

# 激光带宽抑制光束小尺度自聚焦效应的条件

邓剑钦 张进 杨华 傅喜泉 文双春

(湖南大学信息科学与工程学院微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 湖南长沙 410082)

**摘要** 激光带宽有利于抑制光束的小尺度自聚焦效应,从而突破非线性效应的限制提高高能固体激光器的输出功率。研究表明,带宽抑制小尺度自聚焦效应的程度与带宽和脉宽之比密切相关,相同脉宽条件下带宽越大对空间小尺度自聚焦的抑制作用越明显,而带宽一定时随着脉冲宽度的增大,带宽的抑制作用则逐渐变弱。在实际的钕玻璃激光放大系统中,由有限的增益带宽以及增益窄化等因素所限制的带宽量,决定了在这类固体激光系统中需要脉冲宽度短至皮秒量级才能有效利用激光带宽抑制小尺度自聚焦效应,而对于长至数十皮秒,甚至纳秒量级的长脉冲而言,如此有限的带宽量对小尺度自聚焦的抑制几乎不起作用。

**关键词** 激光带宽;小尺度自聚焦;啁啾脉冲; $B$ 积分

**中图分类号** O437.5 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0519001

## Condition for Suppression of Small-Scale Self-Focusing of High-Power Laser Beams by Spectral Bandwidth

Deng Jianqin Zhang Jin Yang Hua Fu Xiquan Wen Shuangchun

(Key Laboratory for Micro-/Nano-Opto-Electronic Devices, Ministry of Education, College of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

**Abstract** Broadband laser can be used to relax restriction of nonlinear effect and obviously improve output power of high-power solid laser systems, because of the spectral bandwidth of such kind of broadband laser can delay the onset of self-focusing. It is found that the degree of self-focusing suppression is closely related to the ratio of bandwidth and pulse duration, in the same pulse duration the bigger bandwidth is, the more obvious restraint effect is, and in the same bandwidth the restraint effect of bandwidth will become weaker with increasing the pulse duration. In actual neodymium-glass laser amplifying system, limited bandwidth can propagate through the amplification system due to the limited gain bandwidth and the gain narrow, which indicates clearly that the pulse duration as short as picoseconds is needed in this kind of solid laser system to achieve restrained small-scale self-focusing effect, while for longer pulse such as tens of picoseconds even nanoseconds, such limited bandwidth almost cannot influence the evolution of self-focusing.

**Key words** laser bandwidth; small-scale self-focusing; chirped pulse;  $B$  integral

**OCIS codes** 190.3270; 190.4420; 190.5940; 190.7110; 140.3530

## 1 引言

强光光束在非线性介质中传输的小尺度自聚焦效应一直是聚变级高峰值功率固体激光系统中的重要问题,它导致激光光束质量下降并限制激光系统的输出能力<sup>[1~3]</sup>。大能量、高效率和高光束质量是

聚变级高功率固体激光系统的目标,因此高功率激光系统的发展过程是解决自聚焦问题的过程。为突破自聚焦效应对高功率激光系统输出能力的限制,已经提出并发展了多种方法。从材料和器件方面看,主要的方法有空间滤波和像传递、采用片状放大

收稿日期: 2011-12-05; 收到修改稿日期: 2012-01-05

基金项目: 国家自然科学基金(61025024 和 60890202)资助课题。

作者简介: 邓剑钦(1983—),男,博士研究生,主要从事高功率激光的传输与控制等方面的研究。

E-mail: d\_j\_q\_001@163.com

导师简介: 文双春(1966—),男,博士,教授,主要从事信息光子学的基础理论和应用等方面的研究。

E-mail: scwen@hnu.edu.cn(通信联系人)

器、提高放大器增益、使用低非线性系数材料、利用自散焦介质补偿自聚焦和改进激光介质的均匀性等;从激光方面看,主要的方法有提高光束均匀性<sup>[4]</sup>、采用长脉冲(如啁啾脉冲放大)、利用发散光束、利用圆偏振光束、利用宽带光束和利用部分相干光束等。目前,国内外研究人员仍在尝试着寻找更好的解决方案,这其中包括已有方案的优化组合以及一些新提出的方法<sup>[5~8]</sup>。

