

文章编号: 1001-3806(2006)02-0209-03

单模光纤中高阶色散对超高斯光脉冲传播的影响

曹润秋, 陆启生*

(国防科学技术大学 光电科学与工程学院 定向能技术研究所, 长沙 410073)

摘要: 从光脉冲在光纤中传播所满足的非线性薛定谔方程出发, 研究了高阶色散对具有不同啁啾的超高斯脉冲在光纤中传输特性的影响。数值模拟的结果表明, 超高斯脉冲的波形演变和高斯脉冲有所不同, 不但峰值能量经历了一个上升的阶段, 而且拖尾振荡在初始阶段也经历了一个增强——减弱的过程。通过计算还发现, 初始啁啾无论正负都会加剧高阶色散的影响, 故在三阶色散不能忽略的情况下, 通过初始啁啾来补偿色散的方法应该慎用。

关键词: 光纤光学; 超高斯光脉冲; 单模光纤; 三阶色散; 啁啾

中图分类号: TN929.11 文献标识码: A

Influence of higher-order dispersion on super-Gaussian optical pulse in the single-mode optical fiber

CAO Jian-qiu, LU Qi-sheng

(Institute of Directed Energy Technology, Photoelectric Science and Engineering School, University of National Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract Based on the nonlinear Schrödinger equation used to describe the normalized amplitude evolution in the fiber, the influence of the third-order dispersion on the transmission characteristics of super-Gaussian optical pulse with different chirps in the fiber is studied numerically. The results show that the peak intensity of super-Gaussian optical pulse becomes higher at the beginning and the tail experiences a process of strengthening and then weakening which are different from Gaussian optical pulse. The results also show that the initial chirps will strengthen the influence of the third-order dispersion, so the method to compensate the influence of dispersion by adjusting the initial chirps should be used carefully in the case that the influence of the third-order dispersion can't be ignored.

Key words fiber optics; super-Gaussian optical pulse; single-mode optical fiber; the third-order dispersion; chirp

引 言

在现代光通信系统中, 常采用由直接调制半导体激光器产生的光脉冲作为信号脉冲。这种脉冲具有比高斯脉冲更为陡峭的前沿和后沿, 其形状更接近于超高斯分布, 并通常还带有一定的啁啾^[1]。对于超高斯脉冲在单模光纤中的传输特性, 已有研究者进行了分析^[2-4]。但这种分析都是在忽略光纤高阶色散的条件下去进行的。当入射波长在光纤的零色散波长附近, 或者入射的光脉冲为超短脉冲时, 就必须要考虑三阶色散项的影响^[5]。文献[6]中只讨论了三阶色散对高斯脉冲的影响, 但实际脉冲更接近超高斯光束。文献[5]中虽然对三阶色散对超高斯脉冲的影响作了初步的讨论, 但在讨论时没有考虑初始啁啾影响, 也没有关于拖尾振荡在传播初始阶段的详细介绍。

作者简介: 曹润秋(1981-), 男, 硕士研究生, 主要从事光纤传输方面的基础研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: s203@dlut.edu.cn

收稿日期: 2005-01-10 收到修改稿日期: 2005-11-16

作者从非线性薛定谔方程出发, 通过数值模拟, 详细地研究了具有不同陡峭程度和不同初始啁啾的超高斯脉冲在单模光纤中传播时, 三阶色散对波形的影响, 发现了超高斯脉冲的拖尾振荡在初始阶段与高斯脉冲的不同, 并对其进行了定性的解释, 这对了解三阶色散对波形影响的物理机制是有帮助的; 同时, 还发现初始啁啾会加剧三阶色散的影响, 依此提出了利用初始啁啾来进行色散补偿的局限性。

1 理论分析

光脉冲在单模光纤中传输演变的过程可以由非线性薛定谔方程来描述^[5]。在忽略非线性效应和损耗的条件下, 该方程可以写成:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = 0 \quad (1)$$

式中, z 为脉冲在光纤中传输的距离, $T = t - z/v_g$ 表示在以群速度 v_g 移动的参考系中测得的时间, $A(z, T)$ 为归一化的脉冲包络函数, β_2 为群速度色散系数, β_3 为三阶色散系数。利用傅里叶变换, (1) 式的解可以写

成:

$$A(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(Q, \omega) \times \exp\left[-\frac{i}{2}\beta_2\omega^2z - \frac{i}{6}\beta_3\omega^3z + i\omega T\right] d\omega \quad (2)$$

式中, $\tilde{A}(Q, \omega)$ 为入射场的傅里叶变换, 即:

$$\tilde{A}(Q, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(Q, T) \exp(-i\omega T) dT \quad (3)$$

