

双波长光纤 DFB 激光器
及其在光生微波源中的应用
Dual-Wavelength DFB Fiber Laser
and Its Application in
Microwave Generation
(申请清华大学工学硕士学位论文)

培 养 单 位 : 电子工程系
学 科 : 电子科学与技术
研 究 生 : 孙 杰
指 导 教 师 : 谢 世 钟 教 授

二〇〇七年五月

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容。

本人保证遵守上述规定。

（保密的论文在解密后遵守此规定）

作者签名： _____

导师签名： _____

日 期： _____

日 期： _____

摘 要

近几年来,全光纤多波长激光器成为光纤激光器领域的研究热点之一;多波长激光器在光波分复用、高灵敏度光纤传感、高精度光谱探测及微波光子学等领域有着极为广泛的应用。其中,多波长 DFB 光纤激光器由于其良好的单纵模工作特性、结构简单、制作方便等特点而具有独特的优势。本论文主要研究基于 DFB 结构的双波长单纵模光纤激光器及其在高频微波产生领域的应用。

在常温下实现光纤激光器双波长激射的主要挑战在于:光纤激光器增益介质的均匀展宽特性产生模式竞争,使得光纤激光器中通常只有一个波长可以激射。这一点在 DFB 结构中尤为突出,因为 DFB 的短腔结构使光强更为集中,各个波长之间的模式竞争更为激烈。针对这一问题,本论文提出了一种新机制,即“部分分离谐振腔”机制,来支持 DFB 结构中的双波长激射。根据这一机制,分别基于叠印光栅和非对称相移光栅,设计制作了两种双波长 DFB 激光器结构,成功实现了波长间隔分别为 0.312nm 和 0.053nm 的稳定双波长激射。

作为双波长激光器的重要应用之一,研究了双波长激光器在微波产生上的应用。分别实现了 40GHz 高频微波信号产生以及 20-60GHz 可调谐微波信号产生。得益于双波长激光器良好的稳定性和相位相关性,产生的微波信号的带宽在 10kHz 以下,频率漂移在 10MHz 以内。

在理论工作方面,基于光纤光栅的基本理论,研究了 DFB 谐振腔的纵模特性,如谐振频率、透射损耗等。基于光纤中的耦合模理论,建立了 DFB 激光器的时域仿真模型,利用该模型研究了 DFB 激光器的时域及频域演化特性和光场分布特性,为双波长激光器的设计提供了重要理论依据。

关键词: 双波长激光器 分布反馈结构 光纤光栅 相移 时域仿真 模式竞争 部分分离谐振腔 光场分布 微波产生

Abstract

Recent years, all-fiber multiwavelength lasers have attracted much attention, for their various applications in WDM systems, high-sensitivity fiber sensing, high-resolution optical spectroscopy, and microwave photonics. Among them, DFB fiber laser has advantages for its simple structure, efficient fabrication, and ease to realize single longitudinal mode oscillation. The main topic of this thesis focuses on the realization of a dual-wavelength single longitudinal mode DFB fiber laser and its application in microwave generation.

The most crucial challenge in achieving multiwavelength oscillation in fiber laser is to overcome the mode competition caused by the homogeneous broadening of the gain medium, which usually leads to single wavelength oscillation. The mode competition is much more serious in DFB structures, as lasing powers of different wavelengths concentrates more closely in the relatively short DFB cavity. In this thesis, a new mechanism, which is named “Partially Separated Resonant Cavities”, is initially proposed, in order to mitigate the mode competition and then to achieve dual-wavelength oscillation in DFB fiber lasers. Based on superimposed FBG and unequalized phase-shifted FBG respectively, two kinds of DFB structures are designed and fabricated. As a result, stable dual-wavelength DFB fiber lasers, with a wavelength spacing of 0.312nm and 0.053nm respectively, are realized.

As one of the important applications of dual-wavelength fiber lasers, the high-frequency microwave generation is investigated and discussed. As a consequence, a 40GHz microwave source and a 20-60GHz tunable microwave source are achieved. Benefiting from the good stability and considerable coherency of the dual-wavelength oscillation, the microwave signal has a narrow bandwidth of less than 10kHz and a frequency drift of less than 10MHz.

Based on the theory of FBG, the properties of DFB cavity are studied

theoretically, including the resonant frequencies, the transmission losses, etc. Then, the time-domain simulation of DFB lasers is established and carried out to describe the time-domain and frequency-domain evolutions, as well as the power distribution in DFB lasers. The numerical simulation is of great importance to aid the design and improvement of dual-wavelength DFB laser structures.

Keywords: Dual-wavelength lasers Distributed feedback Fiber Bragg grating Phase shift Time-domain simulation Mode Competition Partially separated resonant cavities Power distribution Microwave Generation

目 录

第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 多波长光纤激光器的实现方法	2
1.3 本论文的主要研究内容及成果	6
第二章 光纤 DFB 激光器的理论分析	8
2.1 引言	8
2.2 光纤激光器的模式特征	8
2.2.1 π 相移对称 DFB 腔	10
2.2.2 π 相移非对称 DFB 腔	14
2.2.3 非 π 相移 DFB 腔	17
2.2.4 含有多个相移的 DFB 腔	20
2.3 光纤 DFB 激光器的时域仿真	23
2.3.1 仿真模型定义	23
2.3.2 数值仿真的实现	28
2.3.3 激光器仿真结果	29
2.4 本章小结	33
第三章 双波长单纵模光纤 DFB 激光器	34
3.1 引言	34
3.2 基于叠印光栅的双波长 DFB 激光器	36
3.2.1 激光器结构设计	36
3.2.2 激光器结构的实现	37
3.2.3 基于叠印光栅的双波长 DFB 激光器实验结果及讨论	42
3.3 基于非对称相移的双波长 DFB 激光器	47
3.3.1 激光器结构设计	47
3.3.2 基于非对称相移的双波长 DFB 激光器实验结果及讨论	49
3.4 本章小结	52
第四章 双波长激光器的应用	54
4.1 引言	54

目 录

4.2 双波长激光器在高频微波产生中的应用	55
4.2.1 光外差法产生微波信号的原理	55
4.2.2 40GHz 微波信号产生的实验结果	57
4.2.3 微波信号的稳定性分析	59
4.3 基于双波长激光器的 20-60GHz 可调谐微波产生	61
4.3.1 调谐原理	61
4.3.2 反射型带通滤波器 BPF 的设计和制作	64
4.3.3 20-60GHz 可调谐微波源实验结果	66
4.4 本章小结	68
第五章 结论	70
参考文献	72
致谢与声明	75
个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果	76

主要符号对照表

DFB	Distributed Feedback 分布反馈
FBG	Fiber Bragg Grating 光纤光栅
EDF	Erbium Doped Fiber 掺铒光纤
FP	Fabry-Pérot 法布里-珀罗
PD	Photodetector 光电探测器
OSA	Optical Spectrum Analyzer 光谱分析仪
ESA	Electrical Spectrum Analyzer 电频谱分析仪
PUMP	Semiconductor Pump Source 半导体泵浦
BPF	Band-Pass-Filter 反射型光带通滤波器
IM	Intensity Modulator 光强度调制器
C	Circulator 光环形器
WDM	Wavelength Division Multiplexing 光波分复用
FWHM	Full Wave at Half Maximum 半高全宽

第1章 绪论

1.1 引言

上世纪八十年代以来,随着光波分复用技术(WDM)的发展和应用,光通信产业得到了迅猛的发展。WDM 技术在不改变光纤线路的情况下,大大提高了通信系统的容量,降低了通信成本;作为 WDM 光通信系统关键器件之一的多波长激光光源,也成为学术界和工业界的研究热点之一[1-2]。

另一方面,随着信息技术的发展,对接入网传输容量的要求迅速增加,使用微波进行宽带移动或无线传输是被普遍看好的解决方法。然而,目前微波频段的有限带宽成为巨大的障碍。人们开始考虑新的微波频段(30~70GHz)的宽带范围。这一频段有着很多的优点,尤其是用于短距离连接:60GHz 微波信号在大气中的传输损耗高达 14dB/km,意味着在蜂窝型移动通信中频率信道可以更加频繁地重复使用;微波频率处的天线增益很高,从而降低了对发射机的功率要求。因此,微波是很理想的短距离的无线通信载体。然而高频微波信号的产生对传统的微波器件而言是一个很大的挑战。在这种情况下,微波光子技术(Microwave Photonics)为高频微波信号的产生提供了简单的解决方案:利用稳定激射的多波长激光器,进行光外差产生微波信号,大大降低了成本^[3-5]。

综上所述,WDM 技术和高频无线通信的需求,为多波长激光器提供了很大的发展空间和市场潜力,使其成为当今光通信器件的研究热点之一。借助较为成熟的半导体工艺,可以在半导体激光器中实现多波长工作,但是它存在着制造成本高,工艺复杂,与系统中的光纤耦合困难等缺点。而光纤激光器具有泵浦效率高,散热条件好,与光纤系统连接方便等特点,而且掺铒光纤激光器的输出波长约为 1550nm,正对应光纤的低损耗窗口,因而对光纤通信尤为重要。

光纤激光器有三种主要结构：环型腔光纤激光器，直腔光纤激光器和分布反馈 DFB 光纤激光器。其中，DFB 光纤激光器具有体积小、线宽窄、良好的单纵模特性和低成本等优点。但是，目前多波长光纤激光器的研究，大部分集中在环型腔和直腔，对 DFB 结构的光纤激光器研究很少。这主要是由于掺铒光纤的均匀展宽特性使得多波长 DFB 光纤激光器中的模式竞争非常剧烈，导致其很难实现稳定的多波长工作。但是，如果能够采用新型的激光器结构或其它机制来避免或减轻模式竞争，将使多波长 DFB 光纤激光器的实现和应用成为可能，从而大大降低器件成本，并且获得更好的器件特性；这将使得多波长 DFB 激光器有可能取代多波长半导体激光器、多波长环形腔激光器和直腔激光器，成为多波长激光器领域研究的热点。

1.2 多波长光纤激光器的实现方法

掺杂稀土元素的光纤在常温下的增益谱线为均匀加宽，位于增益带宽内任何频率的光功率增加都会造成增益谱线的整体下降。因此，当激光腔内净增益最大的模式最先起振并达到稳态振荡时，该波长处的增益等于腔内损耗，而其它波长由于增益饱和效应不可能获得足够的增益，所以无法起振，这种现象称为增益钳位（gainclamping）。所以，一般来说，在光纤激光器中，仅有一个纵模（波长）可以激射，光纤激光器无法支持多波长激射。相反地，在非均匀加宽增益介质中，各波长的光都只对自身波长处的增益介质产生饱和作用，即各波长的增益大小是独立变化的，因而有可能实现多个波长同时振荡。

由此可见，实现多波长光纤激光器要解决的最重要问题就是克服增益介质均匀加宽导致的模式竞争。人们采用了各种各样的方法来抑制或减弱光纤激光器中的模式竞争，从而实现多波长激射。具体方法总结如下。

1) 利用低温下掺铒光纤的非均匀加宽特性^[6]

这种多波长激光器的结构如图 1.1 所示。当温度降到 77K 以下时，掺铒光纤的增益谱线表现为非均匀加宽特性，各波长之间不存在模式竞争，能够支持多波长振荡。在该结构中，利用梳状滤波器作为选频元件，实现

了环形腔的多波长激光器。由于腔长较长（铒纤约为 6m），滤波器带宽的较大，只能形成多纵模振荡。这种方法最主要的缺点在于，激光器必须工作在极低的温度下，这增加了器件的成本，很难实用化。

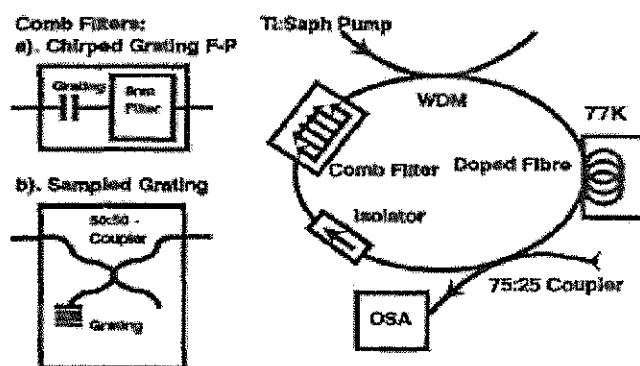


图 1.1 利用低温形成的多波长激光器结构图

2) 利用 SOA 的非均匀展宽^[5,7]

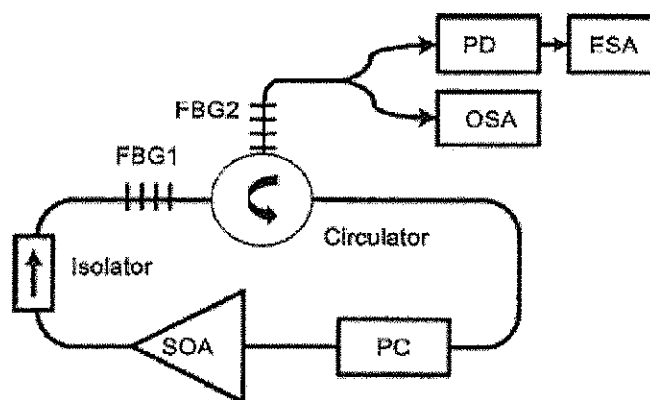


图 1.2 利用 SOA 作为增益介质的多波长激光器结构图

我们知道，半导体光放大器的增益谱线具有非均匀加宽特性，能够支持多波长激射。在该结构中，通过精细的光栅制作工艺得到线宽极窄的光栅作为选频元件，得到了单纵模振荡的双波长激光器。但这种结构本质上还不是一种全光纤的激光器；并且，为了得到单纵模的振荡，需要制作线宽极窄的滤波器进行选频，这在一定程度上增加了器件的制作难度。