激光技术的快速发展使宽带激光的产生成为可能<sup>[9,10]</sup>,带宽为光束传输和控制提供了另外一个自由度,一定的激光带宽可抑制小尺度自聚焦效应<sup>[11~14]</sup>。事实上,强场物理牵引的超短超强激光系统和快点火牵引的皮秒高能激光器就是两类典型的宽带高功率激光系统。在用于惯性约束聚变(ICF)的纳秒高能钷玻璃激光系统中,如美国国家点火装置(NIF)、法国兆焦耳激光器(LMJ)、我国的神光III等,这类窄带激光系统也都认识到带宽的好处,如束匀滑、抑制受激拉曼散射(SRS)和受激布里渊散射(SBS)等,它们都使用了光谱色散匀滑<sup>[15]</sup>(SSD)等技术将窄带光改造成宽带光。但SSD光束在传输过程中存在严重的幅频转换(FM-AM)效应,反过来又破坏光束匀滑,刺激SRS和SBS,为此又要在激光系统中增加幅频转换补偿装置,导致激光系统更加复杂。为充分发挥宽带光束抑制自聚焦的优势,同时克服上述不足,范滇元等提出了发展全系列宽带激光技术的构想,国内中国工程物理研究院、湖南大学等单位在这方面取得一定进展,获得了一些规律性认识。本文以改善高能激光光束的小尺度自聚焦效应为出发点,建立理论模型,详细探讨了宽带激光束如何更好地有效抑制小尺度自聚焦效应。

## 2 激光带宽抑制光束小尺度自聚焦的一般性条件

### 2.1 理论模型和计算参数

高功率激光驱动器中光束的自聚焦是一个非常复杂的非线性现象,因此数值模拟一直是非常重要的研究手段。对宽带激光来说,数值模拟可基于如下归一化非线性薛定谔方程

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{i}{4} \nabla_{\perp}^2 u - \frac{i}{2} \frac{L_{DF}}{L_{DS}} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + i \frac{L_{DF}}{L_{NL}} |u|^2 u, \quad (1)$$

式中  $u = A/A_0$  是归一化脉冲包络振幅,  $A_0$  为脉冲包络振幅的中心峰值,  $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial X^2 + \partial^2/\partial Y^2$  为横向拉普拉斯算符,  $\tau = t/t_0$ ,  $X = x/\omega_0$ ,  $Y = y/\omega_0$ ,  $\xi = z/L_{DF}$ ,  $t_0$  为  $1/e$  脉冲半宽,  $\omega_0$  为光束束腰半宽,  $L_{DF} = k_0 \omega_0^2/2$ ,

$L_{DS} = t_0^2/|\beta_2|$  和  $L_{NL} = 1/(k_0 n_2/n_0 A|^2)$  分别为衍射长度、色散长度和非线性长度,  $k_0 = n_0 \omega_0/c$  为波数,  $n_0$  为中心频率  $\omega_0$  对应的线性折射率,  $\beta_2 = \partial^2 k/\partial \omega^2|_{\omega_0}$  为群速度色散系数,  $n_2$  是介质的非线性折射率。

针对传统的高能钷玻璃激光系统进行数值模拟。激光中心波长  $\lambda_0 = 1053$  nm, 钷玻璃的线性折射率  $n_0 = 1.55$ , 非线性折射率  $n_2 = 1.15 \times 10^{-13}$  esu (相当于非线性折射系数  $\gamma = 3.1 \times 10^{-16}$  cm<sup>2</sup>/W), 群速度色散系数  $\beta_2 = 154$  fs<sup>2</sup>/cm。另外,令光束束腰半宽  $\omega_0 = 5$  mm, 峰值强度  $I_0 = 2$  GW/cm<sup>2</sup>, 输入光束的时间波形为啁啾高斯脉冲、横向空间分布为六阶超高斯型,小尺度自聚焦的调制源为横向随机相位调制。因此输入脉冲光束可以表示为

$$A = A_0 \exp\left[-\frac{(1+iC)}{2} \frac{t^2}{t_0^2}\right] \times \exp\left[-\left(\frac{x^2+y^2}{2\omega_0^2}\right)^6\right] \exp[-i\varphi(x,y)]$$

$$\varphi(x,y) = \alpha \times \text{Random}[-1,1] * \exp\left[-\left(\frac{x^2}{S_{gx}^2} + \frac{y^2}{S_{gy}^2}\right)\right], \quad (2)$$

