390; 260.5950; 140.3530

## 1 引言

高功率激光装置是研究高能量密度物理科学,如激光核聚变、等离子体物理和高温高压材料物理等的重要平台。当高功率激光在非线形介质中传输时,会引起非线性介质的高阶极化,从而产生各种非线性效应,其中非线性自聚焦效应是限制激光输出功率和破坏光束质量的主要因素之一。一种典型的非线性自聚焦效应,小尺度自聚焦效应的破坏性更大<sup>[1~3]</sup>,该效应是由光束的振幅和相位调制引起的介质局部折射率变化,反作用于光束使光束局部变得不稳定,经过传输后,光束分裂成一根根强度很高的细丝,最后导致激光介质的局部破坏。小尺度自聚焦效应不仅影响光束质量,限制高功率激光系统的激光输出功率,而且对激光介质和光学元件可能产生灾难性破坏<sup>[4,5]</sup>。由于小尺度自聚焦对光学元件的极大破坏性,早在1966年前后,Bespalov等<sup>[6]</sup>就已经对小尺度自聚焦现象展开了研究,并提出B-T理论用于研究小尺度自聚焦现象。B-T理论的提出为人们研究激光束的非线性传输特性提供了依据,有效地推动了高功率激光驱动器的发展。1973年,Campillo等<sup>[5]</sup>用实验验证了B-T理论的正确性。根据B-T理论,美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室的科学家用分裂积分,简称 $B$ 积分来衡量小尺度非线性成丝效应及其对材料破坏的危险性大小<sup>[7]</sup>。考虑到介质存在增益及空气隙,一些研究人员又对B-T理论进行了推广和完善<sup>[8~10]</sup>。在国内,文双春等<sup>[11]</sup>研究了非线性小尺度自聚焦介质中光束的非傍轴传输特性,揭示了光束小尺度成丝的若干新规律。同时,把B-T

**收稿日期**: 2011-04-19; **收到修改稿日期**: 2011-05-18; **网络出版日期**: 2011-09-03

**基金项目**: 科技部国际合作项目(2010DFB70490)资助课题。

**作者简介**: 陈宝算(1985—),女,硕士,助理研究员,主要从事光束传输与控制等方面的研究。E-mail: baosuan@siom.ac.cn

理论首次从数值模拟上推广到背景强度不均匀光束,光束调制及背景光有能量交换问题,研究了棒状和片状放大器中的光束质量随小尺度调制增长的变化规律,结果表明,在片状放大器中,当光束对比度急剧增加,介质可能遭到因小尺度自聚焦而形成的细丝破坏,研究结果与美国国家点火装置(NIF)的实验结果一致,具有重要意义<sup>[12~14]</sup>。随着高功率激光技术的发展,利用宽频带超短光脉冲及倍频技术产生高功率激光以满足点火的需求,成为当今高功率激光技术发展的趋势,所以当今对高功率激光系统中非线性效应的研究也集中于对超短光脉冲以及多波长耦合作用下的小尺度自聚焦效应的研究<sup>[15~19]</sup>。由于高功率激光系统中,小尺度自聚焦现象普遍存在,本文针对钽玻璃介质和 KDP 晶体,重点分析了高功率激光经过这两种介质的小尺度自聚焦现象,从多方面概述了小尺度自聚焦的噪声来源、分析方法以及抑制小尺度自聚焦效应以减小光损伤的常见方案,对高功率激光系统的设计、运行和维护具有参考意义。

## 2 小尺度自聚焦的噪声来源

高功率、高强度激光的发展,使光学从线性领域走入非线性领域。在激光惯性约束聚变中,非线性自聚焦效应是限制激光输出功率和破坏光束质量的主要因素之一,其物理机制是强光与物质的非线性相互作用,根源于介质的三阶非线性极化。非线性自聚焦效应分为全光束自聚焦和小尺度自聚焦<sup>[20~24]</sup>,其中全光束自聚焦根据电场的幅度随时间的变化规律分为稳态自聚焦,准稳态自聚焦和瞬态自聚焦,在实际工作中更经常发生的是小尺度自聚焦。一个实际光束的光强分布不可能是完全光滑的,总是或多或少地带有无规则调制和起伏,往往在光束总体发生自聚焦之前,这些调制和起伏早就使光束发生局部的自聚焦,造成光束的分裂,这便是小尺度自聚焦,本文仅分析高功率激光束的小尺度自聚焦。

在高功率激光驱动器中,由于光学元件和环境等存在噪声,均匀光束总是带有小尺度的相位调制和振幅调制,当带有调制的光束经过非线性介质时,就会发生小尺度自聚焦。小尺度自聚焦效应能将一束均匀激光束分裂成若干强度非常高的细丝,从而破坏激光束的均匀性,造成激光介质的损坏,限制激光装置的输出功率。分析小尺度调制噪声的源头,保证光场的质量,可以在一定程度上抑制小尺度自聚焦。噪声的来源大体有以下几类:1)硬边光阑引起的衍射效应(如图 1 所示)<sup>[25]</sup>;2)光学元件质量;3)缺陷,如元件的表面污染,加工缺陷和元件折射率的不均匀性;4)应力;5)热畸变;6)光学元件安装调试误差;7)表面剩余反射;8)抽运噪声;9)平行平板寄生反射。

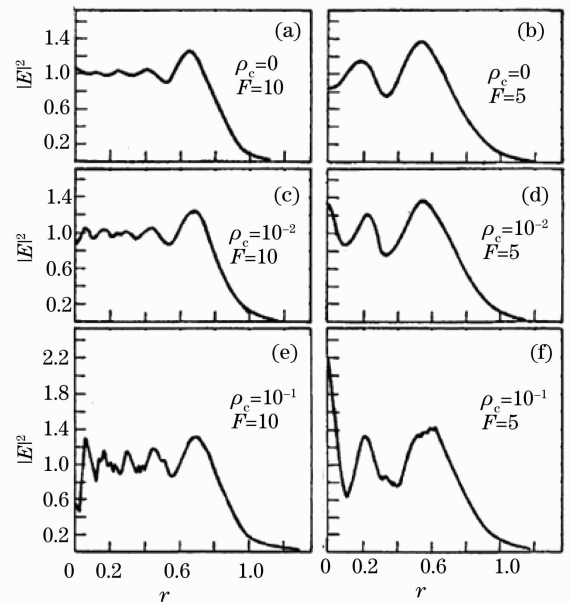


图 1 硬边光阑引起的衍射效应

Fig. 1 Diffraction effect caused by hard-edge aperture

## 3 小尺度自聚焦的分析方法

### 3.1 小尺度自聚焦的评价标准——B 积分

B 积分最初由小尺度自聚焦的线性扰动不稳定性理论,即 B-T 理论提出<sup>[6]</sup>,该理论假定了横截面上平均光强是常数,并在传输过程中不随传输距离的增长而增长(或衰减)。根据该理论,在弱调制条件下,解非线性傍轴波动方程

$$\nabla_{\perp}^2 E + 2jk_0 \frac{\partial E}{\partial z} = -k_0^2 \left( \frac{n_z |E|^2}{n_0} \right) E. \quad (1)$$

将扰动场展开为各个空间频率成分的叠加,并根据线性叠加理论,各个空间频率成分具有不同的增长因子  $g$ ,  $g$  满足关系式

$$g^2 = \left( \frac{q_{\perp}}{2k_0} \right)^2 (q_c^2 - q_{\perp}^2), \quad (2)$$

式中  $q_c^2$  为自聚焦的临界频率。从(2)式可以看出,增长因子  $g$  不仅和本底光强有关,还和扰动场的空间频率  $q_{\perp}$  有密切关系。其中有一个增长最快的空间频率成分为  $(q_{\perp})_m^2 = 2k_0^2 \gamma I_0 / n_0$ , 该增长最快的空间频率成分对应的增长因子为  $g_m$ , 表示为

$$g_m = \frac{2\pi}{\lambda} \gamma I_0, \quad (3)$$

式中  $\lambda$  和  $I_0$  分别为入射激光束的波长和光强,  $\gamma$  表示非线性系数。以此为依据,定义最快增长频率对应的最快增长因子  $g_m$  和传输距离  $z$  的乘积作为描述自聚焦程度严重与否的判据。当传输系统中包含激光放大器等介质时,光束的本底光强被不断放大,对应的最快增长因子  $g_m$  也随传输距离改变,此时要用积分式代替乘积表示  $B$  积分

$$B = \int_0^l g_m(z) dz = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^l \gamma I(x, y, z) dz = \phi_{\text{Kerr}}^{\text{NL}}, \quad (4)$$

式中  $I(x, y, z)$  可以指轴上光强,平均光强,也可以指最大光强。当介质中存在强扰动时,非线性增长为强增长,此时用最大光强来衡量小尺度自聚焦的非线性增长,而当介质中的扰动为弱扰动时,此时小尺度自聚焦的非线性增长用平均光强来描述。(4)式表示的  $B$  积分是最快增长的调制场的指数增益,反应了小尺度自聚焦的严重程度,因此系统所累积的  $B$  积分可以用于衡量该系统非线性效应的严重程度<sup>[5,26]</sup>。此外,从(4)式还可以看出,  $B$  积分增长表达式右边也表示全光束所感应到的非线性相移,其大小决定了全光束的波前畸变程度,说明在高功率激光系统中,除了自聚焦现象,还存在自相位调制现象。 $B$  积分增长不仅是小尺度自聚焦严重程度的判据,同时又恰好是本底光束在非线性介质中传输时得到的附加相位,成为自相位调制的来源。随后的研究又进一步证实,  $B$  积分可以作为描述自聚焦严重程度的判据<sup>[5,7,9]</sup>。