如果入射的光脉冲为带有线性啁啾的超高斯脉冲, 其可以表示为:

$$A(Q, T) = \exp\left[-\frac{1+C}{2}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \quad (4)$$

式中, C 为入射脉冲的啁啾因子, T_0 表示在 $1/e$ 强度处

的半宽, m 为脉冲形状参数。 $m = 1$ 代表高斯脉冲, 随着 m 值的增大, 脉冲的中心平顶部分变宽, 边沿部分变得陡峭。 当入射的光脉冲为高斯脉冲时, 由 (2) 式可以得到解析解^[6]; 当入射脉冲为 $m > 1$ 的超高斯脉冲时, (2) 式没有解析解, 可以对其进行数值求解。 作者利用 MATLAB 软件模拟了不同的超高斯光脉冲入射时, 脉冲波形的演变。

2 结果与讨论

图 1 中给出了 m 不同值、无啁啾超高斯脉冲入射时, 脉冲波形的演变情况, 为了方便比较, 给出了高

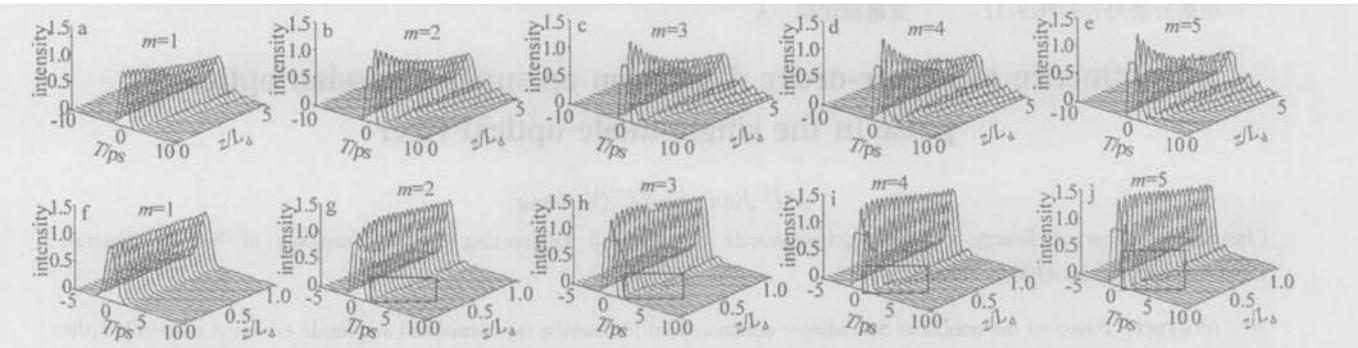


Fig 1 Evolution of the shape of unchirped super-Gaussian pulses with different m . a-e—the step of z is $0.25L_d$. f-j—the step of z is $0.05L_d$.

斯脉冲 ($m = 1$) 入射时, 脉冲波形的演变情况, 其中, 各个小图分别对应 $m = 1$ (高斯脉冲), $m = 2$, $m = 3$, $m = 4$, $m = 5$. 计算中所用的数据为: $\beta_2 = 0 \text{ ps}^2/\text{km}$ (为了突出三阶色散对光脉冲的影响, 假设光波长 λ_0 等于零色散波长 λ_d), $\beta_3 = 0 \text{ ps}^3/\text{km}$, $T = 1 \text{ ps}$ 所以, 三阶色散长度为 $L_d = 10 \text{ km}$. 从图中可以看出, 随着传播距离的增加, 高斯脉冲的峰值强度单调下降, 而且, 拖尾振荡随着传输距离的增加呈现出单调递增的趋势。而超高斯脉冲的峰值强度随着传输距离的增加先增大, 达到一极大值后呈单调下降的趋势 (见图 2), 这与二

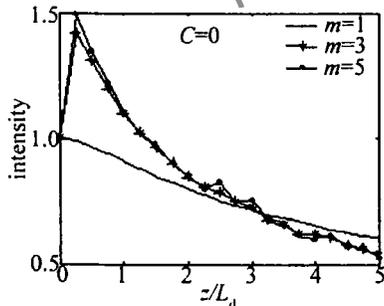


Fig 2 Variation of peak intensity with propagation distance for unchirped super-Gaussian pulse with different m .

