

---

# 东莞理工学院

## 本科毕业论文

毕业设计题目：高斯脉冲在光纤中传输的研究

学生 XX：李华海

学 号：1

系 别：电子工程学院

专业班级：07 光信息科学与技术

指导教师 XX 及职称：X 永钊 副教授

起止时间：2010 年 10 月——2011 年 5 月

### 摘 要

通过求解非线性薛定谔方程，研究了线性光纤中色散导致的具有初始频率啁啾的高斯脉冲展宽的详细物理过程。得到高斯脉冲在光纤中色散所致的脉冲展宽的特性，啁啾因子对脉冲展宽的影响，并讨论了光纤色散对不同宽度脉冲的影响，对色散补偿等技术的研究

---

具有一定的参考价值。

关键词:光纤; 脉冲展宽; 啁啾高斯脉冲; 脉冲展宽因子

### Abstract

The detailed physical process of the group-velocity dispersion induced initial frequency chirped Gaussian pulses broadening is studied through solving non-linear Schrodinger

---

equation. The characteristics of dispersion-induced pulses broadening of Gaussian pulses in fiber and the effects of pulses broadening on chirp factor are obtained. The pulses broadening of varied pulses width based on fiber dispersion are discussed. This has many helpful values for dispersion compensation.

Key words: fiber; pulse broadening; chirped Gaussian pulse; pulse broadening factor

## 目录

1.引言——本课题研究的意义 1

---

1.1	本课题国内外研究现状	2
1.2	高速光纤通信的色散补偿技术	3
2.	理论模型与分析	4
3.	啁啾及色散导致脉冲展宽的理论分析和模拟	6
3.1	. 高斯脉冲在光纤中传输的相关的概念	6
	——掌握啁啾、正常色散区、反常色散区的概念	6
3.2	研究光脉冲的啁啾对高斯脉冲传输的影响	7
3.21	初始啁啾的脉冲在光纤中传输时的展宽因子	7
3.22	光脉冲的啁啾对高斯脉冲传输的影响	8
3.3	研究啁啾与色散的共同作用下对高斯脉冲传输的影响	11
4.	基于啁啾及色散导致脉冲展宽的数值仿真和分析	13
4.1	仿真工具：OPTISYSTEM [12]	13
	MATLAB 编程仿真	13
4.2	光脉冲的啁啾对高斯脉冲传输数值仿真和分析	15
4.3	啁啾与色散的共同作用下对高斯脉冲传输数值仿真和分析	16
5	脉冲自身宽度对脉冲展宽的影响	19
6.	结论	21
	参考文献：	22
	致	23

---

## 1. 引言——本课题研究的意义

由于在采用光纤的数字光纤通信系统中,直接调制半导体激光器发射的光脉冲大多数是带啁啾的高斯脉冲。脉冲的啁啾除了是光源调制时产生的,由于色散及后面讨论的光纤非线性作用下,无啁啾脉冲也会变成有啁啾的。本论文主要是研究脉冲的啁啾对高斯脉冲传输的影响及啁啾与色散的共同作用下对高斯脉冲传输的影响

光脉冲在光纤中传输受到色散展宽的影响,并随着传输速率(码率)的提高而更加明显,使得色散已成为光信号传输质量劣化、误码率增加的不可忽视的因素。光纤的色散是引起光纤带宽变窄的主要原因,光纤带宽变窄会限制光纤的传输容量,同时,也限制了光信号的传输距离,对光信号传输极为不利。 光纤数字通信传输的是一系列脉冲码,光纤在传输中的脉冲展宽,导致了脉冲与脉冲相重叠现象,即产生了码间干扰,从而形成传输码的失误,造成差错。另一方面,光纤脉冲的展宽程度随着传输距离的增长而越来越严重。