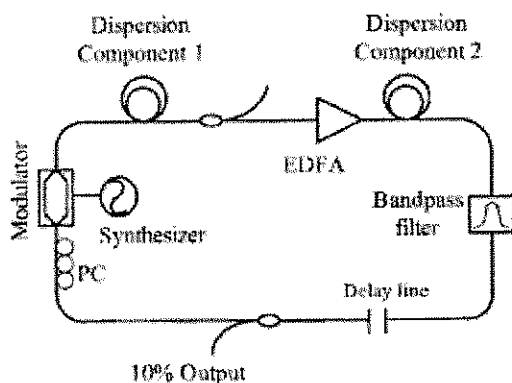
3) 利用分布色散腔^[8]

图 1.3 利用分布色散腔构成的多波长激光器结构图

该多波长激光器结构如图 1.3 所示。这是一个脉冲工作的双波长光纤激光器。在脉冲进入掺铒光纤之前，利用色散器件使两个波长的光脉冲在时域上分开，使其在不同时刻通过增益介质。只要两个脉冲的时间间距大于掺铒光纤的增益恢复时间，就可以使每个波长都获得足够的增益，从而抑制模式竞争，获得双波长激射。

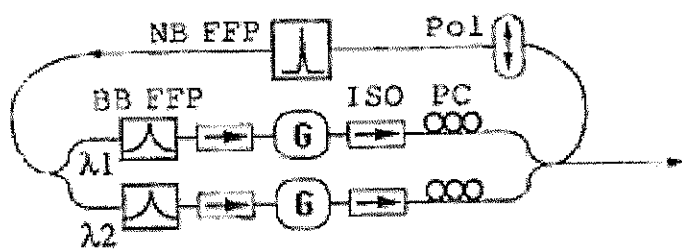
4) 利用完全分离增益腔^[9]

图 1.4 利用完全分离增益腔构成的多波长激光器结构图

这种激光器的结构如图 1.4 所示。它实际上是由两个单波长的光纤激光器通过共用泵浦的方式构成的双波长激光器。不同的波长分别在不同的增益介质中获得增益，在不同的谐振腔中发生振荡，因此不存在模式竞争问题。但是，这种结构中，两个波长仅仅共用泵浦，因此波长之间的相关性很差，相位噪声很大，双波长外差后无法产生高质量的微波信号。

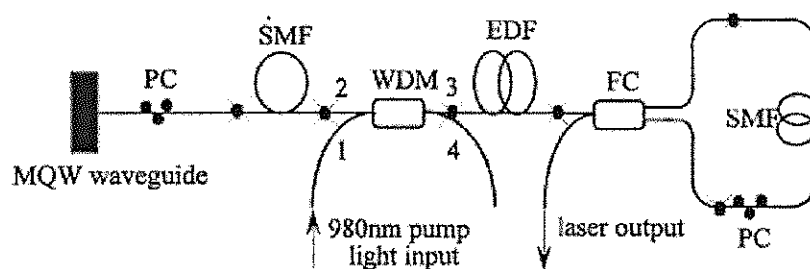
5) 利用掺铒光纤中的偏振烧孔^[10]

图 1.5 利用偏振烧孔形成的双波长激光器结构图

这种激光器结构如图 1.5 所示。其中，利用端面多量子阱波导的双折射效应，使两个偏振态在波长上分开。两个偏振态在掺铒光纤中形成驻波，并形成与驻波光场分布相同的增益烧孔^[11]。由于驻波波长的不同，增益烧孔的空间位置恰好错开，使每个偏振态都可以获得足够的增益以实现同时振荡。这样，就通过两个偏振态的空间烧孔效应抑制了掺铒光纤的均匀展宽。但是，这种直腔的结构比较复杂，需要使用双折射元件和保偏元件，成本较高，腔长也比较长，难于实现单纵模振荡。

除了以上几种方案，还有很多抑制模式竞争、实现多波长振荡的光纤激光器结构，它们基本采用了上文所述的几种抑制模式竞争的方法：(1) 采用非均匀加宽介质，如 1) 和 2)；(2) 对增益介质进行时分复用，如 3)；(3) 对增益介质进行空间复用，包括利用不同的增益腔和空间烧孔等，如 4) 和 5)。这些结构基本上都是基于直腔和环形腔的，它们的结构一般比较复杂，由许多功能器件共同构成；并且，在直腔和环形腔光纤激光器中，腔长普遍比较长，纵模间隔很小，为了使每个波长均工作在单纵模状态，需要用到线宽非常窄的选频器件，增加了激光器成本和复杂性。而另一种光纤激光器结构——DFB 光纤激光器，则能够克服上述这些缺点。DFB 激光器结构简单，通常只由一段长度很小的光纤光栅和半导体泵浦构成，并且 DFB 光纤激光器腔长很短，纵模间隔很大，容易实现单纵模振荡。但是，正是由于 DFB 激光器光腔很短，增益很小，光强比较集中，使得模式竞争问题尤为严重，上文提到的各种增益复用的方法很难在 DFB 结构中得

到应用。因此，以往多波长激光器的研究大都集中在环形腔和直腔，很少有关于多波长 DFB 激光器的报道。曾经有人利用 DFB 结构得到了双波长振荡的光纤激光器^[12]。但是，这种结构并没有完全克服掺铒光纤中的模式竞争，它仅仅是利用增益非常高的掺铒光纤才实现了双波长激射，两个波长之间仍存在比较严重的模式竞争。

1.3 本论文的主要研究内容及成果

本论文主要研究了基于 DFB 结构的双波长光纤激光器。论文中，我们提出了一种新的机制来支持 DFB 结构激光器中的双波长激射，即“部分分离谐振腔”机制，并设计了两种激光器结构——基于叠印光栅和基于非对称相移的双波长 DFB 激光器结构，来实现双波长激射。在“部分分离谐振腔”机制作用下，双波长 DFB 光纤激光器中的模式竞争得到了成功抑制，实现了稳定的双波长输出；并且，两个波长具有很好的相关性，相位噪声很小。作为双波长 DFB 光纤激光器的一个重要应用，通过双波长外差我们实现了稳定性很好、线宽很窄的 40GHz 微波信号以及 20-60GHz 高频可调谐微波信号。另外，我们还对 DFB 激光器的基本理论进行了仔细研究，建立了 DFB 激光器的时域仿真模型。

第二章中，我们首先对构成 DFB 激光器的各种 DFB 谐振腔进行了详细的讨论，包括含有 π 相移的对称 DFB 腔及非对称 DFB 腔，含有非 π 相移的 DFB 腔，含有多个相移的 DFB 腔等。然后，利用光纤的耦合波方程，建立了 DFB 激光器的时域仿真模型，并对单波长 DFB 激光器进行了时域仿真，得到了其时域及频域演变特性，光场分布等特征，仿真模型的建立对双波长 DFB 激光器的设计具有重要的指导作用。

第三章中，我们首先提出了一种新的机制来支持 DFB 光纤激光器中的双波长激射，即“部分分离谐振腔”机制。然后，根据这种机制，我们设计了两种激光器结构来实现双波长激射，基于叠印光栅的双波长 DFB 谐振腔和基于非对称相移的双波长 DFB 谐振腔。在基于叠印光栅的结构中，我们提出了一种简单的方法来实现这种结构，简化了激光器的制作工

艺，实现了稳定的 40GHz 波长间隔的双波长激射。在基于非对称相移的 DFB 结构中，我们实现了 6.6GHz 波长间隔的双波长激射。

第四章种，我们讨论双波长激光器的两个具体应用。首先是将双波长激光器用于 40GHz 高频微波信号的产生。“部分分离谐振腔”机制既克服了光纤 DFB 激光器中的模式竞争问题，又使双波长之间具有很强的相关性，相位噪声很小，因此，通过双波长外差，我们得到了带宽很窄（<6kHz）、频率稳定（频率漂移<10MHz）的 40GHz 微波信号。然后，基于双波长激光器和光调制器，我们实现了 20GHz-60GHz 可调谐微波产生。这种方法结合了利用双波长激光器产生微波信号和利用光调制器产生微波信号的优点，前者可以产生高频、超高频的微波信号，而后者具有很好可调谐特性。

第2章 光纤 DFB 激光器的理论分析

2.1 引言

自上世纪八十年代掺铒光纤放大器(EDFA)发明以来,光纤激光器成为继固体激光器、气体激光器和半导体激光器之后又一种新型光发射器件。与光通信系统中大规模使用的半导体激光器相比,光纤激光器具有低成本、窄线宽、高功率、易与光纤系统耦合等优点,是光通信系统发射端光源器件的有力竞争者;但另一方面,光纤激光器封装困难、体积较大、温控措施复杂、不易集成等缺点,使其至今未在光通信系统中得到大规模应用。

根据结构不同,光纤激光器可分为线型腔、环形腔和分布反馈式(DFB)光纤激光器。其中,线型腔和环形腔光纤激光器腔长较长($\sim\text{m}\sim 100\text{m}$),线宽较窄,可以实现高功率输出^[13];另一方面,由于腔长较长,纵模间隔小,因此,这两种激光器实现单纵模激射都比较困难。虽然通过外部反馈^[14]、加入超窄线宽滤波器^[15]等方式可以在这两种结构中实现单纵模激射,但这大大增加了器件的复杂性,降低了系统的稳定性。相比之下,DFB激光器虽然输出功率比较小、线宽比较宽,但由于其腔长较短,纵模间隔大,可以容易地实现单纵模激射。可以说,光纤DFB激光器是半导体激光器和长腔光纤激光器的折衷,它具有长腔光纤激光器线宽窄的特点,又同时具有半导体激光器腔长短的优点,因此,光纤DFB激光器具有很大的应用前景和研究价值。

本章的讨论将分为两部分:首先,基于光纤光栅和激光器的基本理论,对光纤DFB激光器进行理论分析,研究光纤DFB激光器的模式特征,包括激射波长、纵模间隔、损耗特性等特征;其次,基于耦合模理论,建立光纤DFB激光器的时域仿真模型。本章的讨论主要针对单波长光纤DFB激光器,讨论结果对于理解光纤DFB激光器特征和设计双/多波长具有重要意义。

2.2 光纤激光器的模式特征

一般而言,一个最简单的激光器应包括光学谐振腔和光放大器两部分。光学谐振腔提供轴向光波模的反馈,进行模式选择,保证激光器中少数轴向模振

荡，从而提高激光器的相干性；光放大器提供激光器的增益。特别地，光纤 DFB 激光器中，光学谐振腔由刻写在掺杂光纤上的 FBG 构成，这种 FBG 中一般含有大小为 φ 的相移(Phase Shift)，用于选择振荡波长，如图 2.1 所示；光放大器即增益介质由掺杂稀土元素的光纤，如掺铒(Er)、掺镱(Yb)等，及其相应的放大器泵浦构成。光波在光腔中被增益媒质放大的同时被 FBG 反射，这种反射没有固定的反射点，存在于光腔的任意位置，因此被称为分布反馈式光纤激光器。本节将基于光纤光栅的基本理论，分析光纤 DFB 激光器的主要参数，如激射波长、纵模间隔、透射损耗等特征。

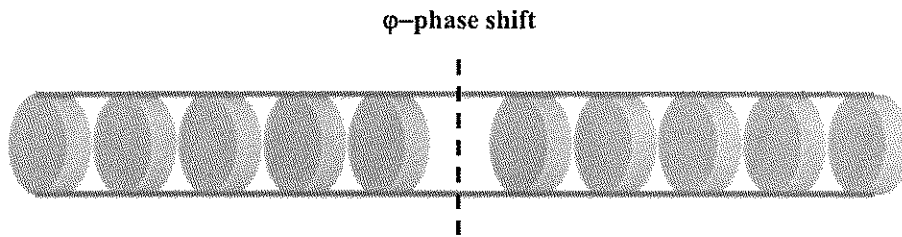


图 2.1 光纤 DFB 激光器结构示意图

我们知道，腔长为 L 、介质折射率为 n 的光学谐振腔，其谐振频率和纵模间隔分别为：

$$\boxed{\nu_q = \frac{qc}{2nL}}, \quad \boxed{\Delta\nu = \frac{c}{2nL}} \quad (2.1)$$

其中， q 为正整数，表示第 q 个谐振波长， c 为真空中的光速。在由光纤光栅构成的 DFB 腔中，光波在光腔的各个位置均得到反射，并没有固定的反射点，因此很难确定 DFB 腔的腔长，也无法根据式(2.1)来确定谐振波长和纵模间隔。

我们知道，对于任意谐振腔，其谐振频率（波长）均满足光腔谐振条件——驻波条件。当光波在谐振腔中反射时，入射波和反射波将会发生干涉，多次往复反射即形成光学上的多光束干涉。为了在腔内形成稳定振荡，要求光波能够因干涉而增强，即发生相长干涉。而发生相长干涉的条件是：光波从某一点出发，经反射后往返一周再回到原来位置时，应与初始时间

