

天津大学精密仪器与光电子工程丛书

# 光子晶体光纤与 飞秒激光技术

Photonic Crystal Fiber and Femtosecond Laser Technology

王清月◎等编著



机械工业出版社  
CHINA MACHINE PRESS

天津大学精密仪器与光电子工程丛书

# 光子晶体光纤与飞秒激光技术

王清月 栗岩锋 胡明列 等编著



机械工业出版社

本书共分四个部分，第一部分为飞秒激光技术概论，包括第1~6章，涉及的内容为飞秒激光的基本知识、锁模技术、放大技术、测量技术及相关的一般性理论。第二部分为光子晶体光纤，包括第7~9章，涉及的内容为光子晶体光纤光理论基础、计算方法及多种光子晶体光纤的结构特性及其理论描述。第三部分为光子晶体光纤飞秒激光技术，包括第10~12章，涉及的内容为光子晶体光纤飞秒激光技术振荡器、放大器，以及飞秒激光技术在光子晶体光纤中的传输特性、频率变换特性等。第四部分（第13章）为光子晶体光纤飞秒激光技术应用，简要介绍了光子晶体光纤飞秒激光技术在高功率紫外飞秒激光、高功率高重复频率快速微纳加工、高功率太赫兹辐射源和高功率超连续谱光源等方面的应用。

本书面向光电子、物理电子学、光学、光学工程、电子科学与技术等专业的高年级本科生及相关专业的硕士生、博士生，也可以作为从事相关专业的科研人员、工程技术人员的参考书。

## 图书在版编目（CIP）数据

光子晶体光纤与飞秒激光技术/王清月等编著. —北京：  
机械工业出版社，2011. 12  
(天津大学精密仪器与光电子工程丛书)  
ISBN 978-7-111-36144-2

I. ①光… II. ①王… III. ①光子晶体-高等学校-  
教材②激光技术-高等学校-教材 IV. ①O7②TN24

中国版本图书馆CIP数据核字（2011）第213039号

机械工业出版社（北京市百万庄大街22号 邮政编码100037）  
策划编辑：王小东 责任编辑：王小东 卢若薇  
版式设计：霍永明 责任校对：李锦莉  
责任印制：张楠  
北京京丰印刷厂印刷  
2013年1月第1版·第1次印刷  
184mm×260mm·16.75印张·4插页·421千字  
标准书号：ISBN 978-7-111-36144-2  
定价：39.00元

凡购本书，如有缺页、倒页、脱页，由本社发行部调换

电话服务

网络服务

社服务中心：(010) 88361066

教材网：<http://www.cmpedu.com>

销售一部：(010) 68326294

机工官网：<http://www.cmpbook.com>

销售二部：(010) 88379649

机工官博：<http://weibo.com/cmp1952>

读者购书热线：(010) 88379203

封面无防伪标均为盗版

# 前 言

自古至今人类一直与时间这一最基本概念联系在一起。人类学会耕种进入农业时代后，日出而作，日落而息，对时间的认识已经到了“天”的概念。人类开始制造测量时间的仪器已是几百年前的事情，日晷、沙漏和时钟的发明已使人类的时间概念精确到时、分。16世纪，以哥白尼为首掀起的天体运动研究热潮和18世纪开始的第一次技术革命，促使人类对其周围宏观世界的运动进行科学的定量描述，涉及到的一个最基本物理量就是时间。宏观物体运动速度的计时精度到了秒的量级。以玻尔和爱因斯坦为代表开创的原子物理、光量子物理的科学描述，使人类进入到原子、分子内部的微观世界，描述这些微观世界快速运动的时间精度需要毫秒（ $10^{-3}$  s）、微秒（ $10^{-6}$  s）、纳秒（ $10^{-9}$  s）、皮秒（ $10^{-12}$  s）和飞秒（ $10^{-15}$  s），与此相应发展起来的电子技术也先后可以产生毫秒、微秒、纳秒和皮秒的电脉冲，用以研究物理、化学中电子运动的快速过程。单靠电子技术无法产生飞秒脉冲。20世纪60年代诞生的激光技术为产生皮秒和飞秒光脉冲提供了一个新的技术手段。利用激光的锁模技术，先在20世纪70年代实现了皮秒脉冲激光的运转，继而又于1981年实现了飞秒脉冲激光的运转。至此，人类开始进入了一个崭新的飞秒时代。

飞秒激光技术的发展可以分为几个阶段。1981年，以染料激光为代表的飞秒激光的诞生为物理、化学等基础学科领域中原子、分子的快速运动提供了一个崭新的探测手段，开辟了飞秒超快新时代；1991年，以掺钛蓝宝石激光为代表的第二代飞秒激光技术，它用固体增益介质取代了液体染料增益介质，使飞秒激光运转的稳定性大大提高的同时，也将峰值功率从 $10^9$  W提高到 $10^{15}$  W，使飞秒激光技术不仅具有超快的时间特性，而且具有超强的功率特性，使飞秒激光成为诸如激光受控核聚变快速点火、新一代加速器、精密微纳加工等大科学工程和前沿技术的重要支撑技术，从而开创了飞秒激光技术应用的新时代；21世纪初以光子晶体光纤激光为代表的新一代飞秒激光技术诞生，它将微纳结构引入增益介质，代替原来的块状固体或普通光纤，使产生飞秒激光的主要物理机制变得可控、可调、可设计，且集多种功能于一身，使其具有高效率、高功率（平均）、高光束质量、结构简单、运转稳定的特点，从而使飞秒激光技术走向一种应用普及化的通用技术的发展道路。

