

宽带啁啾脉冲激光非线性传输过程中的 时空微扰研究^{*}

王灿华 章礼富 傅喜泉[†] 文双春

(湖南大学计算机与通信学院,微纳光电器件及应用教育部重点实验室,长沙 410082)

(2009 年 9 月 28 日收到;2009 年 12 月 8 日收到修改稿)

基于非线性薛定谔方程推导出大啁啾脉冲的传输方程,利用微扰理论,分析了啁啾脉冲激光的时空不稳定性.理论上比较清楚的阐述了宽带脉冲激光在大啁啾情况下,其时空噪声的相互影响与相互作用情况及脉冲啁啾对噪声微扰调制的影响,发现在相同 γI_0 (非线性系数与峰值强度乘积) 的情况下脉冲啁啾对噪声调制的增长没有直接影响.最后我们在实验上利用非线性介质对啁啾脉冲的空间小尺度自聚焦过程进行了部分验证,同时也在数值上对宽带啁啾脉冲的时间噪声调制的增长进行了模拟分析,发现实验结果和模拟分析结论都与理论分析基本一致.

关键词: 时空不稳定性, 宽带脉冲激光, 啁啾

PACC: 4265J, 4260, 4260F

1. 引 言

波的不稳定性可能是自然界中最引人注目的非线性现象,调制不稳定性是最先发现的不稳定性现象之一,也是与波的非线性传输相关的最重要的问题之一.在非线性光学中,已发现三种调制不稳定性即时间不稳定性、空间不稳定性及时空不稳定性.时间不稳定性是由群速度色散和自相位调制之间的相互作用产生的,这种不稳定性通常在光纤中出现,并可将一个脉冲分裂成一串脉宽很短的子脉冲^[1-3].空间不稳定性是由于衍射与非线性相互作用的结果,通常也称作小尺度自聚焦^[4-8].在高功率固体激光器中,小尺度自聚焦效应能将一束均匀激光分裂成一根根强度非常高的细丝,从而不仅破坏激光束的均匀性,更造成激光介质的损坏,是限制激光器最大输出功率的主要因素.时空不稳定性则是衍射、群速度色散及自相位调制三者之间的相互作用导致的^[9-20],其重要性在于它不仅显示了衍射和群速度色散如何共同参与时间和空间的耦合,而且还可将一连续或准连续光束转变成一串超高

功率超短脉冲或光子弹.

时空不稳定性研究近十几年引起了不少的关注,也取得了很大的成就.文双春等人^[12-14]研究了超短脉冲在色散自聚焦介质中传输时的时空不稳定性,重点考察了时空聚焦效应对时空不稳定性的影响,并重新考察了高阶色散、自陡峭等效应在有时空耦合情况下对不稳定性的影响;Shih^[18], Chu^[19]等人研究了非线性非瞬时响应介质的时空不稳定性,但他们的研究基本上都建立在脉冲啁啾为零的基础上,即没考虑啁啾脉冲的存在.事实上,当今的超短脉冲激光器采用了锁模技术,而放大则采用了啁啾脉冲放大技术,在这些技术中激光的传输都是与啁啾有关的.有些文献涉及了脉冲啁啾的研究^[21-23],但作者很少看到有人在啁啾对超短脉冲激光时空调制不稳定性影响的作用机理方面进行过系统分析.随着 PW(10^{15} W) 甚至是 EW(10^{18} W) 激光技术的研究,啁啾脉冲在时空调制方面的详细研究也不得不尤为重要.本文基于非线性薛定谔方程(NLSE),从理论和数值模拟两个方面研究了宽带脉冲激光在大啁啾情况下,其时空噪声的相互影响和相互作用情况及脉冲啁啾对微扰调制的影响,并

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10776008),国家自然科学基金重点项目(批准号:60538010),教育部新世纪优秀人才支持计划和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20070532075),湖南省科学技术厅科技计划项目(批准号:2009FJ3112)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: fuxq@263.net

在实验室利用非线性介质进行了部分的实验验证.