通常人们将  $B$  参数作为设计和评价高功率激光驱动器总体性能的依据之一。在高功率激光系统中,通常最快增长频率引起的小尺度调制对激光系统的损害最大,空间滤波器能够抑制最快增长频率引起的小尺度调制,并已经成功应用到高功率激光系统中。一般情况下,在基频光转化为三倍频光时,根据光束通过相邻两个空间滤波器之间的放大介质所积累的  $B$  积分值,即级间  $B$  积分值  $\Delta B$  来确定小尺度自聚焦非线性增长对旁瓣光斑的影响以及小尺度调制的危害程度。如图2所示, NIF装置设计中一般选  $\Delta B < 1.8$  作为激光驱动器安全运行设计的依据<sup>[27]</sup>。应该注意的是,为了留有余地,用偏大的  $B$  积分参数作为高功率激光系统小尺度自聚焦的控制量,实际上任何一个空间频谱成分都不可能达到  $B$  积分代表的增长速度。此外,在基频光转化为三倍频光时,根据光束通过各个放大介质所积累的  $B$  积分值,即  $\Sigma B$  来确定小尺度自聚焦非线性增长对主瓣光斑的影响以及小尺度调制的危害程度。按照 B-T 理论对  $B$  积分的定义,当非线性介质足够小时,  $B$  积分具有可叠加性<sup>[28]</sup>,所以在计算光束经过各段介质所积累的  $B$  积分增长时可以将介质分成许多足够短的小段,然后根据各小段上的光强计算出最大增长率,从而得到各小段上  $B$  积分增长的值,整段介质的总  $B$  积分是各小段介质的积分值之和,即:

$$\sum B = B_1 + B_2 + \dots + B_n. \quad (5)$$

### 3.2 小尺度自聚焦的数值分析方法

对于非线性传输波动方程很难得到准确的解析解,若利用特殊的近似处理采用一定的约束条件,可把方程进行简化,然后求出近似解析解。但一般情况下,若要进行精确的理论分析一般通过分步傅里叶变换方法进行数值计算<sup>[29~31]</sup>。分步傅里叶变换方法的基本出发点在于两点:分步的思想 and 线性方程的傅里叶变换。首先把一段长距离的光束传输进行步长分割,即  $Z = N \cdot \Delta z$ , 其中  $N$  为分割数,  $\Delta z$  为步长。在传播的每一个小的  $\Delta z$  内,分三步完成衍射效应和非线性效应的计算:第一步只考虑衍射过程,传播距离为  $\Delta z/2$ , 此处用傅里

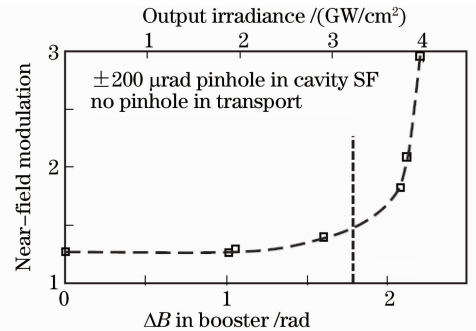


图2 NIF原型光束近场调制随级间  $B$  积分变化  
Fig. 2 Variation of near-field modulation of NIF beamlet with  $\Delta B$

叶变换方法,然后考虑整个  $\Delta z$  传输距离内的非线性效应,最后再考虑剩余  $\Delta z/2$  传输距离内的衍射过程,形象的示意图如图 3 所示。通过这种方法即可求出光束在介质中从初始位置开始传输了  $\Delta z$  距离后的光场分布,要得到传输距离为  $z$  的光场分布,只需将上次计算的结果作为新的初始值代入下次计算,重复上述过程即可。只要选取的  $\Delta z$  足够小,则采用上述近似算法得到的结果是准确可靠的。

所以,通过分步傅里叶变换方法,可以计算出激光束经过非线性介质传输后,光场的具体分布情况,从而可以辅助  $B$  积分参数用于描述小尺度自聚焦的严重程度,这是分析小尺度自聚焦的一种有效方法。

### 3.3 小尺度自聚焦的成丝判据

小尺度自聚焦在某一功率下的成丝特性可用半经验公式进行评估,也可以来指导高功率激光系统的设计。以高斯光束为例,当高斯光束在高功率激光系统中传输时,在高斯单位制下,根据自聚焦临界功率的公式<sup>[32]</sup>:

$$P_{cr} = \frac{3.72\lambda_0^2}{8\pi n_0 \gamma}, \quad (6)$$

$$\left(\frac{P}{P_{cr}}\right)^{1/2} = 0.858 + 0.367 \frac{2\pi\alpha^2}{\lambda_0 Z_f} = 0.858 + 0.367 \frac{2P}{\lambda_0 I Z_f}, \quad (7)$$

式中  $\lambda_0$  和  $n_0$  分别为激光束在真空中的波长和折射率; $\pi\alpha^2$  为高斯光束光强减为  $1/e$  时的等效面积,即总功率  $P$  与光强  $I$  的比值,为了便于比较,通常用高斯光束光强减为  $1/e^2$  处的等效面积表示这个比值,与用  $1/e$  表示存在  $2\sqrt{2}$  的关系; $Z_f$  表示光束在介质内传输不发生小尺度自聚焦效应的安全距离,如图 4 所示。

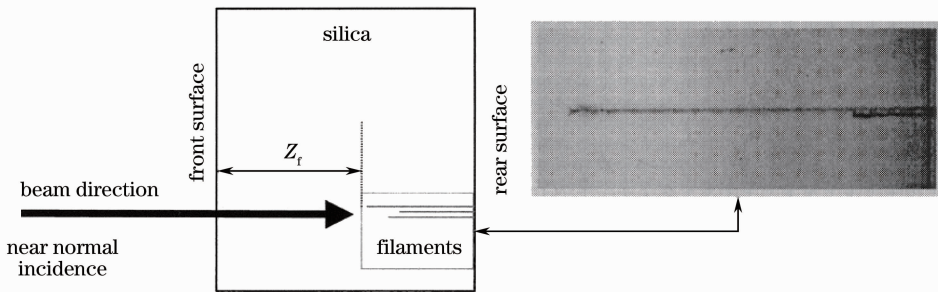


图 4 介质内传输的安全距离  $Z_f$

Fig. 4 Safe propagation distance  $Z_f$  in media

根据以上半经验公式,通过测量介质的最长细丝长度即可求出激光束传输的安全距离  $Z_f$ ,作为高功率激光系统的设计依据,限制介质的厚度在  $Z_f$  的范围内,即可避免发生小尺度自聚焦。

## 4 小尺度自聚焦在各种介质中的传输

高功率激光装置一般包含预放系统、主放系统、终端光学组件和测控系统等,这里着重讨论非线性小尺度自聚焦影响较为严重的部分,包括主放系统中的放大介质和终端光学组件中的频率转换晶体部分。

### 4.1 放大介质

由于掺钕磷酸盐玻璃较之掺钕硅酸盐玻璃具有较高的增益系数和较低的非线性系数,所以高功率激光驱动器中通常使用掺钕磷酸盐玻璃,简称钕玻璃,作为放大器材料。该类装置中,小尺度自聚焦是光束传输过程中发生的主要非线性效应,在一定条件下可能给昂贵的光学元件带来永久性损伤,因此在高功率激光驱动器设计过程中需要着重考虑<sup>[33]</sup>。邵敏等<sup>[34]</sup>对钕玻璃介质中的小尺度自聚焦增长规律进行了研究,比较了不同光强条件下,钕玻璃中的  $B$  积分值随介质长度的变化关系,如图 5 所示。图中其他物理参数为:入射光波长  $\lambda = 1053$  nm,钕玻璃的长度为 40 cm,非线性折射率  $\gamma = 0.0129 \times 10^{-16}$  cm<sup>2</sup>/W,介质的增益系数  $\alpha = 0.05$  cm<sup>-1</sup>。



图5表明,在介质输入端,输入光强比较小,光脉冲并没有被完全放大,所以  $B$  积分值非常小(接近于0),由于钕玻璃具有增益,随着在放大介质中传输距离的增大,输入激光逐渐被放大,非线性效应变得越来越明显,从而  $B$  积分值逐渐增大,小尺度自聚焦现象也越来越明显,并在输出端达到最大值。比较图 5(a)和(b)还可以发现,当输入光强增加时, $B$  积分值也明显增加。而当高功率激光束在普通石英玻璃中传输时,由于普通石英玻璃介质不存在增益系数,激光束在石英玻璃中的传输光强不变,根据(4)式, $B$  积分增长随传输距离线性增长,且  $B$  积分增长明显比带有增益系数的钕玻璃放大介质中的  $B$  积分增长小,如图 6 所示。

