

文章编号: 1001-4322(2006)10-1634-05

克尔介质中超连续谱的产生与自聚焦的抑制*

张 颖^{1,2}, 曾小明², 朱启华², 王 道², 王 方²,
谢旭东², 邓 颖², 王凤蕊², 魏晓峰², 应纯同¹

(1. 清华大学 工程物理系, 北京 100084; 2. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 从(3+1)维非线性薛定谔方程出发,理论上分析了超短脉冲频谱展宽与自聚焦的影响因素。分析得出:通过改变泵浦光的功率和光束口径,可以实现光谱的极大展宽并避免自聚焦成丝。数值模拟了小口径强泵浦光束在 BK7 玻璃中的传输过程并进行了实验验证。模拟结果显示在超连续谱产生的同时小尺度调制被完全抑制。实验结果表明:降低泵浦光功率,使光束不会因为全光束自聚焦而发生塌陷,同时还能控制除自聚焦外的其它非线性效应,进而改善近场光束质量。由于自相位调制是超短超强脉冲产生超连续谱的重要机制之一,需要维持传输过程中的泵浦光功率,由此最佳的入射光功率应选在全光束自聚焦功率阈值附近。

关键词: 超连续谱; 自相位调制; 自聚焦; 克尔介质

中图分类号: O437 **文献标识码:** A

超连续谱产生(supercontinuum generation, SCG)是指光波在透明介质中传播时光谱极大展宽的现象。1970 年, R. R. Alfano 和 S. L. Shapiro 利用倍频锁模钕玻璃激光器泵浦 BK7 玻璃,第一次在固体介质中获得了 400~700 nm 的超连续谱^[1]。近年来,随着激光功率的不断提高和超短超强脉冲激光技术的发展,能够产生超连续谱的介质越来越广泛,频谱的覆盖范围也不断扩大,已经获得了从近红外延伸到紫外波段的频谱分布。超连续光产生已成为科学与工程中非常重要的非线性光学过程^[2]。

超连续谱产生的机制很多,如自相位调制(SPM)、交叉相位调制、四波混频、受激拉曼散射等。实验上研究热点趋向于用光纤获得光谱更宽、顶部更平坦的超连续谱^[3],甚至已经出现了带宽超过 1 μm 的商用超连续谱源。但是,当产生的超连续谱需要用于进一步传输与放大时,超连续谱的光束质量将为后续的传输带来重要的影响,而自聚焦是影响光束质量甚至造成介质损伤的重要因素。

介质的三阶电极化率带来的自相位调制会导致光谱展宽,同时也是空间自聚焦的源头。本文主要从理论上分析谱展宽与自聚焦各自的决定因素。数值模拟和实验结果证明,当泵浦功率、口径、传输距离满足一定条件时,能够获得较大的谱展宽,同时避免自聚焦成丝,从而使超连续谱具有较好的光束质量。

1 理论分析

假设入射激光为傅里叶变换极限脉冲, $A_0(T) = \epsilon \exp(-T^2/2T_0^2)$, 其中 T_0 是 1/e 处脉宽, ϵ 是电场包络的峰值大小。则脉冲在固体介质中的传输可以用非线性薛定谔方程来描述^[4]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) + i \frac{n_2' k}{n_0} |A|^2 A = 0 \quad (1)$$

式中: T 是运动坐标系中的时间; A 是慢变振幅近似下电场的包络; β_2 是群速度色散系数; n_2' 为非线性折射率系数; k 是波矢。

1.1 自相位调制带来的谱展宽

忽略衍射和色散, 方程(1)有解析解

$$A(T) = A_0(T) \exp(\phi_{NL}) = A_0(T) \exp(-in_2' k |A_0(T)|^2 L / n_0) \quad (2)$$

式中: $A(T)$ 是出射脉冲电场包络; ϕ_{NL} 是由于自相位调制引入的非线性相位; L 是介质长度。于是得到瞬时频率

$$\omega(T) = -\partial\phi_{NL}/\partial T = 2n_2' k L \epsilon^2 T \exp(-T^2/T_0^2) / n_0 T_0^2 \quad (3)$$