相，即相位差为 2π 的整数倍。满足上述条件时，腔内将形成驻波，我们将该条件称为光腔驻波条件。

下面，我们将利用光腔驻波条件，来计算各种光纤 DFB 激光器的谐振波长和纵模间隔，包括 π 相移对称 DFB 腔、 π 相移非对称 DFB 腔、非 π 相移 DFB 腔、含有多个相移的 DFB 腔等。

2.2.1 π 相移对称 DFB 腔

π 相移对称 DFB 腔，即在一段均匀光栅的中心含有一个 π 相移，如图 2.2 所示。

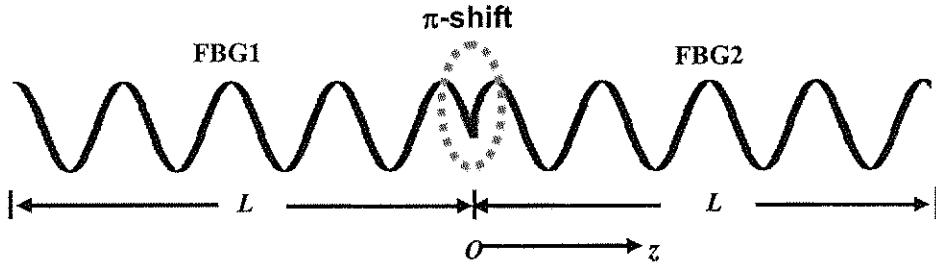


图 2.2 π 相移对称 DFB 腔的折射率调制

上述 DFB 谐振腔可以看作由两段均匀光栅 FBG1 和 FBG2 构成，在两段光栅交界区域 O 点，相位发生大小为 π 的突变。设均匀光栅的光栅周期为 Λ ，长度为 L ，折射率调制大小为 A_c ，则 FBG1 和 FBG2 的折射率调制函数分别为：

$$\text{FBG1: } \boxed{\phantom{A_c \cos(\theta_0 + \frac{2\pi}{\Lambda} z)}}, \boxed{} \quad (2.2a)$$

$$\text{FBG2: } \boxed{\phantom{A_c \cos(\theta_0 + \frac{2\pi}{\Lambda} z)}}, \boxed{} \quad (2.2b)$$

其中， θ_0 为 FBG1 的初始相位。对式(2.2a)所表示的均匀光栅，其反射函数存在解析解，即：

$$\boxed{\phantom{R(\lambda) = \frac{\gamma \sinh(\gamma L)}{\cosh(\gamma L) + \cos(\sigma L)}}} \quad (2.3)$$

其中，光栅的直流失谐量 σ ，交流耦合系数 κ ，以及参数 γ 分别为：



设 FBG1 和 FBG2 的反射函数分别为 ρ_1 和 ρ_2 。我们可以将 FBG1 和 FBG2 看作一个 F-P 腔的两端面反射镜，一束光波由 $z=0$ 点出发，沿 z 轴负方向传播，经腔镜 FBG1 反射后回到 0 点，再沿 z 轴正方向传播，经腔镜 FBG2 反射后返回 0 点，在光腔中往返一周。根据光腔的驻波条件，该 DFB 腔的谐振波长应满足：

$$\angle(\rho_1 \cdot \rho_2) = 2\pi m \quad (2.4)$$

其中，函数 $\angle(x)$ 表示复数 x 的相位， $-\pi < \angle(x) \leq \pi$ 。

下面，我们针对一个具体的 DFB 腔计算其谐振波长。对应于图 2.2 所示结构，该 DFB 腔的参数如表 2.1 所示：

表 2.1 含有 π 相移对称 DFB 腔参数设置

参数	数值
折射率调制幅度 Ac	1×10^{-4}
光栅区总长度 $2L$	5cm
光栅初始相位 θ_0	0
光纤折射率 n_{eff}	1.4512
光栅周期 Λ	$1550\text{nm}/2n_{eff}$

由式(2.2)和式(2.3)，以及表 2.1 中的参数，可以得出在不同波长下，光波在 DFB 腔中往返一周的相位变化 $\angle(\rho_1 \cdot \rho_2)$ ，如图 2.3 中黑色实线所示，我们称之为单程相位变化。可以看到，光栅中心波长（O 点）以及关于中心波长对称的 a_1 、 a_2 ， b_1 、 b_2 ， c_1 、 c_2 ……等波长^①，满足光腔驻波条件^②，即式(2.4)，这些波长是该 DFB 谐振腔的谐振波长，也是由之构成的光纤 DFB 激光器的一系列可能激射的纵模。在本论文中，我们将距离光栅中心

^① 图 2.3 中 a_1 和 O 之间的点，虽然从图上看经过 0 相位点，但实际上是单程相位由 π 变为 $-\pi$ 的点，因此不是谐振点。其余类似各点，如 a_1 和 b_1 之间的点，也属于这种情况。

^② 严格地说，这些波长仅在相移所在位置 $z=0$ 处满足单程相位变化为 0 的驻波条件，而在光腔的其它位置它们并不一定满足驻波条件。但我们仍然可以用 $z=0$ 处的驻波条件来确定 DFB 腔的谐振点，因为，从下文的讨论中我们可以看到，DFB 激光器中，光场对称地分布在相移附近很小的范围内，我们用 $z=0$ 处的情况来近似整个光腔是合理的；另外，由于 $z=0$ 处“完全”满足驻波条件，使 DFB 激光器中光场强度极大值也位于该位置。

波长最近的谐振波长称为DFB腔的主谐振波长（主谐振点）。一般地，主谐振波长处的透射损耗最小，因此主谐振波长是DFB激光器中最容易激射的波长。

由图2.3可以看到，与主谐振点1550nm距离最近的谐振点为 a_1 （或 a_2 ）的1549.937nm（或1550.063nm），它们与主谐振点的波长间隔为63pm，我们将其定义为DFB腔的纵模间隔。根据式(2.1)，我们可以得到该DFB谐振腔的等效腔长：

$$\boxed{} \quad (2.5)$$

经计算，该DFB腔的等效腔长约为1.25cm，远小于光栅区的总长度5cm，这说明：在含有 π 相移的DFB谐振腔中，大部分光在 π 相移附近被反射。因此，光纤DFB激光器是一个腔长很短的短腔激光器，其纵模间隔很大，比较容易工作在单纵模状态。

下面，我们考虑光在DFB腔的往返一周的损耗，即单程损耗。若只计入两个腔面反射镜（FBG1和FBG2）的透射损耗，则DFB腔的单程损耗为：

$$\boxed{} \quad (2.6)$$

图2.3所示的灰色实线表示该DFB腔的单程损耗。一方面，各谐振点的单程损耗是不同的：主谐振点O的损耗最小，约为-35dB，谐振点 a_1 的损耗约为-2.27dB，即，光波在DFB腔中往返一周后，主谐振波长的单程透射损耗要比谐振波长 a_1 （或 a_2 ）低33dB。另一方面，各谐振点获得的增益也是不同的：谐振点 a_1 和 a_2 距离中心波长较远，两腔面反射镜FBG1和FBG2对这两个波长的纵向光场限制作用较弱，因此它们在DFB腔中的光场分布范围大于主谐振波长O的光场分布范围，可以在增益介质中获得更高的单程增益。各谐振点的激射阈值是上述两个因素共同作用的结果。在光纤DFB激光器中，增益介质掺铒光纤的典型增益值为10~30dB/m，而DFB腔的长度一般在20cm以下。因此， a_1 （或 a_2 ）的单程净增益一般远小于主谐振点O的单程净增益，其激射阈值远高于主谐振点，在一般情

况下，这种DFB光腔中仅有一个纵模可以激射，即DFB腔的主谐振点。

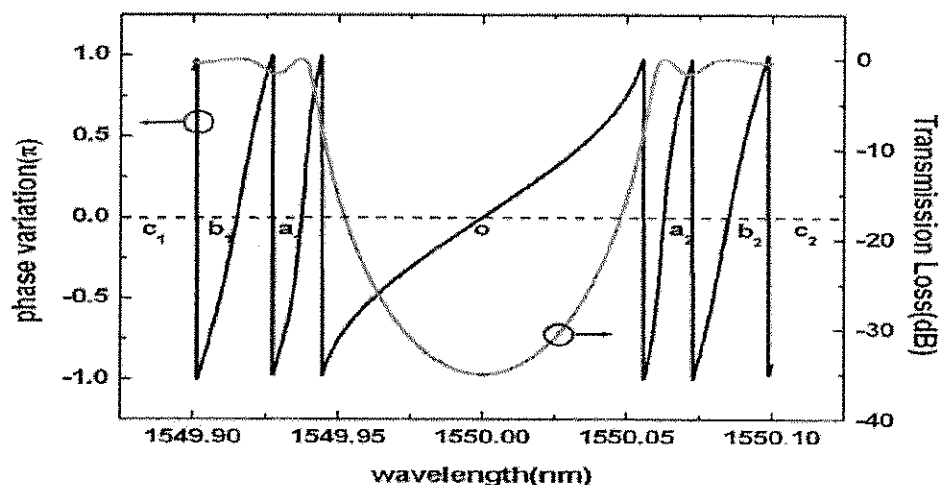


图 2.3 DFB 谐振腔单程相位变化和单程透射损耗, $Ac=1 \times 10^{-4}$

下面我们讨论光栅的折射率调制对纵模间隔的影响。表 2.1 中其余参数不变，改变折射率调制为 $Ac=0.5 \times 10^{-4}$ ，其单程相位和单程透射损耗曲线如图 2.4 所示。可以看到，折射率调制减小后，纵模间隔减小为 43pm，等效腔长增大为 1.83cm。这是因为：折射率调制强度减小，使 FBG1/FBG2 对光波光场的纵向限制能力降低，大部分光波在距离 π 相移较远的地方得到反射，等效腔长变大，纵模间隔变小。另外，折射率调制较弱的情况下，O 点与 a_1 （或 a_2 ）点的单程净增益差别较小，有可能形成多纵模振荡。

值得指出，根据 F-P 腔原理，由于多光束干涉作用，满足光腔驻波条件的一系列波长会在 F-P 腔的透射光谱中形成透射峰。类似地，含有 π 相移的对称 DFB 谐振腔的透射谱也会有透射峰：在中心波长，将产生一个带宽很窄的透射峰，透射峰的窄带宽源于腔镜 FBG1 和 FBG2 对中心波长的高反射率，如图 2.5 所示；其它谐振波长的光（如 a_1 、 a_2 等），它们也满足驻波条件，但由于它们偏离中心波长，在两个端面得到的反射率比较低，形成的透射峰带宽较大，它们仅仅在透射谱上表现为一系列的透射极大值。

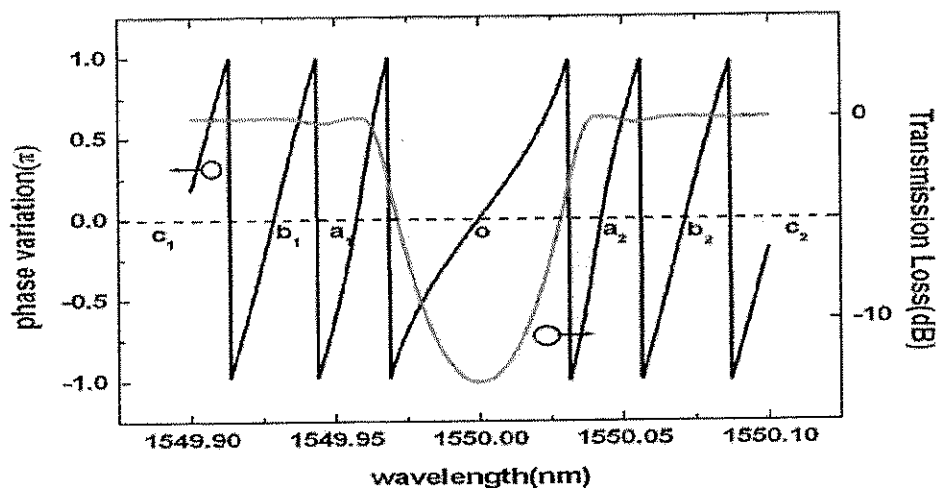


图 2.4 π 相移对称 DFB 谐振腔单程相位变化和单程透射损耗, $A_c=0.5 \times 10^{-4}$

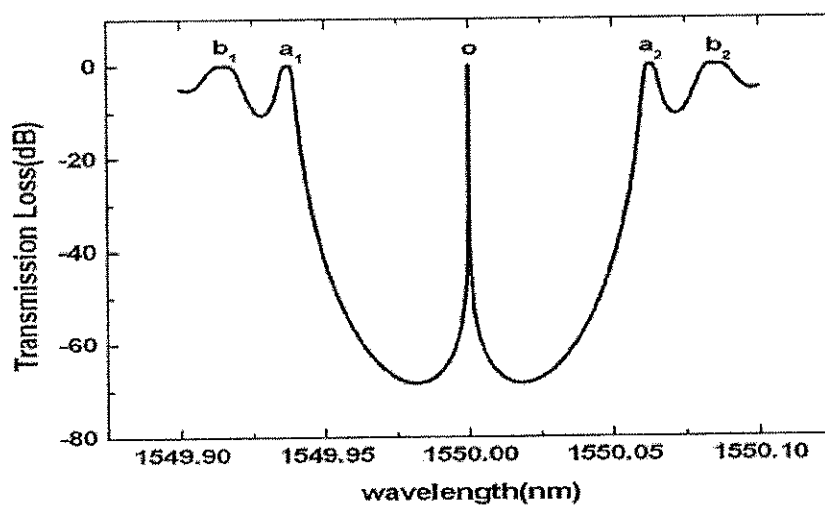
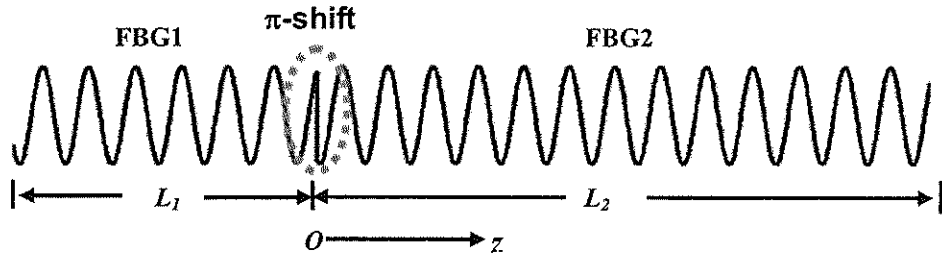