## 4.2 频率转换晶体

基频光经过谐波转换晶体进行频率转换,由于转换效率存在空间非均匀性,入射基频光能量密度高的区域三倍频转换效率高,反之则低,致使输出光强调制明显增大,光束质量变差。基于 Nova 激光装置,Bibeau 等<sup>[35]</sup>研究了各种非线性光学效应对激光系统中激光放大、空间滤波和频率转换等各阶段光束质量及光学元件的影响和破坏,如图 7 所示。由图 7 可以看出,自聚焦、光损伤、受激旋转拉曼散射(SRRS)以及由饱和效应导致的脉冲畸变都限制了  $1.05 \mu\text{m}$  激光传输到频率转换晶体上的能量。大口径光学输出阶段的双折射及非线性偏振旋转效应都降低了倍频转换效率。受激布里渊散射(SBS)及光损伤均限制了聚焦以后的谐波能量。可见,在高功率激光系统中,各种非线性效应对基频光束和三倍频光束都存在较大的影响。

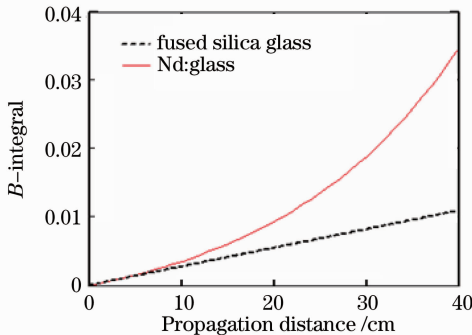


图 6 钕玻璃和石英玻璃中的  $B$  积分比较

Fig. 6 Comparison of  $B$ -integral in Nd:glass and fused silica glass

根据(4)式可知,由于频率转换后的谐波波长是基频光的  $1/3$ ,三倍频光束相位噪声的最快增长频率大约是基频光的 3 倍,主要来源于频率转换晶体。此外,三倍频小尺度自聚焦增长与晶体非线性系数和总厚度,以及激光强度成正比。图 8 分析比较了 LBO, BBO 和 KDP 等频率转换晶体的光损伤阈值随非线性折射率的变化<sup>[36]</sup>。根据自聚焦临界功率的公式可知,当  $P > P_{cr}$  时(强场作用下),光学玻璃的非线性系数会增加,随着非线性系数的增大,激光束在频率转换晶体中的非线性增长加快,相应地,发生小尺度自聚焦的临界功率减小,从而晶体的损伤阈值减小,即晶体非线性折射率越大,频率转换越容易对光学元件造成损坏。而当激光功率  $P < P_{cr}$  时,自聚焦效应不影响损伤阈值。一般的高功率激光系统都采用

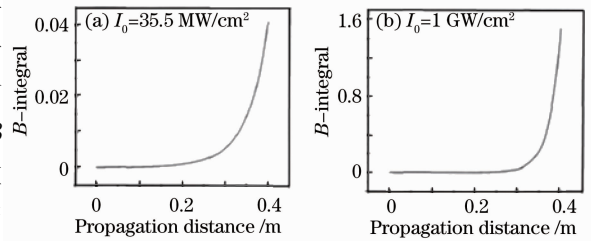


图 5 钕玻璃中  $B$  积分的变化规律

Fig. 5 Variation of  $B$ -integral with propagation distance in Nd:glass

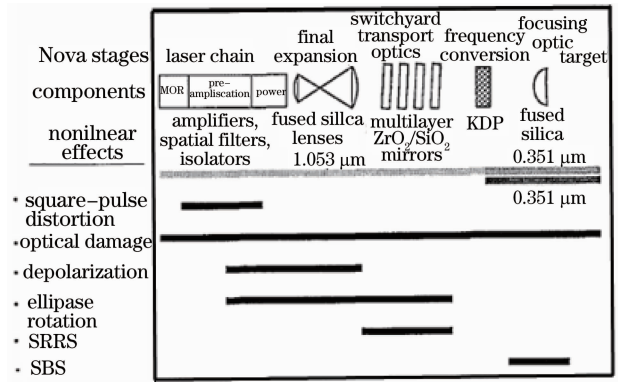


图 7 Nova 激光系统中的非线性光学效应

Fig. 7 Nonlinear optical effects in the Nova laser system

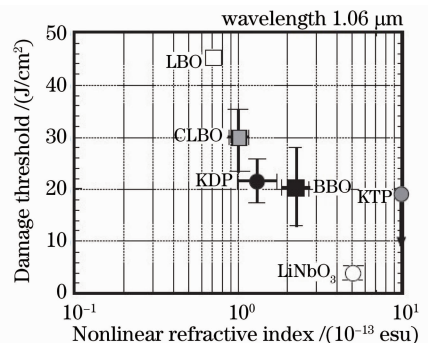


图 8 几种频率转换晶体的光损伤阈值随非线性折射率的变化

Fig. 8 Damage threshold as a function of nonlinear refractive index for several nonlinear crystals

KDP 作为频率转换晶体。

在高功率激光系统中,三倍频光束质量直接影响聚焦焦斑的尺寸大小以及由旁瓣造成的等离子体堵孔效应,因此有必要研究 KDP 晶体的非线性效应对基频和三倍频光束质量的影响,为三倍频光学系统  $B$  积分的设计提供依据,并为进一步量化光学元件中高频噪声指标提供理论依据<sup>[37]</sup>。这里从基频光和三倍频光的小尺度自聚焦增长两方面入手考虑小尺度自聚焦对聚焦光斑的影响。

通过理论模拟,图 9 给出了基频光和三倍频光焦斑中远场发散角大于  $35 \mu\text{rad}$  部分所占的能量份额与基频光  $B$  积分的关系<sup>[38]</sup>。从图中可以很清楚地看到,随着系统中小尺度自聚焦增长的增大,旁瓣所占能量逐渐增大,并且三倍频旁瓣能量分数高于基频光旁瓣能量分数,说明三倍频光的旁瓣增长较基频光的旁瓣增长快,小尺度自聚焦增长对三倍频光的影响较大。

图 10 从理论上给出了美国国家点火装置三倍频焦斑旁瓣(大于  $45 \mu\text{rad}$ )能量份额随三倍频  $B$  积分的变化情况<sup>[39]</sup>。由图可知,中高频噪声在三倍频光学系统中的增长规律大致满足  $e^{2B}$  的关系,其中  $B$  是传输段的  $B$  积分增长。 $B$  积分增长的增加将引起光束相位噪声的快速增长,进而使光束质量变差,焦斑能量向旁瓣转移。此外,终端光学组件的噪声主要来源于光学元件,尤其是频率转换晶体加工过程引起的小尺度误差,所以严格控制晶体抛光过程的容差非常重要。通过这个研究可以确定晶体加工的粗糙度标准为均方根误差  $2 \text{ nm}$ ,经过全口径模拟可知,在这个标准下,光学装置在  $250 \mu\text{m}$  直径的范围内可以承受  $500 \text{ TW}$  功率的激光。

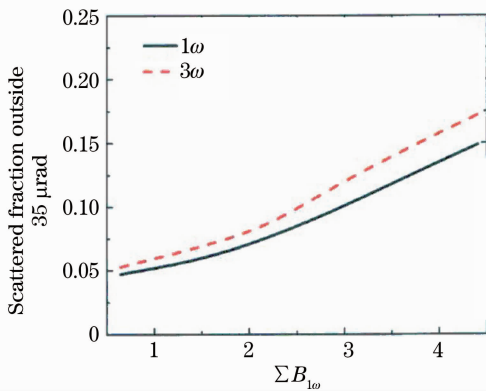


图 9 基频光和三倍频光焦斑旁瓣能量份额与  $\sum B_{1\omega}$  的关系

Fig. 9 Scattered fraction of the fundamental frequency and third harmonic spots as a function of  $\sum B_{1\omega}$

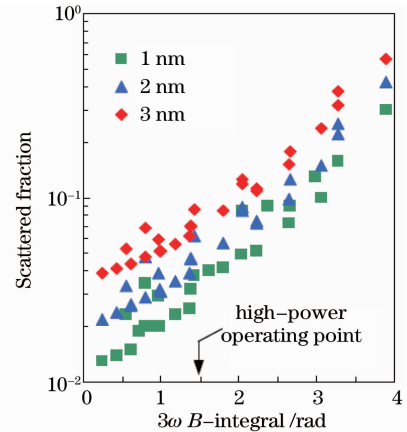


图 10 NIF 焦斑旁瓣(大于  $45 \mu\text{rad}$ )能量份额随  $3\omega B$  积分的变化

Fig. 10 Scattered fraction (larger than  $45 \mu\text{rad}$ ) of the spots in NIF system as a function of  $3\omega B$ -integral

## 5 小尺度自聚焦增长的测量

由于非线性小尺度自聚焦效应严重影响高功率激光系统的运行,严重破坏光学元件,而  $B$  积分可以作为小尺度调制增长的评价标准,所以对小尺度自聚焦增长的测量实际就是对  $B$  积分的测量。在高功率激光装置的运行中需要监控各阶段的  $B$  积分值,以便控制系统的调制增长,进而减小小尺度自聚焦成丝破坏,对高功率激光系统设计的优化也具有参考作用。