2. 大啁啾脉冲传输的稳定性分析

考虑到光场的表达式为 $E(x,y,z,t) = A(x,y,z,t)\exp(ik_0z - i\omega_0t) + \text{c. c.}$, 其中 $A(x,y,z,t)$ 为光场的复包络, c. c. 代表复共轭, $k_0 = \text{Re}[k(\omega_0)] = n_0\omega_0/c$, 为中心频率 ω_0 处的传输常量. 本文的非线性介质为克尔介质, 其折射率 $n(\omega_0, |A|^2) = n_0(\omega_0) + n_2|A|^2$ 随光强作线性变化, 其中 n_0 和 n_2 分别代表中心频率处的线性折射率及介质的非线性折射率系数. 在本文中我们主要讨论百飞秒量级的变换极限脉冲和利用色散得到的大啁啾展宽脉冲, 为了更好的分析考虑脉冲的时空变化特征, 我们忽略高阶色散项、高阶非线性项及损耗^[24], 仅采用简单的非线性薛定谔方程

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\frac{1}{2k_0}\nabla_{\perp}^2 A - i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma|A|^2 A \quad (1)$$

其中 β_2 为群速度色散系数, $\gamma = k_0 n_2/n_0$ 为非线性系数, $\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2$ 为横向拉普拉斯算符. 设初始脉冲带有线性啁啾, 且具有如下形式:

$$A(x,y,z,t) = A'(x,y,z,t)\exp\left(-iC\frac{t^2}{2T_0}\right), \quad (2)$$

其中 T_0 为初始输入脉冲的半宽度(光强度峰值的 $1/e$ 处), C 为初始啁啾参量, 对 $C > 0$, 从前沿到后沿瞬时频率性增加(上或正啁啾); 对 $C < 0$, 则正好相反(下或负啁啾). 若初始脉冲为高斯脉冲, 则可得频谱的半宽度(振幅的 $1/e$ 处)和脉冲啁啾的关系为 $\Delta\omega = (1 + C^2)^{1/2}/T_0$ ^[1]. 将(2)式代入(1)式并化简, 得到大啁啾脉冲的传输方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial A'}{\partial z} = & i\frac{1}{2k_0}\nabla_{\perp}^2 A' + i\gamma|A'|^2 A' \\ & - i\frac{\beta_2}{2}\left(\frac{\partial^2 A'}{\partial t^2} - \frac{2iC}{T_0^2}t\frac{\partial A'}{\partial t} - \frac{iC}{T_0^2}A' - \frac{C^2}{T_0^2}t^2 A'\right). \end{aligned} \quad (3)$$

可以得到方程(3)的其中一个解析解为

$$A' = A_0\exp\left(iC\frac{t^2}{2T_0^2}\right)\exp(i\gamma|A_0|^2 z), \quad (4)$$

式中, $iCt^2/2T_0^2$ 是由初始啁啾引起的相移, $|A_0|^2 z$ 是由自相位调制引起的非线性相移, A_0 为初始输入脉冲的包络. 根据微扰理论的分析过程, 在解析解上加一个很小的微扰 $a(x,y,t,z)$, 即

$$\begin{aligned} A'(x,y,t,z) = & A_0[1 + a(x,y,t,z)] \\ & \times \exp\left(iC\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \\ & \times \exp(i\gamma|A_0|^2 z), \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $|a(x,y,t,z)| \ll 1$, 且为复数形式. 将(5)式代入(3)式, 可以得到方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial z} = & i\frac{1}{2k_0}\nabla_{\perp}^2 a - i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + i\gamma|A_0|^2 a \\ & \times (a + a^* + aa^*)(1 + a). \end{aligned} \quad (6)$$

将微扰分解为实部和虚部, 即 $a = u(x,y,t,z) + iv(x,y,t,z)$, 并分别使 u, v 线性化, 可得下列两个耦合方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} = & -\frac{1}{2k_0}\nabla_{\perp}^2 v + \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial v}{\partial z} = & \frac{1}{2k_0}\nabla_{\perp}^2 u - \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + 2\gamma|A_0|^2 u. \end{aligned} \quad (7)$$

对方程组(7)做傅里叶变换, 可以得到频域下关于 u, v 的常微分方程组

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} = & \frac{k^2}{2k_0}\tilde{v} - \frac{\beta_2\omega^2}{2}\tilde{v}, \\ \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} = & -\frac{k^2}{2k_0}\tilde{u} + \frac{\beta_2\omega^2}{2}\tilde{u} + 2\gamma|A_0|^2\tilde{u}. \end{aligned} \quad (8)$$

对方程组(8)进行求解, 可得不稳定性调制谱的增益

$$g = \sqrt{\left(\frac{k^2}{2k_0} - \frac{\beta_2\omega^2}{2}\right)\left(2\gamma A_0^2 - \frac{k^2}{2k_0} + \frac{\beta_2\omega^2}{2}\right)}. \quad (9)$$