式中  $C$  为初始频率啁啾,与输入脉冲的带宽的关系为  $\Delta\lambda = \lambda_0^2(1+C^2)^{1/2}/2\pi c t_0$ ,  $\text{Random}[-1,1]$  表示从  $-1$  到  $1$  均匀分布的随机数,  $*$  代表卷积,  $\alpha$  是控制调制深度的调制系数,  $S_{gx}$  和  $S_{gy}$  为决定  $x$  方向和  $y$  方向相位畸变空间起伏的参数,不同的  $S_g$  决定了不同的相位起伏波长,  $S_g$  越大代表相位畸变的空间频率越小。

高功率激光系统中小尺度自聚焦的严重程度通常采用美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室(LLNL)提出的  $B$  积分判据来评估。LLNL 在 NIF 原型装置运行报告中指出,将两个空间滤波器之间的  $B$  积分限制在  $1.8$  之内时,空间小尺度调制的增长是缓慢的。因此将任意两个空间滤波器之间的  $B$  积分控制在  $1.8$  以内,就成为了国际上普遍接受的高功率固体激光装置安全运行的设计准则。本文也采用与 LLNL 一样的做法,通过考察不同脉宽和带宽条件下,光束的空间调制对比度随  $B$  积分的增长规律,来确定激光带宽抑制空间小尺度自聚焦的条件。

### 2.2 带宽抑制光束空间小尺度自聚焦的条件

图 1 是脉宽与带宽对小尺度自聚焦过程中光束空间对比度演化的作用规律。图 1(a) 为脉宽一定时不同带宽的激光其空间小尺度调制的增长规律,其中实线是用作参考的准单色激光的空间调制对比度随  $B$  积分的变化曲线,其他五根曲线为全脉冲宽

度固定为  $t_p = 2t_0 = 1.16$  ps 时, 带宽分别对应于 1、3、5、7、9 nm 的  $B$  积分增长曲线, 显然, 在脉冲宽度一定的情况下, 带宽越大对空间小尺度自聚焦的抑制作用越明显, 如图 1(a) 所示, 带宽越大空间对比度缓慢增长的平坦区越长,  $B$  积分曲线指数增长拐点以及整个指数增长区向后延迟的量也越大。

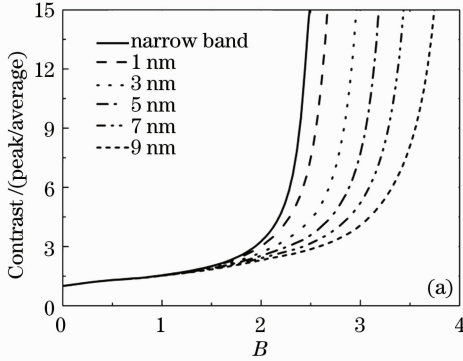


图 1(b) 则表明, 带宽一定时 ( $\Delta\lambda = 10$  nm), 随着脉宽的增大一定量的带宽对小尺度自聚焦的抑制作用逐渐变弱, 随着脉宽的增大空间对比度的增长曲线逐渐向准单色激光的增长曲线靠拢。可以预见, 当脉宽增大至一定程度时, 带宽的作用几乎可以忽略不计。

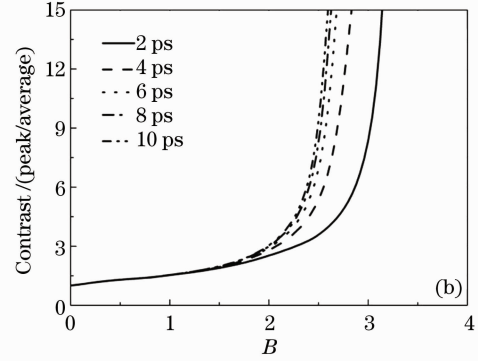


图 1 脉宽与带宽对小尺度自聚焦过程中光束空间对比度演化的作用规律。(a) 脉宽一定时, 带宽的作用规律; (b) 带宽一定时, 脉宽的作用规律

Fig. 1 Effects of pulse duration and bandwidth for the evolution of spatial contrast. (a) In the same pulse duration with different bandwidths; (b) in the same bandwidth with different pulse durations