本书共分四个部分，第一部分为飞秒激光技术概论，包括第1~6章，涉及内容为飞秒激光的基本知识、锁模技术、放大技术、测量技术及相关的一般性理论，由王清月教授撰写。第二部分为光子晶体光纤，包括第7~9章，涉及的内容为光子晶体光纤理论基础、计算方法及多种光子晶体光纤的结构特性及其理论描述，由栗岩锋博士撰写。第三部分为光子晶体光纤飞秒激光技术，包括第10~12章，涉及的内容为光子晶体光纤飞秒激光技术振荡器、放大器，以及飞秒激光技术在光子晶体光纤中的传输特性、频率变换特性等，由胡明列博士撰写。第四部分（第13章）为光子晶体光纤飞秒激光技术应用，简要介绍了光子晶体光纤飞秒激光技术在高功率紫外飞秒激光、高功率高重复频率快速微纳加工、高功率太赫兹辐射源和高功率超连续谱光源等方面的应用，由王清月教授撰写。全书由王清月教授统筹、定稿，宋有建博士、刘博文博士及方晓惠博士、柴路教授分别参加了第2、3、13、14章部



分内容的编写。邢岐荣教授参加了本书相关内容的讨论。

本书面向光电子、物理电子学、光学、光学工程、电子科学与技术等专业的高年级本科生及相关专业的硕士生、博士生，也可以作为从事相关专业的科研人员、工程技术人员的参考书。

本书的理论部分是在前人完成的成熟理论体系上进行了简化和浓缩，其相关作者已在文献中引出。本书的实验结果和数据大部分来自于作者所在的天津大学精仪学院超快激光研究室，涉及到三十年从事研究的相关人员数十人，这里不能一一列出。本书的概念和内容的描述出自作者的理解，由于水平有限，难免有误，望广大读者给予指正。

编著者

# 目 录

## 前言

## 第1章 飞秒激光的基本概念和

### 基本知识 ..... 1

- 1.1 飞秒激光的特点 ..... 1
- 1.2 飞秒激光脉冲是如何形成的 ..... 2
- 1.3 各种物理机制对脉冲宽度的影响 ..... 4
  - 1.3.1 增益的滤波作用 ..... 4
  - 1.3.2 谐振腔的选模作用 ..... 4
  - 1.3.3 自相位调制效应的加宽光谱作用 ..... 5
  - 1.3.4 色散对脉冲的影响 ..... 6

## 第2章 超短脉冲激光在介质中传

### 输的一般理论性描述 ..... 7

- 2.1 非线性薛定谔方程 ..... 7
- 2.2 色散引起的脉冲宽度的变化 ..... 8
- 2.3 自相位调制效应及其对光谱结构的影响 ..... 12
- 2.4 自相位调制及色散共同作用对超短脉冲的时域特性和频域特性的影响 ..... 14
- 2.5 光学孤子的成形及传输 ..... 17
- 2.6 超短光脉冲的互相位调制 ..... 20
- 2.7 超短光脉冲压缩技术 ..... 22
  - 2.7.1 光栅对压缩器 ..... 23
  - 2.7.2 光纤-光栅压缩器 ..... 24
  - 2.7.3 孤子效应压缩器 ..... 26
- 2.8 超连续光谱的产生 ..... 27
  - 2.8.1 自相位调制 ..... 27
  - 2.8.2 受激拉曼散射 ..... 28
  - 2.8.3 四波混频 ..... 28
  - 2.8.4 孤子分裂及其拉曼自频移 ..... 28
  - 2.8.5 非孤子辐射 ..... 29
- 参考文献 ..... 29

## 第3章 激光锁模技术 ..... 31

- 3.1 主动锁模激光技术 ..... 32
- 3.2 同步抽运锁模激光技术 ..... 34

## 3.3 被动锁模激光技术 ..... 37

- 3.4 碰撞脉冲锁模激光技术 ..... 41
- 3.5 光孤子锁模激光技术 ..... 44
- 3.6 掺钛蓝宝石锁模激光技术 ..... 45
  - 3.6.1 克尔透镜锁模 ..... 46
  - 3.6.2 基于克尔透镜锁模的谐振腔设计 ..... 47
  - 3.6.3 锁模的动力学过程 ..... 49
  - 3.6.4 色散补偿技术 ..... 50
  - 3.6.5 基于半导体可饱和吸收镜的自启动锁模 ..... 52
- 3.7 光纤锁模激光技术 ..... 54
  - 3.7.1 非线性偏振旋转锁模 ..... 55
  - 3.7.2 孤子锁模 ..... 55
  - 3.7.3 自相似锁模 ..... 57

## 参考文献 ..... 59

## 第4章 超短光脉冲放大技术 ..... 61

- 4.1 超短光脉冲放大的一般数学描述 ..... 62
  - 4.1.1 速率方程 ..... 62
  - 4.1.2 放大的自发辐射 ..... 63
  - 4.1.3 信号放大 ..... 64
- 4.2 超短光脉冲掺钛蓝宝石啁啾脉冲放大器 ..... 65
- 4.3 超短脉冲光纤放大器 ..... 67
- 参考文献 ..... 69

## 第5章 超短脉冲激光测量技术 ..... 70

- 5.1 强度相关函数 ..... 70
- 5.2 双光子荧光法 ..... 73
- 5.3 二阶强度光学相关器 ..... 74
- 5.4 相干光学相关器 ..... 75
- 5.5 单次脉冲光学相关器 ..... 79
- 参考文献 ..... 80