此即为利用带有啁啾的(3+1)维 NLSE 得到的时空不稳定性增益谱的表达式, 从式中可以看出, 不稳定性增益谱与初始啁啾系数 C 无关. 在发生不稳定性的情况下, 我们关心的是最快增长空间频率成分 k_m 、时间频率成分 ω_m 及它们所对应的最大增益 g_m , 他们满足的表达式为

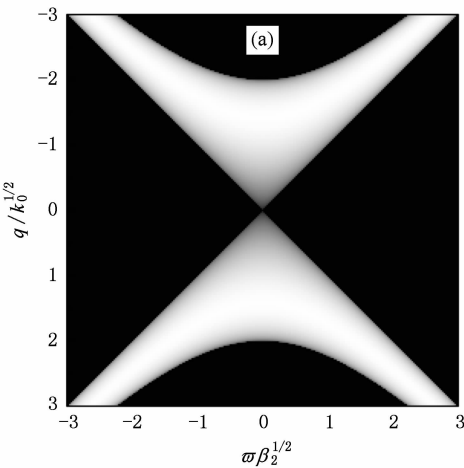
$$\frac{k_m^2}{2k_0} - \frac{\beta_2\omega_m^2}{2} = \gamma I_0, g_m = \gamma I_0, \quad (10)$$

式中, $I_0 = |A_0|^2$, I_0 代表脉冲的峰值强度, 因此最快增长频率成分与最大增益都与峰值强度有关. 为了方便起见, 对(9)式中的 k, ω 及 g 分别用 $\sqrt{\gamma I_0}$ 与 γI_0 作如下替换, $q = k/\sqrt{\gamma I_0}, \tilde{\omega} = \omega/\sqrt{\gamma I_0}, \eta = g/(\gamma I_0)$, 则增益谱为

$$\eta = \sqrt{(q^2/k_0 - \beta_2\tilde{\omega}^2)(4 - q^2/k_0 + \beta_2\tilde{\omega}^2)}/2. \quad (11)$$

图 1 为自聚焦介质中增益谱随归一化时间频率

和空间频率变化关系图,其中白色区域为发生时空不稳定性的区域. 由图可知,自聚焦介质中无论正常色散情形还是反常色散情形均可以发生时空不稳定性,且发生时空不稳定性情形与无啁啾时的基本一致,与文献[9,14]相呼应. 可以看出,正常色散条件下,不稳定性区域朝时空频率的高频区域发展,时间或空间频率越大,不稳定性区域所对应的空间或时间频率也越大;而反常色散条件下,不稳定性区域集中在时空频率的中心频域附近,当时间



或空间频率增大到一定值时,脉冲无增长,即不会发生时空不稳定性,以上结论与无啁啾^[14-16]时的结论相同. 从(10)式可知其变量都与参量 γI_0 有关,在啁啾脉冲放大等实验过程中,初始啁啾的增大将使脉冲宽度变宽,峰值强度变小,从而会使得啁啾脉冲的时空调制增长发生变化. 如果不同宽度的啁啾脉冲的参量 γI_0 相同,那么脉冲的初始啁啾或脉冲宽度的变化对脉冲的噪声微扰调制的增长(小尺度自聚焦或者调制不稳定性)变化无直接影响.

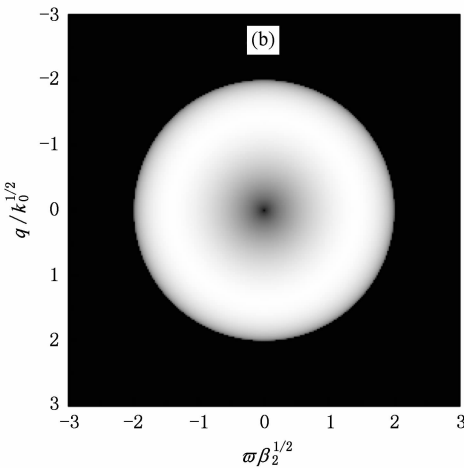


图1 自聚焦介质中不同归一化时间频率 $\omega\beta_2^{1/2}$ 和空间频率 $q/k_0^{1/2}$ 下时空不稳定性的增益谱 (a)正常色散情形;(b)反常色散情形

