

分类号\_\_\_\_\_

学号\_\_\_\_\_

学校代码 10487

密级\_\_\_\_\_

华中科技大学  
硕士学位论文

单片集成 DBR 型可调谐半导体激光  
器的研究

学位申请人： 施 锴

学科专业： 光电信息工程

指导教师： 余永林 教授

答辩日期： 2008.5.29

**A Dissertation Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements**

**for the Degree of Master of Engineering**

**Research on Monolithic DBR Tunable  
Semiconductor Lasers**

**Candidate : Shi Kai**  
**Major : Optoelectronic  
Information Engineering**  
**Supervisor : Prof. Yu Yonglin**

**Huazhong University of Science & Technology**

**Wuhan 430074, P. R. China**

**May, 2008**

## 独创性声明

本人声明所提交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除文中已经标明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

## 学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权华中科技大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

本论文属于  保密， 在\_\_\_\_\_年解密后适用本授权书。  
 不保密。

（请在以上方框内打“√”）

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

指导教师签名：

日期： 年 月 日

## 摘 要

随着人们对通信带宽需求的不断增加,光网络从单一传输功能的静态网络向同时具备传输和路由功能的动态网络演变。可调谐半导体激光器由于具有灵活的多波长选择性激射特性,将成为未来光网络中的重要器件。随着人们对光传输技术研究的不断深入,各种类型的可调谐激光器也随之产生。DBR型可调谐半导体激光器,凭借其在单片集成和快速切换方面的优势,受到各国研发机构的广泛关注。本文通过采用一种适合单片集成DBR型可调谐半导体激光器的理论模型,对其特性进行了分析研究,主要有以下几个方面:

(1) 通过对半导体物理基本理论进行推导,引出半导体激光器的增益模型。以简单的法布里-珀罗激光器结构为例,分析了半导体激光器的阈值条件,纵模特性。介绍了基于电磁场理论的多模速率方程,并讨论了半导体中载流子和光子的转换过程。在此基础上推导出输出光功率,阈值电流的计算方法,为研究DBR型可调谐半导体激光器奠定基础。

(2) 通过对比不同可调谐半导体激光器的模拟方法,发现基于矩阵计算的传输矩阵方法更加符合单片集成DBR型可调谐半导体激光器的结构特点。为了更好的运用这种方法,我们对其模型算法进行了详细的描述,具体包括传输矩阵的建立,组合和分析。

(3) 在理论分析的基础上,采用传输矩阵方法分别对三节DBR激光器和四节SGDBR激光器的静态调谐特性进行了模拟研究,包括三节DBR激光器激射波长、输出光功率和阈值电流的静态调谐曲线以及四节SGDBR激射波长静态调谐曲线。

(4) 采用静态调谐曲线和多模速率方程相结合的方法,分别对三节DBR和四节SGDBR激光器的模式切换特性进行了模拟分析。通过分析不同切换电流下的瞬态过程,得到了切换时间优化和减小信道间串扰的启示。

**关键词:** 动态光网络 可调谐半导体激光器 传输矩阵方法 波长切换

## ABSTRACT

As increasing demand of the bandwidth of optical communication, optical networks have been developing from static networks to dynamic networks. Not only transmission but also routing function has been integrated into the networks. Tunable lasers with agile and multi-wavelength selective features will be a key component for the optical networks before long. As the research on optical transmission techniques improving, different types of tunable lasers have been developed. Among these types of tunable lasers, DBR tunable lasers are easier to be monolithically integrated and have shorter switching time. These features make them the subject of considerable interest of the researching institute world wide. In this paper, the characteristics of DBR tunable lasers were analyzed based on an appropriate theoretical model. The main contents of this paper are as follows:

(1) The gain model of the tunable laser diodes was derived from semiconductor physics. Taking Fabry-Perot structure for instance, the threshold conditions and longitudinal modes were analyzed. Multimode rate equations were introduced to describe the relations between carriers and photons in semiconductor. The calculations of output power and threshold current were obtained from rate equations. The results were bases of modeling the DBR tunable laser diodes.