图 2.5 π 相移对称 DFB 谐振腔的透射谱

2.2.2 π 相移非对称 DFB 腔

π 相移非对称 DFB 腔, 即在一段均匀光栅中含有一个 π 相移, 但相移的位置不在光栅中心, 如图 2.6 所示, 其具体参数由表 2.2 给出。

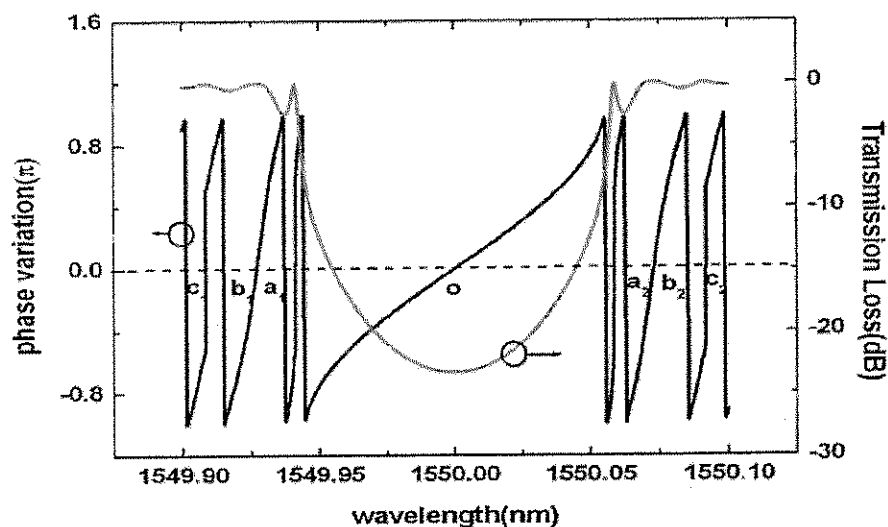
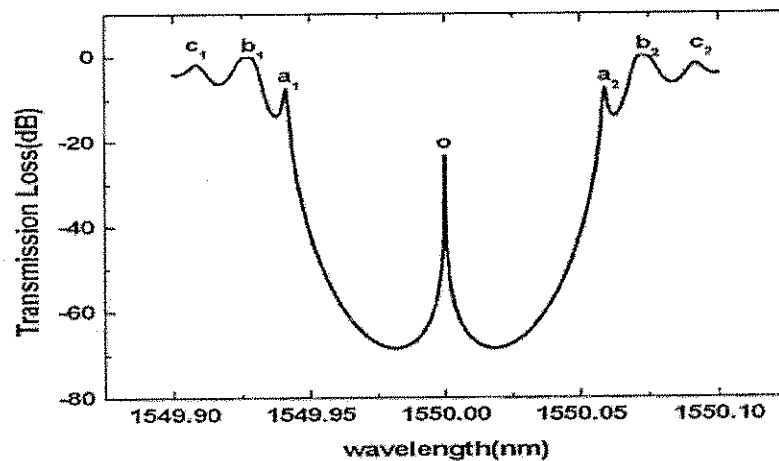

 图 2.6 π 相移非对称 DFB 腔的折射率调制

利用与 2.2.1 节相同的计算方法，得到该 DFB 谐振腔的单程相位变化和单程透射损耗曲线，如图 2.7 所示。

 表 2.2 含有 π 相移非对称 DFB 腔参数设置

参数	数值
折射率调制幅度 Ac	1×10^{-4}
光栅区 FBG1 长度 L_1	1.67cm
光栅区 FBG2 长度 L_2	3.33cm
光栅初始相位 θ_0	0
光纤折射率 n_{eff}	1.4512
光栅周期 Λ	$1550\text{nm}/2n_{eff}$

对比图 2.7 与图 2.3，两 DFB 谐振腔有着相同的折射率调制和光栅长度，但非对称 DFB 腔的单程透射损耗 (-23dB) 比对称 DFB 腔 (-35dB) 要小很多。从数学的角度，解释如下：图 2.3 与图 2.7 所对应的两 DFB 腔的折射率调制和光栅长度相同，意味着在这两个 DFB 腔中，它们的腔面 FBG1 和 FBG2 的反射率之和 $|\rho_1| + |\rho_2|$ 为一定值，在这种条件下，当 $|\rho_1| = |\rho_2|$ 时，即对称 π 相移 DFB 谐振腔的情况，单程透射损耗 $|\rho_1 \cdot \rho_2|$ 达到最大值；而在非对称 DFB 腔中，腔镜 FBG1 的长度较小，反射率较低，FBG2 长度较大，反射率高，所以光腔单程透射损耗较大。并且， π 相移偏离中心位置越多，其单程透射损耗越大，DFB 激光器的激射阈值就越高。因此，在设计 DFB 激光器时，应尽量避免 π 相移过多地偏离中心位置。同样原因， π 相移非对称 DFB 腔的透射谱中，中心波长处仍表现为透射峰，但其损耗很大，如图 2.8 所示。


 图 2.7 π 相移非对称 DFB 谐振腔单程相位变化和单程透射损耗

 图 2.8 π 相移非对称 DFB 谐振腔的透射谱

由图 2.7 可知, 该 π 相移非对称 DFB 腔的等效腔长为 1.25cm, 与相同条件下的对称 DFB 腔相同。这是由于: 在非对称 DFB 腔中, FBG1 对光场的限制能力较弱, 使等效腔长变大, 但同时 FBG2 对光场的限制能力较强, 使等效腔长变小, 其总体作用的效果使该 DFB 腔的等效腔长不变。

因此，对于含有一个 π 相移的 DFB 腔，其等效腔长仅取决于折射率调制大小和光栅长度，而与 π 相移的位置无关。

2.2.3 非 π 相移 DFB 腔

非 π 相移 DFB 腔，即在一段均匀光栅中含有一个大小不等于 π 的相移。本论文只讨论相移位于光栅中间的情况。类似于式(2.2)，含有非 π 相移 DFB 腔的折射率调制函数为：

$$\text{FBG1: } \begin{cases} \cos(k_0 z) & 0 \leq z \leq L/2 \\ \cos(k_0 z + \varphi) & L/2 \leq z \leq L \end{cases} \quad (2.7a)$$

$$\text{FBG2: } \begin{cases} \cos(k_0 z) & 0 \leq z \leq L/2 \\ \cos(k_0 z + \varphi) & L/2 \leq z \leq L \end{cases} \quad (2.7b)$$

其中， φ 表示相移大小， $-\pi < \varphi < \pi$ 。下面我们具体分析一个非 π 相移 DFB 腔，其参数如表 2.3 所示，相移大小为 $\varphi=0.6\pi$ 。图 2.9 表示该 DFB 腔的单程相位变化和单程透射损耗曲线。

表 2.3 含有非 π 相移的 DFB 腔参数设置

参数	数值
折射率调制幅度 Ac	1×10^{-4}
光栅区总长度 $2L$	5cm
光栅初始相位 θ_0	0
DFB 腔相移大小 φ	0.6π
光纤折射率 n_{eff}	1.4512
光栅周期 Λ	$1550\text{nm}/2n_{eff}$

如图 2.9 所示，对于非 π 相移 DFB 谐振腔，其中心波长不再是谐振点。实际上，根据式(2.3)和式(2.7)，在中心波长处，有：

$$\begin{cases} \cos(k_0 z) & 0 \leq z \leq L/2 \\ \cos(k_0 z + \varphi) & L/2 \leq z \leq L \end{cases} \quad (2.8)$$

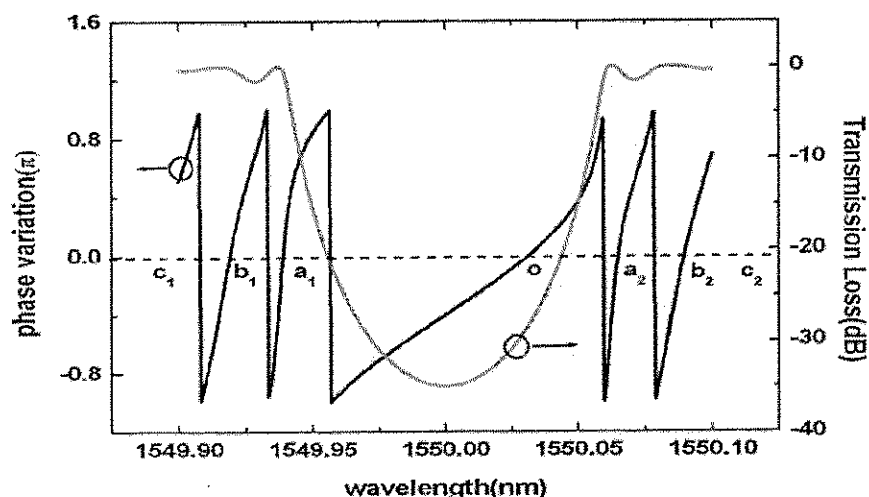


图 2.9 非 π 相移 DFB 谐振腔单程相位变化和单程透射损耗, $\varphi=0.6\pi$

由此可知, 中心波长的单程相位变化取决于该 DFB 腔中所含相移的大小, 相移为 φ 时, 单程相位变化为 $\pi+\varphi$ 。对于 2.2.1.1 和 2.2.1.2 节中所讨论的含有 π 相移的 DFB 腔, 其中心波长即为谐振点; 而对于本节所讨论的非 π 相移 DFB 腔, 中心波长不发生谐振, 其谐振点位于偏离中心波长的 O 点以及 a_1 、 a_2 , b_1 、 b_2 , c_1 、 c_2 等处, 其中 O 点为该 DFB 腔的主谐振点。因此, 非 π 相移 DFB 谐振腔中, 主谐振点偏离中心波长, 当相移 φ 小于 0 时, 主谐振点偏向中心波长的短波一侧, 反之, 主谐振点偏向中心波长的长波一侧。非 π 相移 DFB 谐振腔的透射谱如图 2.10 所示, 相应地, 其透射峰也偏离中心波长。

下面我们比较主谐振点 O 与距其最近的谐振点 a_1 的单程透射损耗, 在本例中, 主谐振点 O 与谐振点 a_1 的单程透射损耗差为 27dB 左右, 小于相同情况下的 π 相移 DFB 腔^①。这是由于偏离光栅中心波长的光在端面的反射率较小, 透射损耗较大。可以预见, 随着相移 φ 的减小, 主谐振点继续向长波方向偏移, 单程透射损耗增大, 当透射损耗与谐振点 a_1 的透射损耗相当时 (此时相移 φ 接近于 0), 如果有足够的增益, 主谐振点 O 将与 a_1

^① 相同情况下的 π 相移 DFB 腔, 如图 2.3 所示, 主谐振点 O 与 a_1 的单程透射损耗差为 33dB。

同时激射。特别地，当相移 φ 为0时，即该DFB腔仅由一段均匀光栅构成，其单程相位变化和单程损耗曲线如图2.11所示。由式(2.8)可知，当 φ 为0时，在中心波长处，其单程相位变化为 π ，中心波长不发生谐振；距离中心波长最近的谐振点为 a_1 和 a_2 （即此时的主谐振点有两个），它们具有相同的单程透射损耗，当达到足够的增益时，它们将具有相同的激射可能。光纤DFB激光器中，增益很小，而 a_1 和 a_2 的损耗都很大，无法达到激光器的振荡阈值，因此不含相移的光纤DFB激光器一般无法激射；若用特殊方法提高激光器增益（如采用特殊掺杂的增益光纤、特殊的泵浦方式等），并减小透射损耗（如提高折射率调制），使 a_1 和 a_2 达到激射阈值，此时由于掺杂光纤的均匀展宽效应，理论上 a_1 和 a_2 仍无法同时激射^①，激光器的输出波长会在 a_1 和 a_2 之间迅速跳动，即跳模（Mode Hopping）现象，跳模使激光器输出很不稳定。在半导体DFB激光器中，增益很大，而且半导体是非均匀展宽媒质，因此 a_1 和 a_2 可以同时激射；早期的半导体DFB激光器通常采用这种结构，后来，通过在激光器光栅区加入相移的方法，可以使激光器工作在单纵模输出状态。