3. 啁啾脉冲激光的空间噪声增长的变化过程实验研究

为了进一步说明啁啾脉冲激光的空间不稳定性,本文利用非线性介质对其做了部分的实验验证,实验装置见图2. 实验用的激光光源为 Coherent 公司生产的商用钛宝石激光器系统,其输出为中心波长为 800 nm,重复频率为 1 kHz,束腰宽度为 6 mm 的高斯脉冲. 由于二硫化碳的非线性系数 n_2 很大,实验中非线性介质采用二硫化碳(CS_2). 为了便于控制二硫化碳的长度并保持液面平稳,使用带活塞式控制的内外嵌套玻璃管; A_1, A_2 为可调衰减片,分别用于调节入射到试管中的功率及 CCD Camera 的入射功率. 光斑分析仪为 Coherent 公司生产的 Laser Cam-HR 型光斑分析仪,其点阵为 1280×1024 像素,分辨率为 $6.7 \mu\text{m} \times 6.7 \mu\text{m}$.

实验中将脉冲激光通过不同长度的二硫化碳介质,测量激光通过介质之后的对比度. 这里定义的对

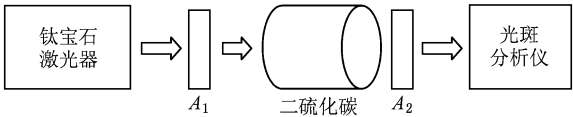


图2 实验装置原理图

比度为被测脉冲光束的峰值强度与跟被测脉冲光束有着相同总强度或总能量值的平顶光束强度的比值,描述不同传输距离时调制引起的激光光束小尺度增长问题. 首先我们研究了无啁啾脉冲激光(脉冲宽度为 124 fs)的空间调制增长,如图3(a),(b)所示,从图中可以看出,当二硫化碳长度 z 为 0 mm 时脉冲激光的空间强度分布很均匀,而当 z 为 22 mm 时,浅白色区域变亮并出现了一些白点,说明由于时空调制不稳定性,激光的不同空间位置出现了不同程度的调制增长. 说明激光脉冲在激光器本身的噪声调制下,脉冲激光在经过非线性介质后产生了明显的小尺度自聚焦效应. 为了比较不同二硫化碳长度下激光噪声的调制增长问题,我们取出了激光中心位置(图3(a),

(b)中箭头所示)的激光强度分布曲线,通过高斯函数分别拟合两根曲线并做归一化后比较发现拟合之后的曲线几乎完全重合,说明这种情况下激光脉冲没有发生整体自聚焦,只有小尺度自聚焦,如图 3

(c)所示. 从图 3(c)中可以看出,与 a 曲线(z 为 0 mm)相比, b 曲线在某些空间位置脉冲出现了明显的噪声调制增长,激光对比度的变化主要与噪声调制的小尺度自聚焦有关.

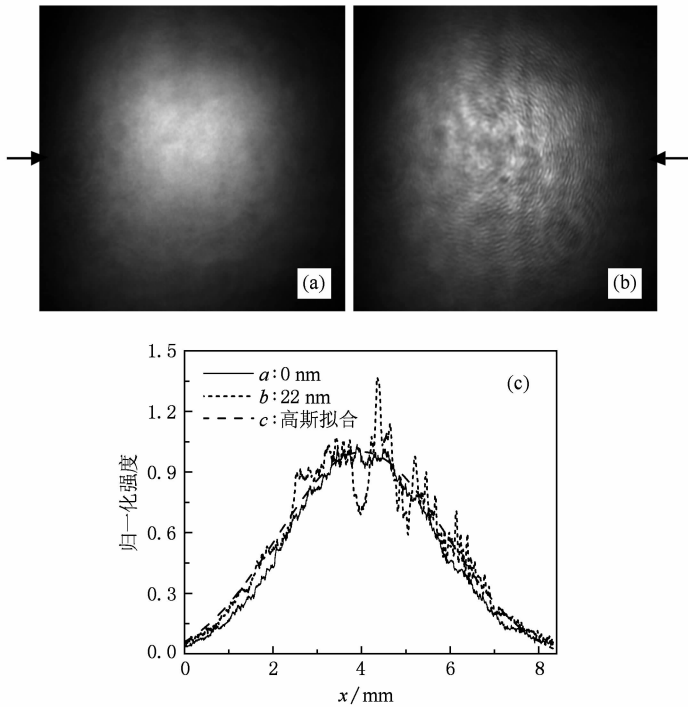


图 3 脉冲激光通过 22 mm 的二硫化碳长度后的空间强度分布 (a)和(b)分别为脉冲激光在二硫化碳长度 z 为 0 mm 和 22 mm 的空间强度分布图; (c)为(a)和(b)图中箭头所示位置的激光强度空间分布曲线(其中分别对强度曲线进行了高斯拟合并对其进行归一化处理)