## 第6章 飞秒激光技术与光子晶体

### 光纤 ..... 81

- 6.1 光子晶体光纤用于飞秒激光技术 ..... 81
- 6.2 光子晶体光纤的典型结构及其特性 ..... 82



6.2.1	无截止单模特性	83	9.1.2	基于 Yee 网络的频域有限差分法	132
6.2.2	可控的色散特性	83	9.2	解析计算方法	137
6.2.3	可设计的非线性特性	84	9.2.1	折射率引导型光子晶体光纤的有效折射率模型	137
6.2.4	高双折射率特性	85	9.2.2	全固型光子带隙光纤带隙结构的解析求解——双边界模型	145
6.2.5	带隙特性	86	参考文献		148
	参考文献	87	<b>第 10 章 飞秒激光在高非线性光子晶体光纤中的传输及频率变换特性</b>		151
<b>第 7 章 光子晶体光纤的理论基础</b>		88	10.1	非线性光子晶体光纤	151
7.1	光子晶体理论	88	10.1.1	大空气比光子晶体光纤	152
7.1.1	光子晶体和光子带隙的基本概念	88	10.1.2	保偏型光子晶体光纤	152
7.1.2	光子晶体和光子带隙的基本理论	89	10.1.3	无截止单模型光子晶体光纤	152
7.2	光子晶体光纤的基本原理和分类	97	10.1.4	孔助结构光子晶体光纤	153
7.2.1	光子晶体光纤的典型结构和能带图	97	10.2	飞秒激光在光子晶体光纤中非线性传输过程的数值模拟	154
7.2.2	传统光纤的基本理论	99	10.2.1	分步傅里叶方法	154
7.2.3	光子晶体光纤的工作原理和分类	100	10.2.2	脉冲中心波长的影响	155
参考文献		103	10.2.3	脉冲宽度的影响	158
<b>第 8 章 光子晶体光纤的基本特性</b>		106	10.2.4	脉冲峰值功率的影响	158
8.1	模式特性	106	10.2.5	脉冲啁啾的影响	159
8.1.1	模式对称性	106	10.2.6	脉冲形状的影响	160
8.1.2	折射率引导型光子晶体光纤的无限单模特性	107	10.2.7	获得特定中心波长的自频移孤子脉冲	163
8.1.3	折射率引导型光子晶体光纤的高阶模式特性	108	10.3	光子晶体光纤中的频率变换与超连续光谱的产生	164
8.1.4	空芯光子带隙光纤的表面模式	113	10.3.1	单模传输下偏振控制的频率变换	164
8.2	色散特性	115	10.3.2	模式控制的频率变换过程	165
8.2.1	传统光纤的色散	115	10.3.3	特殊传输模式下的频率变换	169
8.2.2	折射率引导型光子晶体光纤的色散	116	10.3.4	不同色散曲线的光子晶体光纤	170
8.2.3	光子带隙光纤的色散特性	119	10.3.5	异型纤芯的光子晶体光纤	172
8.3	折射率引导型光子晶体光纤的非线性特性	120	10.3.6	非均匀多芯结构的光子晶体光纤	173
8.4	双折射特性	121	10.3.7	孔助光子晶体光纤	176
8.5	全固型光子带隙光纤的弯曲损耗特性	122	10.3.8	六次对称的多芯光子晶体	
参考文献		124			
<b>第 9 章 光子晶体光纤的计算方法</b>		127			
9.1	数值计算方法	127			
9.1.1	平面波方法	127			

光纤 .....	178	激光器 .....	219
参考文献 .....	180	12.5.1 耗散孤子锁模机理 .....	219
<b>第 11 章 飞秒激光在带隙型光子</b>		12.5.2 数值模拟 .....	220
<b>晶体光纤中的传输</b> .....	182	12.5.3 耗散孤子锁模激光器 .....	223
11.1 带隙型光子晶体光纤 .....	182	12.6 基于非线性偏转旋转的光子	
11.2 空气纤芯带隙型光子晶体		晶体光纤锁模激光器 .....	225
光纤 .....	183	12.7 多芯光子晶体光纤锁模激光器 .....	227
11.3 全固带隙型光子晶体光纤 .....	186	12.7.1 混合型多芯光子晶体光纤	
11.4 Bragg 型光纤的弯曲损耗特性 .....	188	实现锁相 .....	227
11.5 可调带通光纤滤波器 .....	189	12.7.2 多芯光子晶体光纤锁模	
参考文献 .....	192	激光器 .....	230
<b>第 12 章 光子晶体光纤飞秒激光</b>		12.8 光子晶体光纤飞秒激光放大	
<b>振荡器和放大器</b> .....	193	系统 .....	233
12.1 掺杂光子晶体光纤 .....	193	12.8.1 全光子晶体光纤飞秒激光	
12.2 孤子锁模光子晶体光纤飞秒激		放大系统的结构 .....	233
光器 .....	194	12.8.2 振荡级 .....	234
12.2.1 偏振型大模场面积光子晶		12.8.3 放大级 .....	234
体光纤 .....	195	12.8.4 放大系统的输出特性 .....	236
12.2.2 光子晶体光纤的端面封装		12.8.5 低重复频率光子晶体光纤	
技术 .....	196	飞秒激光放大系统 .....	237
12.2.3 光栅对 .....	196	12.8.6 高峰值功率多芯光子晶体	
12.2.4 激光器的输出特性 .....	197	光纤飞秒激光放大器 .....	239
12.2.5 激光器的稳定性分析 .....	200	参考文献 .....	243
12.3 呼吸孤子锁模的光子晶体光纤		<b>第 13 章 光子晶体光纤飞秒激光</b>	
激光器 .....	202	<b>技术应用</b> .....	245
12.3.1 呼吸孤子锁模原理 .....	202	13.1 高功率紫外飞秒激光 .....	245
12.3.2 激光器的输出特性 .....	203	13.2 高功率高重复率快速微纳加工 .....	248
12.4 全正色散锁模的光子晶体光纤		13.3 高功率超快太赫兹辐射源 .....	251
激光器 .....	212	13.4 高功率宽带超连续谱光源 .....	252
12.4.1 全正色散锁模的光子晶体光		13.5 高平均功率高峰值功率光子晶体	
纤激光器的输出状态 .....	213	光纤飞秒激光技术新概念 .....	255
12.4.2 多通长腔全正色散锁模光子		参考文献 .....	256
晶体光纤激光器 .....	215	<b>致谢</b> .....	257
12.5 耗散孤子锁模光子晶体光纤			