阶色散对超高斯脉冲传播的影响很相似^[2]。然而, 有趣的是, 与高斯脉冲不同, 超高斯脉冲传播形成的拖尾振荡并非是单调增强的, 而是经历了在开始阶段增强, 然后减弱, 再单调增强 (见图 1g~图 1j 中方框内所示) 的过程; 而且, 从图中可以看到, 随着 m 值的增加, 这种现象越明显。这种现象是由于入射脉冲的频谱不

同造成的。虽然在上述计算中, 三阶色散引起的频谱相位的改变是相同的 (因为各参数的选取是相同的), 但是高斯脉冲和超高斯脉冲的频谱振幅的分布是不同的, 从 (2) 式可知, 尽管频谱相位是一致的, 但频谱振幅不同, 同样会导致使相干叠加结果的不同, 进而使脉冲波形的演变产生差别。图 3 中给出了 $m = 1$ (高斯脉冲)、 $m = 2$ 和 $m = 5$ 时的频谱振幅分布。从图中可以

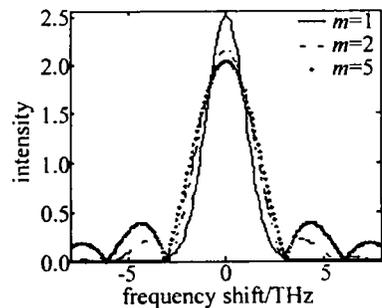


Fig 3 The spectrum of Gaussian and unchirped super-Gaussian optical pulse. x-axis denotes frequency shift $(\omega - \omega_c)$.

看到, 高斯脉冲的频谱只有一个峰 (经理论推导可以得到高斯脉冲的频谱仍然是高斯分布, 见图 3), 没有次级峰 (旁瓣)。正是由于高斯脉冲的频谱振幅的分布的对称两侧都是单调的, 因此, 由此导致的拖尾振荡也是单调增强。超高斯脉冲则不同, 由于超高斯脉冲具有很陡峭的上下沿和较为平坦的顶部, 其频谱具有很强的次级峰 (见图 3)。正是由于多个次级峰的存在, 导致了与高斯脉冲频谱的演变是不同的, 使得超高斯脉冲传播过程中, 振荡经历了增强→减弱→再增强

这样的过程。而且随着 m 值的增加, 超高斯脉冲频谱中的次级峰能量会增加, 振荡的这种变化也应该更加显著, 这与图 1 反映出来的规律是一致的。

以上对超高斯脉冲和高斯脉冲的演变过程的差别作了一个粗略的分析, 为了能够更好地解释三阶色散对脉冲的影响, 下面从三阶色散对不同频率分量的传播速度的影响对其进行进一步的说明。由 (2) 式可知, 在三阶色散的影响下, 传播距离 z 后的慢变场为:

$$A(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(Q, \omega) \times \exp\left[-\frac{i}{6}\beta_3\omega^3 z + i\omega(t - \beta_1 z)\right] d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(Q, \omega) \times \exp\left\{i\omega\left[t - \left(\beta_1 + \frac{1}{6}\beta_3\omega^2\right)z\right]\right\} d\omega \quad (5)$$

这里的 t 已不是以群速度 v_g 移动的参考系中测得的时间, 而是静止坐标系中的时间。 ω 仍表示频率差。从而, 不同频率对应的传播速度可表示为:

$$v'(\omega) = \left[\beta_1 + \frac{1}{6}\beta_3\omega^2\right]^{-1} \quad (6)$$

由上式可知, 在三阶色散的影响下, 不同频率分量的传播速度有所不同, 其倒数与频率差 ω 的平方成正比。当 $\omega = 0$ 时 (对应于中心频率分量), 传播速度最快, 与群速度相等; 而其它分量对应的速度均小于群速度, 且 $|\omega|$ 越大, 即频率与中心频率相差越远的分量, 其传播速度越小。结合图 3 可知, 正是由于超高斯脉冲有着较强的次级峰, 那些距离中心频率较远的次级峰的传播速度很慢, 以至于在传播初期, 脉冲后沿中包含的这些传播速度较慢的频谱分量与主脉冲分离; 而且, 随着传输距离的增加, 与主脉冲分离的分量增加, 从而振荡增强, 并伴随着脉冲后沿波形的平缓; 然而这些分量毕竟有限, 当后沿平缓到一定程度, 这些分量已基本分离出去。又由于这些分量之间的速度差别, 导致分离出来的能量的弥散, 从而振荡减弱。所以, 在超高斯脉冲的传播初期, 出现了振荡先增强再减弱的过程。由于高斯脉冲的频谱没有次级峰, 因此也就没有这样的过程。

