

文章编号: 1001-4322(2009)12-1776-05

超短脉冲在光学介质中传输的 B 积分特性*

邵 敏¹, 傅海威¹, 林尊琪², 乔学光¹

(1. 西安石油大学 理学院 光电油气测井与检测教育部重点实验室, 西安 710065;
2. 中国科学院 上海光学精密机械研究所 高功率激光物理国家实验室, 上海 201800)

摘 要: 从非线性薛定谔方程出发, 利用分步傅里叶算法对其进行求解, 数值模拟了在超短脉冲激光系统中几种光学介质中的 B 积分传输规律, 并对其特性进行了简要分析。数值计算结果表明, 初始脉冲的输入光强与光学介质的增益系数的增大会使 B 积分值增加。脉冲形状对 B 积分值有一定影响, 与飞秒高斯脉冲比较, 当输入为 ps 级的啁啾脉冲时, B 积分较小。针对所选计算模型, 适当的群速色散与高阶色散可以减小 B 积分值。这对超短脉冲放大系统的设计有参考意义。

关键词: B 积分; 非线性薛定谔方程; 光学介质; 数值模拟

中图分类号: O437 **文献标志码:** A

光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)技术^[1-3]是实现高功率超短超强脉冲输出的全新途径。其基本思想是:它是将啁啾脉冲放大(CPA)与光参量放大(OPA)技术相结合, 先将飞秒超短脉冲信号光展宽为 ps 或 ns 级啁啾脉冲, 再以一 ps 或 ns 激光脉冲作为泵浦光, 利用 BBO, LBO 或者 KDP 等非线性晶体经过光参量放大, 最后在输出端利用光栅压缩器压缩脉宽从而获得飞秒强激光脉冲。OPCPA 原理具有 CPA 和 OPA 技术的共同优点, 并又充分发挥了传统的高功率钕玻璃强激光器现有技术的优势。

在放大阶段, 非线性过程对高功率激光系统的影响非常大, 其中自相位调制是最典型的一种非线性效应。脉冲受到自相位调制的影响, 限制着高功率激光系统的峰值能量。自相位调制源于介质的非线性折射率 n_2 , 通常以 B 积分表征。B 积分定义为 $B(z, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^l n_2 I(0, t) dz$, 其中 $I(0, t)$ 是入射光光强, z 是光在非线性介质中的传播距离, λ 是入射光中心波长, l 为光学介质的长度。

作为一个重要的光束质量的评价因子, B 积分达到一定值后会使得材料出现自聚焦, 导致放大器的光学损伤。美国利弗莫尔实验室的 M. D. Perry 等^[4]认为为保证输出脉冲质量, 整个激光系统的 B 积分值小于或等于 1。解决 B 积分的影响目前有 3 种方法: 一是用时间滤波技术来控制脉冲的自相位调制^[5-7]; 二是用具有负非线性系数的半导体来抵消 B 积分^[8]; 三是利用二次非线性介质级联非线性过程中的负 Kerr 相位移动来弥补自聚焦影响和消除 B 积分^[9]。以往的研究多是关注于如何消除 B 积分, 而对超短脉冲在介质中传播时 B 积分的变化规律, 没有进行特别详细的讨论。本文通过对非线性薛定谔方程的求解, 综合考虑非线性折射率与色散的影响, 数值模拟了放大过程中几种光学介质中的 B 积分的变化规律, 并对其传输特性进行理论研究与分析。

1 理论模型

忽略增益饱和的影响, 在小信号情况下超短脉冲在放大系统中的传输可以用非线性薛定谔方程来描述^[10]

$$i \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = i \frac{\alpha}{2} A(z, t) + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z, t)}{\partial t^3} - \gamma |A|^2 A(z, t) \quad (1)$$

式中: β_2, β_3 是介质的二阶色散和三阶色散; α 是介质的增益系数或损耗系数, 本文计算中全部取为介质的增益系数; γ 是与非线性折射率 n_2 有关的量, $\gamma = n_2 \omega_0 / c$, ω_0 是中心频率, c 是真空中光速。