# 第 1 章 飞秒激光的基本概念和基本知识

## 1.1 飞秒激光的特点

飞秒激光有三个特点：一是脉冲宽度极短，二是脉冲峰值功率极高，三是覆盖频谱范围极广。

飞秒激光脉冲的持续时间为  $10^{-15}$  s，即飞秒（Femtosecond——fs），它相当于电子绕原子核半周的时间，以光速为  $3 \times 10^5$  km/s 计算，在 1fs 的时间内，光仅传播了  $0.3 \mu\text{m}$ ，可见飞秒这一单位的时间之微。这样极端微小的时间在我们所看到的宏观世界里是无法找到它的踪迹的。但是，在由基本粒子所组成的微观世界里，其运动状态的改变常常发生在飞秒这样极其短暂的时刻，如分子的能量转移、化学键的断裂和形成、原子的横向驰豫和纵向驰豫，半导体中载流子的激发和复合等。正是由于这个缘故，在飞秒激光诞生后的相当长的一段时间内，飞秒激光主要是用来研究物理、化学领域微观过程超快现象的一个先进技术，从而在物理、化学和生物领域完成了大量的超快过程的研究，发现了大量的新的超快现象，解释了大量原子、分子微观运动规律，成为多个基础学科研究领域相当引人注目并获得累累成果的研究方向。

飞秒激光的峰值功率是指脉冲持续时间内所具有的瞬时功率，即  $E/\tau$ ， $E$  为飞秒脉冲包络内所携带的能量， $\tau$  为飞秒脉冲包络的极大值一半处所对应的时间宽度。由于  $\tau$  为极短的  $10^{-15}$  s 量级，即使其携带的能量为毫焦耳量级（ $10^{-3}$  J），其峰值功率也高达  $10^{12}$  W（即 TW，太瓦）以上，它相当于全世界发电总功率之和！目前的飞秒激光放大系统可以输出高达  $10^{15}$  W（即 PW，拍瓦）峰值功率的飞秒脉冲。如此超强峰值功率的飞秒激光脉冲，聚焦之后其焦点区域内所具有的电场强度已经远远超过原子核对其价电子的库伦力。在其作用下，任何固态、液态和气态的物质都会在瞬间变成等离子体。由此发展起来的超快超强激光物理正在形成强场物理研究领域一个新的分支，并被应用到激光受控核聚变、同步辐射加速器等大科学工程中。正在兴起的飞秒激光微纳精细加工技术，也正是利用了飞秒激光超高峰值功率这一特点，在晶格热传导过程还来不及发生时，飞秒激光已经在微纳尺度内完成去除物质或使其改性的物理过程后，扬长而去。

当前由飞秒激光器直接输出的波长主要集中在  $0.8 \sim 1.5 \mu\text{m}$  的近红外波段，但是由它激发而产生的飞秒激光脉冲却覆盖了从 X 射线到太赫兹波这一广阔领域，利用超强飞秒激光和电子束相互作用的汤姆逊散射效应，可以产生相干的硬 X 射线，波长达  $0.4 \text{ \AA}$ 。飞秒强激光与惰性气体原子的相互作用而引发的高次谐波，可获得软 X 波段的相干辐射，波长可覆盖数十纳米至几纳米。飞秒激光在晶体中的二倍频、四倍频、六倍频效应可将近红外的飞秒激光变换至可见、紫外、极紫外和真空紫外，直至  $150 \text{ nm}$ ，与高次谐波的软 X 波段相接。利用飞秒激光在晶体中的参量振荡（Optic Parametric Oscillator——OPO）和参量放大（Optic Parametric Amplifier——OPA）过程，可以在近红外，甚至中红外波段实现宽频谱范围的调



谱。除此之外，利用飞秒激光在非线性介质中的传输，可以发生自相位调制（Self-Phase-modulation——SPM），四波混频（Four Wave Mixing——FWM），孤子自频移（Soliton self-frequency shift——SSFS）和超连续（Supercontinuum——SC）等多种非线性效应，这些效应都可以使飞秒激光器输出的光脉冲从单一波长变换到紫外至红外波段。特别值得提出的是，太赫兹波（Terhertz wave——THz）这一在大分子领域极具应用价值的亚毫米波长的辐射，在人类征服了 X 射线-紫外-可见-红外-无线电波的漫长时间之后，终于在 20 世纪 80 年代，借助飞秒激光技术，实现了  $10\mu\text{m} \sim 3\text{mm}$  波段的相干辐射。飞秒激光覆盖光谱范围极广的另一层含义是，飞秒激光脉冲内包含着数量极大的分立的相干光谱成分（纵模）。一个脉冲宽度数十飞秒的脉冲可包含高达百万个频谱成份，相当于上百万个具有不同中心波长的保持相等频率间隔的连续波（CW）激光器。飞秒激光的这一特性在计量标准和精密测量中获得了重大应用。

## 1.2 飞秒激光脉冲是如何形成的

一个规则的光脉冲或光脉冲序列是由众多具有不同频率成份的光波  $E(t)$  按照确定的相位关系叠加而成的。图 1-1 ~ 图 1-3 分别给出了两个、四个、八个具有不同频率成份的光波按照相位为零叠加后，形成规则的光强  $I(t)$  分布一序列脉冲。