这样就得到考虑 SPM 后的谱宽

* 收稿日期: 2006-03-07; 修订日期: 2006-06-30

基金项目: 国家 863 计划项目资助课题

作者简介: 张 颖(1981—), 女, 博士生, 从事超短超强激光技术研究; zhangying99@mails.tsinghua.edu.cn.

$$\omega_t = 13.7n_2 PL \Delta\omega_0 / \lambda_0 D^2 \tag{4}$$

式中： P 是脉冲功率； D 是光束口径； $n_2 = 2\mu_0 cn_2' / n_0$ ，为非线性折射率； $\Delta\omega_0$ 为入射光电场振幅下降到 $1/e$ 的宽度， ω_t 为谱的总宽度。实际上超连续谱除了自相位调制的贡献之外，还受到交叉相位调制、四波混频、受激拉曼散射等效应^[5]的共同影响。可见，为了获得较大的谱展宽，要求

$$13.7n_2 PL / \lambda_0 D^2 > 1 \tag{5}$$

1.2 全光束自聚焦

为了避免全光束自聚焦，要求脉冲功率小于全光束自聚焦的临界功率^[6]，即

$$P < P_{cr}, \quad P_{cr} = a\lambda_0^2 / 8\pi n_0 n_2 \tag{6}$$

1.3 小尺度自聚焦

自聚焦理论在许多文献上都有深入的研究^[7-8]。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调制和起伏，在光束总体发生自聚焦之前，这些调制和起伏可能使光束发生局部的自聚焦，这就是小尺度自聚焦。小尺度自聚焦会造成光束分裂，这将严重影响超连续谱的光束质量。把一个带有调制的光束分解为一个强的“本底”场加上一个弱的“调制场”，认为“本底”场是横向均匀的，忽略它的衍射效应。由文献^[9-10]可知，最快增长调制周期 $\Delta_m = 2\pi/q_m = \pi D(P_1/P)^{1/2}$ ，其中 P_1 是弱临界功率。增益系数

$$G = \exp(g_m L) = \exp(8n_2 PL / a\lambda_0 D^2) \tag{7}$$

2 模拟计算

选取入射光中心波长 800 nm，脉宽 100 fs；介质为 BK7 玻璃片，折射率 $n_0 = 1.52$ ，非线性折射率 $n_2 = 4 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{GW}$ ；对于高斯光束，取式(6)中系数 $a=4$ 。为了计算方便，以下所有式中的物理量都取国际单位，即功率单位为 W，介质长度、光束口径、中心波长单位为 m。

由式(5)、式(6)得到获得较大谱展宽同时避免全光束自聚焦的条件，由式(7)得到避免小尺度自聚焦的条件(此时 $G < e^1 \approx 2.72$)：

$$\begin{cases} 0.3 \times 10^{13} < PL/D^2 < 1 \times 10^{13} \\ P < 1.68 \times 10^6 \end{cases} \tag{8}$$

取入射光束口径 $10 \mu\text{m}$ ，介质长度 2 mm，用分部傅里叶法求解非线性薛定谔方程。由于介质长度很短，群速度色散可以忽略。取 $P=1.5 \text{ MW}$ ，求解(3+1)维非线性薛定谔方程，得到的出射光斑和频谱如图 1 所示，可见光束口径增大为原来的 3 倍，光束中心功率密度在传输初期有所上升，但随后由于衍射作用迅速下降，频谱由于自相位调制展宽了近百 nm。为了比较不同功率下脉冲自聚焦与衍射的平衡，我们忽略时空耦合效应，只考虑空间的自聚焦和衍射。在不同的入射功率条件下光束中心功率密度随传输距离的变化如图 2 所示，可以看出当 P 足够大时，光束自聚焦成丝， B 积分呈指数上升，这在实际应用中是要避免的，而当 P 比较低时，光束衍射占主导地位， B 积分增长非常缓慢。