不难发现, 要对空间小尺度自聚焦实现有效的控制, 必须满足一定的带宽和脉宽条件。图 2 为一定带宽和脉宽条件下空间小尺度自聚焦的变化情况。表 1 给出了图 2 中除实线(用作参考的准单色激光的增长曲线)以外的其他五条曲线的取值参数。表 1 的取值规律和图 2 的计算结果表明, 在不同的脉宽条件下对小尺度自聚焦实现相同程度的抑制, 其带宽和脉宽的比值必须等于某一常数, 即

$$\frac{\Delta\lambda}{t_p} = \eta, \quad (3)$$

式中  $\eta$  为带宽脉宽比,  $\eta$  的取值反映了带宽对小尺度自聚焦的抑制程度,  $\eta$  越大则抑制作用越明显。需要强调的是, 有效抑制小尺度自聚焦的带宽脉宽比  $\eta$  是与介质参数和激光参数有关的。(3) 式也可以由啁啾高斯脉冲的色散规律得到。这是因为, 利用啁啾脉冲激光抑制小尺度自聚焦的本质正是在有限的传输距离内通过引入带宽增强色散达到降低峰值强度, 最终实现抑制延缓小尺度自聚焦的目的。因此, 对小尺度自聚焦同等程度的抑制事实上意味着同等程度的脉冲展宽和同等程度的脉冲峰值强度的下降。

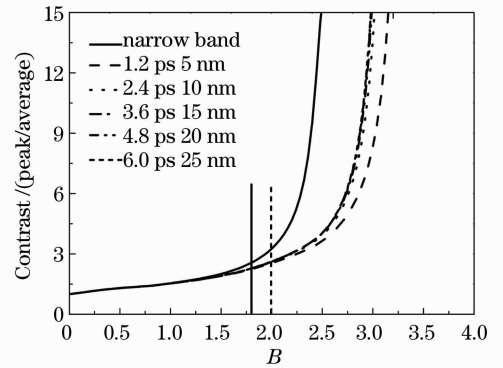


图 2 带宽脉宽比相等的啁啾脉冲激光空间调制对比度随  $B$  积分的增长曲线

Fig. 2 Curves of spatial modulation contrast versus  $B$  integral for different pulse with the same ratio of bandwidth and pulse duration

表 1 对应于图 2 的计算参数表

Table 1 Simulation parameter for Fig. 2

$t_p$ /ps	1.2	2.4	3.6	4.8	6.0
C	5	20	45	80	125
$\Delta\lambda$ /nm	5	10	15	20	25

啁啾高斯脉冲在色散介质中传输, 展宽后的脉宽  $t(z)$  与初始脉宽  $t_0$  的关系可以表示为<sup>[16]</sup>

$$\frac{t(z)}{t_0} = \left[ \left( 1 + \frac{C\beta_2 z}{t_0^2} \right)^2 + \left( \frac{\beta_2 z}{t_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

考虑初始脉宽分别为  $t_1$  和  $t_2$ , 初始啁啾分别为  $C_1$  和  $C_2$  的两组啁啾高斯脉冲的色散, 在展宽因子相等即  $t_1(z)/t_1 = t_2(z)/t_2$  的条件下, 通过简单的推导并忽略带宽  $\Delta\omega$  和色散系数  $\beta_2$  的二阶项, 即可得到在初始啁啾  $C^2 \gg 1$  时, 同等程度的脉冲展宽其带宽与脉宽所满足的关系

$$\frac{\Delta\lambda_1}{t_1} = \frac{\Delta\lambda_2}{t_2}. \quad (5)$$

从图 2 中可以发现两条规律: 1) 相对于准单色激光而言, 宽带激光的空间调制对比度随  $B$  积分的增长曲线明显后延, 其由缓慢增长的平坦区向指数增长过渡的拐点由准单色激光情况下的  $B=1.8$  后延至  $B=2.0$ , 这说明在一定的脉宽和带宽条件下带宽有利于抑制空间小尺度自聚焦, 从而放宽高功率固体激光装置安全运行的  $B$  积分限制; 2) 带宽脉宽比相等时, 可以在不同的脉宽条件下对小尺度自聚焦实现在同等程度的抑制作用。此外, 不难发现, 图 2 中  $t_p=1.2$  ps 所对应的虚线较其他几组脉冲的增长曲线略微偏后, 这是因为  $t_p=1.2$  ps 的情况偏离了  $C^2 \gg 1$  的近似条件, 除此之外, 其他几组脉冲的增长曲线重合的非常好, 这表明图 2 很好地验证了由(3)式和(5)表述的带宽脉宽的同比值关系。