因此,为了避免误码,提高脉冲在光纤中的传输距离,研究光纤传输的脉冲展宽非常重要。

---

## 1.1 本课题国内外研究现状

为了研究脉冲在线性和非线性传输过程中的波形、相位和啁啾等特性，人们进行了长期的积极探索。脉冲线性传输的研究在光纤通信等领域中仍然占据重要地位，并不断取得高速率、大容量的新成果。例如：2002 年，Hideyuki Sotobayashi 等人采用波分复用超连续谱光源、CS-RZ 码流、色散管理技术完成了  $81 \times 40$  Gbit/s、80 km 的线性传输实验，误码率达到  $10^{-9}$ 。2006 年，Takuya Oharai 等人采用超连续谱产生的 1046 个信道光源（信道间隔 6.25 GHz）在单模光纤中完成了  $1046 \times 2.67$ -Gbit/s、126 km 的超密集波分复用传输实验。1990 年，Katsumi Iwatsuki 等人利用 1450 nm 和 1480 nm CW 双向拉曼泵浦实现了 5 Gb/s、1550 nm 孤子脉冲在 23 km 色散位移光纤中的传输实验，误码率为  $2 \times 10^{-10}$ 。2001 年，Okhrimchuk A G 等人利用 1240 nm 拉曼泵浦和 24 km 单模光纤环实现了 10 Gb/s、10000 km 孤子传输实验。特别是近年来，世界各国相继提出了光孤子通信的发展计划。如日本星计划 (STAR PROJECT) 项目，目标旨在采用孤子技术构建全球距离的 Tb/s 全光网，以满足急剧增长的多媒体、数据等业务的需求，使现有的通信网改建升级为下一代通信网基础设施。美国 MIT 林肯实验室主持超快孤子多接入网计划，该计划研究单信道 100 Gbit/s 的 TDM 多接入网的网络结构、节点与收发设备等关键技术。荷兰飞利浦光电子研究中心主持的欧洲升级计划的目标是在欧洲网已铺设的标准单模光纤上采用

---

光孤子传输，为欧洲的通信干线增大容量。法国电信(ET)制订的致力于 WDM 孤子传输技术的产业化、实现 1 Tb/s、1000 km 孤子传输的科技发展计划等，以及最近提出的孤子通信系统 ITU-T 标准建议等都表明孤子通信系统是下一代光纤通信系统的优选方案。

从 20 世纪 90 年代开始，在国家自然科学基金、国家 863 计划和相关部委等的支持下，我国有许多科研院所开展了通信理论与实验研究，主要研究了诸如跨距、速率、误码率等实现。色散补偿、光孤子补偿放大器、孤子传输理论和传输实验，取得了许多成果。1994 年至 1998 年，高以智、许宝西、杨祥林和余建军等人采用半导体光孤子源，利用掺铒光纤放大器对孤子脉冲放大后，在色散位移光纤中进行了长距离传输研究，1998 年，余建军等人在不同色散光纤的光纤链中进行了孤子传输，2001 年，X 晓光等人以色散补偿光纤作为色散补偿器件成功实现了 10 GHz、38 km 色散管理孤子的传输实验。曹文华等人研究了拉曼放大作用下的孤子脉冲传输等情况。其中，1994 年曹文华等人计算模拟了在色散缓变光纤中利用拉曼泵浦脉冲产生拉曼孤子脉冲的情况。1997 年，李宏等人数值研究了利用调制拉曼泵浦脉冲来控制暗孤子的传输，表明调制拉曼泵浦进行传输控制，不仅可以有效地抑制暗孤子的时间抖动，同时还明显降低了暗孤子间的相互作用。2005 年，沈廷根等人研究发现，在光子晶体光纤的各个线缺陷中掺入拉曼增益介质，得到在光子晶体光纤中能够对孤子脉冲进行拉曼放大。贾东方、X 颂豪、庞小峰、杨祥林和黄景宁等人的著作或译作对我国光孤子理论和实验研究作出了较大的贡献。国内光孤子研究的技术基础相对较弱，面临的技术难度较大，研究经费不足等原因，导致 90 年代以后研究工作进展缓慢、与国外研究的差距较大。目前 XX 邮电学院、邮电大学、聊城大学等单位仍然坚持研究。

## 1.2 高速光纤通信的色散补偿技术

为了扩大光纤线路中继距离把其中存在的色散降低到最低程度，同时兼顾到插入损耗合理的技术措施，其中包括专用补偿光纤和光学元器件，输入端的光信号设计，使输出端的光信号足以保证系统性能，诸如跨距、速率、误码率等实现。色散补偿对 G.652 光纤线路转入 1550nm 窗口和非零色散光纤线路都是必要的。