实验中,我们测量了不同脉冲宽度的激光对比度随其通过的二硫化碳长度增长的变化过程. 图 4 为不同初始啁啾的脉冲激光(脉冲宽度不一样)通过二硫化碳之后的对比度随二硫化碳长度的变化曲线,由图可知,随着传输距离的增大,激光空间的对比度会比较快速的的增长;而且也可以发现展宽之后的负啁啾值为 8.4 的长脉冲(脉冲宽度为 1049 fs)的曲线与无啁啾脉冲(脉冲宽度为 124 fs)的曲线基本符合. 可以发现,这两者的入射功率不同,脉冲宽度不同,按照理论分析两者曲线应该相差很大,可实验曲线变化基本一致,我们下面将来分析原因. 通过查找文献[25]可以发现这主要是由于二硫化碳的非线性系数 n_2 随脉冲宽度变宽而快速变大,当脉冲激光无啁啾时 n_2 约为 $3 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ (脉宽为 124 fs),而有啁啾(脉宽为 1049 fs)情况下 n_2 变为约 $12 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$,从文献可以得到,脉宽为 1049 fs 时二硫化碳的非线性

系数大约是脉宽为 124 fs 时的 4 倍. 而影响的另一方面来自于脉冲的展宽,其峰值功率随脉冲的展宽而降低,且有啁啾时的峰值功率与无啁啾时的初始峰值功率呈现一定的数量关系,即 $P_{\text{in}} = P_{\text{in}}^{C=0}/(1 + C^2)^{1/2}$ [26]. 而实验中激光没有发生整体自聚焦,在实验中激光的传输距离比较短,由衍射等效效应引起的激光宽度的变化可以忽略不计,由此我们也可以得到脉冲峰值强度的关系和功率类似. 因此根据 γI_0 的表达式,考虑不同脉宽下非线性系数和峰值强度的变化,可以求得脉宽为 124 fs 和 1049 fs 时 γI_0 的比值约为 1.01,根据(10)式,在我们没有改变时间调制的情况下,有相同 γI_0 值的脉冲激光的空间调制增益谱应该相同,所以两种情况下的空间调制增长也是基本符合的. 因此实验证明啁啾脉冲的初始啁啾对脉冲激光在非线性介质中的空间调制增长无影响,与理论结果一致.

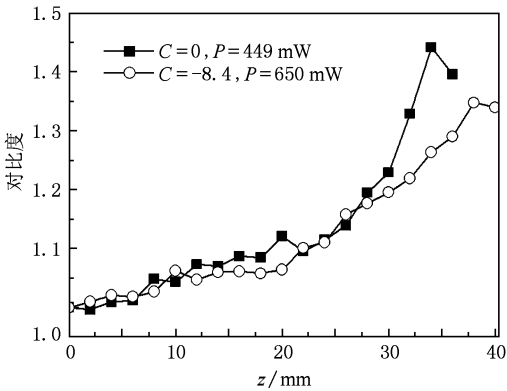


图 4 不同宽度的脉冲激光对比度随通过的二硫化碳长度增长变化曲线图

4. 啁啾脉冲时间噪声的增长过程

由于实验中改变脉冲的时间调制比较困难,并且实验中 CCD 测得的是激光的空间分布,该分布是对时间的积分,即为时间累积后的结果,无法得到时间的瞬时效果. 为了分析啁啾对宽带脉冲激光时空调制不稳定性影响的作用机理,我们通过数值模拟来比较研究宽带脉冲激光在大啁啾情况下不同脉冲带宽对微扰调制的影响. 本文涉及到的一些数值模拟参数为 $n_0 = 1.53, |\beta_2| = 500 \text{ fs}^2/\text{cm}, I_0 = 2 \text{ GW}/\text{cm}^2, n_2 = 1.16 \times 10^{-13} \text{ esu}, \lambda = 1054 \text{ nm}$. 数值模拟基于方程(1),利用分步傅里叶算法,由于计算机内存有限,考虑到计算大啁啾脉冲传输时计算的精度,我们在模拟时空只取 x ,因此实际上模拟的是 $(2+1)$ 维的. 假定光场初值为啁啾高斯脉冲,模拟噪声调制时采用最快增长频率的余弦调制,即在幅度上加上时间与空间的余弦调制 $a_t = a_1 \cos(\omega_m T)$ 与 $a_r = a_2 \cos(k_m x)$,其中 ω_m 为最快增长时间频率, k_m 为最快增长空间频率, a_1, a_2 分别为时间和空间上的调制大小,由此我们可以得到调制场的表达式