### 3 钕玻璃激光放大系统中利用带宽突破 $B$ 积分受限的条件

实际的钕玻璃激光系统的输出功率受非线性自聚焦效应(其严重程度用  $B$  积分来衡量)的严重制约, 而  $B$  积分与功率成正比, 因此, 若能通过一定手段放宽  $B$  积分的值, 就等价于可以突破  $B$  积分的限制, 提高输出功率。

表 2 对应于图 3 的计算参数表

Table 2 Simulation parameter for Fig. 3

$t_p$ /ps	1.16			2.32			11.6			23.2		
$C$	0	5	10	0	10	20	0	50	100	0	100	200
$\Delta\lambda$ /nm	1	5	10	0.5	5	10	0.1	5	10	0.05	5	10

图 4 是对应于图 3 中各脉宽和带宽条件下的输入(虚线)和特定传输位置( $B=2.8$ )的横向光束剖面图, 从上至下分别对应于  $t_p=1.16$ 、2.32、11.6、23.2 ps, 从左至右分别是变换极限条件下的带宽、 $\Delta\lambda=5$  nm 和  $\Delta\lambda=10$  nm。显然, 在脉宽较短的时候, 如  $t_p=1.16$  ps 和  $t_p=2.32$  ps 时, 在同一  $B$  积分位置带宽越大调制峰值越小, 表明带宽越大空间调制

实际的钕玻璃激光系统中待放大的啁啾脉冲通常为纳秒量级的长脉冲, 而钕玻璃的放大带宽(10~20 nm)和增益窄化等因素又决定了钕玻璃放大系统允许通过的带宽是有限的。考虑某一实际运行的钕玻璃激光放大系统, 假设工作脉冲的脉宽  $t_p=2$  ns, 工作带宽  $\Delta\lambda=10$  nm, 那么如果要想实现如图 2 那样同等程度的小尺度自聚焦抑制作用, 如让光束空间调制对比度增长曲线的拐点由  $B=1.8$  后延至  $B=2.0$ , 根据带宽脉宽比的关系, 工作脉冲的脉宽  $t_p=2$  ns 对应的带宽为  $\Delta\lambda=8333$  nm, 显然如此大的带宽量根本是不可能实现的, 它远远超过了钕玻璃的增益带宽量; 而  $\Delta\lambda=10$  nm 对应的脉宽为  $t_p=2.4$  ps, 显然, 在满足带宽要求的同时相应的脉宽又偏离了实际运行的长脉冲要求。

为进一步证明在钕玻璃介质中利用带宽有效抑制小尺度自聚焦的短脉冲要求, 选取四组脉冲分别计算了在不同的脉宽条件下随着带宽的增大带宽对小尺度自聚焦效应的影响规律。图 3 是 5 nm 和 10 nm 的带宽在不同脉宽情况下的计算结果, 图 3(a)~(d)分别是对应于  $t_p=1.16$ 、2.32、11.6、23.2 ps, 插图为相应计算条件下的频谱, 其中脉宽与带宽和初始啁啾的关系如表 2 所示。显然, 与准单色激光相比, 在如图 3(a)所示的短脉冲情况下, 空间调制对比度随  $B$  积分变化的增长曲线随带宽的增大缓慢增长的平坦区变长, 表明增加带宽可以使空间小尺度调制在介质中保持缓慢增长的状态下传输更长的距离。但是, 随着脉冲宽度的增大, 同样的带宽量表现出的抑制作用逐渐变弱, 如图 3(d)中, 当脉宽  $t_p=23.2$  ps 时, 5 nm 甚至 10 nm 的带宽对空间调制的增长几乎没有影响。