非线性薛定谔方程中既含有非线性折射率项, 又含有介质的色散项, 这二者结合起来可以完整描述激光脉冲在放大系统中传输时所受到的非线性折射率、介质增益和色散项共同作用的影响。所以在对非线性薛定谔方程的求解中, 计算 B 积分会更加精确。

由于非线性薛定谔方程里既有时间变量又有空间变量, 很难求出解析解, 本文采用分步傅里叶算法对其进

* 收稿日期: 2009-04-22; 修订日期: 2009-08-26
基金项目: 西安石油大学青年创新基金项目(2005-21)
作者简介: 邵 敏(1979—), 女, 博士研究生, 从事激光理论与器件研究; benben811@163.com。

行数值模拟计算^[11],分步法的基本原理是将介质分成若干小段,在每一段内分两步来分别考虑非线性折射率项和色散项对超短脉冲所产生的影响:第一步仅考虑非线性折射率的影响,不考虑色散项,并将计算所得结果作傅里叶变换,从时域变到频域;第二步不考虑 B 积分的作用,将上一步计算的结果代入,只计算介质色散项的影响,将计算结果再作一次逆傅里叶变换,从频域回到时域。如此重复循环计算。

2 计算模拟与分析

数值计算中所用参数为:中心波长为 1 053 nm,输入光脉冲为高斯型,脉宽 100 fs。在放大过程中,当系统的 B 积分值大于 1,非线性折射率所带来的自相位调制的影响会比较严重。如图 1 所示,B 积分值为 1.5 时,与输入 100 fs 的高斯脉冲相比,输出脉冲的光谱发生分裂且变宽,脉冲质量受损,这对于多级放大激光系统是极为不利的。所以在实际工作中,可以先计算放大系统中的各个光学介质的 B 积分,从而得到整个系统的总 B 积分值,用以判断系统设计的合理性。因此知道光学介质中 B 积分的变化规律尤为重要。本文选取 4 种光学介质,分别对光在其中传播过程中的 B 积分进行数值计算,所用参数如表 1 所示^[12-15]。其中忽略钽玻璃的二阶与三阶色散。计算结果见图 2~4。

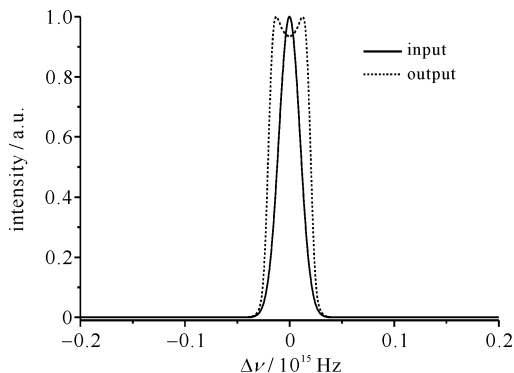


Fig. 1 Spectra of input and output pulses for a medium whose B-integral is 1.5

图 1 光通过 B 积分为 1.5 的系统的频谱分布

表 1 参数表

Table 1 Parameters used in simulation

medium	length/cm	α/cm^{-1}	$n_2/(10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-2})$	$\beta_2/(\text{fs}^2 \cdot \text{cm}^{-1})$	$\beta_3/(\text{fs}^3 \cdot \text{cm}^{-1})$
SF10 prism	2.0	0.030 0	3.0	1 094.0	155 800
Ti: sapphire	2.0	2.000 0	3.0	286.4	49 400
silica glass	80.0	0.000 1	2.7	198.5	37 640
Nd: glass	80.0	0.050 0	3.0	0	0