在我国,前一种更为现实和必要。色散补偿光纤技术有采用由色散补偿光纤(DCF=Dispersion pensation Fibe)制成的圈插入光纤线路中,该光纤的色散带负号,与线路光纤符号相反,但消耗光功率,仍须进一步优化。另一种技术方法是用色散管理光纤,即DMF(=Dispersion Managed Fiber)。这种光纤有带正、负色散区段,如同线路光纤延展敷设,不致于造成DCF圈那样无谓的光损失。还有技术方法诸如预啁啾(Prechirp)和双模光纤补偿以及光谱反转等,Prechirp类同于电路预失真,传输光脉冲的啁啾与线路光纤色散引起的啁啾相互抵销。双模光纤法基于运用高阶模在截止波长附近产生较大的波导色散(带负号)与线路光纤中带正号的单色散相抵销。需要指出,对于用于光孤子通信\*的色散补偿需另作相应考虑。

现有的色散补偿主要采用色散补偿光纤、啁啾光纤光栅、色散支持传输、频谱反转、正负色散位移光纤交替传输等技术。由于色散补偿光纤(DCF)技术相对成熟、简单,适合长距离补偿,具有可控色散补偿量、较强的升级潜力、足够大的带宽、与WDM兼容、性能稳定等优点,因而采用DCF进行色散补偿具有明显的优势,得到了广泛的运用。

## 2.理论模型与分析

在输入脉冲的宽度大于5 ps时,描述单模光纤传输模型的非线性薛定谔方程为[1,2]

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - |A|^2 A \quad (1)$$

式中 $A(z, T)$ 是脉冲包络光场慢变复振幅, $T$ 是随脉冲以群速度 $v_g$ 移动的参考系中的时间量度 $T = t - Z/v_g$ , $Z$ 是脉冲沿光纤传输的距离, $\beta_2$ 是二阶色散(线性色散)系数(单位是 $\text{ps}^2/\text{km}$ ), $\gamma$ ( $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ )是非线性系数,\alpha( $1/\text{km}$ )是光纤损耗系数。方程(1)右边的三项分别表示光脉冲在光纤中传输时的吸收效应、色散效应和非线性效应。

定义归一化振幅:

定义归一化振幅:



$$U = \frac{A}{P_0} \quad (2)$$

$P_0$  是入射脉冲的初始峰值功率, 方程(1)变为:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} - \frac{P_0}{2} |U|^2 U \quad (3)$$

在不考虑非线性效应的情况下(即  $P_0 = 0$ ) 方程(3)变为:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (4)$$

式(4)是一偏微分方程, 利用傅立叶变换可以方便地求解。对  $U(z, T)$  进行傅立叶变换得:

$$U(z, T) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(i\omega T) d\omega \quad (5)$$

$$\tilde{U}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(z, T) \exp(-i\omega T) dT \quad (6)$$

由傅立叶变换的对应关系:

$$U(z, T) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(i\omega T) d\omega \quad (7)$$

这样将(4)式转化为常微分方程:

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} - \frac{i}{2} \omega^2 \tilde{U} = 0 \quad (8)$$

解偏微分方程(7)式得到:

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left[-\frac{i}{2} \omega^2 z\right] \quad (9)$$

式(9)表明, 在暂不考虑损耗的情况下, 群速度色散改变了光脉冲的每一个频谱分量的相位, 而  $\frac{1}{2} \omega^2 z$  且其改变量依赖于频率  $\omega$  和距离  $z$ 。虽然这种变化不会影响光脉冲的频谱, 但它却能改变光脉冲的形状。将方程(9)代入式(5)得方程(4)的通解为:

$$U(z, T) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left[-\frac{i}{2} \omega^2 z + i\omega T\right] d\omega \quad (10)$$

式中  $\tilde{U}(0, \omega)$  是入射光场在  $z = 0$  处的傅立叶变换。

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0, T) \exp(-i\omega T) dT \quad (11)$$

### 3. 啁啾及色散导致脉冲展宽的理论分析和模拟

#### 3.1 高斯脉冲在光纤中传输的相关的概念

——掌握啁啾、正常色散区、反常色散区的概念

由于在采用光纤的数字光纤通信系统中，直接调制半导体激光器发射的光脉冲大多数是带啁啾的高斯脉冲。所谓的啁啾，是指脉冲的频率（光频）是随时间而变化的；而高斯分布是指脉冲的包络形状。这种入射光场脉冲的归一化振幅可表示为

$$U(0, T) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \frac{iC}{T_0^2} T^2 \right]$$