$$A = A_0(1 + a_t)(1 + a_r) \exp[-x^2/(2w_0^2)] \times \exp[-T^2(1 + iC)/(2T_0^2)], \tag{12}$$

这里 T_0 为脉冲宽度, w_0 为光束的束腰. 为了方便起见,这里设置 $a_1 = 0.05, a_2 = 0.05$,时间归一化值取展宽后的脉冲宽度,且脉冲宽度为 10 ps ,峰值功率保持不变,调制频率取最快增长频率. 我们研究了负色散介质中初始啁啾或带宽对微扰调制的影响,模拟结果见图 5. 从图中可以看出,当脉冲宽度一定

时,不同带宽下脉冲激光的对比度随传输距离增长的变化曲线基本符合(由于计算时大啁啾脉冲有很大的初始相位,需要更大的采样数据,但为了比较模拟结果,我们采样相同的采样率,这样使得计算过程中的计算精度不一样,图 5 中不同曲线间出现的细微差别就是由计算精度引起的,所以非线性越强,差别越大),对比度最大的点所对应的传输距离也基本相同,从而说明初始啁啾或带宽对微扰调制无影响,该结论与理论结果一致.

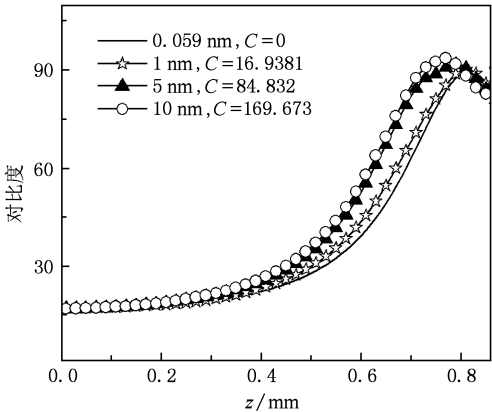


图 5 有啁啾时不同带宽下脉冲激光的时空对比度随传输距离增长的变化情况

5. 结 论

本文研究了宽带脉冲激光在大啁啾情况下,其时空噪声的相互影响与相互作用情况及脉冲啁啾对微扰调制的影响. 理论上我们得到了大啁啾脉冲激光传输的 NLSE,并利用微扰理论进行线性稳定性分析,发现不稳定性调制谱的增益与初始啁啾无关,且增益谱的情形与无啁啾时的一致. 然后在实验上利用非线性介质对啁啾脉冲的空间小尺度自聚焦过程进行了实验验证,发现随着非线性介质长度的增大,激光空间分布的对比度会出现大幅度的增长,该对比度的变化主要与噪声调制的小尺度自聚焦有关,在相同 γI_0 的情况下无啁啾时脉冲激光的增长与有啁啾时的情况基本相同. 最后在数值模拟上,基于 NLSE 采用最大增长频率的余弦调制对宽带啁啾脉冲的时间噪声调制的增长进行了模拟,得出啁啾或带宽对噪声微扰调制并无影响. 总之,无论是实验验证还是数值模拟,它们得出的结论都与理论分析得到的结果一致,从而说明微扰调制的增长与初始啁啾无关. 研究啁啾脉冲激光的时空不

稳定性,对宽带激光脉冲的传输与放大具有一定的参考价值.