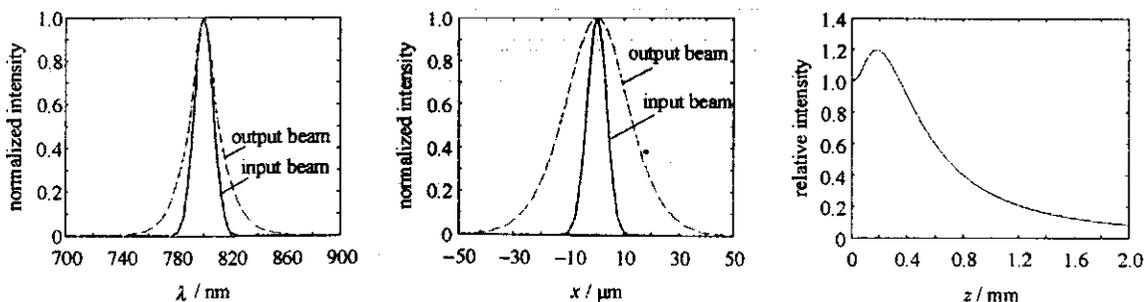


Fig. 1 Evolution of the spatial property of output beam

图 1 $P=1.5 \text{ MW}$ 时出射光束的时间空间变化特性

上面选取的参数 $PL/D^2 = 3 \times 10^{13}$ ，理论上不符合抑制小尺度自聚焦的条件。现在给入射光束空间分布加上调制

$$A(x, y) = \epsilon \exp[-(x^2 + y^2) / 2r^2] [1 + \xi_x \cos(k_x x)] [1 + \xi_y \cos(k_y y)] \tag{9}$$

ξ_x, ξ_y 表示调制深度。图 3 是具有一定小尺度调制入射光束在介质中的传输情况。模拟结果显示，小尺度调制

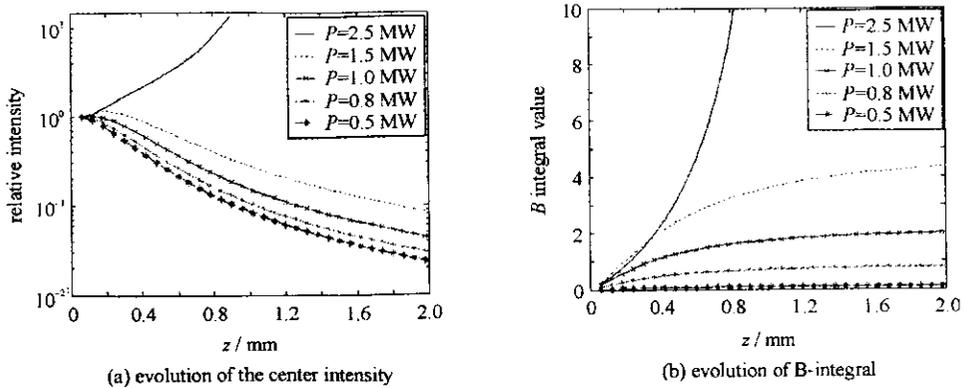


Fig. 2 Evolution of the center intensity and B-integral with different input powers

图 2 入射光束功率不同,光束中心功率密度与 B 积分随传输距离的变化

并没有像预期的那样增强成丝,而是随着传输距离的增加得到了抑制;中心光强在传输过程中有小量的抖动,但变化的总体趋势与未加小尺度调制时一致。这个结果可以这样来解释:小尺度自聚焦模型认为“本底”场是横向均匀的,而这里的本底场是高斯分布的,只有靠近中心的区域才有足够大的功率密度;其次,该条件下最快增长调制周期 $\Lambda_m = 37.5 \mu\text{m}$,临界调制周期 $\Lambda_c = 26.5 \mu\text{m}$,而光束口径只有 $10 \mu\text{m}$,小尺度调制的频率远大于临界调制频率,不会发生小尺度自聚焦。