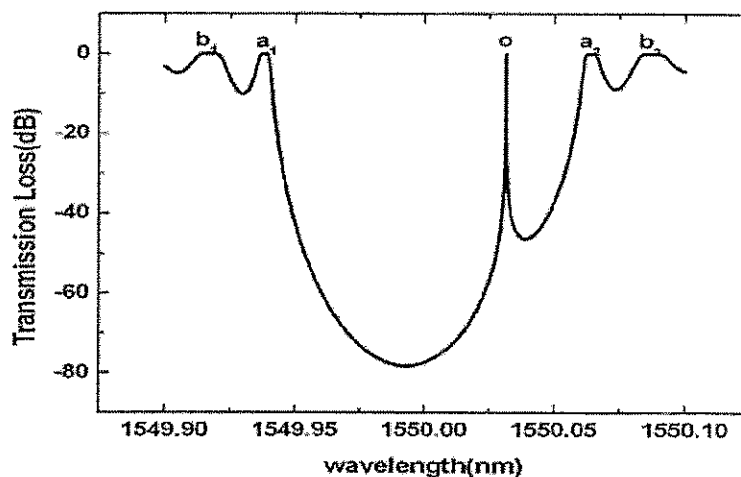


图 2.10 非 π 相移对称DFB谐振腔的透射谱

^① 若同时考虑DFB腔中的空间烧孔效应，则 a_1 和 a_2 有可能同时激射。

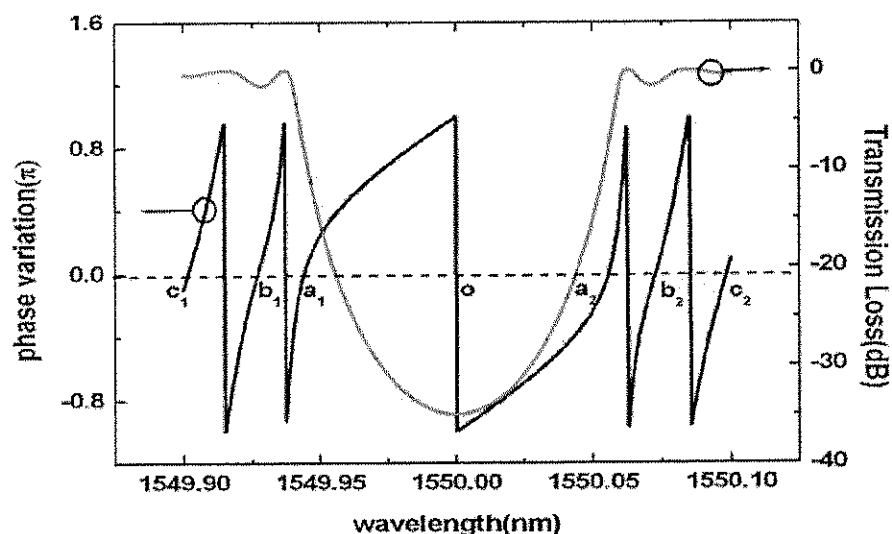


图 2.11 DFB 谐振腔单程相位变化和单程透射损耗, $\varphi=0$

2.2.4 含有多相移的 DFB 腔

如前所述, 在含有一个相移的光纤 DFB 激光器中, 一般只有一个可能激射的谐振波长。要获得多个可能激射的波长, 需要在 DFB 腔中插入相应数目的相移, 即构造含有多相移的 DFB 腔。本节以含有两个 π 相移的 DFB 腔为例, 说明这种 DFB 腔的模式特征。该 DFB 腔的结构示意图如图 2.12 所示, 两个 π 相移 shift-1 和 shift-2 分别位于光栅的 $1/3$ 和 $2/3$ 长度处, 其具体参数如表 2.4 所示。

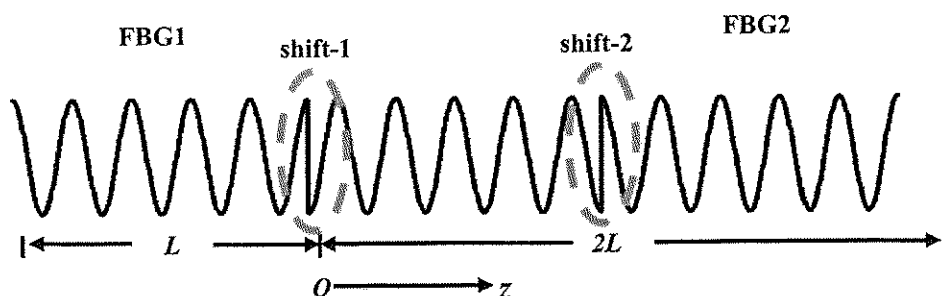


图 2.12 含有两个 π 相移的 DFB 谐振腔结构示意图

表 2.4 含有两个 π 相移的 DFB 腔参数设置

参数	数值
折射率调制幅度 Ac	1×10^{-4}
光栅区总长度 $3L$	5cm
光纤折射率 n_{eff}	1.4512
光栅周期 Λ	$1550\text{nm}/2n_{eff}$

这种结构中实际含有两个子谐振腔（每个相移形成一个子谐振腔）：位于相移 shift-1 处的谐振腔和位于 shift-2 处的谐振腔。由于其结构的对称性，我们仅讨论位于 shift-1 处的谐振腔。类似于前面的处理，我们将该 DFB 腔分为两个部分，作为两个反射腔面：

FBG1: $-L < z < 0$;

FBG2: $0 < z < 2L$ 。

对于 FBG1，其反射系数 ρ_1 如式(2.3)所示。FBG2 是一个含有一个 π 相移的均匀光栅，其反射系数无法直接获得，我们利用光纤光栅的传输矩阵来计算其反射系数。光栅 FBG2 的传输矩阵 $\mathbf{T}$ 为：

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_1 & \mathbf{T}_2 \\ \mathbf{T}_3 & \mathbf{T}_4 \end{bmatrix}$$

其中， $\mathbf{T}_1$ 和 $\mathbf{T}_2$ 分别为光栅区域 $0 < z < L$ 和 $L < z < 2L$ 的传输矩阵，与 ρ_1 相对应， $\mathbf{T}_1$ 和 $\mathbf{T}_2$ 由下式表出：

$$\mathbf{T}_1 = \begin{bmatrix} \cos(kL) & j\sin(kL) \\ j\sin(kL) & \cos(kL) \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{T}_2 = \begin{bmatrix} \cos(kL) & j\sin(kL) \\ j\sin(kL) & \cos(kL) \end{bmatrix}$$

而 FBG2 的反射系数 ρ_2 为：



(2.9)

由上述各式以及式(2.6)，我们得到该DFB腔的单程相位变化和单程损耗曲线如图2.13所示。由图2.13(a)可以看到，含有两个 π 相移的DFB腔，其谐振点位于中心波长两侧对称的 O_1 、 O_2 ， a_1 、 a_2 ， b_1 、 b_2 ， c_1 、 c_2 等处。由中心波长附近的局部放大图2.13(b)可以看出，中心波长的单程相位变化为 π ，不是谐振点；距离中心波长最近的主谐振点为 O_1 、 O_2 ，它们关于中心波长对称，具有相同的透射损耗，具有相同的激射可能性。

该DFB腔的透射谱如图2.14所示，在主谐振点 O_1 、 O_2 处形成了两个透射峰。必须指出，含有两个 π 相移的DFB腔并不能简单地等效为两个含有 π 相移的DFB腔的串联。由2.2.1和2.2.2小节的分析可知，含有单个 π 相移的DFB腔的中心波长是腔的主谐振点，相应地，其谐振腔透射谱的中心波长处是一个透射峰；而含有两个 π 相移的DFB腔的主谐振点位于中心波长两侧，这两个谐振点的形成是DFB腔中两个 π 相移相互作用的结果，两个 π 相移对这两个谐振点有相同的影响，因此我们不能将这种DFB腔割裂开来看作是两个含有单个 π 相移DFB腔的串联。

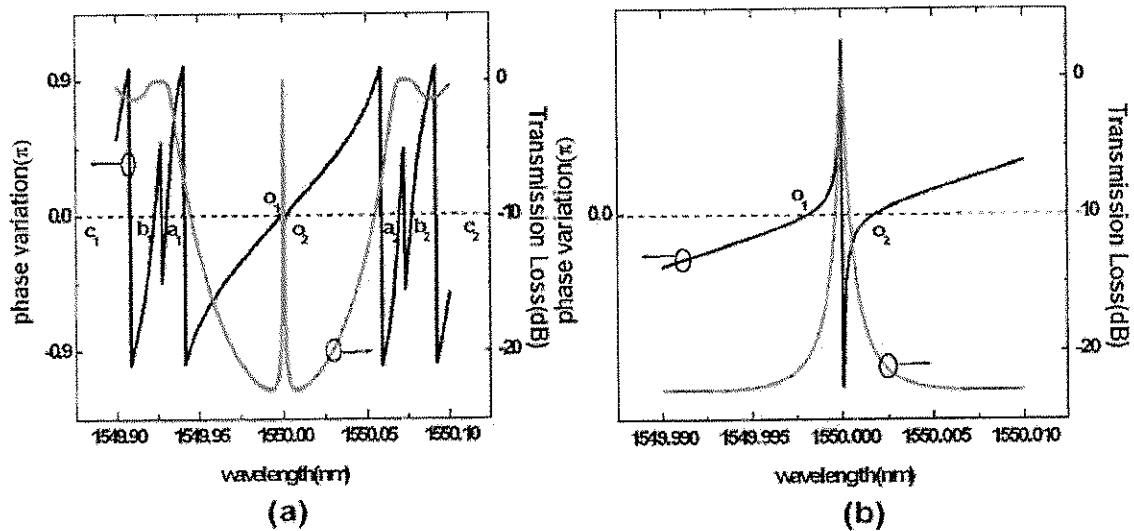
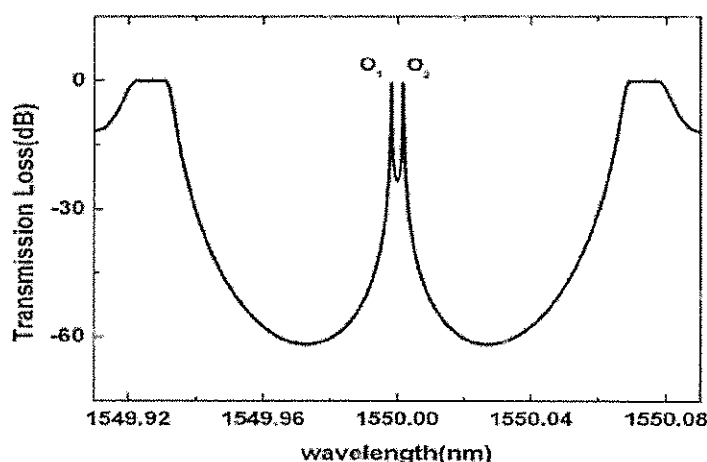


图 2.13 (a)含有两个 π 相移的DFB谐振腔结构示意图；(b)中心波长处局部放大图

图 2.14 含有两个 π 相移的 DFB 谐振腔透射谱

2.3 光纤DFB激光器的时域仿真

在 2.2 节中, 我们主要讨论了光纤 DFB 激光器谐振腔的特性, 包括其谐振波长、腔内损耗等特性, 简单起见, 当时我们将其处理为无源腔, 并没有计入 DFB 腔的增益。实际上, 光纤 DFB 激光器中, 在 DFB 结构分布反馈效应和增益介质放大效应的共同作用下, 腔内光场的变化是一个非常复杂的过程。为了更为准确地描述光纤 DFB 激光器的特性, 我们将在本节中建立 DFB 激光器的时域仿真模型。之所以在时域上进行 DFB 激光器的仿真, 是因为它能定量地描述 DFB 激光器中光场随时间的演变过程, 更有助于我们理解激光器的行为, 同时, 通过对激光器的时域输出进行傅立叶变换, 我们可以方便地得到激光器的频域响应。必须指出, 相比本节中对 DFB 激光器进行的精确数值仿真, 上一节中将激光腔当作无源腔的处理虽然略显粗糙, 但这种处理更有助于我们从物理上定性地认识 DFB 激光器的特性和本质, 有助于我们设计较为复杂的 DFB 激光器。

2.3.1 仿真模型定义

在本小节中, 我们将从光纤光栅中的耦合波方程出发, 得到光纤 DFB 激光器的时域仿真模型。光纤光栅的折射率调制函数为:

$$\boxed{\text{Equation (2.10)}}$$
(2.10)

在式(2.10)中, Λ 为光栅周期; $Dc(z)$ 表示折射率调制的慢变部分, 称为直流调制; 含有 $Ac(z)$ 的后两项是折射率调制的快变部分(变化周期为光波波长量级), $Ac(z)$ 称为交流折射率调制。由于反射, 光纤光栅中存在沿 $+z$ 和 $-z$ 两个方向传播的光波, 我们将光栅中波长为 λ 的光的振幅写为:

$$\boxed{\text{Equation (2.11)}}$$
(2.11)