### 5.1 光谱分析测量技术

主要介绍一种利用测量光谱的非线性加宽测量小尺度自聚焦增长的方法<sup>[40]</sup>。文献[40]指出, $B$  积分增长所表征的相位差对时间的导数,表现为光谱的非线性加宽:

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega = \omega_0 - \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (8)$$

当激光脉冲的前沿功率增加时, $B$  积分增长也随时间增加, $\frac{\partial B}{\partial t} > 0$ ,则光谱红移,呈斯托克斯加宽。相反,在脉冲的后沿,光谱蓝移,呈反斯托克斯加宽。当脉冲处于峰值处时, $\frac{\partial B}{\partial t} = 0$ ,激光不发生频移,即  $\omega(t) = \omega_0$ 。

显然,频移的最大值发生在 $\frac{\partial^2 B(\tau)}{\partial t^2} = 0$ 处,即 $\frac{\partial^2 I(\tau)}{\partial t^2} = 0$ 的时刻,此时的频移量表示为

$$\left(\frac{\partial I}{\partial t}\right)_{\max} = \frac{1}{\gamma} \left[\frac{\partial B(t)}{\partial t}\right]_{\max} = \frac{1}{\gamma} \Delta\omega_{\max}, \quad (9)$$

式中 $\Delta\omega_{\max}$ 为实验测得的最大光谱频移量。在激光脉冲经过高功率激光系统时,用示波器或高速时间分辨器记录下脉冲的波形,用光谱仪测量出光谱的加宽量,根据表达式

$$B_{\max} = \Delta\omega_{\max} \cdot \Delta t, \quad (10)$$

则可以直接确定激光系统在这种工作条件下在时间和空间上 $B$ 积分的最大值,从而确定小尺度自聚焦增长的大小。其中 $\Delta t$ 为沿切线 $(B/t)_{\max}$ 方向上升到脉冲峰值所需要的时间,如图11所示。

## 5.2 空间调制场测量技术

空间调制场测量技术的基本原理是利用迈克尔孙干涉仪将一个相等强度的调制光场叠加到入射光脉冲上,让调制光经过非线性介质,通过这种方法测量出光学材料的非线性系数,最后根据 $B$ 积分(4)式计算出小尺度自聚焦的非线性增长,原理如图12所示<sup>[41]</sup>。

假设入射光脉冲和调制场的光强均为 $I_M/2$ ,谱分量为 $\Delta K$ ,则经过干涉仪叠加后,干涉条纹的光强 $I_0$ 可以表示为

$$I_0 = I_M(1 + \cos \Delta Kx). \quad (11)$$

根据非线性介质中电磁波传输的波动方程,在忽略光束波前分布的前提下,即假设 $I_M$ 不随 $x$ 变化,则求出波动方程在介质输出端的一个解 $E_0$ 为<sup>[42]</sup>

$$E_0 = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n [J_n(\beta) + iJ_{n-1}(\beta)] \exp[i(n-1/2)\Delta Kx], \quad (12)$$

式中 $J_n$ 为第一类 Bessel 函数,变量 $\beta$ 为

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \gamma L I_M \frac{T-1}{\lg T}. \quad (13)$$

根据该式即可求出光学材料的非线性系数,进而求出小尺度自聚焦的增长。

## 6 小尺度自聚焦效应的抑制方法

由于小尺度自聚焦严重影响光束质量,对光学元件具有极大的破坏性,所以许多科学家从噪声源控制、光束自身和光束传输三个角度提出了几种抑制小尺度自聚焦效应的措施。一般通过噪声源控制减小小尺度自聚焦效应的措施有:1)提高光学元件质量<sup>[43]</sup>;2)通过软边光阑进行切趾改造<sup>[44~47]</sup>。通过改变光束的自身性质减小小尺度自聚焦效应的常见措施有:1)使用啁啾脉冲技术(针对超短脉冲)<sup>[48,49]</sup>;2)使用发散光束<sup>[50~54]</sup>;3)使用部分相干光束<sup>[55~58]</sup>;4)使用圆偏振光束<sup>[59~61]</sup>。通过控制光束传输减小小尺度自聚焦效应的常见措施有:1)使用空间滤波器进行像传递<sup>[62~64]</sup>;2)使用片状非线性介质,并在介质中加入空气隙<sup>[65~67]</sup>;3)采用负非线性系数的介质进行补偿<sup>[28]</sup>。但是没有哪一种方法能完全抑制小尺度自聚焦效应,只能在某种程度上减弱其影响,若要寻求更好的抑制效果,需要采取几种抑制方法的结合。

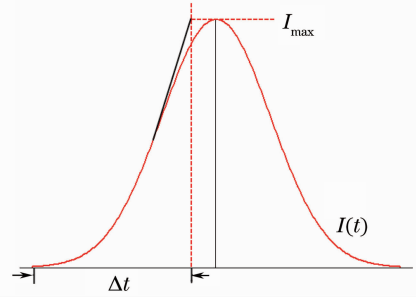


图11 脉冲沿切线 $(B/t)_{\max}$ 上升到峰值的时间 $\Delta t$   
Fig. 11 Time  $\Delta t$  to peak pulse intensity along the tangent  $(B/t)_{\max}$

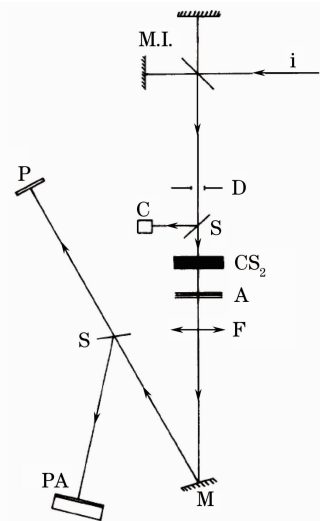


图12 测量光学材料的非线性系数  
Fig. 12 Measurement of nonlinear index of an optical material



## 6.1 提高频率转换晶体光学质量减小小尺度自聚焦效应的方法

已有研究表明,焦斑特性几乎完全由光束传输过程中引入的相位噪声决定。基频光的相位噪声经过频率转换晶体后,在三倍频光上将会被放大若干倍<sup>[37,68]</sup>。所以,要有效地提高三倍频光束的质量,首先要降低入射基频光的空间调制以及相位畸变程度,改善入射基频光的光束质量才能在全光束口径内保证转换效率的空间均匀性。其次,从频率转换晶体出发,要求改善晶体的材料和加工质量,提高晶体的透射率均匀性和光学均匀性,通常要求频率转换晶体加工粗糙度达到均方根误差小于 2 nm。根据(4)式,通过减少介质的总厚度或者非线性系数也是减小三倍频小尺度调制增长的有效方法。

Fujioka 等<sup>[43]</sup>研究发现用退火的方法可以消除晶体的残余应力,大大提高快速生长的晶体的折射率均匀性,提高晶体光损伤阈值,减小小尺度自聚焦效应的影响。一方面,热退火可以使晶体内部所含杂质,如无机物、水分等扩散,从而使晶体内部结构均匀。另一方面,热退火可以使晶体结构上的缺陷在晶体内部重组,趋于平衡状态。这些都将使得快速生长的频率转换晶体的折射率变得均匀,减小激光束经过晶体进行频率转换时发生小尺度自聚焦效应的几率。此外,晶体经过退火后所测得的晶体损伤阈值如图 13 所示<sup>[43]</sup>。实验证明,当晶体处在 448 K 温度下退火 5 h 后,晶体的锥体部分和棱镜部分损伤阈值分别比没有经过退火处理时提高 15.6 J/cm<sup>2</sup> 和 19.6 J/cm<sup>2</sup>。晶体损伤阈值的提高,同样可以减小光学元件被破坏的几率,减小基频光入射时引入振幅调制和相位调制,从而达到减小后续激光链路发生小尺度自聚焦的可能。因而通过这种方法控制小尺度调制增量,可以减少高功率激光的非线性效应对光学元件的损伤。

## 6.2 发散球面波抑制方法

使用发散球面波抑制自聚焦效应方法的出发点是通过改造光束的整体波面,用于补偿光束自聚焦,达到某种程度的抵消<sup>[44]</sup>。发散光束的钕玻璃放大器系统如图 14 所示,图中  $d_{in}$ ,  $d_{out}$  分别为入射光束和出射光束的尺寸,  $d_p$  为抽运末端的尺寸,  $L_p$  为抽运区的长度,  $L$  为整个系统的通道,  $\alpha$  为光束的入射发散角, PL 为抽运闪光灯。Zherikhin 等<sup>[69]</sup>从实验上验证了发散波面抑制自聚焦的有效性, Kryukov 等<sup>[70]</sup>从实验上发现当光束发散角从  $10^{-4}$  rad 增加到  $10^{-2}$  rad 时,成丝损伤阈值增加。Siegman<sup>[71]</sup>建立了新的模型说明发散光束可以抑制小尺度自聚焦,他使用牛顿环和非线性诱导的菲涅耳波带片解释发散球面波小尺度调制的增长特性。图 15 比较了类平面、会聚和发散三种波面类型的光束经过放大介质的增益情况,由图可见,对同一空间调制频率,会聚波面光束的增益最大,而发散波面光束的增益最小,说明采用发散球面波,可以有效地抑制高功率激光系统的小尺度自聚焦效应。“神光-II”高功率激光装置的同轴双程放大器也采用发散波面运行,在装置的实际运行中,发现装置可以承受较大的功率负载,从而减少高功率激光的非线性效应对光学元件的损坏。