[1] Agrawal G P 2001 *Nonlinear fiber optics* (third ed). (San Diego: Academic) p88—90

[2] Liu X, Haus J W, Shahriar S M 2008 *Opt. Commun.* **281** 2907

[3] Silva G L, Gleria I, Lyra M L, Sombra A S B 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 183

[4] Bespalov V I, Talanov V I 1966 *JETP* **3** 307

[5] Wen S C, Fan D Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1282 (in Chinese) [文双春、范滇元 2000 物理学报 **49** 1282]

[6] Wen S C, Qian L J, Fan D Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1640 (in Chinese) [文双春、钱列加、范滇元 2003 物理学报 **52** 1640]

[7] Cheng W Y, Zhang X M, Su J Q, Zhao S Z, Dong J, Li P, Zhou L D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7012 (in Chinese) [程文雍、张小民、粟敬钦、赵圣之、董军、李平、周丽丹 2009 物理学报 **58** 7012]

[8] Wang Y W, Deng J Q, Wen S C, Tang Z X, Fu X Q, Fan D Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1738 (in Chinese) [王友文、邓剑钦、文双春、唐志祥、傅喜泉、范滇元 2009 物理学报 **58** 1738]

[9] Liou L W, Cao X D, Mckinstrie C J, Agrawal G P 1992 *Phys. Rev. A* **46** 4202

[10] Anderson D, karlsson M, Lisak M, Sergeev A. 1993 *Phys. Rev. E* **47** 3617

[11] Akhmediev N N, Korneev V I, Nabiev R E 1992 *Opt. Lett.* **17** 393

[12] Fonseca E J, Cavalcanti S B, Hickmann J M 1999 *Opt. Commun.* **169** 199

[13] Litchinitser N M, Mckinstrie C J, Sterke C M de, Agrawal G P 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 45

[14] Wen S C 2001 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [文双春 2001 博士学位论文 (上海:中国科学院上海光学精密机械研究所)]

[15] Hu W, Wen S C, Cuo H, Fan D Y 2001 *J. Phys. D* **34** 3267

[16] Wen S C, Fan D Y 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 1653

[17] Strinic A I, Jovic D M, Petrovic M S, Timotijevic D V, Aleksic N B, Belic M R 2008 *Opt. Materials* **30** 133902

[18] Shih M F, Jeng C C, Sheu F W, Lin C Y 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 1213

[19] Chu W H, Jeng C C, Chen C H, Liu Y H, Shih M F 2005 *Opt. Lett.* **30** 1846

[20] Cambournac C, Mailotte H, Lantz E, Dudley J M, Chauvet M 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19**

[21] Zhang L F, Fu X Q, Feng Z H, Yang H, Xu H W, Wen S C 2007 *Proc. SPIE* 6839

[22] Cao X D, Agrawal G P, and Mckinstrie C J 1994 *Phys. Rev. A* **49** 4085

[23] Feng Z H, Fu X Q, Zhang L F, Xu H W, Weng S C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2253 (in Chinese) [冯则胡、傅喜泉、章礼富、徐慧文、文双春 2008 物理学报 **57** 2253]

[24] Silberberg Y 1990 *Opt. Lett.* **15** 1282

[25] Ganeen R A, Ryasnyansky A I, Baba M, Suzuki M, Ishizawa N, Turu M, Sakakibara S, Kuroda H 2004 *Appl. Phys. B* **78** 433

[26] Nuter R, Skupin S, Berge L 2005 *Opt. Lett.* **30** 917

The study of spatiotemporal perturbation in the nonlinear propagation of broadband chirped pulsed laser^{*}

Wang Can-Hua Zhang Li-Fu Fu Xi-Quan[†] Wen Shuang-Chun

(*Key Laboratory for Micro/Nano Opto-Electronic Devices of Ministry of Education, School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha 410082, China*)

(Received 28 September 2009; revised manuscript received 8 December 2009)

Abstract

In the paper, we extended the propagation equation of the large chirped pulse based on the nonlinear Schrodinger equation, and then analyzed the spatiotemporal instability of chirped pulsed-beam by using the perturbation theory. The influence of the spatiotemporal noise and the effect of chirp on the perturbation modulation of noise of the broadband pulsed-laser with large chirp were investigated theoretically. The results showed that the chirp of pulse has no direct influence on the modulation growth of noise under the same value of γI_0 (the product of the nonlinear coefficient and the peak intensity). Then the spatial small-scale self-focusing of chirped pulse was measured in experiment using nonlinear medium, and the modulation growth of the temporal noise of the broadband chirped pulse were also simulated numerically, and the result was basically consistent with the analysis of perturbation theory.

Keywords: spatiotemporal instability, broadband pulsed-laser, chirp

PACC: 4265J, 4260, 4260F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10776008) the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60538010) the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20070532075), the Department of Science and Technology of Hunan Province (Grant No. 2009FJ3112).

[†] Corresponding author. E-mail: fuxq@263.net