这里还要说明的是, 正是由于三阶色散使得除中心频率外的其它频谱分量的传播速度小于群速度, 所以导致了脉冲峰值位置的后移^[5]; 且只在脉冲的后沿出现了拖尾振荡现象^[5]。这与二阶色散效应不同, 在二阶色散影响下, 不同频率分量的传播速度的倒数与 ω 成正比, 可表示为:

$$v(\omega) = \left[\beta_1 + \frac{1}{2}\beta_2\omega\right]^{-1} \quad (7)$$

所以, 在正常色散区 ($\beta_2 > 0$) 内, 红光分量 ($\omega < 0$) 较蓝光分量 ($\omega > 0$) 传播得快; 而在反常色散区 ($\beta_2 < 0$) 正好相反。但无论在哪种区域, 由于高斯脉冲和超高斯

脉冲频谱的对称性, 在其传输过程中脉冲波形总是对称的^[2,5]。

图 4 中给出了带有一定初始啁啾的超高斯脉冲波

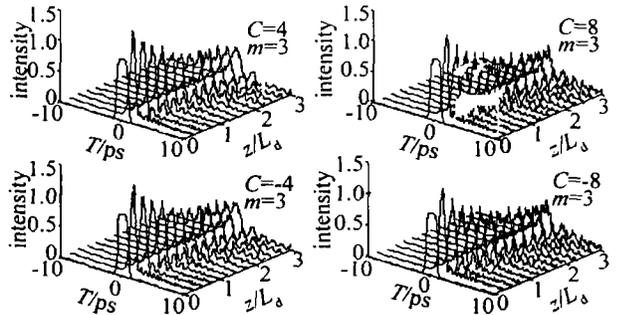


Fig 4 Evolution of the shape of super-Gaussian optical pulses with different C 形的演变, 从图中可以看出, 初始啁啾的存在, 使得波形变化比无初始啁啾超高斯脉冲入射时更加剧烈, 而且随着初始啁啾的增强, 波形的变化就会越剧烈, 由此可见, 初始啁啾对波形的影响与三阶色散对波形影响的趋势是相同的, 也可以看作是初始啁啾加强了三阶色散对波形的影响。从图中还可以看出, 正负初始啁啾都会加剧波形的振荡, 由于振荡导致能量分散, 使得波峰能量的最大值有所下降。而从图 5 可以看出, 如果入射的超高斯脉

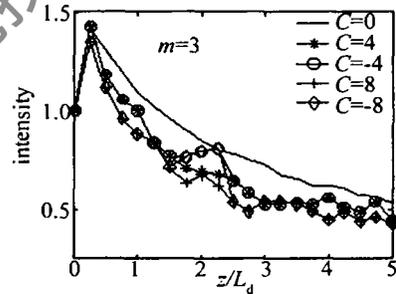


Fig 5 Variation of peak intensity with propagation distance for super-Gaussian pulse with different C

冲具有的初始啁啾绝对值相等, 则脉冲峰值能量的演变非常相近, 波形的演变也是基本相同的。这与在二阶色散为主的光纤中的情况有所不同, 负的初始啁啾对波形的影响与二阶色散的作用是相反的, 可以补偿二阶色散的影响。但是, 通过上述讨论可知, 在利用负的初始啁啾补偿二阶色散的同时, 加剧了三阶色散的影响。因此, 这种色散补偿方法只能在三阶色散可以忽略的条件下才适用, 如果三阶色散的影响不能忽略 (如光波长 λ_0 非常接近零色散波长 λ_d 或入射脉冲的脉宽 $T_0 < 1\text{ps}$ 的超短脉冲), 这种方法应该慎用。

3 结 论

通过数值模拟分析了光纤中三阶色散对超高斯脉冲传播的影响, 计算结果表明, 超高斯脉冲的波形演变和高斯脉冲有所不同, 不但峰值能量经历了一个上升的阶段, 而且拖尾振荡在初始阶段也经历了一个增强—减弱过

数,以期能够获得更大的输出功率和更多的谱线。实验证明,通过增加放电管长度,在不加热吸收池的情况下,便可获得热带谱线输出,使 CO₂ 激光器的输出谱线密度大大增加,且便于调谐,这对于光与物质的相互作用、激光光谱、光化学、激光生物效应等方面的研究都具有重要意义。本文中的工作对激光器的设计有一定的参考价值。