的增长越缓慢; 然而, 在脉冲相对较长的  $t_p=11.6$  ps 和  $t_p=23.2$  ps 的时候, 5 nm 甚至更大的 10 nm 的带宽其调制峰值与变换极限情况下的调制峰值都没有明显的变化, 这表明对于  $t_p=11.6$  ps 甚至更长的脉冲而言 10 nm 的带宽仍然不足以起到延缓小尺度自聚焦的作用。

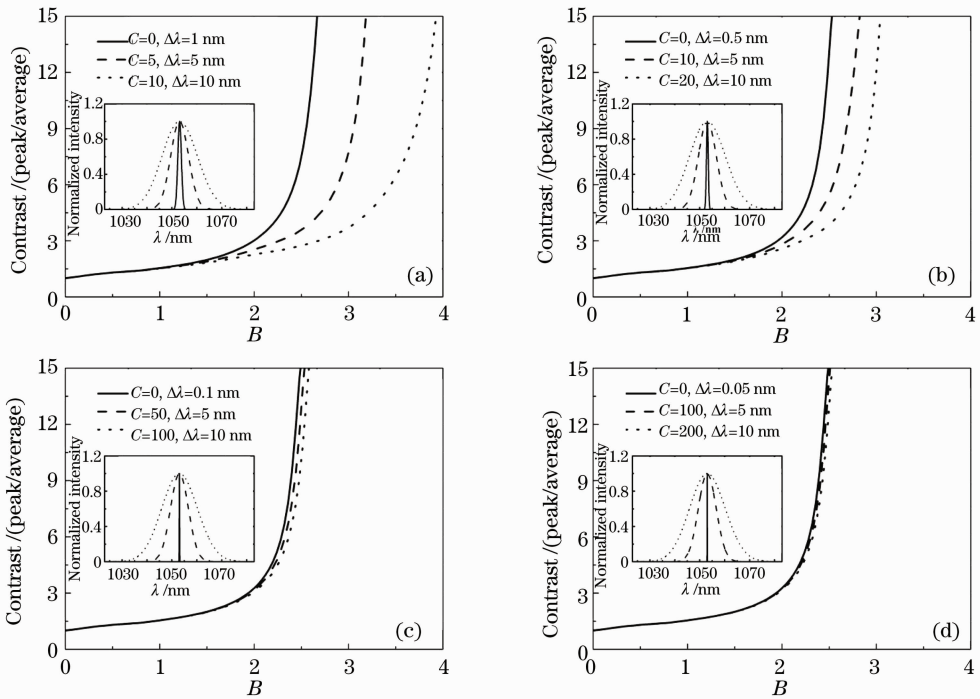


图 3 不同脉冲宽度条件下,带宽对光束空间调制对比度随  $B$  积分增长曲线的影响

Fig. 3 Delay the growth curve of time-integrated spatial modulation contrast as a function of  $B$ -integral showing the influence of bandwidth for four different pulse durations