式中  $T=t-Z/V_g$  为以群速度  $V_g$  移动的参考系中的时间量度， $Z$  为传播主向。 $T_0$  为脉冲幅度  $1/e$  处的初始半宽度。 $C$  为脉冲的初始啁啾参量， $C>0$  时，表示脉冲从前沿到后沿的瞬时频率线性增加，称上或正啁啾； $C<0$  时，正好相反，为下或负啁啾。当  $C=0$  时，脉冲是无啁啾的。脉冲的啁啾除了是光源调制时产生的，由于色散及后面讨论的光纤非线性作用下，无啁啾脉冲也会变成有啁啾的。

高斯脉冲在单模光纤中传播时，其脉宽会因色散展宽，从  $T_0$  展宽到  $T_z$ ，并有

$$\frac{T_z}{T_0} = \sqrt{1 + \frac{C^2}{T_0^2} \frac{z^2}{T_0^2}}$$

可发现，原来无啁啾的高斯脉冲沿光纤传输后，色散使它产生了啁啾。且瞬时频率随时间增加而降低，因此是负啁啾。啁啾的产生，进一步加剧了色散的影响。这是脉冲在  $C < 0$  的反常色散区传输情况。类似地，脉冲在  $C > 0$  的正常色散区传输时，色散产生的啁啾将是正啁啾。

### 3. 2 研究光脉冲的啁啾对高斯脉冲传输的影响

#### 3. 21 初始啁啾的脉冲在光纤中传输时的展宽因子

下面分析具有初始啁啾的高斯脉冲通过单模光纤时的情况。设进入光纤前的脉冲是具有啁啾的高斯脉冲(下式中  $C$  为啁啾因子)：

$$U(0, T) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \frac{iC}{T_0^2} T^2 \right] \quad (12)$$

将(12)式代入(11)式积分得：积分用到  $\int_0^{\infty} e^{-x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$

$$\begin{aligned} \tilde{U}(0, z) &= \exp \left[ -\frac{1}{2} \frac{iC}{T_0^2} T^2 \right] \exp(i T^2) dT \quad (11) \\ &= \exp \left[ -\frac{T_0^2}{2} \frac{1-iC}{1-iC} \frac{2T_0^2}{1-iC} \right] \exp \left[ \frac{1-iC}{2T_0^2} T^2 \right] \frac{iT_0^2}{1-iC} d \left[ \frac{1-iC}{2T_0^2} T^2 \right] \\ &= \exp \left[ -\frac{T_0^2}{2} \frac{1-iC}{1-iC} \frac{2T_0^2}{1-iC} \right] = \frac{2 T_0^2}{1-iC} \exp \left[ -\frac{T_0^2}{2} \frac{1-iC}{1-iC} \right] \quad (13) \end{aligned}$$

将(13)式带入(10)式得：

$$\begin{aligned} U(z, T) &= \frac{1}{2} \frac{2 T_0^2}{1-iC} \exp \left[ -\frac{T_0^2}{2} \frac{1-iC}{1-iC} \right] \exp \left[ \frac{T_0^2}{2} (i)^2 \frac{1-iC}{2} - i T^2 d \right] \\ &= \frac{1}{2} \frac{2 T_0^2}{1-iC} \exp \left[ -\frac{T_0^2}{2} \right] \cdot \exp \left[ \frac{T_0^2}{2} \frac{1-iC}{2} - i T^2 d \right] \\ &= \frac{1}{2} \frac{2 T_0^2}{1-iC} \exp \left[ \frac{T_0^2}{2} \frac{1-iC}{2 T_0^2} \frac{1-iC}{1-iC} \right] \cdot \frac{1-iC}{T_0^2 i^2 1-iC} \\ &= \frac{T_0^2}{T_0^2 i^2 1-iC} \exp \left[ \frac{T_0^2}{2 T_0^2} \frac{1-iC}{1-iC} \right] \quad (14) \end{aligned}$$