(2) Comparing different modeling methods of tunable laser diodes, we found that matrix based transfer matrix method was more appropriate for the structure of DBR tunable lasers. We made a thorough description of this method in order to make use of it for modeling the devices. The description includes how to establish, assemble and analyze the transfer matrices.

(3) Static tuning characteristics of three section DBR lasers and four sections SGDBR lasers were modeled by the transfer matrix methods. The modeling includes lasing wavelength, output power and threshold current tuning curves of three sections DBR lasers and lasing wavelength tuning curves of four sections SGDBR lasers. All these modeling results were based on and compared with theoretical analysis.

(4) Static tuning curves and the multimode rate equations were combined for analysis of dynamics of DBR tunable lasers. The method of optimizing the switching time and decreasing the effect of crosstalk was found by analyzing the transients of different switching currents.

**Key words:** dynamic optical networks, tunable laser diodes,  
transfer matrix methods, wavelength switching.

# 目 录

摘要.....	I
Abstract.....	II
<b>1 引言</b>	
1.1 光网络的发展趋势.....	(1)
1.2 可调谐半导体激光器的发展及其应用.....	(3)
1.3 DBR 型单片集成可调谐半导体激光器.....	(6)
1.4 本文的主要工作.....	(7)
<b>2 半导体激光器的基本原理及特性</b>	
2.1 半导体激光器中的增益.....	(9)
2.2 法布里-珀罗半导体激光器.....	(12)
2.3 速率方程.....	(15)
2.4 本章小结.....	(17)
<b>3 DBR 型可调谐半导体激光器的理论模型</b>	
3.1 半导体激光器理论模型的比较.....	(18)
3.2 传输矩阵方法.....	(19)
3.3 电流导致折射率变化的机理.....	(22)
3.4 基于传输矩阵的模拟方法.....	(23)
3.5 本章小结.....	(25)
<b>4 DBR 型可调谐半导体激光器的静态调谐特性</b>	
4.1 三节 DBR 激光器.....	(26)
4.1.1 布拉格光栅节.....	(27)
4.1.2 相位节.....	(30)
4.1.3 同时改变 DBR 节和相位节电流.....	(32)
4.2 四节 SGDBR 激光器.....	(34)
4.2.1 采样光栅.....	(35)
4.2.2 四节 SGDBR 的调谐特性.....	(36)
4.3 本章小结.....	(40)
<b>5 DBR 型可调谐半导体激光器的动态切换特性</b>	
5.1 三节 DBR 激光器的动态切换特性.....	(41)
5.2 SGDBR 的动态切换特性.....	(43)

5.3	本章小结.....	(44)
6	总结与展望.....	(46)
	致谢.....	(48)
	参考文献.....	(49)
附录 1	攻读学位期间发表论文目录.....	(53)



# 1 引言

## 1.1 光网络的发展趋势

从上世纪七十年代第一根商用光纤问世至今，光通信技术已经走过了近半个世纪的历程，凭借其巨大的带宽，极低的损耗，光纤在这个信息量剧增的时代逐步取代电缆成为洲际干线网络和城域网的主要传输媒质。随着科技的进步，人们对带宽的需求仍然高速的增长，这个趋势推动着光网络不断演进，各种新技术也相继出现。密集波分复用(DWDM)技术便是其中最重要的一员，它用不同的波长来搭载信息并将他们耦合在同一根光纤中传输，使得单根光纤的传输容量翻了几十甚至上百倍，Alcatel-Lucent 在 2007 年光通信会议(OFC2007)上宣布他们成功实现了单根光纤传输数率达到 25.6 Tbps，创造了一项新世界纪录<sup>[1]</sup>。可是如今带宽的瓶颈问题并没有因为光纤超大的容量而解决，产生这个瓶颈的原因很大程度上是由于光信号并不是简单的在一根光纤上点对点的传输，当到达网络节点处时，必须进行适当的交换和路由。而这一过程目前还无法在光域上直接完成，必须经过光电、电光的转换，以及在电域的相关处理，这些都阻碍了光纤带宽利用率的提高。然而，随着数字家庭的建设以及 3G 手机的出现，都使得原本在接入网和无线领域占统治地位的电缆不堪重负，光网络开始逐渐向这些对动态特性要求很高的应用领域渗透。这些进一步推动了传统网络的变革，仅仅作为物理层传输媒质的光网络开始向上层发展，由只具备数据传输功能的静态网络向同时具备传输、路由和交换功能的动态网络转化。图 1-1 给出了光网络的演化趋势<sup>[2]</sup>。