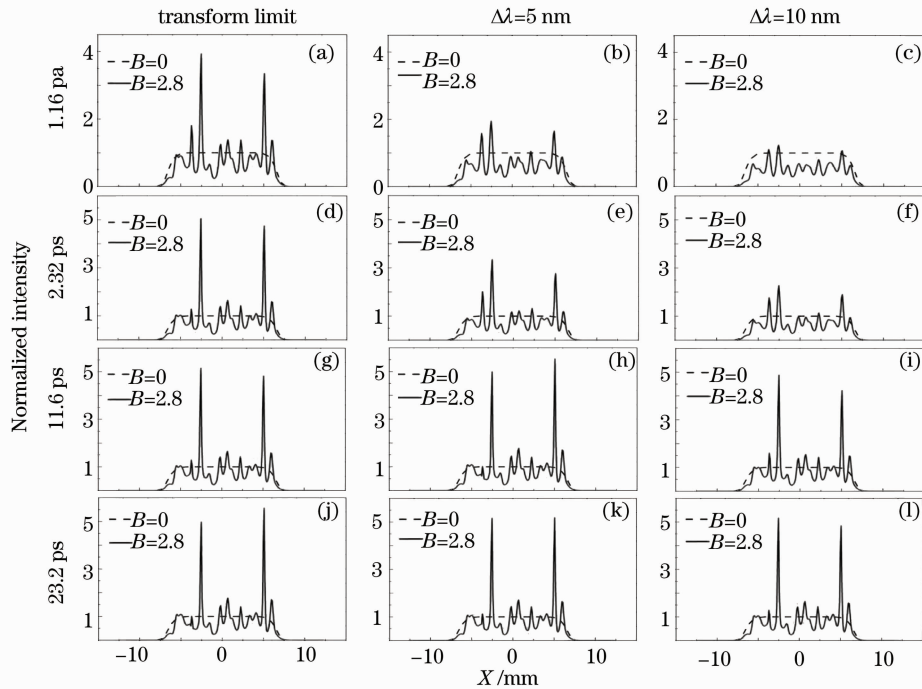


图 4 不同脉冲宽度时,带宽抑制小尺度自聚焦效应的光束横向空间剖面图

Fig. 4 Spatial intensity profiles for four different pulse durations

图 5 是图 3 所示的四种脉冲宽度情况下,其空间对比度增至 2.5 时所需的  $B$  积分和带宽关系的统计对比。可见,随着带宽的增大空间对比度增至

同一数值所需的  $B$  积分都在  $B=1.8$  附近有了一定的增长,但是在不同的脉宽条件下, $B$  积分增长的量是不一样的,显然脉冲越短  $B$  积分增长的幅度越

大,脉冲越长增长的幅度则越小。特别是在脉宽  $t_p = 23.2$  ps 的时候,图 5 中的短虚线几乎是一条与横坐标平行的直线,进一步表明对于钕玻璃介质来说 10 nm 的带宽只对皮秒量级的脉冲激光的小尺度自聚焦效应具有比较明显的抑制作用,而对于宽至数十皮秒的脉冲激光则基本上不起作用。

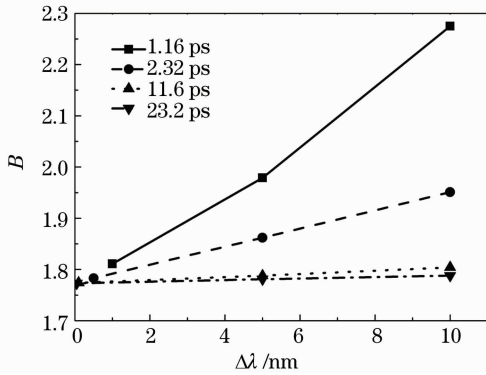


图 5 不同脉冲宽度的光束空间调制对比度增至 2.5 时所需  $B$  积分和带宽关系的统计对比

Fig. 5 Plot of  $B$ -integral as a function of bandwidth for different pulse durations when time-integrated spatial modulation contrast increases to 2.5

如前所述,利用宽带激光抑制小尺度自聚焦,本质上是在有限的传输距离内通过引入带宽增强色散达到降低峰值强度,最终实现抑制小尺度自聚焦的目的。然而,根据色散长度  $L_{DS}$  的定义,其含义是脉冲展宽至初始脉宽的  $\sqrt{2}$  倍时所需的传输距离,色散长度与脉宽的平方成正比,在传输介质一定的情冲下,脉冲越长色散长度越大,在一定的传输距离内脉冲展宽的程度越低。与长脉冲不同的是,在脉冲较短的情况下,相较于同脉宽条件下的变换极限脉冲而言,较小的带宽量,如  $\Delta\lambda = 5$  nm 之于  $t_p = 1.16$  ps,就能显著提高脉冲的展宽速度。随着脉冲宽度的增大,色散长度以脉宽的平方倍递增,显而易见的是,在传输距离相同的前提下需要更大的带宽才能实现同等程度的脉冲展宽,而实际情况并不允许无限制的增大带宽,因此,在允许的带宽范围内只能在短脉冲条件下才能实现带宽对小尺度自聚焦的抑制作用。

## 4 结 论

详细研究了带宽抑制光束小尺度自聚焦效应的脉宽和带宽条件,并将其应用于实际的高功率钕玻璃激光系统,评估了在此类激光系统中利用带宽突破  $B$  积分限制提高激光器输出功率的可行性。结