参 考 文 献

- [1] PATLE C K N. Interpretation of CO₂ optical maser experiments [J]. Phys Rev Lett 1964 12(21): 588~ 590.
- [2] PATLE C K N. Continuous-wave laser action on vibrational-rotational transitions of CO₂ [J]. Phys Rev 1964 136(5): A1187~ A1193.
- [3] YANG F, HUANG W, ZHANG B *et al*. Temperature field distribution and thermal distortion of thin film coatings irradiated by CO₂ laser [J]. Laser Technology, 2004, 28(3): 255~ 258(in Chinese).
- [4] LIU J G, CHEN C H, ZHENG T Sh *et al*. Experimental study of CO₂ laser induced locally chemical depositions of copper [J]. Laser Technology 2003, 27(1): 16~ 18(in Chinese).
- [5] CHEN C H, LIU J G, ZHENG T Sh *et al*. The research of adhesion of metal layer deposited on epoxyresin board by CO₂ laser induced from aqueous solution [J]. Laser Technology, 2004 28(1): 26~ 29(in Chinese).
- [6] LIU J H, XU R F. Laser devices and techniques [M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press 1995 35(in Chinese).
- [7] REID J SEM SEN K. New CO₂ laser bands in 9-11 μ m wavelength region [J]. A P L, 1976, 29(4): 250~ 251.
- [8] REID J SEM SEN K. Laser power and gain measurement on the sequence band of CO₂ [J]. JA P, 1977, 48(7): 2712~ 2717.
- [9] WHIFFORD B G, SEMSEN K J, RED J. Heterodyne frequency measurements of CO₂ laser hotband transitions [J]. Opt Commun 1977, 22: 261~ 264.
- [10] SOLODUKHIN A S. Hot cell free sequence band CO₂ laser [J]. Journal of Modern Optics 1987, 34(4): 577~ 580.
- [11] LIY D, YIH Y, ZHOU Y W. Experimental study of a CW CO₂ laser on the sequence bands [J]. Chinese Applied Laser 1999, 19(6): 359~ 360(in Chinese).
- [12] EVENSON K M, CHOU Ch Ch, BACH B W *et al*. New CW CO₂ laser lines: The 9 μ m hot band [J]. IEEE J Q E, 1994, 30(5): 1187~ 1188.
- [13] CHOU Ch Ch, EVENSON K M, ZINK K R *et al*. New CO₂ laser lines in 11 μ m wavelength region: New hot bands [J]. IEEE J Q E, 1995 31(2): 343~ 345.
- [14] LIN J Q, WANG X H, HAN T L *et al*. Isotope ¹³CO₂ laser and its application [J]. Journal of Optoelectronics • Laser 1996 7(2): 119~ 124(in Chinese).
- [15] SIDDOWAY J C. Calculated and observed laser transitions using C¹⁴O₂¹⁶ [J]. JA P, 1968, 39(10): 4854~ 4855.
- [16] FREED C, ROSS A H M, DONNELL R G O. Determination of laser line frequencies and vibrational-rotational constants of ¹²C¹⁸O₂, ¹³C¹⁶O₂, and ¹³C¹⁸O₂ isotopes from measurements of CW beat frequencies with fast HgCdTe photodiodes and microwave frequency counters [J]. J Mol Spectrosc, 1974 49(3): 439~ 453.
- [17] MA J W, CHEN Y Q. Laser devices [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press 2002. 56(in Chinese).
- [18] CAI B R, WANG R F, WEIG H *et al*. Laser devices [M]. Changsha: Hunan Science and Technology Press 1981. 92(in Chinese).

(上接第 211页)

程。通过计算,还发现初始啁啾无论正负都会加剧三阶色散的影响,所以,在三阶色散不能忽略的情况下,通过初始啁啾来补偿色散的方法应该慎用。

参 考 文 献

- [1] LINKE R A. Modulation induced transient chirping in single frequency lasers [J]. IEEE J Q E, 1985 21(6): 593~ 597.
- [2] WU J W, XIA G Q, WU Zh M. Transmission characteristics of super-Gaussian optical pulse in the single-mode optical fiber [J]. Laser Technology 2003, 27(4): 342~ 344 348(in Chinese).
- [3] XIE Y M. A numerical study on propagation properties of optical super-Gaussian shaped pulses in monomode fibers [J]. Journal of Gannan Teacher College, 2004 25(3): 3~ 4(in Chinese).
- [4] FANG Sh Q, ZHAO Sh H, DONG Sh F *et al*. Analysis of the propagation characteristics of super-Gaussian pulses in the single-mode fibers [J]. Journal of Shanxi Institute of Technology, 2004, 20(2): 10~ 13(in Chinese).
- [5] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics & applications of nonlinear fiber optics [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry 2002 49~ 51(in Chinese).
- [6] ZHANG Sh E, SONG W M. Influence of higher order dispersion on optical pulse propagates along single fiber [J]. Journal of North China Electric Power University, 2003 30(4): 90~ 92(in Chinese).