(14)式即为高斯脉冲在光纤方向任一点  $z$  处的振幅。若忽略光纤的吸收,上式变为：

$$U(z, T) = \frac{T_0^2}{T_0^2 i^2 1-iC} \exp \left[ \frac{T_0^2}{2 T_0^2} \frac{1-iC}{1-iC} \right] \quad (15)$$

我们注意到(15)式是一个复数式,为了求其宽度,需要把实数部分和虚数部分分开,为此,把(15)式平方后得到的高斯光脉冲为：

$$U^2(z, T) = \frac{T_0^2}{T_0^2 i^2 1-iC} \exp \left[ \frac{T_0^2}{2 T_0^2} \frac{1-iC}{1-iC} \right]^2$$

开方式(16)即得光纤中传播的光波场：

$$U(z, T) = \frac{T_0}{T_0^2 C^2 (z)^2} \cdot \exp \left[ \frac{T_0^2 T_0^2}{2 (T_0^2 C^2)^2} \right] \cdot$$

$$\exp \frac{i}{2} \frac{T_0^2 (CT_0^2 - C^2 T_0^2)}{(T_0^2 - C^2)^2} + \arctan \frac{CT_0^2}{T_0^2 - C^2} \quad (17)$$

下面求脉冲展宽后的宽度, 定义色散长度为  $L_D = T_0^2 / |C|$ , 则由(17)式得到光脉冲的形状为:

$$U(z, T) = \frac{1}{1 + \frac{C^2 L^2}{T_0^2}} \exp \frac{i}{2} \frac{CT_0^2}{1 + \frac{C^2 L^2}{T_0^2}} \quad (18)$$

为了形象地描述脉冲展宽与传输距离的关系, 定义均方根宽度

$$T_n = T_0 \sqrt{1 + \frac{C^2 L^2}{T_0^2}} \quad \text{式中,}$$

$$T_n = \frac{\int_{-T_n}^{T_n} |U(z, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |U(z, t)|^2 dt} \quad (n = 1, 2)$$

利用(15)式的结果, 可以得到具有初始啁啾的脉冲在光纤中传输时的展宽因子

$$\frac{T_n}{T_0} = \sqrt{1 + \frac{C^2 L^2}{T_0^2}} \quad (19)$$

式中,  $T_0$  为  $z = 0$  时啁啾高斯脉冲的初始均方根宽度。

### 3. 22 光脉冲的啁啾对高斯脉冲传输的影响

由上面的初始啁啾的脉冲在光纤中传输时的展宽因子公式分析, 取  $C = -2$ ,  $T_0 = 30$  ps,  $L_D = 9$ , 即二阶色散的情况下, 其色散长度

$L_D = T_0^2 / |C| = 100$  km。可以得到在传输距离  $z$  分别等于  $0 L_D$ ,  $0.12 L_D$ ,  $0.4 L_D$ ,  $0.6 L_D$ ,  $0.8 L_D$ ,  $1.0 L_D$  时的脉冲波形, 如图 1(a) 所示; 图 1(b) 是取  $C = 2$ , 其他参数取值相同的情况下, 光脉冲展宽的波形图。