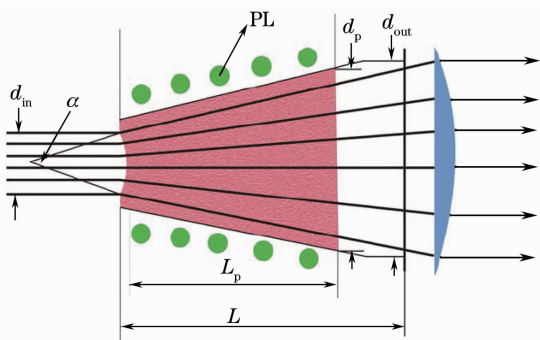


图 14 发散光束的钕玻璃放大器示意图

Fig. 14 Nd:glass amplifier with divergent beam

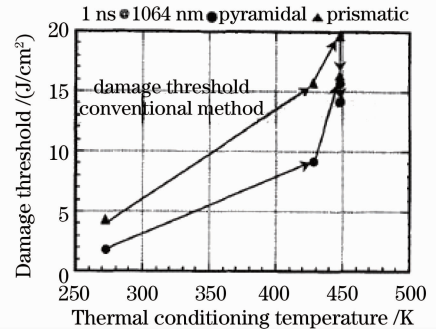


图 13 退火方法提高晶体的损伤阈值

Fig. 13 Increasing damage threshold of the crystal by thermal conditioning

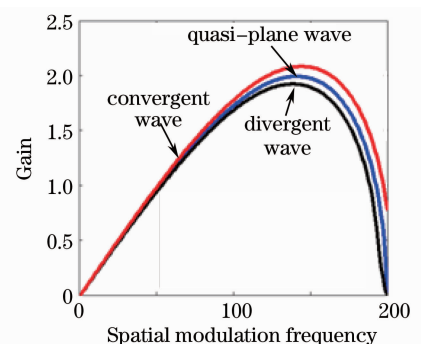


图 15 各种类型光束增益比较

Fig. 15 Comparison of gains with different types of beams



### 6.3 啁啾脉冲放大技术抑制方法

近年来,随着超短脉冲光学和技术的发展,已经能够获得脉宽与载波振荡周期相比拟的超短脉冲<sup>[72]</sup>,这种脉冲具有宽带宽、尖锐的时间特性、小光束半径以及很高的峰值功率等特性,针对这种超短光脉冲,章礼富等<sup>[48,73]</sup>从理论和实验上研究了一种利用啁啾脉冲放大技术抑制小尺度自聚焦增长的方法。图 16 所示为实验上测得的不同啁啾情况下,对比度(峰值功率比平均功率)随输入平均功率的变化。图中不同格式竖线所指位置对应不同啁啾情况下对比度达到最大时所需的平均输入功率,对比这些值可以看出,啁啾小时,调制增长到达最大所需的平均输入功率较小,也就是说容易发生小尺度自聚焦;啁啾增大时,调制增长达到最大时所需平均输入功率也增大,说明啁啾大的超短脉冲发生小尺度自聚焦所需的平均输入功率也较大,因此,改变脉冲啁啾(改变脉冲宽度)可以在一定程度上抑制自聚焦。分析其原因,脉冲的能量是一定的,引入啁啾后,脉冲宽度变大,峰值功率降低,非线性效应减弱,调制增长延缓(竖线位置)。所以,采用啁啾脉冲放大技术可以有效地抑制超短光脉冲在非线性介质中传输所引起的小尺度自聚焦效应,进而减少高功率激光的非线性效应对光学元件的破坏。

### 6.4 空间滤波器抑制方法

高功率激光系统中不仅需要控制小尺度调制增长的大小,还需要采用空间滤波器来滤除光束中增长较快的频率成分,从而减小非线性效应的负面影响,保证各级放大器的小尺度自聚焦增长不会累加。采用空间滤波器抑制方法的优点是可以缩短光束的实际传播距离,抑制菲涅耳衍射调制,提高填充因子,另外还可以增加激光放大器的有效利用孔径,控制激光束的波面曲率半径和发散角,实验证明这种方法在高功率激光系统设计中非常有效<sup>[42,62]</sup>,在高功率激光系统中普遍使用空间滤波器的方法来抑制小尺度自聚焦效应。

空间滤波器结构如图 17 所示<sup>[34]</sup>,由两个透镜  $D_1$  和  $D_2$  构成,两透镜焦点重合,滤波小孔放置在两透镜的焦点处,小孔尺寸的选择根据具体的参数设定,一般选择在 10 倍衍射极限处就能阻挡增长最快的空间频率,输出较为平滑的近场分布。空间滤波器的最佳长度由它的成像性质决定,当平面  $E_N$ (第  $N$  个滤波器的输入镜)成像到平面  $E_{N+1}$ (第  $N+1$  个滤波器的输入镜)上,便达到最佳成像。对一个两透镜系统来说,用简单的透镜合成公式可以求出滤波器的正确长度: $L_{\text{Best}} = L_N/M$ ,其中  $L_N$  表示相邻两级空间滤波器之间的距离, $M = D_2/D_1$  为滤波器的放大率。所以空间滤波器的最佳长度由滤波器两边元件的孔径直径和两个滤波器光学元件列的长度决定。

由于小尺度调制的最快增长频率、临界增长频率以及最大增长频率均随传输距离变化,所以将滤波器安置在不同的位置时,应相应地调整滤波小孔的大小,使得空间滤波器能够滤除掉最快增长频率(图 18),避免高功率激光系统对光学元件产生损坏。

研究表明,光束经过放大介质的距离越长,小尺度调制的最快增长频率越高,即调制尺寸越小,要求滤波小孔越小,对于平顶光束,滤波小孔的平均半径  $r_0$  要求满足关系

$$r_0 \leq f \sqrt{\frac{I_0 n_2}{c \epsilon_0}}, \quad (14)$$

式中  $f$  为透镜焦距, $c$  为光速, $\epsilon_0$  为介电常数。

图 19 给出空间滤波器加入前后光束传播情况<sup>[62]</sup>。从图可以看出,相位调制光场未通过空间滤波器传输时,小尺度自聚焦使光束的强度梯度增加;当传输系统中加入空间滤波器时,空间滤波器的像传递功能能

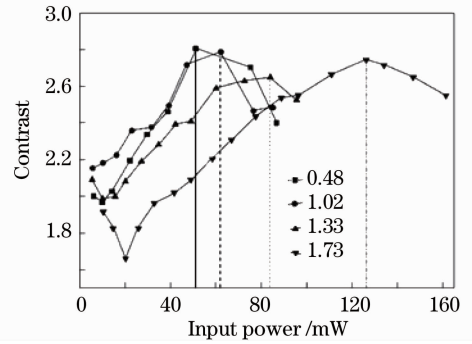


图 16 不同脉冲宽度时,对比度随平均功率变换曲线图  
Fig. 16 Variation of contrast curve with average power under different pulse widths

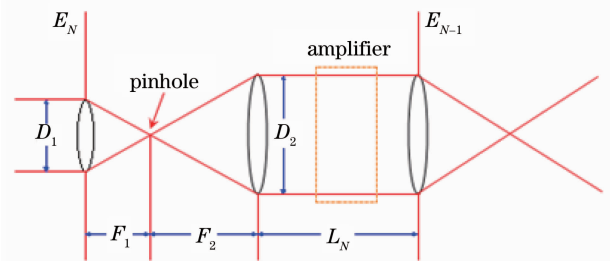


图 17 空间滤波器结构图

Fig. 17 Structure of spatial filter

够使相位调制光场的衍射和小尺度调制条纹减少,且通过滤波器后光束的填充因子不变。

为了更具体地分析空间滤波器对小尺度自聚焦增长的影响,根据空间滤波器的像传递原理,以两级长度为40 cm的钕玻璃放大介质之间加入空间滤波器为例,模拟了空间滤波器加入前后  $B$  积分增长随传输距离变化的情况,如图 20 所示。图中所用空间滤波器的放大率为  $M=3$ ,其余参数与图 5(a)一致。由图可知,在两段钕玻璃放大介质中加入空间滤波器后,第二级放大介质的  $B$  积分增长值明显降低,且增长比未加入空间滤波器的  $B$  积分增长缓慢。可见,空间滤波器的引入,可以显著地减小  $B$  积分增长,抑制小尺度自聚焦效应,减小非线性效应对光学元件的损坏。“神光-II”高功率激光装置中,就采用了逐级放大、逐级滤波的方法实现低破坏性的高功率激光输出,保护激光链路中光学元件,避免损伤。