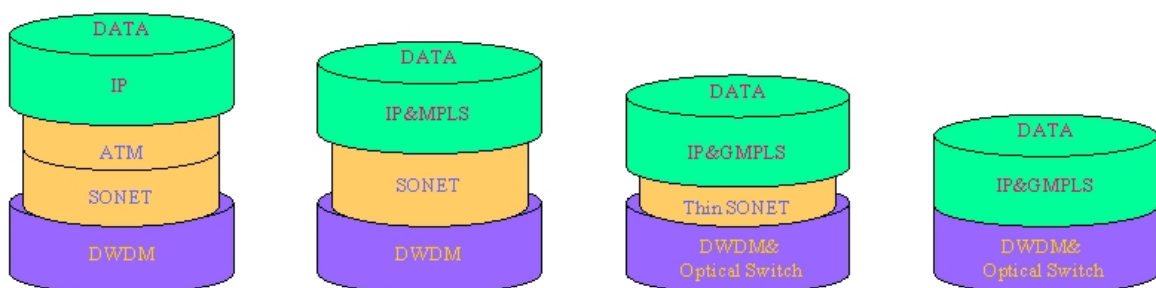


图 1-1 光网络的演化过程

从上图中我们可以看出，动态的光交换网络将逐步取代上层面向连接的 SONET 网络，使网络结构日趋简化。但是这种简化同时也给光网络提出了更高的要求。表 1-1 分别给出了动态网络和静态网络的特点。可以看出，与静态网络相比动态网络具有更好的可扩展性和更简单的管理方式。动态网络之所以能够获得这些特点，主要是因为采用可调谐的器件取代了固定波长的器件，使网络设计更为灵活。可调谐激光器作为其中的重要的一员，正在成为系统设备供应商手中的一个重要设计元素<sup>[3]</sup>。

表 1-1 静态网络和动态网络的特性比较

	静态网络	动态网络
拓扑结构	SONET/SDH 环和点对点 DWDM	DWDM 环和多协议网格
扩展性	每个信道采用固定波长激光器。增加容量需要新的线卡	可调谐激光器，每 n 个信道一个激光器
信道建立时间	几天甚至几星期	几秒、几分钟或几小时
互联交换	光纤配线架，光电光交换	光电光 and 全光交换
生存性	冗余环网和多波长提供保护，50ms 恢复时间	可调谐替代路径提供保护，50ms 恢复时间
操作管理与维护	基本软件管理，频繁的现场维护	全面软件管理，简单的点击选择管理

## 1.2 可调谐半导体激光器的发展及其应用

可调谐半导体激光器起源于上世纪八十年代的光相干技术，作为多信道系统（CATV 系统）的本地振荡器，频率可调的半导体激光器能够从众多信道中选择出某一个特定的信道，因此获得了广泛的关注<sup>[4]</sup>。随着 DWDM 技术的发展与广泛应用，可调谐半导体激光器的使用能够降低备份和库存管理的成本，因而逐步取代固定波长激光器，占据这个市场。此外可调谐激光器在信道的快速建立和设备的再利用方面，能够为运营商提供极大的便利。因此，目前运营商选择具有可调谐特性的光源很大一部分原因是看中了其在未来动态网络中的重要地位，而进行的一种长效投资行为<sup>[5]</sup>，因为可调谐激光器在未来光保护交换，光突发交换，光分组交换网络中有着不可替代的重要作用。图 1-2 给出了由高速可调谐波长转换器构成的光包交换前向模块的示意图。这是一个基于波长路由的网络节点，在控制信号指引下，由可调谐激光器和高速波长转换器对接受到的光包的标签（波长）进行修改( $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$ ,  $\lambda_7 \rightarrow \lambda_5$ )，经过路由器后在指定端口将其发送出去。如果调谐激光器具有更短的波长切换时间和更宽的调谐范围，将会大大提高整个节点的转换速度与容量。