2.1 光学介质中 B 积分随光强的变化

从图 2 可见,4 种介质中的 B 积分值随着介质长度的增加而呈单调性增加。在介质的初端,B 积分值非常

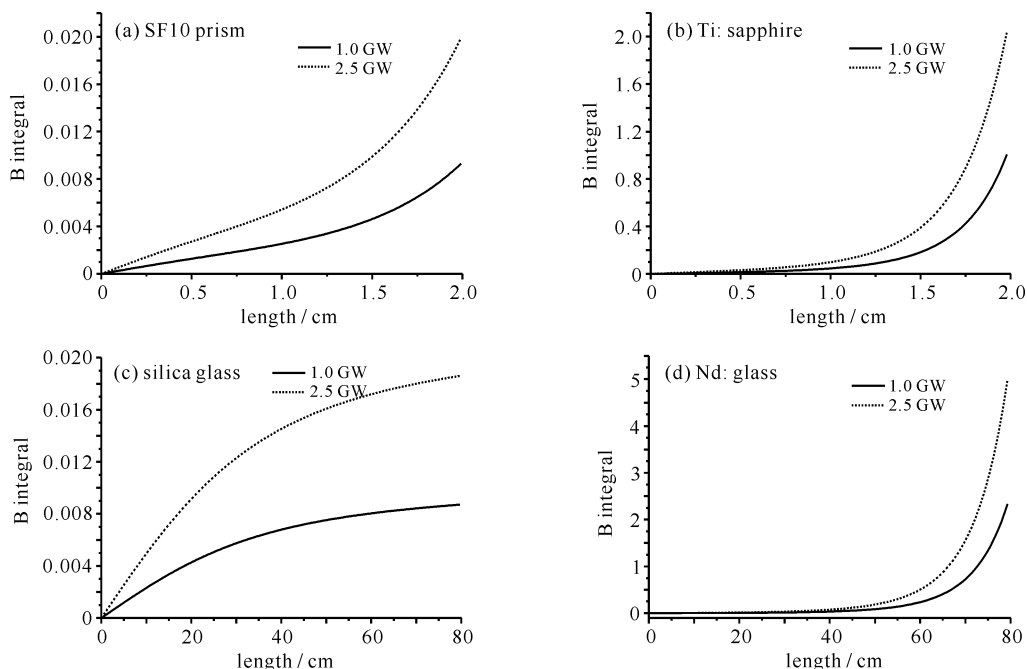


Fig. 2 Variation of B integral with propagation distance in different optical media

图 2 光学介质中 B 积分的变化规律

小,传播一定距离后才有所增加,并在输出端达到最大值。这是因为在介质初端,光脉冲并没有被完全放大,所以 B 积分的影响也没有达到最大。而随着传输距离的增加,光脉冲逐渐被放大,非线性折射率的影响也逐渐增大,B 积分达到最大值。而且 B 积分值随介质增益系数的增大而增大,如当输入 1 GW 光强时,在石英中传输 80 cm,B 积分值为 0.007,而在 SF10 棱镜中仅传输 2.0 cm,其 B 积分值就达到了 0.009。比较图 2 还可以发现,当光强增加时,B 积分值也明显增加。入射光强为 1 GW 时,钕玻璃的 B 积分值是 2.2,而入射光强为 2.5 GW 时,B 积分值是 5.2,增加到原来的两倍多。

计算中发现群速色散与三阶色散会降低 B 积分值,如图 3 所示,其中输入光光强 $I_0 = 1 \text{ GW/cm}^2$ 。在计算中钕玻璃群速色散与三阶色散分别为: $\beta_2 = 200 \text{ fs}^2/\text{cm}$, $\beta_3 = 200 \text{ fs}^3/\text{cm}$ 。当忽略色散时,钛宝石的 B 积分值为 2.6,有高阶色散时 B 积分值是 0.9。钕玻璃的 B 积分值则从无色散时的 2.5 下降至引入色散后的 1.3。主要的原因是色散在介质中会产生走离效应,导致脉宽展宽,展宽后的脉冲较原脉冲其非线性效应会有一定的减弱。所以 B 积分值会减小。这说明适当的群速色散与三阶色散可以在一定程度上抑制 B 积分的增加,但色散值不宜过大,否则其展宽效应不容忽略^[16]。