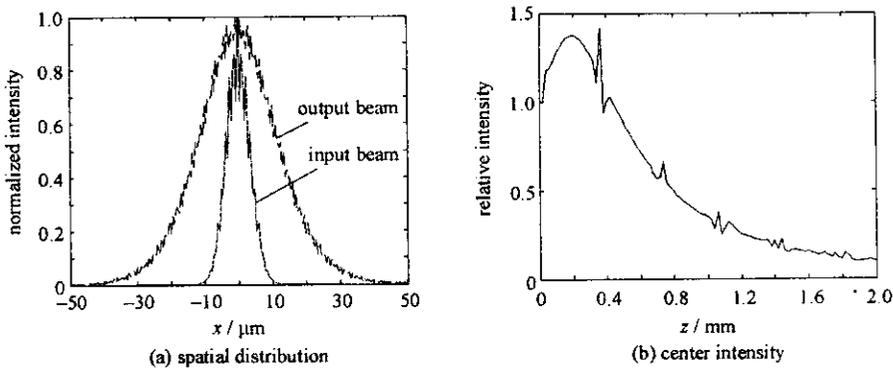


Fig. 3 Evolution of spatial distribution and center intensity when $P=1.5 \text{ MW}$ and small-scale modulation exists

图 3 当 $P=1.5 \text{ MW}$,存在小尺度调制情况下,出射光束的空间强度分布变化

3 实验验证

图 4 为实验光路示意图。泵浦光由 SILEX-I 装置^[11] 5 TW 输出分束得到,脉冲未完全压缩,脉宽约 100 fs,光束口径 25 mm。通过透镜聚焦到 BK7 玻璃上,透镜焦距 10 cm,介质厚 2 mm,由透镜的焦距和光束口径得到焦斑大小约 $10 \mu\text{m}$ 。泵浦光近场 C 和准直后超连续谱的近场 D 用 CCD 观测。通过测量的近场图可以从理论上预测泵浦光和超连续谱的远场分布,认为它们即介质前表面 A 和后表面 B 处的光束空间分布。

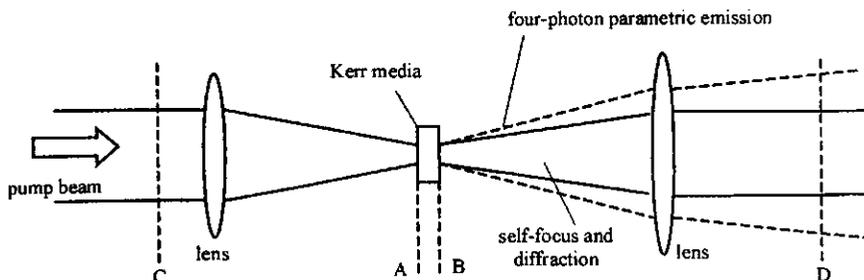


Fig. 4 Schematic of experimental setup

图 4 实验装置示意图

图 5(a)和(b)是测量得到的泵浦光近场和理论预测的泵浦光远场,(c)和(d)是泵浦光功率几十 MW 时超连续谱近场和理论预测的超连续谱远场。可以看到泵浦光近场分布非常均匀,而产生的超连续谱近场却出现了大量的星星点点。比较它们的远场分布可以发现,超连续谱的远场有大量的环状分布,由傅里叶变换关系得知,这些环引入了近场的高频调制。理论分析认为^[1,5,12],这些环不是小尺度自聚焦产生的,而是由于四光子参