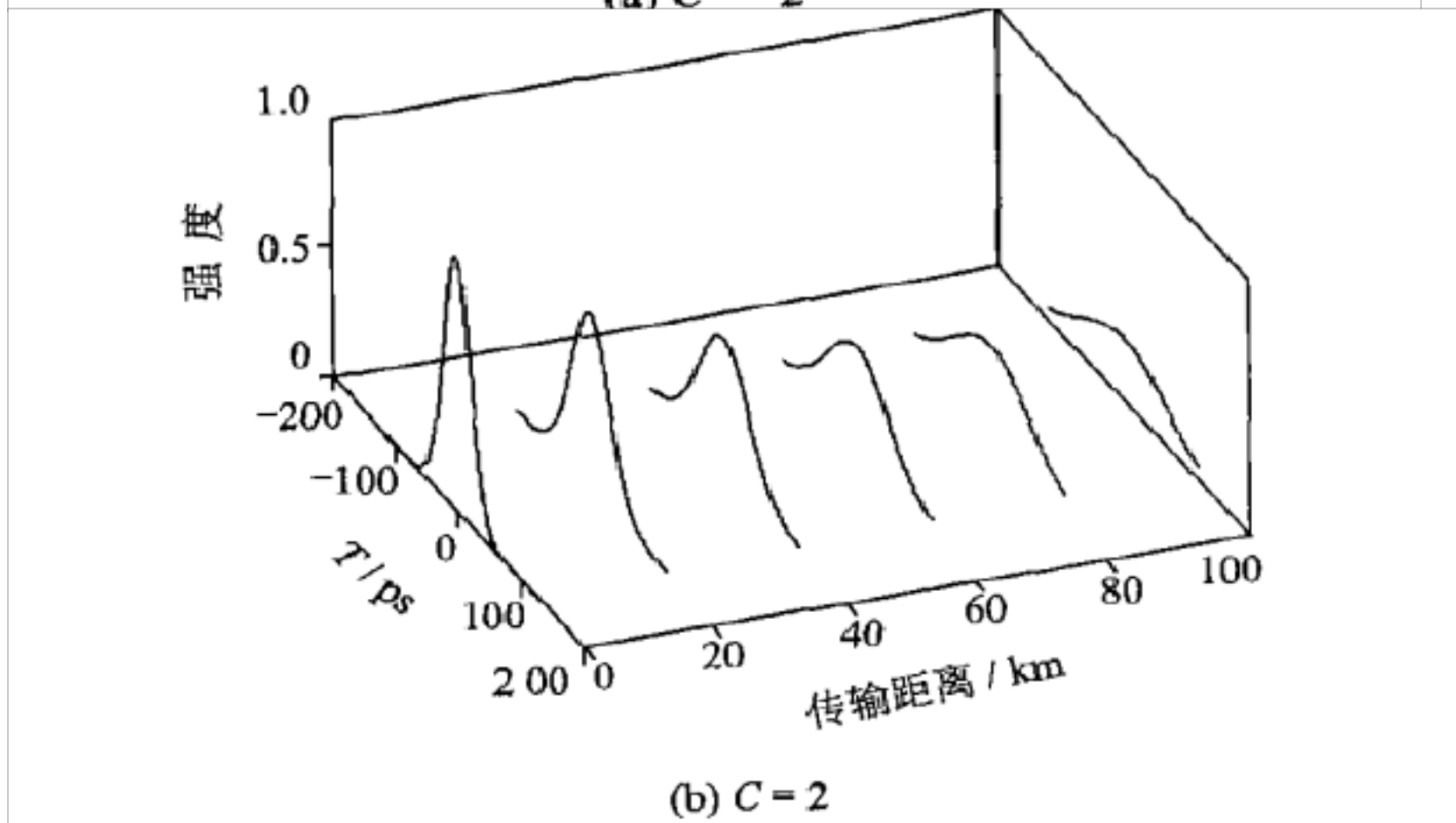