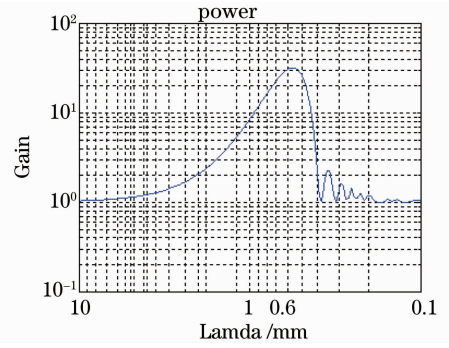


图 18  $B=2.0$  时的棒状介质增益谱曲线  
Fig. 18 Spectra gains for a rod with  $B=2.0$

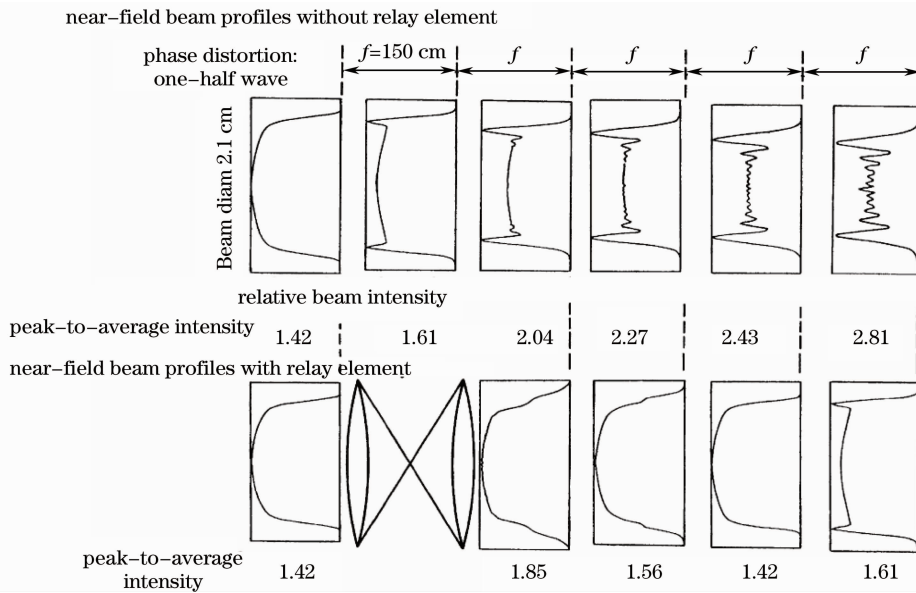


图 19 加空间滤波器和未加空间滤波器的光束传播

Fig. 19 Beam propagation with and without spatial filter

## 6.5 负非线性系数介质预补偿方案

根据  $B$  积分增长的可叠加性[(5)式],针对掺钕磷酸盐玻璃增益介质中的小尺度自聚焦效应,采用在增益介质前加入一定长度的负非线性系数的介质来抵消钕玻璃介质中正非线性系数所引起的累积小尺度自聚焦增长,从而达到降低非线性效应的目的<sup>[28]</sup>。假设光束通过补偿介质和非线性介质的  $B$  积分增长分别为  $B_{\text{com}}$  和  $B_{\text{non}}$ ,则有

$$B_{\text{sum}} = B_{\text{com}} + B_{\text{non}}. \quad (15)$$

由于 GaAs 材料具有非常大的负非线性系数(1053 nm时  $\gamma = -3.5 \times 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W}$ ),所以在大多数实验中被采用。Roth 等<sup>[28]</sup>将 GaAs 半导体薄片和一套望远镜系统放在钕玻璃棒之前用来消除小尺度自聚焦增长,如图 21所示。为了验证预补偿的效果,这里采用望远镜系统进行缩束,从而提高钕玻璃内激光的强度,增强非

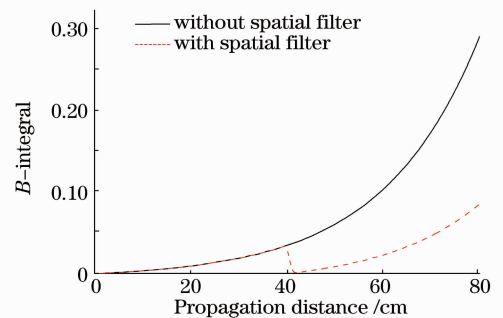


图 20 钕玻璃介质之间加入空间滤波器前后  $B$  积分随传输距离的变化情况

Fig. 20 Variation of  $B$ -integral with propagation distance in Nd:glass with and without spatial filter

线性效应。CCD 用于记录激光经过钕玻璃棒后的光强分布情况。图中  $f_1, f_2$  分别表示望远镜系统中两透镜的焦距,  $d$  表示 GaAs 半导体的厚度,  $L$  表示钕玻璃棒的长度, 钕玻璃棒到 CCD 的距离用  $l$  表示。

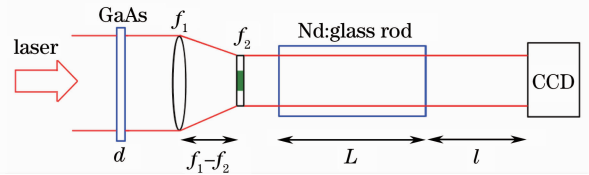


图 21 引入负非线性系数介质减小小尺度自聚焦增长的实验装置图

Fig. 21 Experimental setup to reduce self-focusing by introducing a medium with negative nonlinear refractive index

若入射激光波长为 1054 nm, 脉宽为 130 ps, 光强为  $4\sim 5 \text{ GW/cm}^2$ , 钕玻璃棒直径 8 mm, 长 15 cm。通过调整 GaAs 半导体薄片的厚度来达到最佳消除小尺度自聚焦的效果, 用 CCD 测得的光斑如图 22 所示<sup>[28]</sup>。图 22(b)为没有补偿情况下, 光通过钕玻璃棒后 CCD 检测到的光强分布情况。可见, 由于钕玻璃棒折射率系数随强度变化, 光斑分裂为一些亮斑, 产生了自聚焦现象。图 22(c)中加入 GaAs 半导体进行补偿后, 非线性效应得到明显减小, 但由于补偿过度产生干涉, 导致每一个斑点周围出现一圈较大的光强分布。通过调整 GaAs 半导体薄片的厚度, 达到最佳补偿情况, 非线性效应得到了有效抑制, 如图 22(d)所示。但由于存在双光子吸收和半导体晶片的损伤阈值, 小尺度自聚焦现象并不能完全消除。

图 23 所示为超高斯光束在无介质补偿和有介质补偿时经过非线性介质后的累积  $B$  积分<sup>[28]</sup>。可见, 在没有介质补偿的情况下, 光束累积  $B$  积分的值较大, 最大约为 1.80 rad, 如图 23 中  $a$  曲线所示; 而当存在介质补偿时, 光束的累积积分被有效的抵消了, 仅在光束的中间与边缘之间的部分有很小的  $B$  积分增量, 约为 0.04 rad, 对应图 23 中  $b$  曲线的情况, 说明通过介质补偿可以有效地抑制小尺度自聚焦的增长, 减小小尺度非线性增长对光学元件的损伤。

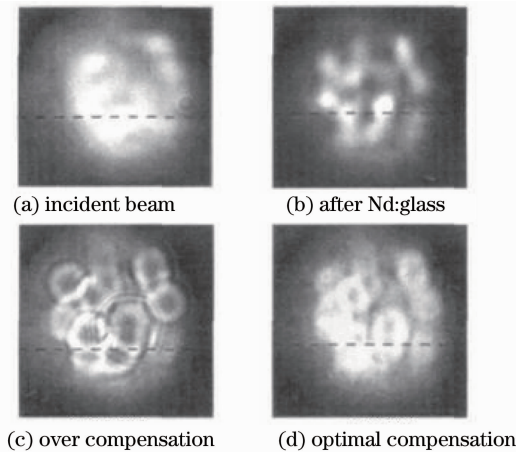


图 22 光斑分布图

Fig. 22 Beam profiles

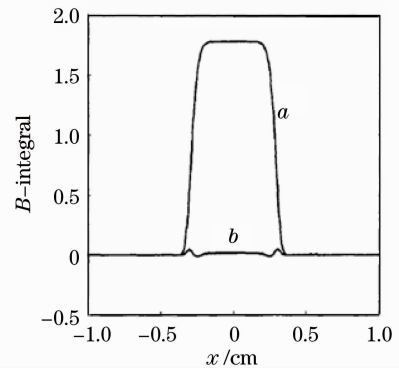


图 23 经过非线性介质后的累积  $B$  积分

Fig. 23 Total  $B$ -integral through nonlinear media

## 7 结 论

当今国际上对高功率激光技术的研究正在紧锣密鼓地进行着, 特别是美国的 NIF 已于 2010 年 10 月份首次成功实现集成演示实验, 标志着聚变级大型高功率激光装置的建成<sup>[74]</sup>。同时, 欧盟的 HiPER (High Power laser Energy Research facility) 和 ELI (Extreme Light Infrastructure) 等大型激光装置正在朝着大能量和短脉冲的方向发展。作为高功率激光装置发展的前沿技术, 设计与实现聚变级高通量运行的大型激光装置中凸显的问题之一将是小尺度自聚焦效应的有效控制, 这对高质量光束调制、高通量光学元件的加工与应用, 以及新型材料的研制提出了新的要求, 尤其是由于小尺度自聚焦引入的自相位调制对啁啾脉冲放大引起波形畸变的影响造成脉冲压缩的困难, 以及由于频率转换而引入的多波长耦合作用下的非线性效应机理变得更为复杂<sup>[38,48,75,76]</sup>。因此, 如何抑制聚变级高功率激光系统中的小尺度自聚焦等非线性效应是新一代高功率激光技术面临的重要研究课题。本文阐述了高功率激光系统中小尺度自聚焦产生的机理及相应的评价标准和分析方法。讨论了小尺度自聚焦噪声来源和抑制小尺度自聚焦的方法, 提出通过控制小尺度调制