其中, $R(z)$ 、 $S(z)$ 分别为前向波和后向波的包络, 是关于位置 z 的慢变函数。它们符合光栅中的耦合波方程^[16]:

$$\boxed{\text{Equation (2.12)}}$$
(2.12)

其中,

$$\boxed{\text{Equation (2.13)}}$$

由于 $R(z)$ 、 $S(z)$ 都是慢变函数, 因此所有快变项对它们的作用都微小到可以忽略^①, 也就是说, 方程(2.12)中我们可以只取慢变项。并且, 我们进一步将慢变项 $Dc(z)$ 对位置的微分项忽略。耦合波方程(2.12)最终变为:

$$\boxed{\text{Equation (2.13)}}$$
(2.13)

其中,

$$\boxed{\text{Equation (2.14)}}$$

^① 从式(2.12)可见, 这种作用从数学上就是对非 R' 和 S' 项的积分, 我们取积分长度远大于 FBG 周期(即方程中快变项的周期)、但又足够小使得所有慢变项来不及变化, 显然这个区域内快变项的积分作用为零。

我们知道，当传输介质有增益或损耗时，介质折射率为复数，折射率的虚部反映了介质的增益或损耗。设光腔的增益系数为 $g(z)$ ，损耗系数为 $\alpha(z)$ ^①，则光腔折射率 $n(z)$ 可以表示为：

$$n(z) = n_0 + j \frac{g(z) - \alpha(z)}{2k} \quad (2.14)$$

为了利用光纤光栅理论来研究含有增益和损耗的介质，我们将上式中折射率的虚部看作对光纤进行的折射率调制，即将其记入到式(2.10)的 $\Delta n(z)$ 中。

下面我们对激光器模型进行一系列近似来进一步推导其时域演化方程。

1、激光器的增益/损耗与波长无关

本论文讨论的激光器波长在 1550nm 附近，使用的增益介质主要为掺铒光纤。而掺铒光纤的增益曲线在 1550nm 附近比较平坦，因此可以将激光器的增益看作与波长无关，而仅与光腔各处的光强有关：

$$g(z) = g_0 \left(\frac{I_0}{I_0 + I(z)} \right) \quad (2.15a)$$

其中， g_0 为小信号增益， I_0 为饱和光强， $I(z)$ 为位置 z 处的激光器光强。

另外，我们将激光器的损耗看作常数，即：

$$\alpha(z) = \alpha_0 \quad (2.15b)$$

2、不考虑激光器的空间烧孔效应

DFB 腔中的前向波和反向波发生耦合，产生驻波，驻波波长与光波波长相同。根据式(2.15a)，驻波波节处 $I(z)$ 最小， $g(z)$ 最大，驻波波腹处 $I(z)$ 最大， $g(z)$ 最小， $g(z)$ 的变化周期也和光波波长相同，这种现象即为空间烧孔现象。因此，若考虑空间烧孔， $g(z)$ 是一个快变函数。为简单起见，我们忽略空间烧孔效应， $g(z)$ 仅随着前向波和反向波的包络发生变化，即式(2.15a)中：

^① 这里的 $\alpha(z)$ 是指除透射损耗之外的介质损耗，因为由折射率表出的损耗为介质的物质损耗，不应包括由结构造成的损耗；实际上，激光器的透射损耗已经包含在光栅的交流调制 $\Delta c(z)$ 中，无需另外考虑。

^② 这里增益 g 、损耗 α 都是指光强的，因此公式中含有 $1/2$ 的常数因子，用来表示幅度的增益或损耗。

$$\boxed{} \quad (2.15c)$$

这样, $g(z)$ 为一个慢变函数。由 1、2 两个近似, 我们可以看到, 式(2.13)中折射率的虚部为慢变函数, 我们用光栅折射率调制函数 $\Delta n(z)$ 的慢变部分 $Dc(z)$ 来表示它, 即:

$$\boxed{} \quad (2.16)$$

其中, $Dc_0(z)$ 为光栅原有的直流折射率调制, 是由光栅制作时的不均匀曝光造成的, 一般很小, 在此我们将其忽略, 即 $Dc_0(z)=0$ 。由式(2.16)及式(2.13), 并将波长参量转换为相应的频率参量, 我们得到耦合波方程:

$$\boxed{} \quad (2.17)$$

其中,

$$\boxed{}, \boxed{}, \boxed{}$$

σ_G 表征净增益系数, $\Delta\omega$ 为波长 λ (相应角频率为 ω) 与中心波长 λ_0 (相应角频率为 ω_0) 的频率差, v 为介质中的光速。

我们对耦合波方程(2.17)做关于频率 $\Delta\omega$ 的反傅立叶变换, 即可得到 DFB 激光器的时域演化方程。在变换中, 根据傅立叶变换的时域微分性质, 做如下替换即可得到对应的时域方程:

$$\boxed{}$$

由此, 时域的耦合波方程为:

$$\boxed{} \quad (2.18)$$

需要注意, 净增益系数 σ_G 是一个与时间相关的量, 我们需要根据实时的光场强度, 利用式(2.15)对其进行更新。由于激光器没有输入, 因此其边界条件为:

$$\boxed{\hspace{10em}} \quad (2.19)$$

3、仅考虑窄带（单波长）情况

我们对时域方程(2.18)进行数值求解时，需要进行时间上的离散，这相当于对激光器的输出波形进行时域采样。根据奈奎斯特（Naquist）采样定理，若时域采样的时间间隔为 τ ，则可以无失真恢复出的频谱带宽 $\Delta\omega$ 为：

$$\boxed{\hspace{10em}} \quad (2.20)$$

由于数值计算中 τ 无法取得很小，因此计算出的频谱宽度不会很宽。根据式(2.17)中 $\Delta\omega$ 的定义，可以看到，采用时域仿真的方法只能计算 DFB 激光器中位于光栅中心波长附近频带内的光波行为，仿真的频带宽度由式(2.20)给出。

若激光器的激励波长距离光栅中心波长较远，我们可以采用一些数学手段将仿真的中心频率移至激励波长处，此时频域耦合波方程变为：

$$\boxed{\hspace{15em}} \quad (2.21)$$

其中，

$$\boxed{\hspace{2em}}, \quad \boxed{\hspace{10em}}$$

ω_L 为激励波长的角频率。由方程(2.21)做关于 $\Delta\omega'$ 的反傅立叶变换，即可得到相应的时域演化方程，该时域方程对应的频域中心频率为激光器激励波长 ω_L ，这样就将仿真中心波长移到了激励波长处。

因此，虽然数值计算理论上限制了仿真的带宽，但实际上我们可以仿真任意单波长 DFB 激光器：首先，根据 2.2 节的驻波条件计算出大概可能激励的波长，然后根据(2.21)式进行时域仿真。当然，这种情况下仿真的带宽仍然是有限的，但我们已经可以将最为关心的激光器激励波长包含在仿真带宽之内。对于双波长或多波长激光器的仿真，当波长间隔较大时，

我们是无法将它们同时包含在仿真带宽之内的。为此，我们采用以下近似处理：将多波长激光器的每个激射波长视为一个单波长激光器进行计算，然后将位置 z 处的各波长功率之和作为总功率 $I(z)$ ，利用式(2.15)更新净增益系数 σ_G ，进行下一时刻的各个单波长激光器的计算。可见，这种近似处理中，各个激射波长仅通过对增益系数的影响发生耦合。

至此，基于对激光器仿真模型进行的上述3个近似，我们得到了DFB激光器的时域演变方程。

2.3.2 数值仿真的实现

下面我们对时域耦合波方程(2.18)进行数值求解。方程(2.18)是关于时间 t 和空间位置 z 的二元微分方程，需要分别对其进行差分处理。其中，对时间 t 的差分我们采用“隐式差分格式”，即：

$$\frac{dI}{dt} = \sigma_G I - \alpha I \quad (2.22)$$

其中， τ 是对时间 t 的离散步长， k 表示空间上的第 k 个离散段。所谓“隐式差分格式”，是指根据式(2.22)，我们无法“直接”从 t 时刻的光场得到 $t+\tau$ 时刻的光场。如果将(2.22)式左边光场对 z 的差分和右边光场都改为 t 时刻的光场值，则得到一个“显式差分格式”：

$$\frac{dI}{dt} = \sigma_G I - \alpha I \quad (2.23)$$

对显式差分格式(2.23)进行数值计算时，为了使舍入误差不被放大、得到稳定解的条件为：

$$h \leq \tau$$

其中， h 表示对空间 z 的离散步长。这样，若空间离散在 $10\mu\text{m}$ 以下，那么 τ 将在 0.05ps 以下，这样会导致计算时间过长。因此，我们采用隐式差分格式。

在求解方程(2.22)时，我们采用类似于传输矩阵的方法。为了方便，我们记时刻 $t+\tau$ 的光场分量为 R 和 S ，时刻 t 的光场分量为 R^0 和 S^0 ，方程(2.22)变为：

$$\begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix}_{t+\tau} = \mathbf{W} \begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix}_t$$

其中，传输矩阵 $\mathbf{W}$ 为：

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \cosh(\sigma_G \tau) & \sinh(\sigma_G \tau) \\ \sinh(\sigma_G \tau) & \cosh(\sigma_G \tau) \end{bmatrix}$$

我们也可以用列矢量的方式来表示上述方程：

$$\begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix}_{t+\tau} = \mathbf{W} \begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix}_t \quad (2.24)$$

其中，

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \cosh(\sigma_G \tau) & \sinh(\sigma_G \tau) \\ \sinh(\sigma_G \tau) & \cosh(\sigma_G \tau) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{W}^{-1} = \begin{bmatrix} \cosh(\sigma_G \tau) & -\sinh(\sigma_G \tau) \\ -\sinh(\sigma_G \tau) & \cosh(\sigma_G \tau) \end{bmatrix}$$

再对方程(2.24)进行空间上的离散，即将方程左边 $\mathbf{Y}$ 的导数形式改为差分形式^①，便可得到DFB激光器光场 $\mathbf{Y}$ 的数值解。需要注意，在方程(2.24)中，净增益系数 σ_G 是一个与时间和位置相关的量，我们用 t 时刻的 σ_G 值作为下一时刻 $t+\tau$ 的净增益系数。

2.3.3 激光器仿真结果

利用上述激光器时域仿真模型，我们在本小节中介绍一些单波长DFB激光器的时域仿真结果。激光器采用2.2.1小节中的含有 π 相移的对称DFB谐振腔，仿真参数如表2.5所示。

^① 对空间位置 z 进行离散时，我们采用一种称为“迎风差分格式”的离散方法来控制数值计算中的舍入误差，限于篇幅，具体方法在此不再赘述。

表 2.5 激光器仿真参数设置

参数	数值
折射率调制幅度 A_c	0.35×10^{-4}
光栅区总长度 $2L$	5cm
光纤折射率 n_{eff}	1.4512
光栅周期 Λ	$1550\text{nm}/2n_{eff}$
饱和光强 I_S	1W
净增益系数 σ_0	10m^{-1}

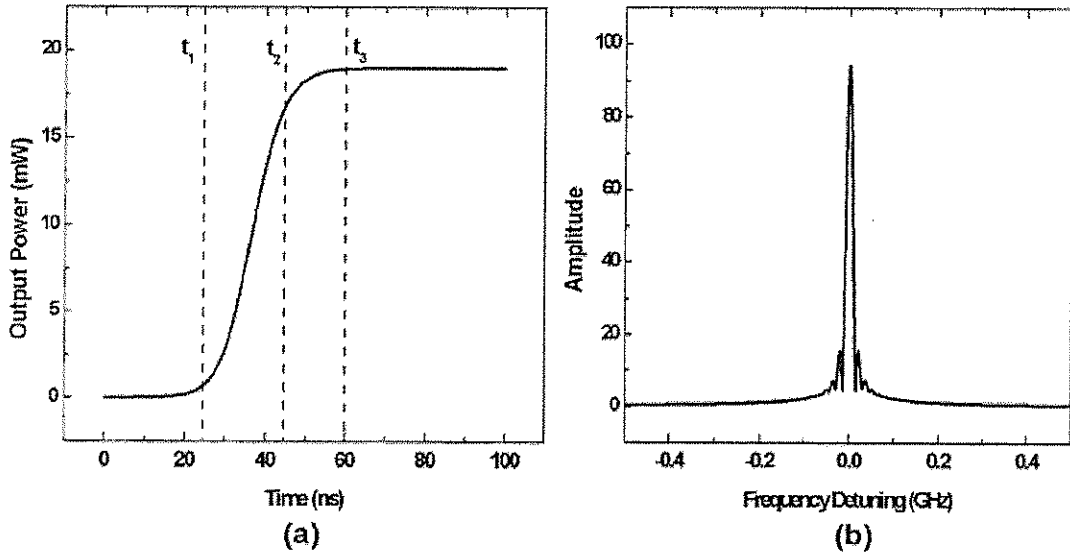


图 2.15 DFB 激光器：(a) 输出功率变化曲线；(b) 频域幅度谱

图 2.15(a)给出了该 DFB 激光器在 $z=0$ 端口输出功率随时间变化曲线，0- t_1 时刻，光强很小，输出功率缓慢增大； t_1 - t_2 时刻，激光器增益大于损耗，输出功率迅速增大； t_2 - t_3 时刻，出现增益饱和，增益下降，输出功率增大速度变缓； t_3 时刻以后，增益下降至与损耗相同，激光器功率不变，处于稳定输出状态。可以看到，仿真结果完全符合激光器演化规律，证明了该 DFB 激光器时域仿真模型的正确性。图 2.15(b)给出了相应的激光器输出波形的频域幅度谱，其中横坐标为 $f-f_0$ ，即相对于光栅中心波长的频率。可以看到，由 π 相移对称 DFB 腔构成的激光器在光栅中心波长处发生