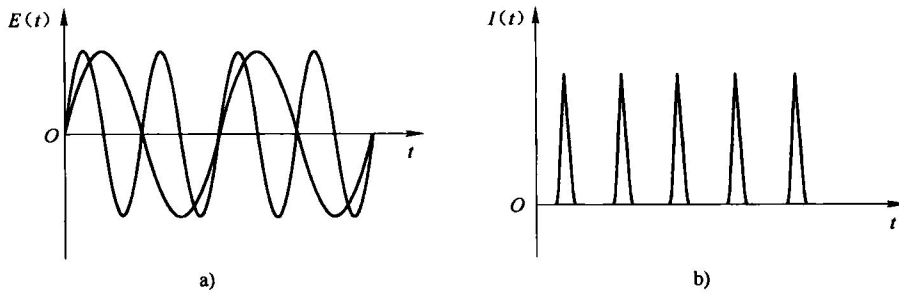


图 1-1 两个不同频率成份的光波叠加

a) 两个不同频率成份光波的电场示意图 b) 叠加后的光场场强示意图

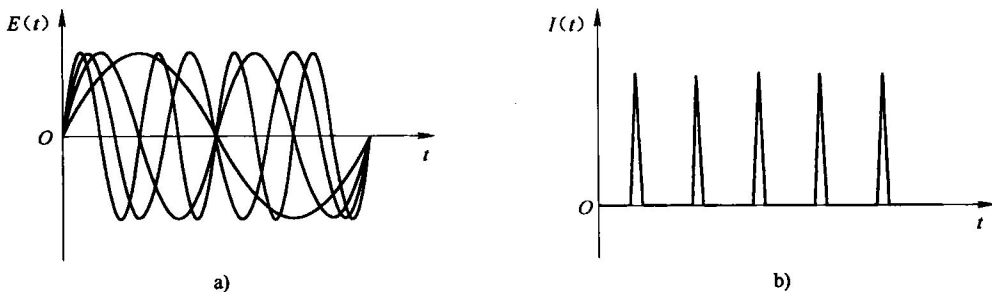


图 1-2 四个不同频率成份的光波叠加

a) 四个不同频率成份光波的电场示意图 b) 叠加后的光场场强示意图

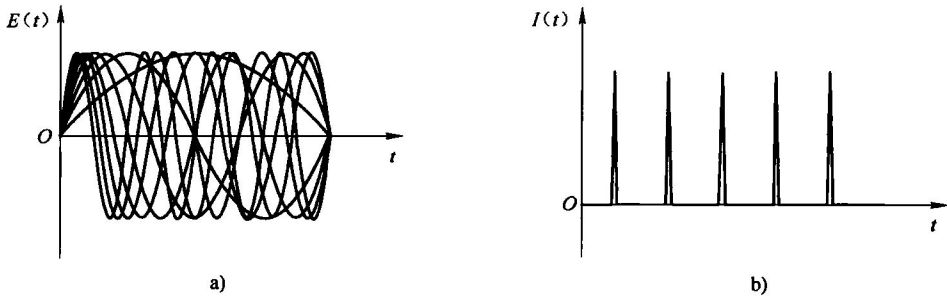


图 1-3 八个不同频率成份的光波叠加

a) 八个不同频率成份光波的电场示意图 b) 叠加后的光场场强示意图

如果具有不同频率成份的光波按照不确定的相位叠加，其结果就会形成光场强度随机起伏的噪声，而非单个脉冲或脉冲序列，图 1-4 和图 1-5 就是分别将三个、六个不同频率成份的光波按照随机相位叠加后所形成的光场强度  $I(t)$  随时间的变化。

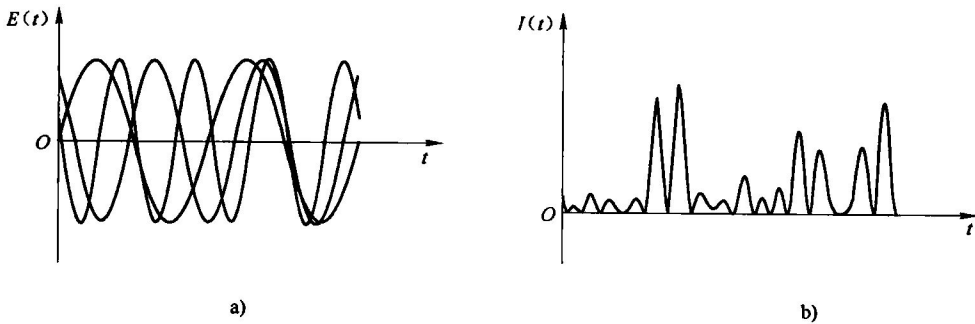


图 1-4 三个不同频率成份的光波按照随机相位叠加

a) 三个不同频率成份光波的电场示意图 b) 叠加后的光场场强示意图

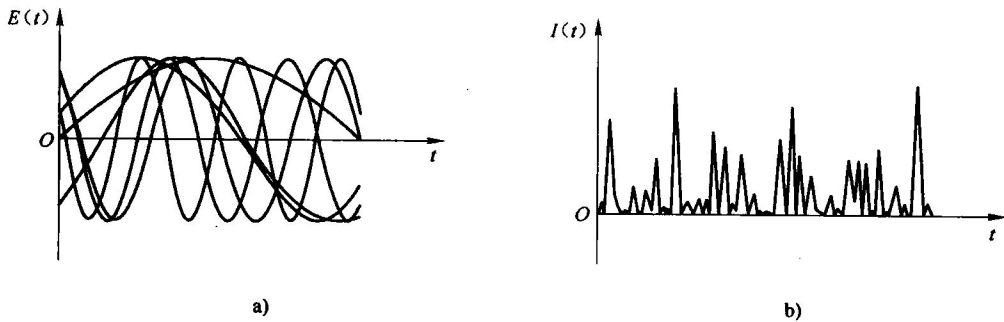


图 1-5 六个不同频率成份的光波按照随机相位叠加

a) 六个不同频率成份光波的电场示意图 b) 叠加后的光场场强示意图

所以，一个规则的光脉冲或脉冲序列的形成，其必要条件是，首先具有多个频率成份的光波，但是这并不充分，还必须使这些不同频率成份的光波按照确定的相位进行叠加。我们



日常所看到的日光、灯光等都具有众多频率成份,但是其各个成份之间的相位没有确定关系,是随机分布的,所以其光强  $I(t)$  表现为随机时间的无规起伏,而并非规则的脉冲序列。