增量,减小高功率激光的非线性效应对光学元件损伤的方案。

### 参 考 文 献

- 1 E. S. Bliss, J. T. Hunt, P. A. Renard. Effects of nonlinear propagation on laser focusing properties[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1976, **QE-12**(7): 402~406
- 2 B. R. Suydam. Self-focusing of very powerful laser beams II[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1974, **QE-10**(11): 837~843
- 3 J. H. Marburger. Self-focusing theory[J]. *Prog. Quantum Electron.*, 1975, **4**: 35~110
- 4 J. A. Fleck, Jr., C. Layne. Study of self-focusing damage in a high-power Nd:glass-rod amplifier[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **22**(9): 467~469
- 5 A. J. Campillo, S. L. Shapiro, B. R. Suydam. Periodic breakup of optical beams due to self-focusing[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **23**(11): 628~630
- 6 V. I. Bespalov, V. I. Talanov. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids[J]. *JETP Lett.*, 1966, **3**(11): 307~310
- 7 J. A. Fleck, Jr., J. R. Morris, E. S. Bliss. Small-scale self-focusing effects in a high power glass laser amplifier[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1978, **QE-14**(5): 353~363
- 8 S. R. Jokipii, J. Marburger. Homogeneity requirements for minimizing self-focusing damage by strong electromagnetic waves[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **23**(12): 696~698
- 9 S. B. Trenholm. Small-scale instability growth [R]. Lawrence Livermore-Laboratory Laser Program Annual Report-1974, 1975 UCRL50021-74: 179~191
- 10 N. B. Baranova, N. E. Bykovskii, B. Yazel'dovich *et al.*. Diffraction and self-focusing during amplification of high-power light pulses. I. development of diffraction and self-focusing in an amplifier[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1975, **4**(11): 1354~1361
- 11 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Non-paraxial propagation of optical beams in nonlinear self-focusing media[J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **A28**(12): 1066~1070  
文双春, 范滇元. 非线性自聚焦介质中光束的非傍轴传输[J]. *中国激光*, 2001, **A28**(12): 1066~1070
- 12 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Theory of small-scale self-focusing of intense laser beams in media with gain and loss[J]. *Acta Physica Sinica*, 2000, **49**(7): 1282~1286  
文双春, 范滇元. 增益(损耗)介质中的高功率激光束的小尺度自聚焦理论研究[J]. *物理学报*, 2000, **49**(7): 1282~1286
- 13 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Nonlinear theory of filamentation of intense laser beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(12): 1458~1462  
文双春, 范滇元. 光束成丝的非线性理论[J]. *光学学报*, 2001, **21**(12): 1458~1462
- 14 W. Williams, J. Trenholme, C. Orth *et al.*. NIF design optimization [R]. Lawrence Livermore Laboratory Laser Program Quarterly Report, 1996, UCRL-LR-105821-96-4: 181~191
- 15 Joshua E. Rothenberg. Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media[J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(8): 583~585
- 16 Feng Zehu, Fu Xiquan, Zhang Lifu *et al.*. Experimental research of small-scale self-focusing of ultrashort pulse with spatial modulation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **57**(4): 2253~2259  
冯则胡, 傅喜泉, 章礼富 等. 超短脉冲激光空间调制下小尺度自聚焦的实验研究[J]. *物理学报*, 2008, **57**(4): 2253~2259
- 17 Zhang Shuanggen, Huang Zhangchao, Xue Yuming *et al.*. Self-focusing effect of ultra-short laser pulse propagation during quasi-phase matched crystal[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(10): 2550~2553  
张双根, 黄章超, 薛玉明 等. 准相位匹配晶体中超短脉冲传输的自聚焦效应[J]. *中国激光*, 2010, **37**(10): 2550~2553
- 18 F. Shimizu. Numerical calculation of self-focusing and trapping of a short light pulse in Kerr liquids[J]. *IBM J. Research and Development*, 1973, **17**(4): 286~289
- 19 Kiessling Armin, Rausch Anne, Matusevich Vladislav *et al.*. Self-focusing in a BaTiO<sub>3</sub> crystal without external electric fields[C]. *SPIE*, 2006, **6027**: 60270B
- 20 W. G. Wagner, H. A. Haus, J. H. Marburger. Large-scale self-trapping of optical beams in the paraxial ray approximation[J]. *Phys. Rev.*, 1968, **175**(1): 256~266
- 21 A. L. Dyshko, V. N. Lugovoi, A. M. Prokhorov. Self-focusing of intense light beams[J]. *JETP Lett.*, 1967, **6**(5):



146~148

- 22 M. D. Feit, J. A. Fleck, Jr. Beam nonparaxiality, filament formation, and beam breakup in the self-focusing of optical beams[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1988, **5**: 633~640
- 23 M. M. Loy, Y. R. Shen. Small-scale filaments in liquids and tracks of moving foci[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, **22**(19): 994~997
- 24 E. S. Bliss, J. T. Hunt, P. A. Renard *et al.*. Whole-beam self-focusing, focal zoom [R]. Lawrence Livermore-Laboratory Laser Program Annual Report-1975, 1976, UCRL-50021-75: 225~227
- 25 A. Dubik, A. Sarzynski. A study of the problem of propagation and focusing of laser radiation in an apertured super-Gaussian form[J]. *J. Techn. Phys. Polish Acad. Sci.*, 1984, **25**(3-4): 441~445
- 26 P. L. Kelly. Self-focusing of optical beams[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, **15**(26): 1005~1008
- 27 J. Murray, R. Sacks, J. Auerbach *et al.*. Laser requirements and performance [R]. Lawrence Livermore-Laboratory Laser Program Quarterly Report, 1996, UCRL-LR-105821-97-3: 99~105
- 28 U. Roth, F. Loewenthal, R. Tommasini *et al.*. Compensation of nonlinear self-focusing in high-power lasers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2000, **36**(6): 687~691
- 29 G. M. Muslu, H. A. Erbay. High-order split-step Fourier schemes for the generalized nonlinear Schrodinger equation[J]. *Math. Comput. Simulat.*, 2005, **67**(6): 581~595
- 30 M. D. Feit, J. A. Fleck. Light propagation in graded-index optical fibers[J]. *Appl. Opt.*, 1978, **17**(24): 3990~3998
- 31 H. M. Ozaktas, B. Barshan, D. Mendlovic. Fractional Fourier transforms as a tool for analyzing beam propagation and spherical mirror resonators[J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(21): 1678~1680
- 32 H. Bercegol, L. Lamaignère, B. Le Garrec *et al.*. Self-focusing and rear surface damage in a fused silica window at 1064 nm and 355 nm[C]. *SPIE*, 2003, **4392**: 276~285
- 33 J. T. Hunt, P. A. Renard, W. W. Simmons. Improved performance of fusion lasers using the imaging properties of multiple spatial filters[J]. *Appl. Opt.*, 1977, **16**(4): 779~782
- 34 Shao Min, Fu Haiwei, Luo Xiaodong *et al.*. B integral in high power laser system [J]. *Optics & Optoelectronic Technology*, 2007, **5**(6): 1~4  
邵敏, 傅海威, 罗小东等. 高功率激光系统中B积分的研究[J]. *光学与光电技术*, 2007, **5**(6): 1~4
- 35 C. Bibeau, D. R. Speck, R. B. Ehrlich *et al.*. Power, energy, and temporal performance of the Nova laser facility with recent improvements to the amplifier system[J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(27): 5799~5809
- 36 Hidetsugu Yoshida, Hisanori Fujita, Masahiro Nakatsuka *et al.*. Dependences of laser-induced bulk damage threshold and crack patterns in several nonlinear crystals on irradiation direction[J]. *Jpn J. Appl. Phys.*, 2006, **45**(2A): 766~769
- 37 Li Keyu, Xiang Yong, Feng Bin *et al.*. Analysis of the errors between measurement and simulation of near field for high-intensity THG[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2002, **14**(5): 731~734  
李格宇, 向勇, 冯斌等. 高强度三倍频近场测量实验与模拟计算的误差分析[J]. *强激光与粒子束*, 2002, **14**(5): 731~734
- 38 Fang Wang, Jingqin Su, Wenyi Wang *et al.*. Influence of medium-high frequency phase aberrations on  $3\omega$  focal spot in frequency tripling[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**(s): 190~193
- 39 P. Wegner, J. Auerbach, T. Biesiada *et al.*. NIF final optics system: frequency conversion and beam conditioning[C]. *SPIE*, 2004, **5341**: 180~189
- 40 Yu Wenyan, Zheng Yuxia, Xie Zhimin *et al.*. A method of directly measuring B-integral in a high power laser system[J]. *Acta Optica Sinica*, 1985, **5**(1): 19  
余文炎, 郑玉霞, 谢梓铭等. 一种直接测定高功率激光系统“B积分”的方法[J]. *光学学报*, 1985, **5**(1): 19
- 41 A. Adolf, D. Chatrefou, D. Euzenne *et al.*. Spatial frequencies generation in an optical nonlinear medium[J]. *J. Appl. Phys.*, 1984, **55**(11): 4116~4119
- 42 J. T. Hunt, J. A. Glaze, W. W. Simmons *et al.*. Suppression of self-focusing through low-pass spatial filtering and relay imaging[J]. *Appl. Opt.*, 1978, **17**(13): 2053~2057
- 43 K. Fujioka, S. Matsuo, T. Kanabe *et al.*. Optical properties of rapidly grown KDP crystal improved by thermal conditioning[J]. *J. Crystal. Growth.*, 1997, **181**(3): 265~271
- 44 N. B. Baranova, N. E. Bykovskii, B. Ya. Zel'dovich *et al.*. Diffraction and self-focusing during amplification of high-power light pulses. II. Suppression of harmful influence of diffraction and self-focusing on a laser beam[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1975, **4**(11): 1362~1366
- 45 V. R. Costich, B. C. Johnson. Apertures to shape high-power laser beams[J]. *Laser Focus*, 1974, **10**(9): 43~46