振荡，这验证了2.2.1小节中对DFB激光器激射波长的分析。图2.16给出了激光器谐振腔中的光强分布曲线，正如2.2.1小节中所说，谐振腔大部分能量集中在 π 相移附近。由图2.16可以看出，虽然光纤DFB激光器的输出功率很小，但在 π 相移附近，其功率是非常大的。

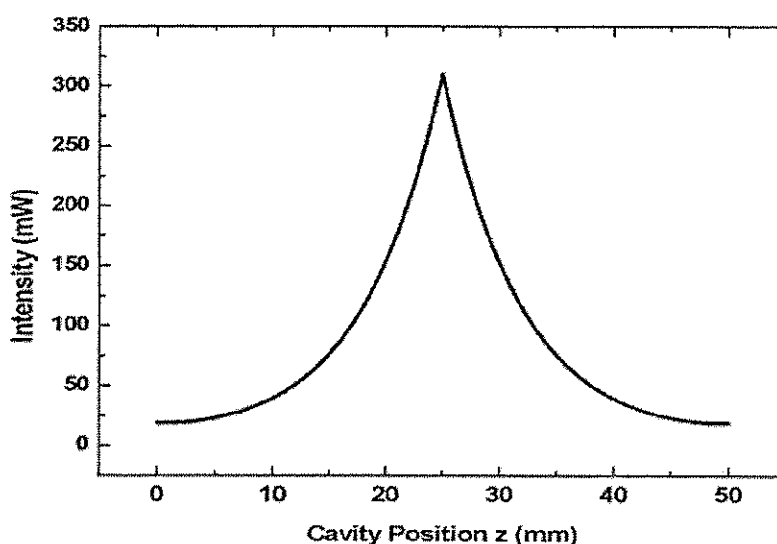


图 2.16 DFB 激光器中光强分布曲线

图2.17所示为激光器输出信号频率谱随时间变化的关系。可以看到，在激光振荡建立过程中，一共有3个频率有激射现象，位于中心波长处的主谐振频率和关于主谐振频率对称的两个边频。其中，两边频的频率与2.2.1小节得到的谐振点 a_1 、 a_2 的频率非常接近，这又一次证明了我们对于DFB激光器激射波长的分析。这两个边频的振荡是不稳定的，最后随着主频率振荡的增强而消失。激光器从一个随机状态开始振荡，如图2.17(a)、(b)所示，开始阶段，各频率分量的大小基本取决于其初始状态；图(b)-(c)，主频的高增益使其能量增大，增益介质均匀展宽使边频增益减小到与损耗相当，边频能量保持不变；图(c)-(d)，主频率能量增大到一定程度，模式竞争使边频增益进一步下降，其增益小于损耗，边频能量降低；图(d)-(e)，边频基本消失，但仍有一些残余；图(e)-(f)，边频完全消失。图2.17完整地描述了光纤DFB激光器中，增益谱线的均匀展宽效应造成模式竞争，最终实现单纵模振荡的过程，与激光器理论完全符合。

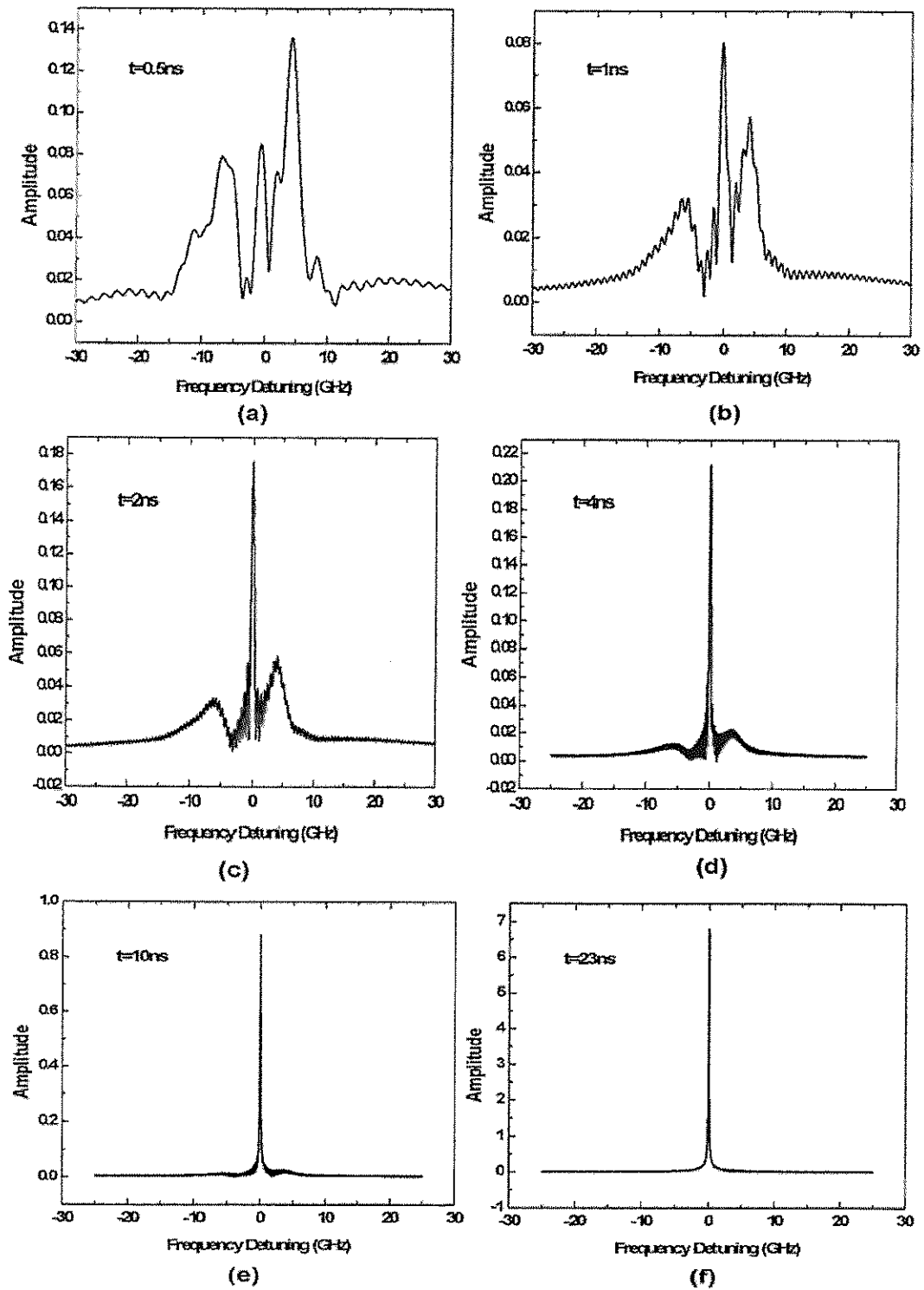


图 2.17 DFB 激光器输出信号频率谱随时间变化
(a) 0.5ns; (b) 1ns; (c) 2ns; (d) 4ns; (e) 10ns; (f) 23ns

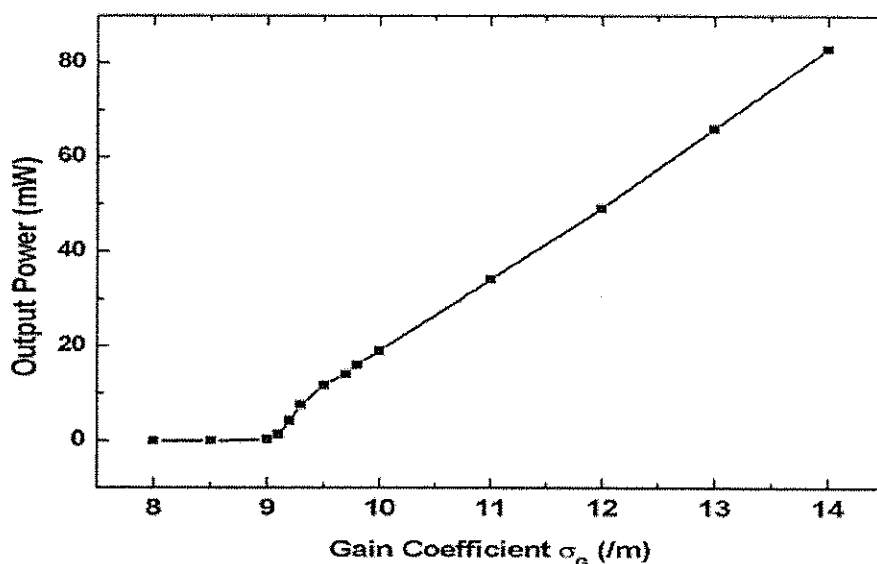


图 2.18 DFB 激光器增益系数与输出功率曲线

图 2.18 给出了 DFB 激光器中增益系数与输出功率曲线，这类似于半导体激光器中的电流—输出功率曲线。可以看到，该 DFB 激光器的阈值增益系数 σ_{th} 约为 9.1m^{-1} 。

2.4 本章小结

本章主要从理论上研究了光纤 DFB 激光器的特性。首先，借助光纤光栅的分析手段和谐振腔的驻波条件，我们讨论了各种 DFB 谐振腔的性质，包括 π 相移对称与非对称 DFB 谐振腔，非 π 相移 DFB 谐振腔，含有多个相移的 DFB 谐振腔等。我们主要研究了 DFB 腔中谐振波长及各谐振波长的透射损耗情况，得到了 DFB 激光器的激射波长和纵模间隔等特征，并由此从理论上解释了 DFB 激光器的单纵模振荡特性。然后，基于光纤中的耦合模理论，我们建立了 DFB 激光器的时域仿真模型，根据该模型完成了 DFB 激光器的数值仿真算法和相应程序，并对单波长 DFB 激光器进行了时域仿真，得到了其时域演化特性、频域演化特性及光场分布特性等。对 DFB 激光器的仿真结果与我们理论上得到的 DFB 谐振腔性质完全符合。

第3章 双波长单纵模光纤 DFB 激光器

3.1 引言

近几十年来,利用光进行微波信号的产生和处理逐渐称为一个热门的研究方向——微波光子学,这种方法可广泛地应用于通信、雷达以及其它一些军事和民用项目中。利用光学手段产生微波信号与传统的电子手段相比具有很多优势,不会有电子器件速度的限制,可以达到比较高的频率,而且具有较低的成本。利用光产生微波信号的方法之一是将两个波长的激光在光电探测器上进行外差(拍频),得到的微波信号频率恰好是两波长频率之差^[17-19]。为了获得比较纯净的微波信号,需要降低两波长的相对相位噪声和激光线宽。对于前者,如果这两个波长由同一个激光器谐振腔产生,它们在光腔中的相互作用使得两波长之间的相对相位噪声很小;对于后者,光纤激光器所获得的激光线宽一般比较小。因此,双波长光纤激光器是进行微波产生的极为合适的选择。

在光纤激光器中实现单纵模双波长激光主要面临两个问题:首先,光纤激光器增益介质的均匀展宽特性导致了激烈的模式竞争,难于实现稳定的双波长激光;其次,光纤激光器的腔长一般都很长,纵模间隔小,激光器容易出现多纵模或跳模现象,无法稳定工作在单纵模状态。对于后者,正如本论文第2章中所述,DFB结构光纤激光器腔长短纵模间隔大,具有很好的单纵模工作特性,因此,我们选择DFB结构用以构成双波长光纤激光器;对于前者,本章将提出一种新的机制来抑制模式竞争,我们称之为“部分分离谐振腔”机制。

我们知道,在固体增益介质中(如掺铒光纤),激活粒子被束缚在晶格上,借助粒子和晶格的能量交换形成激发态粒子的空间转移,但激发态粒子空间转移 μm 量级的距离所需时间要远远大于激光所形成的时间,因此,从空间上来看,掺铒光纤又是一种“空间非均匀展宽”介质,即增益介质上某位置处的增益仅和该位置处的光强有关。掺铒光纤中的空间烧孔

效应正是这种“空间非均匀展宽”特性的体现。在光纤 DFB 激光器中，如果我们能将不同波长的光限制在掺铒光纤的不同位置（如图 3.1 所示），即不同波长的光利用掺铒光纤不同位置处的增益，这样，根据掺铒光纤的“空间非均匀展宽”性质，所有波长均能获得稳定的增益，这些波长克服了掺铒光纤中的模式竞争，可以同时激射。我们将上述支持光纤 DFB 激光器多波长激射的机制称为“部分分离谐振腔”机制。必须指出，利用“部分分离谐振腔”机制产生多波长激光的方法与将多个激光器并联的方法是有本质上的差别的，前者的多个波长在谐振腔中是“部分分离”的，它们仍然共用同一个谐振腔，各个波长之间仍有较强相互作用，相对相位噪声很小；而后者多个波长是由不同的谐振腔分别产生的，相互之间没有关联性，相对相位噪声非常大，无法用于微波的产生。