这一非常清晰的物理现象,用数学形式描述,就是众所周知的傅里叶变换

$$f(t) = \sum A(\omega_n) e^{i\omega_n t} \quad (1-1)$$

如果频谱成份  $A(\omega_n)$  相当密集,我们可以用积分代替求和:

$$f(t) = \int A(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (1-2)$$

其实,上述表示式已经隐含了各个频率成份之间的相位为零。如果考虑到各个频谱成份之间相位是不同的,上式积分应该将相位  $\phi(\omega)$  一项加进去,即

$$f(t) = \int A(\omega) e^{i\omega t} e^{i\phi(\omega)} d\omega \quad (1-3)$$

从式(1-2)可以推导出,脉冲宽度  $\Delta t$  与光谱宽度  $\Delta\omega$  具有下述简单的关系:

$$\Delta t = \frac{b}{\Delta\omega}, \text{ 或 } \Delta t \Delta\omega = b \quad (1-4)$$

即脉冲宽度与光谱成反比。 $b$  为一常数,它是由光脉冲的波形  $f(t)$  所决定的。由此可见,要想获得窄的脉冲宽度,必须有充分宽的光谱宽度来支持,同时要有特定的相位将所有频率成份锁定。

研究如何获得短至飞秒的激光脉冲,归纳起来,要从三个方面进行研究:一是如何获得足够支撑飞秒脉冲宽度的光谱,其动力学过程主要涉及增益和非线性;二是如何实现不同频谱成份的特定相位的锁定,即锁模技术;三是如何保证飞秒光脉冲在传输过程中各个频谱成份的相位保持不变,这里牵涉的主要是光的色散。获得飞秒激光脉冲的动力学过程实际就是增益、非线性和色散三者的演变平衡过程。

## 1.3 各种物理机制对脉冲宽度的影响

### 1.3.1 增益的滤波作用

激光器构成的三个要素是增益介质、谐振腔和抽运源。这三大要素都对激光的频谱宽度有影响,但是,在通常的情况下,增益介质是影响激光谱宽的最重要因素。一种确定的增益介质都对应着一个特定的荧光光谱,一般说来,荧光光谱所包含的频谱成份都能形成一定频谱的激光,但是由于谐振腔对不同频谱成份的损耗不同,增益介质对不同频谱成份的增益不同,最终能够形成激光的只是荧光光谱包络内具有最大增益和最小损耗的少数频谱成份,从而建立起最初的激光频谱宽度  $\Delta\omega$ 。由于增益  $G(\omega)$  是频谱的函数,不同频谱成份的放大倍数不是均匀的,以及激光又多发生在增益最大的频谱处,所以,激光在放大过程中,激光频谱宽度是在逐渐变窄的。这一物理过程被称为激光放大过程中的频谱窄化效应。这一效应恰恰与我们为了获得飞秒激光追求最大频谱宽度背道而驰。它在飞秒激光脉冲形成过程中所起的作用常常是限谱和滤波。

### 1.3.2 谐振腔的选模作用

谐振腔在激光形成过程中,除了提供反馈,有效降低损耗外,并在形成振荡的过程中,



具有强烈的模式选择作用，特别是对纵向模式的选择。对于一个腔长为  $L$  的谐振腔，其纵模间隔为

$$\delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (1-5)$$

如果该激光器的增益介质能够给出的光谱宽度为  $\Delta\nu$ ，那么，该激光器输出光谱中就有可能包含了  $N$  个纵模

$$N = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{2\Delta\nu L}{c} \quad (1-6)$$

如图 1-6 所示。例如，对于通常的钛宝石飞秒激光器，其腔长为 1.5 m，光谱宽度为 100 nm，它所包含的纵模数量高达 50 万个。如果这些纵模的相位都能锁定，其合成后的脉冲宽度可达 7 fs。

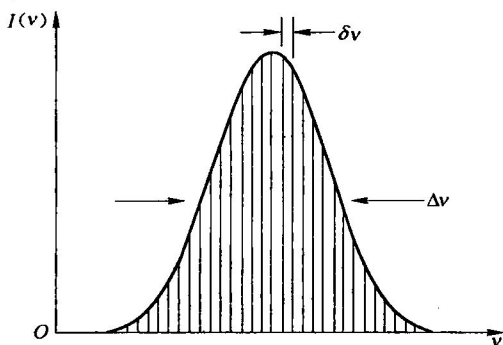


图 1-6 激光器增益介质  $\Delta\nu$  的光谱宽度内，间隔为  $\delta\nu$  的纵模序列

### 1.3.3 自相位调制效应的加宽光谱作用

激光脉冲在介质内的传播过程中，当光场强度不高时，通常表现为线性行为，这时介质的折射率  $n$  可以视为常数  $n_0$ 。但是当光场强度较大时，光脉冲的峰值功率极高，这时介质的折射率表现为非线性，即折射率是光场强度  $E^2(t)$  的函数

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2(t) \rangle \quad (1-7)$$

由于光脉冲的光场  $E(t)$  是时间的函数，因此，光脉冲通过介质时所引起的非线性折射率  $\delta n$  也是时间的函数

$$\delta n(t) = n_2 \langle E^2(t) \rangle \quad (1-8)$$

由于非线性折射率  $\delta n(t)$  的存在，光脉冲的不同部位（即不同时刻）所“看”到的折射率是不同的，其经历的光程也是不同的，因此在脉冲的不同部位就引起一个附加的相位

$$\delta\varphi(t) \propto \langle E^2(t) \rangle \quad (1-9)$$

从而造成脉冲各个部位具有不同的即时频率

$$\omega(t) = \omega_0(t) + \delta\omega(t) \quad (1-10)$$

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial}{\partial t} \delta\varphi(t) \propto -\frac{\partial}{\partial t} \langle E^2(t) \rangle \quad (1-11)$$