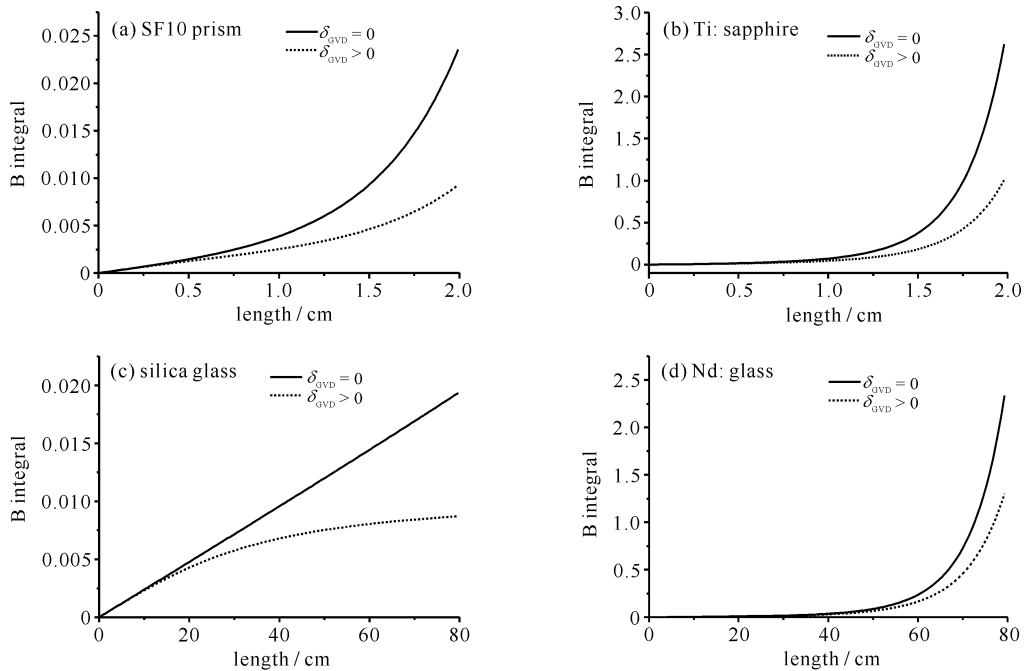


Fig. 3 Effect of dispersion on B integral in different optical media

图 3 色散对 B 积分的影响

2.2 输入波型对 B 积分的影响

OPCPA 技术中将超短脉冲展宽成有啁啾的脉冲,啁啾脉冲在光学介质中的传输特性也是人们所关心的问题。由于啁啾脉冲在放大过程中也会受到非线性效应的影响。因此,本文数值模拟了展宽后的啁啾脉冲的 B 积分传输规律,并与高斯型脉冲进行了比较。如图 4 所示(其中输入光光强 $I_0 = 1 \text{ GW/cm}^2$),与入射光脉冲是 100 fs 的高斯型脉冲比较,当入射光脉冲是由脉宽为 100 fs 的高斯脉冲展宽为脉宽 100 ps 的啁啾脉冲时,B 积分值要小得多。以石英为例,当输入 100 fs 的高斯脉冲,B 积分值是 0.008,而展宽为 100 ps 后,B 积分仅为 0.001。这是因为在啁啾脉冲中,色散的作用使得脉冲的功率发生明显的移动,也能够抑制自相位调制^[17]。数值计算表明,若啁啾脉冲的脉宽较长时(ps 级),非线性效应对脉冲的影响较小,这从理论上验证了 OPCPA 技术具有较小 B 积分^[18]。

3 结 论

B 积分制约着高功率激光系统将峰值能量提高到更高数量级,因此对其的研究和理论分析变得尤为重要。本文从非线性薛定谔方程出发,对超短脉冲在光学介质中的传输进行了数值模拟,重点讨论了 B 积分的传输规律。研究结果表明,输入光强与增益系数的增大会使 B 积分值增加。同时输入脉冲形状对 B 积分值也有影响,ps 级啁啾脉冲的 B 积分值小于 fs 级高斯脉冲。而适当的群速与高阶色散可以在一定程度上减小 B 积分