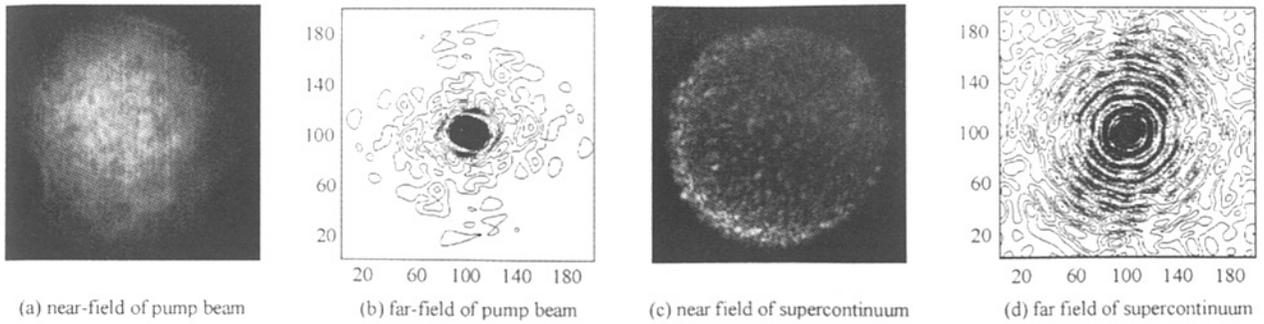


Fig. 5 Near-field and far-field patterns of pump beam and supercontinuum

图 5 泵浦光与超连续谱近场与远场分布图

量过程非共线相位匹配导致的。当脉冲峰值功率密度很高,达到四光子参量发射的阈值时,这些暗环就出现了。

降低泵浦光功率至 MW 量级,控制四光子参量过程的发生,就能保证在超连续谱产生的同时改善它的近场,如图 6(a)所示。在泵浦光功率几 MW 的条件下,测量得到泵浦光和超连续谱的光谱如图 6(b),(c)所示。泵浦光中心波长 790 nm,带宽约 40 nm,产生的超连续谱覆盖了从 700~1 100 nm 的范围。由于超连续谱的产生机制很多,自相位调制只是其中一种,因此超连续谱的光谱分布非常复杂。

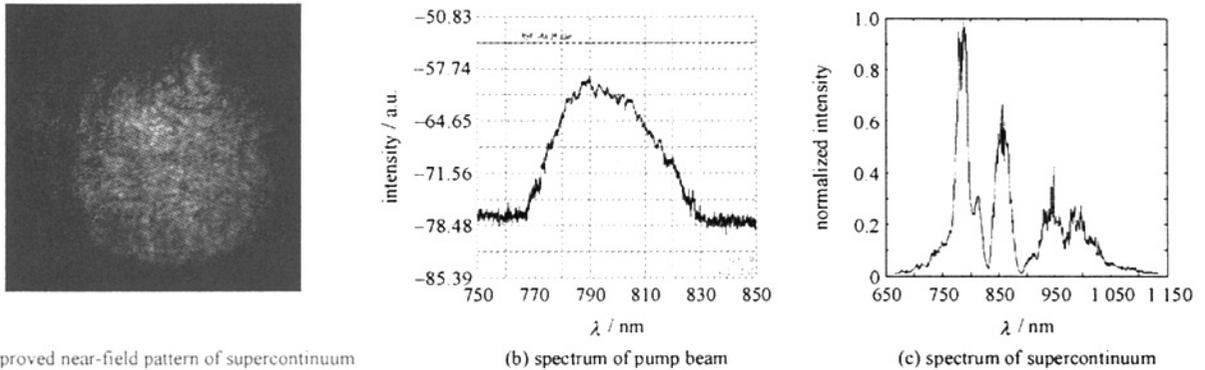


Fig. 6 Spectral distribution of pump beam and supercontinuum

图 6 泵浦光和超连续谱频谱分布

4 结 论

三阶电极化率带来的自相位调制是产生超连续谱的重要机制之一,也是全光束自聚焦和小尺度自聚焦的源头。如何选择入射光功率,实现超连续谱的产生并抑制自聚焦,对实验具有重要的指导意义。本文模拟了传输过程中时间自相位调制和空间自聚焦的共同作用,结果表明:对于口径 $10 \mu\text{m}$ 的泵浦光束,由于小尺度调制的频率远大于临界频率,小尺度自聚焦不会发生,但是全光束自聚焦会导致光功率的指数上升,引起光束塌陷和介质的破坏,强泵浦光作用下的其他非线性过程与自聚焦的综合作用也会导致近场光束质量变差,因此需要降低入射泵浦光的功率,减少其他非线性过程发生的几率。为了获得尽可能大的谱展宽,需要维持泵浦光传输过程中的功率密度,由此最佳的入射光功率就在全光束自聚焦临界功率附近。