式中， $\omega_0(t)$  为没考虑自相位调制效应时的即时频率； $\delta\omega(t)$  为自相位调制效应引起的附加频率。可见，由于自相位调制效应的存在而增加了新的频率成份，也即脉冲的频谱加宽了。图 1-7 给出了随脉冲峰值功率的增强自相位调制效应所导致的光谱宽度加宽的情况，其光谱强度的周期调制是自相位调制效应所引起光谱加宽的主要特征。

在通常情况下，飞秒激光之所以能够获得足够宽的光谱的支持，其主要机理来源于自相位调制效应所产生的附加光谱。特别值得提出的是，自相位调制效应所产生的附加光谱与原来的光谱成份是同相位的，换句话说，其相位是锁定的，其物理过程可以这样理解：激光器实现激光振荡的初期来源于激光介质的自发辐射，它在时间上表现为随机噪声，某些较强的噪声引起受激辐射，在获得优势增益的情况下逐渐增强，并在谐振腔的作用下被限定在有限

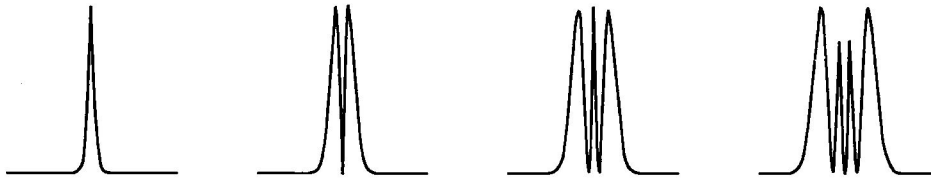


图 1-7 自相位调制引起的光谱加宽

的少数几个纵模上，开始形成具有一定时间宽度的较强的脉冲，该脉冲在介质中引起的自相位调制效应使其光谱不断加宽，将其相邻的纵模不断吞进去。由于这一加宽过程属于受激放大机理，因此，由自相位调制效应扩充来的新纵模与原有的纵模是同相位的，所以光谱加宽的同时，在合适的色散情况下，脉冲宽度越来越窄，峰值功率越来越强，自相位调制效应越来越大，光谱宽度越来越宽。但是这一过程不会无休止地发展下去，因为介质的增益窄化效应会限制其光谱的扩展，介质的色散效应会使脉冲宽度加宽。最终，增益、自相位调制、色散三者达到一个平衡点，形成一个稳定的飞秒激光脉冲序列。

### 1.3.4 色散对脉冲的影响

飞秒激光脉冲是由成千上万个不同频谱成份的纵模在相互相位锁定情况下形成的，当它通过具有色散的物质时，由于各频谱成份的纵模具有不同的速度，使其相互锁定的相位发生了不同程度的位移，因此使脉冲宽度加宽，如图 1-8 所示。应该指出的是，色散引起的不同光谱成份相位的移动是有规律的，是可以逆向恢复的。因此，由色散引起的脉冲加宽是可以压缩回去的。如正色散引起的脉冲加宽可以用等量的负色散还原为原来的相位，恢复原来的脉冲宽度。但是由于某些原因引起的各个光谱成份之间相位的无规和随机变化是无法恢复的，因此，这种情况下加宽后的脉冲是不可能压缩到原来的脉冲宽度的。

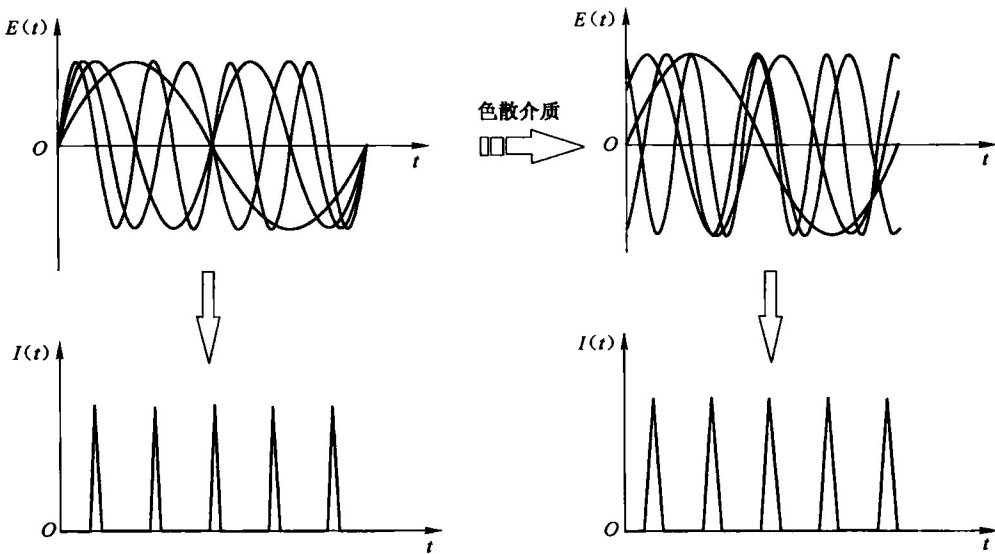


图 1-8 色散介质对脉冲宽度的影响

## 第2章 超短脉冲激光在介质 中传输的一般理论性描述

本章将给出超短脉冲激光在介质中传输的一般理论性描述，及其涉及到的基本物理概念和物理过程。为描述方便，也为后面主要应用于光子晶体光纤起见，本章所描述的超短脉冲激光与物质的相互作用的介质为光纤，但并不影响在一般介质中对物理概念和物理过程的理解。

### 2.1 非线性薛定谔方程

利用麦克斯韦方程组可以导出超短脉冲在光纤中传输所遵从的波方程：

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2-1)$$

式中， $\mathbf{P}_L$  和  $\mathbf{P}_{NL}$  分别为线性和非线性极化强度，只考虑到一阶极化  $\chi^{(1)}$  和三阶极化  $\chi^{(3)}$ ，它可以写成与电场  $\mathbf{E}$  的关系：

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (2-2)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \iiint \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (2-3)$$