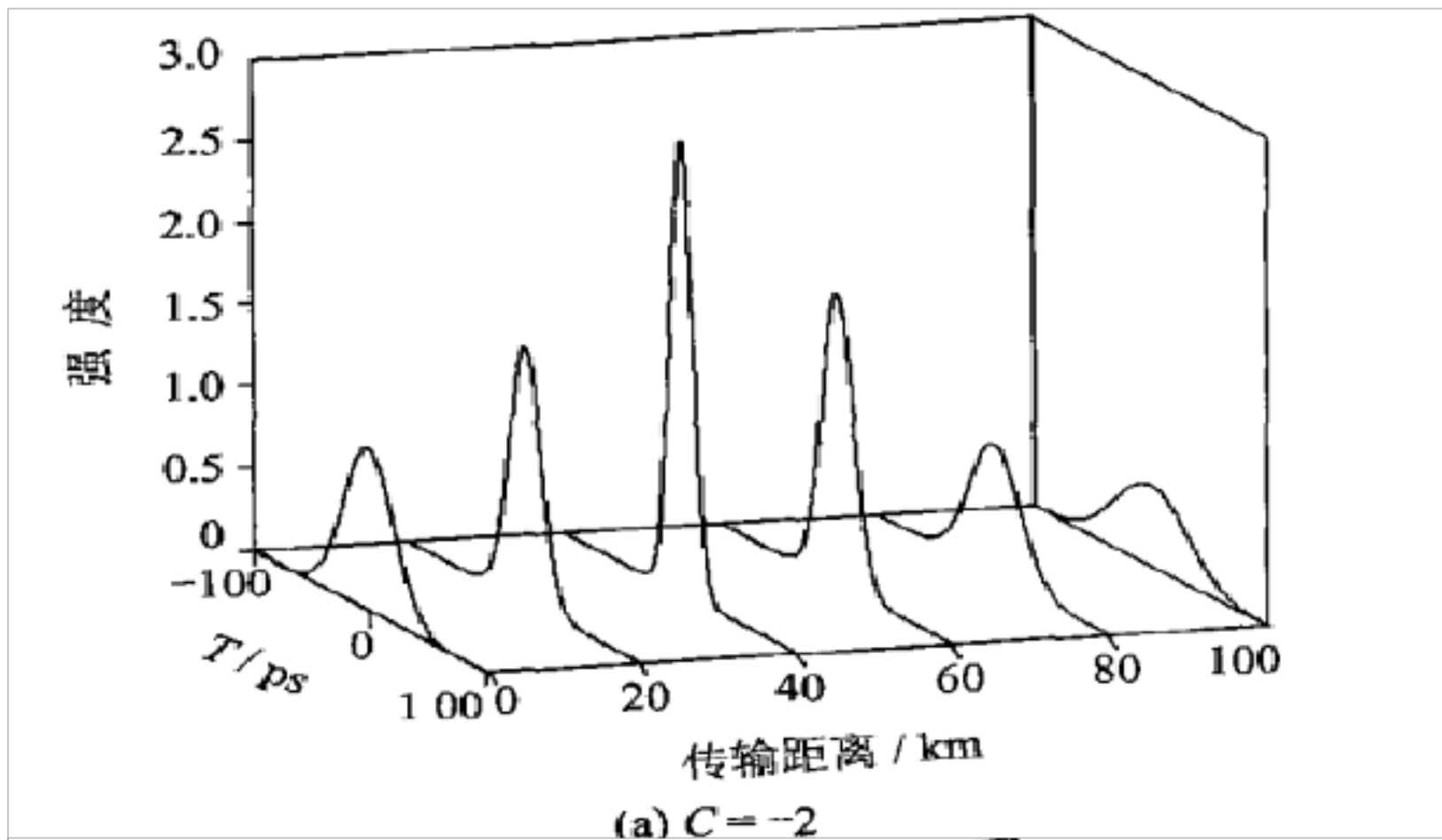