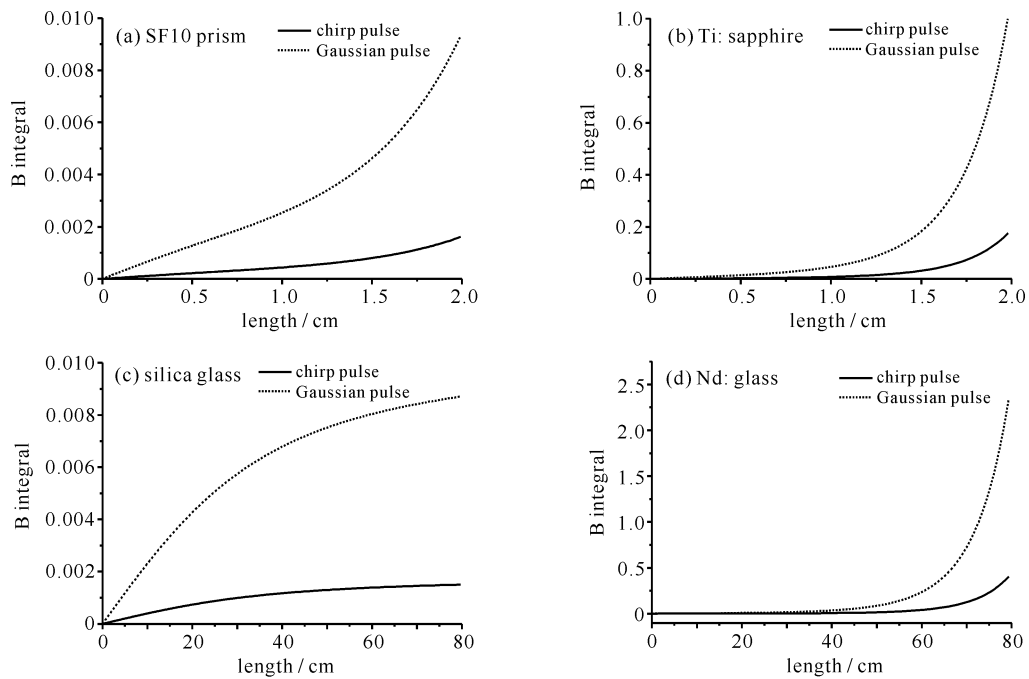


Fig. 4 Variation of B integral with input pulse shape

图 4 脉冲形状对 B 积分值的影响

值。值得提出的是本文所用的理论模型综合考虑了介质的增益、非线性折射率和色散的共同影响,使得计算结果更加精确,可为超短脉冲的放大提供参考依据。

参考文献:

- [1] Dubieties A, Jonusauskas G, Piskarskas A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal[J]. *Opt Commun*, 1992, **88**:437-441.
- [2] Ross I N, Matousek P, Towrie M, et al. The prospect for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers[J]. *Opt Commun*, 1997, **144**:125-133.
- [3] Ross I N, Collier J L, Matousek P, et al. Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification[J]. *Appl Opt*, 2000, **39**(15):2422-2427.
- [4] Perry M D, Ditmire T, Stuart B C. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification[J]. *Opt Lett*, 1994, **19**(24):2149-2151.
- [5] Bettinger A, Charles C, Osmafin J, et al. Laser beam brightness improvement with high power spatial filtering[J]. *Opt Commun*, 1976, **18**:176-177.
- [6] Perry M D, Patterson F G, Weston J. Spectral shaping in chirped-pulse amplification[J]. *Opt Lett*, 2000, **25**(15):381-383.
- [7] 周士安,钱列加,韩申生.用时间滤波的方法改善高能飞秒激光脉冲的质量[J]. *中国激光*, 2001, **28**(7):607-611. (Zhou Shian, Qian Liejia, Han Shensheng. Improving quality of high energy femtosecond laser pulse by temporal filtering. *Chinese J Lasers*, 2001, **28**(7):607-611)
- [8] Konoplev O A, Meyerhofer D D. Cancellation of B-integral accumulation for CPA lasers[J]. *IEEE J of Selected Topics in QE*, 1998, **4**(2):459-469.
- [9] Beckwitt K, Wise F W, Qian Liejia, et al. Compensation for self-focusing by use of the cascade quadratic nonlinearity[J]. *Opt Lett*, 2001, **26**(21):1696-1698.
- [10] Bridges R E, Boyd R W, Garwal G P A. Multidimensional coupling owing to optical nonlinearities I. General formulation [J]. *J Opt Soc Am B*, 1996, **13**(3):553-559.
- [11] Zhang Jingyuan, Huang Jung Y, Wang H, et al. Second-harmonic generation from regeneratively amplified femtosecond laser pulses in BBO and LBO crystals[J]. *J Opt Soc Am B*, 1998, **15**(1):200-209.
- [12] 王屹山,陈国夫,赵尚弘,等.宽带自锁模钛宝石飞秒激光脉冲的实验研究[J]. *光子学报*, 2000, **29**(3):203-207. (Wang Yishan, Chen Guofu, Zhao Shanghong, et al. Study on the pulse of the broad band self-mode-locking Ti: sapphire laser. *Acta Photonica Sinica*, 2000, **29**(3):203-207)
- [13] 楚晓亮,张彬.超短脉冲在放大介质中传输特性研究[J]. *光子学报*, 2004, **33**(6):641-643. (Chu Xiaoliang, Zhang Bin. Study on the propagation properties of the ultrashort pulse in the amplified medium. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(6):641-643)
- [14] 文双春,范真元.高功率激光放大器中光束的成丝和 B 积分[J]. *光学学报*, 2001, **21**(11):1331-1335. (Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Filamentation of intense laser beam in high power laser and the B integral. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(11):1331-1335)

- [15] 姜中宏. 用于激光核聚变的玻璃[J]. 中国激光, 2006, **33**(9):1265-1276. (Jiang Zhonghong. ICF laser glasses. *Chinese J Lasers*, 2006, **33**(9):1265-1276)
- [16] 马再如, 朱启华, 冯国英, 等. 啁啾光脉冲的自相位调制效应对压缩光脉冲的影响[J]. 强激光与粒子束, 2005, **17**(3):391-394. (Ma Zairu, Zhu Qihua, Feng Guoying, et al. Effects of self phase modulation of chirped pulses on compressed pulses. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(3):391-394)
- [17] 楚晓亮, 张彬, 蔡邦维, 等. 啁啾高斯脉冲光束在正色散介质中的自聚焦特性[J]. 强激光与粒子束, 2005, **17**(12):1794-1797. (Chu Xiaoliang, Zhang Bin, Cai Bangwei, et al. Self-focusing properties of chirped Gaussian pulse beams in media with normal dispersion. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(12):1794-1797)
- [18] Youshida H, Isshi E, Okita H, et al. Study on OPCPA front-end system for power laser[C]//Conference on Lasers and Electro Optics. 2002;402-403.

B integral properties of ultra-short pulse in optical medium

Shao Min¹, Fu Haiwei¹, Lin Zunqi², Qiao Xueguang¹

(1. *Key Laboratory of Photoelectric Gas-oil Logging and Detecting of the Ministry of Education, School of Science, Xi'an Shiyou University, Xi'an 710065, China;*

2. *National Laboratory on High Power Lasers and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, P. O. Box 800-211, Shanghai 201800, China*)

Abstract: The nonlinear Schrödinger equation is solved by slit-step Fourier numerical method. The variation of B integral in several propagation media in the ultra-short pulse laser system is numerically simulated and briefly analyzed. The results show that B integral increases with input intensity and gain coefficient increasing. The shape of the input pulse has some effect on B integral, and the B integral of picosecond chirp pulse is smaller than that of femtosecond Gaussian pulse. It is also found that proper group-velocity and high-order dispersions can reduce B integral for the selected calculation model. The approach can be reference resources to the design of the ultra-short pulse laser system.

Key words: B integral; nonlinear Schrödinger equation; optical medium; numerical simulation