式中， $\varepsilon_0$  和  $\mu_0$  分别为真空中的介电常数和磁导率。由上述方程可以很清楚的看到，超短脉冲激光在  $t$  时刻的状态和参数来源于此前线性极化和非线性极化的积累效应。作为三阶非线性极化系数的  $\chi^{(3)}$ ，其对电场的响应时间大约在数十飞秒量级。因此，上述波方程适用于脉冲宽度为飞秒量级的超短光脉冲在光纤中的传输。

当光脉冲宽度小于或等于 100fs 时，其光谱宽度  $\Delta\omega$  已变得可与其载波频率  $\omega_0$  相比较，由此而带来的多种非线性效应必须考虑，换句话说，在涉及到非线性极化强度  $\mathbf{P}_{NL}$  时，必须取其为一般的表示式，而不能做过多的近似。在此情况下，采用微扰的方法利用方程(2-1)求得超短脉冲在介质中沿正方向传输的一般表达式：

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha(\omega)}{2} A - \sum_{k \geq 1} i^{k+1} \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial t^k} = i\gamma(\omega) \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left[ A(z, t) \int_{-\infty}^t R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right] \quad (2-4)$$

该方程称为通用非线性薛定谔方程。当超短激光脉冲的谱宽  $\Delta\omega$  比其中心频率  $\omega_0$  小很多时，

即  $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1$ ，可将非线性项  $\mathbf{P}_{NL}$  作为微扰处理，经过傅里叶变换，该方程可简化为

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma(\omega) \left[ |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial T} - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (2-5)$$

式中，超短光脉冲在频域中的振幅  $A$  和在时域中的振幅  $E$  为傅里叶变换关系



$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (2-6)$$

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\mathbf{r}, t) \exp[i(\omega - \omega_0)t] dt \quad (2-7)$$

对传输常数  $\beta(\omega)$  做泰勒级数展开

$$\beta_k = (d^k \beta / d\omega^k)_{\omega=\omega_0} \quad (k=1, 2, \dots) \quad (2-8)$$

非线性系数

$$\gamma(\omega_0) = \frac{n_2(\omega_0) \omega_0}{cA_{\text{eff}}} \quad (2-9)$$

有效模面积

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \iint |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2-10)$$

定义

$$T_R = \int_{-\infty}^{\infty} t R(t) dt \quad (2-11)$$

$R(t)$  为介质的非线性响应函数。

延迟时间坐标

$$T = t - z/v_g = 1 - \beta_1 z \quad (2-12)$$

式中,  $v_g$  为群速度。

薛定谔方程(2-5)左边第二项中的  $\alpha$  给出吸收系数, 第三、四项为色散, 右边为非线性效应。该方程只考虑到三阶非线性效应, 当超短脉冲的峰值功率超过  $1\text{GW}/\text{cm}^2$  时, 上述方程必须将更高阶的非线性效应加进去。

## 2.2 色散引起的脉冲宽度的变化

为了更深入的理解色散对脉冲宽度的影响, 我们首先假设超短脉冲是在这样一种介质中传输: 介质对光波的吸收很小, 且非线性效应可以忽略。在只考虑最低阶色散 ( $\beta_2 \neq 0, \beta_3 = 0$ ) 的情况下描述其传输行为的方程(2-5)就变得非常简单:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \quad (2-13)$$

为数学处理方便, 引入归一化的场振幅  $U$

$$U(z, \tau) = \frac{A(z, \tau)}{\sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2)} \quad (2-14)$$

式中,  $P_0$  为入射脉冲的峰值功率;  $\tau$  为归一化的时间坐标:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0} \quad (2-15)$$

式中,  $T_0$  为初始脉冲宽度。

式(2-13)可写为





$$i \frac{\partial U(z, \tau)}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U(z, \tau)}{\partial \tau^2} \quad (2-16)$$

利用傅里叶方法已经解决了式(2-16)的求解问题。做傅里叶变换

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega \quad (2-17)$$

$\tilde{U}(z, \omega)$  满足方程:

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U} \quad (2-18)$$

其解为

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right) \quad (2-19)$$

该解表明, 群速度色散改变了超短脉冲各频率成份之间的相位, 其数值与  $\beta_2$ 、频率  $\omega$  和传输距离  $z$  有关。各频率成份之间的相位改变并不影响超短光脉冲的频谱, 但是在时域中却影响脉冲的形状, 这一点可从式(2-19)的傅里叶变换中看出:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega \quad (2-20)$$

例如, 初始波形为一高斯脉冲波形

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (2-21)$$

式中,  $T_0$  为脉冲宽度, 当其传输距离为  $z$  时, 其波形可由式(2-20)及式(2-21)的傅里叶变换求得:

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (2-22)$$

其脉冲波形仍为高斯波形, 但其宽度为

$$T_1(z) = T_0 [1 + (z/L_D)^2]^{1/2} \quad (2-23)$$

式中,  $L_D$  为色散长度。

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2-24)$$

式(2-23)给出了群速度色散所引起的脉冲加宽。可见, 脉宽的加宽与传输距离、初始宽度和色散参量有关。表征脉冲加宽的群速度色散参量  $\beta_2$  与色散参数  $D$  成正比关系:

$$D = -\frac{2\pi C}{\lambda^2} \beta_2 \approx -\frac{\lambda}{C} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2-25)$$

由式(2-23)可知, 对于同样的传输距离, 脉冲宽度越窄, 其加宽量越大。

我们还可将光脉冲传输距离  $z$  后的脉冲波形表示式(2-22)写成另外一种形式:

$$U(z, T) = |U(z, T)| \exp[i\phi(z, T)] \quad (2-26)$$

其相位  $\phi(z, T)$  为

$$\phi(z, T) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D)}{1 + (z/L_D)^2} \frac{T^2}{T_0^2} + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{L_D}\right) \quad (2-27)$$