果表明,在脉宽一定时,激光带宽越大对空间小尺度自聚焦的抑制作用越明显,而当带宽一定时,脉宽越大带宽对小尺度自聚焦的抑制作用越有限;在不同脉宽条件下,对小尺度自聚焦实现相同程度的抑制作用,激光必须具有相同的带宽脉宽比,且这个比值越大则抑制作用越明显。在实际的钕玻璃激光放大介质中,利用宽带啁啾脉冲实现对空间调制非线性增长的抑制作用,必须满足一定的短脉冲条件(皮秒量级)。而实际用于 ICF 的钕玻璃激光装置却是在长脉冲情况下运行,因此通过发展类似于啁啾堆积脉冲这样的光源技术,有可能实现可以同时利用短脉冲的色散对小尺度自聚焦的抑制作用又能保证像长脉冲运行一样负载着较高的能量。

## 参 考 文 献

- 1 J. A. Fleck, J. R. Morris, E. S. Bliss. Small-scale self-focusing effects in a high power glass laser amplifier [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1978, **14**(5): 353~363
- 2 W. Williams, J. T. Hunt, W. E. Warren. Light propagation through large laser system [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1981, **17**(9): 1727~1743
- 3 W. Williams, J. Trenholme, C. Orth *et al.*. NIF design optimization [R]. LLNL Laser Program Quarterly Report, 1996, UCRL-LR-105821-96-4: 181~191
- 4 Fu Fuxing, Zhang Bin. Recovery of high frequency phase of laser beam with wavefront distortion [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(4): 44~49  
付福兴, 张 彬. 激光束畸变波前高频相位的恢复 [J]. *中国激光*, 2011, **38**(4): 44~49
- 5 Cao Guowei, Shi Peng, Zhang Xiaobo *et al.*. Improvement of target irradiation uniformity using spectral dispersion and distributed phase plate [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(10): 29~34  
曹国威, 石 鹏, 张晓波 等. 光谱色散和分布式相位板联用对靶面辐照均匀性的改善 [J]. *中国激光*, 2011, **38**(10): 29~34
- 6 Pan Xue, Li Xuechun, Wang Jiangfeng *et al.*. Study on stability arbitrary spectral shaping using optical parametric chirped pulse amplification [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(1): 0102004  
潘 雪, 李学春, 王江峰 等. 利用光参量啁啾脉冲放大进行任意光谱整形方案的稳定性分析 [J]. *中国激光*, 2011, **38**(1): 0102004
- 7 Zhao Dongfeng, Wang Li, Lin Zunqi *et al.*. Experimental study of 351 nm propagation with high fluence on No. 9 system of SG-II laser facility [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(7): 1~8  
赵东峰, 王 利, 林尊琪 等. 在神光 II 装置第九路系统开展 351 nm 波长激光高通量传输的实验研究 [J]. *中国激光*, 2011, **38**(7): 1~8
- 8 Lu Xinghua, Wang Jiangfeng, Jiang Youen *et al.*. Theoretical study of FM-AM effect of broadband pulsed laser in a regenerative amplifier [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(5): 70~74  
卢兴华, 王江峰, 姜有恩 等. 宽带光再生放大幅度调制效应的研究 [J]. *中国激光*, 2011, **38**(5): 70~74
- 9 W. J. Wadsworth, O. B. Arturo, J. C. Knight *et al.*. Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source [J]. *JOSA. B*, 2002, **19**(9): 2148~2155
- 10 J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov *et al.*

- Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(17): 173901
- 11 X. D. Cao, G. P. Agrawal, C. J. McKinstrie. Self-focusing of chirped optical pulses in nonlinear dispersive media[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **49**(5): 4085~4092
- 12 D. Strickland, P. B. Corkum. Resistance of short pulses to self-focusing[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1994, **11**(3): 492~497
- 13 P. W. McKenty, S. Skupsky, J. H. Kelly *et al.*. Numerical investigation of the self-focusing of broad-bandwidth laser light with applied angular dispersion [J]. *J. Appl. Phys.*, 1994, **76**(4): 2027~2036
- 14 M. D. Feit, J. A. Fleck. Self-focusing of Broadband Laser Pulses in Dispersive Media[R]. LLNL report, 1992, UCRL-1D-1; 12523~12540
- 15 S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler *et al.*. Improved laser beam uniformity using the angular dispersion of frequency modulated light[J]. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66**(8): 3456~3462
- 16 D. Marcuse. Pulse distortion in single-mode fibers. 3: chirped pulses[J]. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(20): 3573~3579

栏目编辑：李文喆