图1 啁啾高斯脉冲在光纤中传输的波形演变 (a)  $C = -2$ , (b)  $C = 2$

Fig. 1 Evolution of Gaussian chirped pulses shape in the fiber (a)  $C = -2$ , (b)  $C = 2$

$L_D = T_0^2 / |D|$  称为色散长度，在讨论色散长度效应时， $L_D$  通常作为传输距离  $z$  的归一化量度。若  $z \ll L_D$ ，则色散效应可略去不计，从上式可得  $\frac{T}{T_0} = 1$ ，脉冲无展宽。而当  $z = L_D$  时，无啁啾脉冲的  $\frac{T}{T_0} = \sqrt{2}$ ，色散效应起主要作用，非线性效应作用小。因此，色散对系统性能的限制，高速率时要比低速率严重得多。

图 2 是其他参数同图 1 取值的情况下, 啁啾因子  $C$  取不同值时, 啁啾高斯脉冲的展宽因子随距离的变化关系曲线。

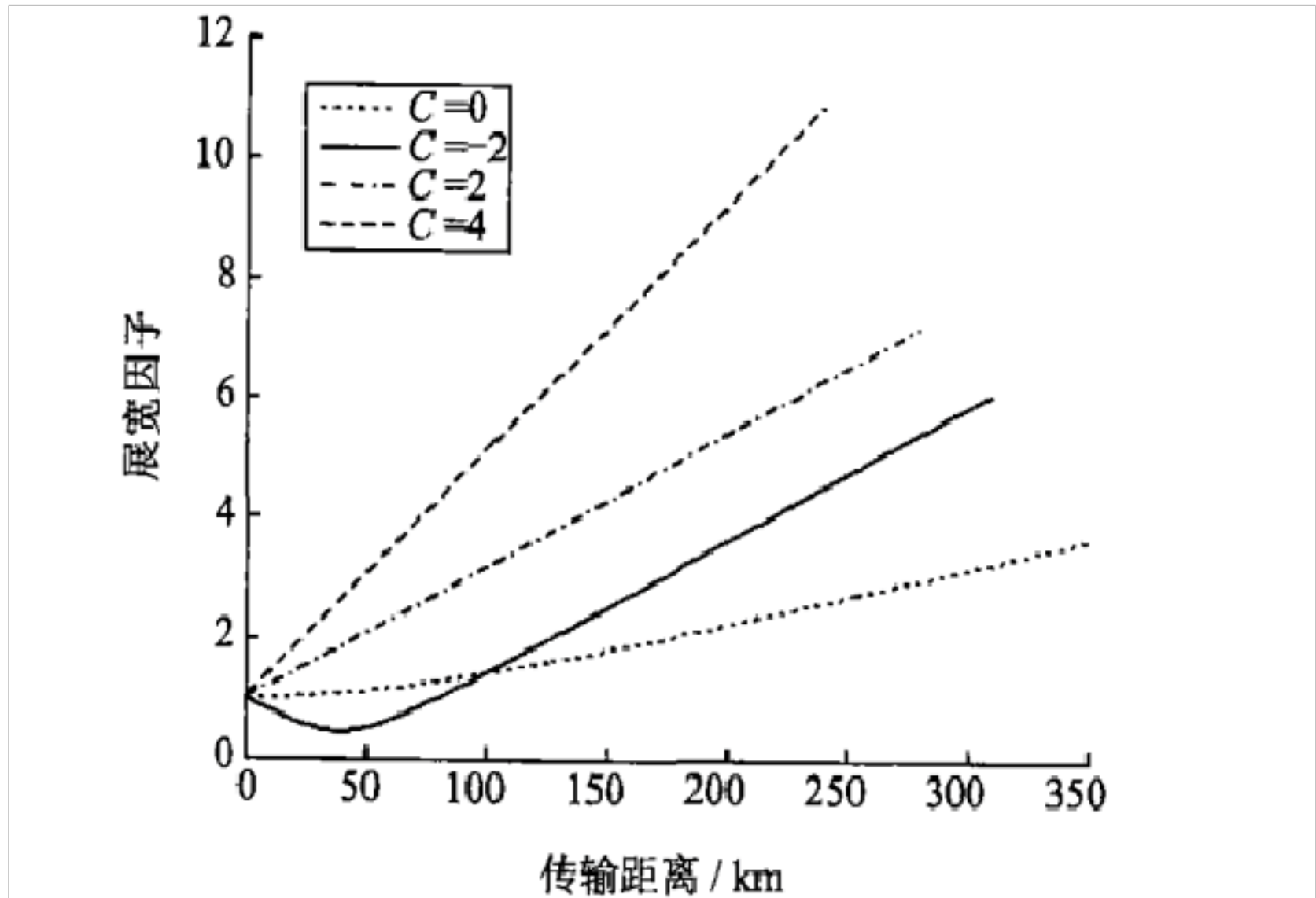


图 2 啁啾高斯脉冲的展宽因子  $\sigma/\sigma_0$  与传输距离  $z$  的变化关系

Fig. 2 Evolution of broadening factor  $\sigma/\sigma_0$  with transmission distance  $z$

从图 2 可以看出, 对  $C=0$  (即无初始啁啾脉冲) 的曲线, 随传输距离的增加, 展宽因子逐渐增大, 但是速度相对较小, 脉冲展宽相对缓慢; 从图 2 还可以看出, 脉冲的展宽除依赖于  $\sigma_0$  和  $C$  的相对符号外, 与啁啾因子数值也有关, 在传输距离一样的情况下,  $C$  的数值越大, 展宽因子越大, 脉冲随传输距离展宽得越快。并且由图可知无论  $\sigma_0$  的符号,  $C$  的数值越大, 最后脉冲随传输距离也展宽得越快的。

以上内容仅为本文档的试下载部分，为可阅读页数的一半内容。如要下载或阅读全文，请访问：<https://d.book118.com/487123101143010002>