- 46 B. G. Gorshkov, V. K. Ivanchenko, V. K. Karpovich *et al.*. Apodizing induced-absorption apertures with a large optical beam diameter and their application in high-power 1.06 mm laser systems[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1985, **15**(7): 959~962
- 47 S. G. Lukishova. Apodized Apertures for Visible and Near-Infrared Band Powerful Lasers [M]. SPIE Milestone Series, Selected Papers on Apodization: Coherent Optical Systems, J. P. Mills and B. J. Thomson (Eds.), 1996, MS 119: 334~341
- 48 Zhang Lifu, Fu Xiquan, Feng Zehu *et al.*. Experimental research on the influence of chirped pulse on small-scale self-focusing[J]. *Science in China (Series G: Physics, Mechanics & Astronomy)*, 2008, **38**(10): 1372~1379  
章礼富, 傅喜泉, 冯则胡 等. 脉冲啁啾对空间小尺度自聚焦影响的实验研究[J]. *中国科学(G辑:物理学,力学和天文学)*, 2008, **38**(10): 1372~1379
- 49 P. W. McKenty, J. H. Kelly, R. W. Short *et al.*. Self-focusing of broad bandwidth laser light [R]. LLE/LLNL Workshop Laser Science and ICF Target Science Collaborative Research, 1992, Rochester
- 50 M. P. Vanyukov, V. I. Kryzhanovskii, V. A. Serebryakov *et al.*. Laser systems for the generation of picosecond high-irradiance light pulses[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1972, **1**(5): 483~488
- 51 Yu. V. Senatskii. Active elements for high-power neodymium lasers[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1972, **1**(5): 521~523
- 52 Yanli Zhang, Xiaoyan Li, Yan Zhang *et al.*. Small-scale self-focusing of divergent beam in nonlinear media with loss[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2010, **8**(2): 210~212
- 53 Zhang Yanli, Li Xiaoyan, Zhu Jianqiang. Small-scale self-focusing of divergent beams in gain medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(3): 786~793  
张艳丽, 李小燕, 朱健强. 增益介质中发散光束的小尺度自聚焦[J]. *光学学报*, 2009, **29**(3): 786~793
- 54 Gu Yalong, Zhu Jianqiang. Small-scale self-focusing of divergent beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(11): 1734~1738  
顾亚龙, 朱健强. 发散光束小尺度自聚焦特性的研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(11): 1734~1738
- 55 A. A. Mak, V. A. Serebryakov, V. E. Yashin. Suppression of Self-Focusing in Spatially Incoherent Light Beams [M]. SPIE Milestone Series, Selected Papers on High-Power Lasers, J. M. Soures (Eds.), 1991, MS 43: 460~461
- 56 R. H. Lehmburg, S. P. Obenschain. Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets[J]. *Opt. Commun.*, 1983, **46**(1): 27~31
- 57 S. I. Fedotov, L. P. Feoktistov, M. V. Osipov *et al.*. Laser for ICF with a controllable function of mutual coherence of radiation[J]. *J. Sov. Laser Res.*, 2004, **25**(1): 79~92
- 58 P. Donnat, C. Gouedard, D. Veron *et al.*. Induced spatial incoherence and nonlinear effects in Nd:glass amplifiers[J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(5): 331~333
- 59 D. Auric, A. Labadens. On the use of a circularly polarized beam to reduce the self-focusing effect in a glass rod amplifier [J]. *Opt. Commun.*, 1977, **21**(2): 241~242
- 60 S. N. Vlasov, V. I. Kryzhanovski, V. E. Yashin. Use of circularly polarized optical beams to suppress self-focusing instability in a nonlinear cubic medium with repeaters[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1982, **12**(1): 7~10
- 61 G. Fibich, B. Ilan. Self-focusing of circularly polarized beams[J]. *Phys. Rev. E*, 2003, **67**(3): 036622
- 62 W. W. Simmons, W. F. Hagen, J. T. Hunt *et al.*. Performance improvements through image relaying [R]. Lawrence Livermore-Laboratory Laser Program Annual Report-1976, 1977, UCRL-50021-76: 2-19-2-28
- 63 W. W. Simmons, J. E. Murray, F. Rainer *et al.*. Design, theory, and performance of a high-intensity spatial filter [R]. Lawrence Livermore-Laboratory Laser Program Annual Report-1974, 1975, UCRL-50021-74: 169~174
- 64 V. N. Alekseev, A. D. Starikov, A. V. Charukhchev *et al.*. Enhancement of the brightness of radiation from a high-power phosphate-glass Nd<sup>3+</sup> laser by spatial filtering of the beam in an amplifying channel[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1979, **9**(8): 981~984
- 65 J. B. Trenholme. Theory of irregularity growth on laser beams [R]. Lawrence Livermore Laboratory Laser Program Annual Report-1975,1976, UCRL-50021-75: 237~242
- 66 S. M. Babichenko, N. E. Bykovski, Yu. V. Senatski. Feasibility of reducing nonlinear losses in the case of small-scale self-focusing in a piecewise-continuous medium[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1982, **12**(1): 105~107
- 67 A. A. Mak, L. N. Soms, V. A. Fromzel *et al.*. Nd:glass Lasers [M]. Moscow: Nauka, 1990. 288
- 68 J. M. Auerbach, C. Barker, P. J. Wenger *et al.*. Frequency tripling of beam noise[C]. *SPIE*, **3047**: 381~386
- 69 A. N. Zherikhin, Yu. A. Matveets, S. V. Chekalin. Self-focusing limitation of brightness in amplification of ultrashort

- pulses in neodymium glass and yttrium aluminum garnet[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1976, **6**(7): 858~860
- 70 P. G. Kryukov, Yu. A. Matveets, Yu. V. Senatskii *et al.*. Mechanisms of radiation energy and power limitation in the amplification of ultrashort pulses in neodymium glass lasers[J]. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1973, **3**(1): 161~162
- 71 A. E. Siegman. Small-scale self-focusing effects in tapered optical beams, 2002, [www.stanford.edu/~siegman/self\\_focusing\\_memo.pdf](http://www.stanford.edu/~siegman/self_focusing_memo.pdf)
- 72 A. Baltuska, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov *et al.*. Optical pulse compression to 5 fs at a 1 MHz repetition rate[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(2): 102~104
- 73 A. A. Zozulya, S. A. Diddams, A. G. van Engen *et al.*. Propagation dynamics of intense femtosecond pulses: Multiple splittings, coalescence, and continuum generation[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(7): 1430~1433
- 74 <https://www.llnl.gov/news/newsreleases/2010/nnsa/NR-NNSA-10-10-02.html>
- 75 N. V. Didenko, A. V. Konyashchenko, A. P. Lutsenko *et al.*. Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(5): 3178~3190
- 76 Li Xiaoyan, Zhang Yanli, Ouyang Xiaoping *et al.*. Effect of reflection on high power small-scale self-focusing[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(11): 2844~2848
- 李小燕, 张艳丽, 欧阳小平 等. 寄生反射对高功率激光小尺度自聚焦的影响[J]. *中国激光*, 2010, **37**(11): 2844~2848

## 公 示

根据新闻出版总署《关于开展新闻记者证核发情况自查工作并重申有关规定的紧急通知》(《2009》299号)、《新闻记者证管理办法》、《关于2009年换发新闻记者证的通知》、《关于期刊申领新闻记者证的有关通知》、《关于广播电影电视新闻单位申领新闻记者证的通知》要求,《激光与光电子学进展》编辑部已对申领记者证人员的资格进行严格审核,现将我单位拟领取新闻记者证人员名单进行公示,公示期2012年1月10日~2月10日。举报电话为021-69918416。

拟领取新闻记者证名单: 朱俊刚