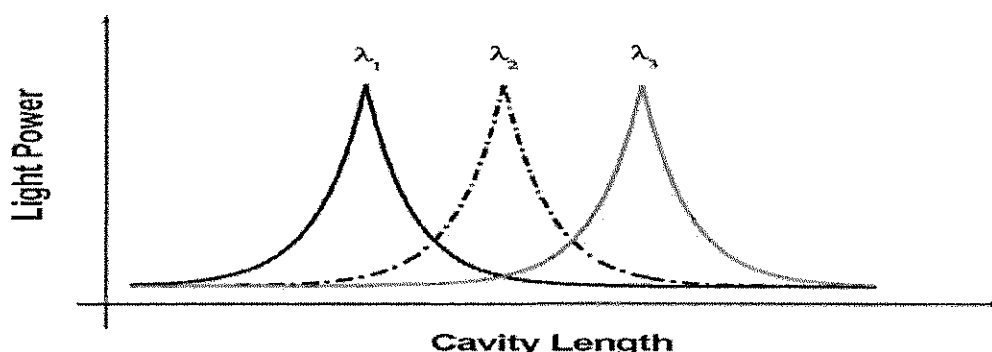


图 3.1 部分分离谐振腔示意图

在本章中，基于“部分分离谐振腔”机制，我们具体设计了两种双波长光纤 DFB 激光器结构，两种结构均实现了两个波长谐振腔的部分分离，成功地抑制了模式竞争，获得了稳定的双波长激射。3.2 节中我们将讨论基于叠印光栅的双波长 DFB 激光器，这种双波长激光器可以获得比较大的波长间隔；3.3 节将介绍基于非对称相移的双波长 DFB 激光器。

3.2 基于叠印光栅的双波长DFB激光器

3.2.1 激光器结构设计

根据第二章 2.2 节中对 DFB 谐振腔的讨论, 我们知道, 在含有 π 相移的 DFB 谐振腔中, 谐振波长等于光栅的中心波长, 激光光场被限制在 π 相移附近。由于我们需要得到具有两个谐振波长的双波长激光器, 即构成该 DFB 腔的光栅需要同时具有两个中心波长, 而叠印光栅恰恰具有这种多中心波长的特点。因此, 我们采用两个具有不同中心波长的均匀光栅叠印的方法来实现双波长谐振腔; 同时, 每个子光栅上含有一个 π 相移, 对光场分布进行限制, 并且, 两个光栅上的 π 相移分别位于谐振腔的不同位置, 以实现两个波长谐振腔的部分分离, 进而实现稳定的双波长激射。

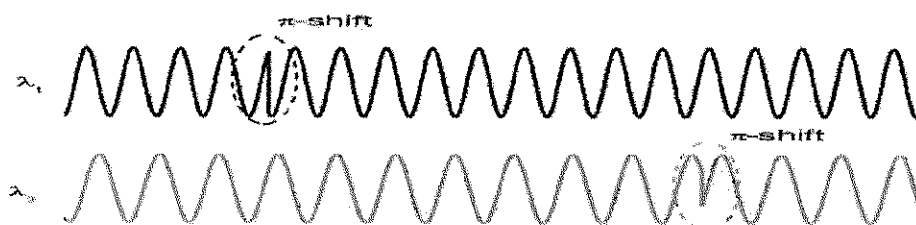


图 3.2 基于叠印光栅的双波长 DFB 激光器结构示意图

由此, 该双波长 DFB 激光器的结构如图 3.2 所示。两叠印光栅中心波长分别为 λ_1 和 λ_2 , 这两个波长也是双波长激光器的激射波长; 每个光栅上含有一个 π 相移, 分别位于光栅位置 L_1 和 L_2 。我们将这两个用于叠印的子光栅分别称为 FBG1 和 FBG2, 其折射率调制函数分别为^①:

$$\begin{aligned} n_1(z) &= n_0 + \Delta n_1 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_1} z\right) + \Delta n_2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_2} z\right) \\ n_2(z) &= n_0 + \Delta n_1 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_1} z\right) + \Delta n_2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_2} z\right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

^① 我们假设光栅的直流折射率调制函数 $Dc(z)$ 为常数而不予考虑。

其中, FBG1 和 FBG2 的折射率调制幅度均为 A_c , 而 Λ_1 、 Λ_2 分别为两个子光栅的光栅周期, 且:

$$\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda$$

3.2.2 激光器结构的实现

图 3.2 所示的双波长 DFB 激光器结构可以采用传统的叠印光栅制作方法, 即多次曝光法来实现^[20]: 首先对具有光敏性^①的掺铒光纤进行第一次曝光得到子光栅 FBG1, 光栅周期为 Λ_1 ; 然后在光纤上加适当的应力, 使光栅周期变为 Λ_2 , 进行第二次曝光, 得到子光栅 FBG2。这种方法的缺点在于无法准确控制激光器的波长间隔 $\Delta\lambda = 2\pi n_{eff}(\Lambda_1 - \Lambda_2)$, 并且两次曝光使得制作过程比较复杂。下面我们介绍一种简单的方法来制作图 3.2 所示的叠印光栅。

在式(3.1)中, 我们令:

$$\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda$$

同时, $\Delta\Lambda \ll \Lambda$ 。则子光栅 FBG1 和 FBG2 的折射率调制函数可表示为:

$$\Delta n(z) = A_c \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) + A_c \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi\right)$$

而叠印光栅的总折射率调制等于所有子光栅折射率调制之和, 因此, 光栅的总折射率调制函数 $\Delta n(z)$ 为:

^① 一般的光纤中均含有 Ge 等金属元素, 使其具有一定的光敏性, 这种光敏性比较弱, 需要长时间曝光才能达到可观的折射率调制; 通过对光纤载氢 (Hydrogen Loaded) 的方法, 可以大幅度提高光纤的光敏性。

$$\text{[Blank Box]} \quad (3.2)$$

其中,

$$\text{[Blank Box]}$$

由式(3.2)可知, 通过对光栅周期为 Λ 的均匀光栅分段进行周期为 P 的正/余弦切趾, 如图 3.3 所示, 通过一次曝光即可得到图 3.2 所示的叠印光栅结构, 并且由此得到的双波长激光器的波长间隔 $\Delta\lambda$ 可由正/余弦切趾周期 P 精确控制:

$$\text{[Blank Box]} \quad (3.3)$$

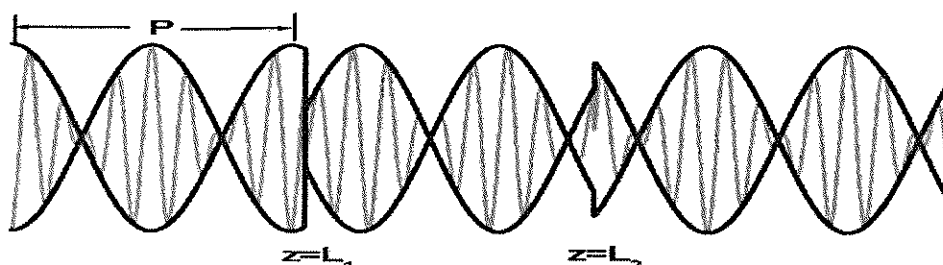


图 3.3 叠印光栅的正/余弦切趾轮廓示意图

但是, 利用上述正/余弦切趾的方法来制作图 3.2 所示的叠印光栅结构仍存在很多缺点: 第一, 当所需要的双波长激光器波长间隔 $\Delta\lambda$ 较大时, 切趾周期 P 很小, 如当 $\Delta\lambda=0.8\text{nm}$ (即 100GHz 的频率间隔) 时, 切趾周期 $P=2.064\text{mm}$, 在这样短的长度内完成一个周期的正/余弦切趾是非常困难的, 要求制作光栅的紫外激光器光斑半径非常小; 第二, 光栅的直流折射率调制 $Dc(z)$ 正比于曝光量, 因此对光栅进行切趾的同时也使得直流折射率调制函数 $Dc(z)$ 不再是一常数, 且 $Dc(z) \approx 2|Ac(z)|$ 。 $Dc(z)$ 的存在等效于对光栅附加了一个相位调制, 因此它会对光栅特性产生很大影响, 尤其是

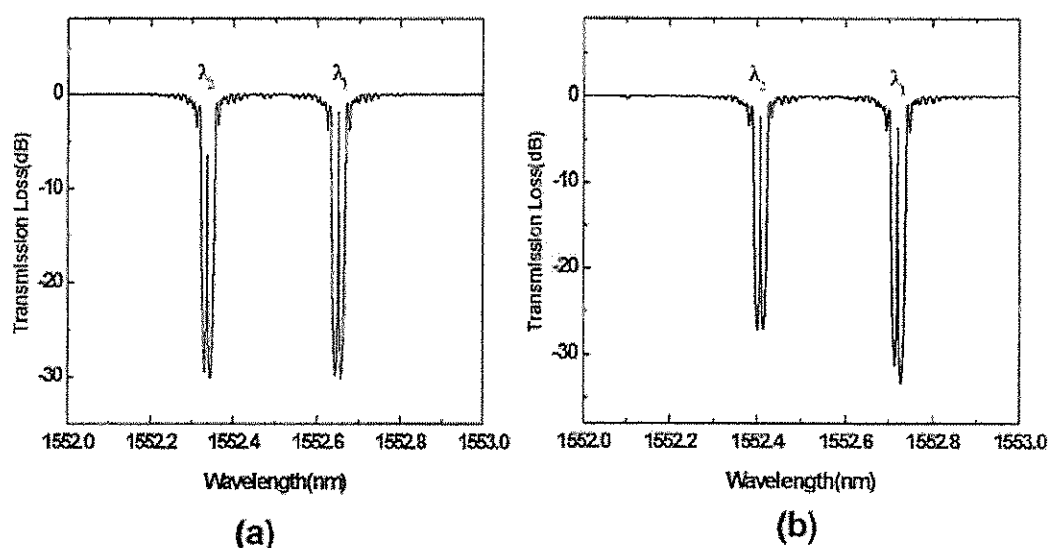
图 3.4 直流折射率调制对 DFB 腔透射谱的影响: (a) $D_c(z)=0$; (b) $D_c(z)=2|A_c(z)|$

表 3.1 DFB 腔参数设置

参数	数值
折射率调制幅度 A_c	0.5×10^{-4}
DFB 腔总长度 L	105.78mm
π 相移所在位置 L_1 和 L_2	46.89mm 和 58.89mm
双波长间隔 $\Delta\lambda$	0.312nm
光纤折射率 n_{eff}	1.4512
光栅周期 Λ	534.9nm

在 DFB 激光器这种对相位非常敏感的器件中, 直流折射率调制的存在往往是不利的。图 3.4 给出了直流折射率调制对 DFB 谐振腔的影响。图 3.4(a) 表示直流折射率调制为常数时 DFB 腔的透射谱, 可以看到, 在波长 λ_1 和 λ_2 处分别出现了两个透射峰, 根据第二章 2.2 节的讨论, 这两个透射峰对应于 DFB 腔的两个主谐振点, 并且这两个波长具有相同的单程透射损耗, 它们将构成双波长激光器的两个激射波长; 图 3.4(b) 为考虑直流折射率调制时的 DFB 腔透射谱, 可见两个透射峰的强度是不同的, 该 DFB 腔中, 波长 λ_1 的单程透射损耗要小于 λ_2 的单程透射损耗, 由此构成的双波长激光

器两个波长的输出光功率差别将很大，甚至出现单波长激射的现象。与图 3.4 对应的光栅参数如表 3.1 所示。

为了克服上述正/余弦切趾中的直流调制问题，我们对式(3.2)中的切趾函数进行改进：

(3.4)

其中， $sign(x)$ 为符号函数：

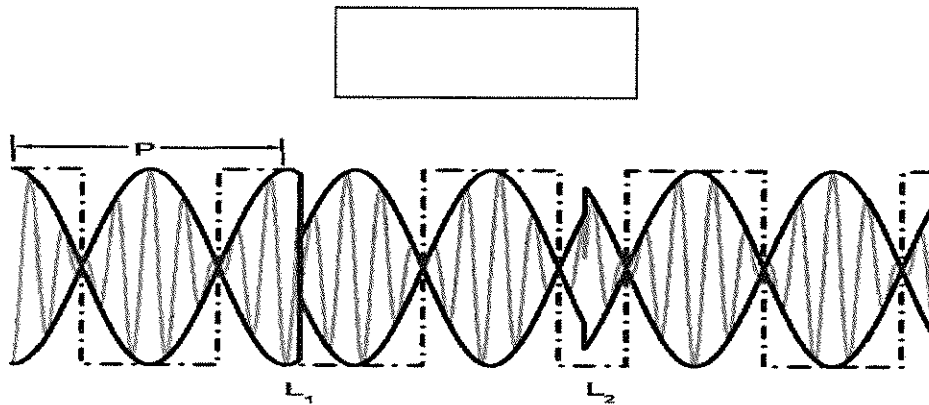


图 3.5 叠印光栅的周期方波切趾函数（虚线）

在式(3.4)中，我们用周期方波信号代替了式(3.3)中的正/余弦切趾信号，这样光栅上每一点的曝光量是相同的，也就不存在直流折射率调制的问题。我们知道，周期方波信号的傅立叶级数展开为：

(3.5)

其中，