参考文献:

- [1] Alfano R R, Shapiro S L. Emission in the region 4000 to 7 000 Å via four-photon coupling in glass[J]. *Phys Rev Lett*, 1970, **24**(11):584-587.
- [2] Alfano R R. 超连续光的应用获得重大进展[J]. *激光世界*, 2005, **8**:33-35. (Alfano R R. Important development of supercontinuum application. *Laser Focus World*, 2005, **8**:33-35)
- [3] 高洁丽,徐文成,陈巧红,等. 光纤中超连续谱的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2004, **41**(11):20-25. (Gao J L, Xue W C, Chen Q H, et al. Development of supercontinuum generation in fiber. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2004, **41**(11):20-25)
- [4] Agrawal G P. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 北京:电子工业出版社,2002:30-33. (Agrawal G P. Principle and application of nonlinear fiber optics. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002:30-33)
- [5] 张伟力,章若冰,王清月. 飞秒超连续谱中的四光子参量发射[J]. *量子电子学*, 1995, **12**(3):278-282. (Zhang W L, Zhang R B, Wang Q

- Y. Four-photon parametric emission in the femtosecond supercontinuum. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 1995, **12**(3):278-282)
- [6] Walter Koechner. Solid-state laser engineering[M]. Verlag, Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1999: 672-673.
- [7] 文双春, 范滇元. 增益(损耗)介质中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. (Wen S C, Fan D J. Theory of small-scale self-focusing of intense laser beams in media with gain and loss. *Acta Physica Sinica*, 2000, **49**(7):1282-1286)
- [8] 冯敏, 卫青, 施解龙, 等. 自聚焦克尔类电介质中非傍轴光束调制非稳的研究[J]. 物理学报, 2004, **53**(4):1088-1094. (Feng M, Wei Q, She J L, et al. Modulation instability of non-paraxial beams for self-focusing Kerr media. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(4):1088-1094)
- [9] 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. (Wen S C, Fan D Y. Nonlinear theory of filamentation of intense laser beams. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(12):1458-1462)
- [10] 文双春, 范滇元. 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 S C, Fan D Y. Filamentation of intense laser beam in high power laser and the B integral. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(11):1331-1335)
- [11] Peng H S, Huang X J, Zhu Q H, et al. 286 TW Ti:sapphire laser at CAEP[C]//Proceedings of SPIE. 2005, **5627**:1-5.
- [12] Xing Q R, Yoo K M, Alfano R R. Conical emission by four-photon parametric generation by using femtosecond laser pulses[J]. *Applied Optics*, 1993, **32**(12):2087-2089.

Supercontinuum generation and self-focusing in Kerr media

ZHANG Ying^{1,2}, ZENG Xiao-ming², ZHU Qi-hua², WANG Xiao², WANG Fang²,
XIE Xu-dong², DENG Ying², WANG Feng-ru², WEI Xiao-feng², YING Chun-tong¹

(1. *Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;*

2. *Research Center of Laser Fusion, CAEP, P. O. Box 919-988, Mianyang 621900, China*)

Abstract: Supercontinuum generation and self-focusing effect of ultra-short pulse propagation in Kerr media were investigated according to (3+1) dimensions' nonlinear Schrödinger equation. Results indicate that spectral super-broadening without self-focus can be achieved by adjusting the pump power and the beam diameter. The process of a small diameter ultra-high power pump beam propagating in BK7 glass with or without small scale modulation was simulated. The experimental results indicate that the near-field beam quality improves when the pump power decreases. In this case, the pump beam doesn't collapse by whole beam self-focus and other nonlinear effects are restrained. In order to keep pump intensity in propagating, the best input power used for supercontinuum generation is near the whole beam self-focusing critical power.

Key words: Supercontinuum; Self phase modulation; Self-focus; Kerr media