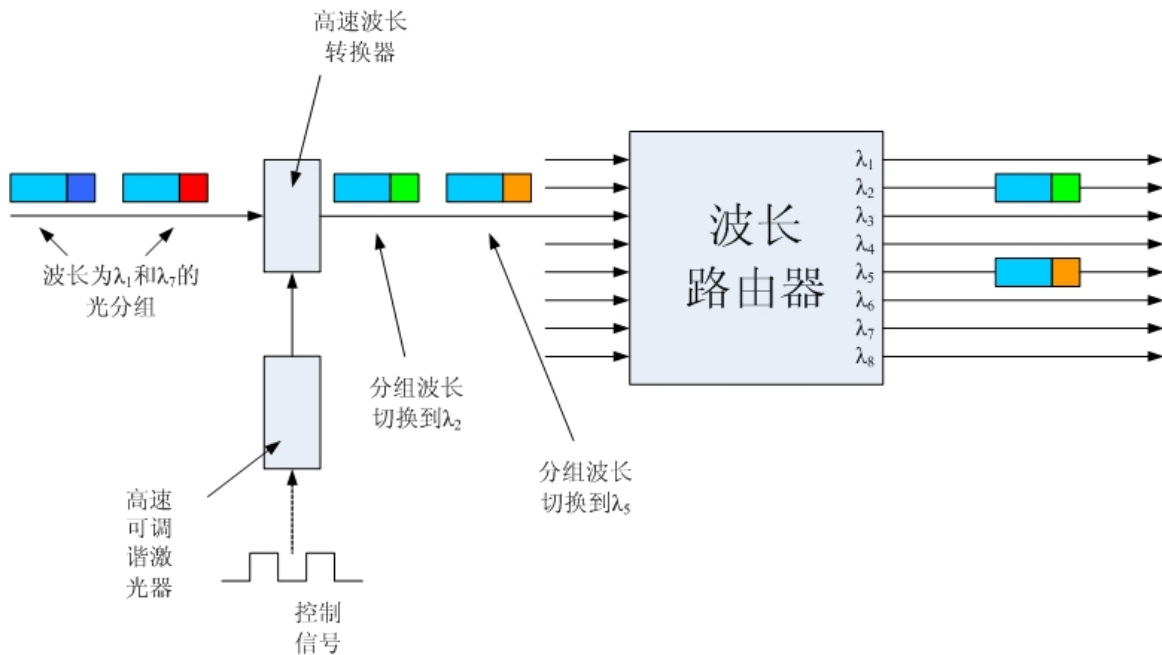


图 1-2 基于高速可调谐波长转换器和阵列波导光栅(AWG)的包交换前向模块。

表 1-2 近几年设备供应商所期望的理想器件参数

属性	理想参数	未来（三年）理想参数
输出光功率（typ）	+13dBm	+13dBm 或更高
不同波长的功率变化	$\pm 0.2\text{dB}$ 到 $\pm 0.5\text{dB}$	$\pm 0.1\text{dB}$ 到 $\pm 0.5\text{dB}$
电功率损耗	4W 到 8W	2W 到 <8W
波长切换时间	<0.1s 到 10s	<1ms 到 10ms
封装尺寸（mm）	70×50mm（多源协议）	可插拔 XCVR 或 SFP
调节范围	C-波段	C 或 C+L 波段
计算的可靠性（FITS）	1000 到 <1600	200 到 <1000

这些新的应用对可调谐激光器的特性提出了更高要求，同时也为其发展指明了方向。表 1-2 中给出了 OFC2005 会议上设备供应商所希望得到的调谐半导体激光器的性能参数<sup>[6]</sup>。其中，“输出功率”是指典型的出纤功率；“不同波长的功率变化”是指满足 ITU 规定的波长信道间输出光功率的差异；“波长切换时间”是指激光器在 ITU 波长信道间进行切换所需的时间。虽然波长精确度和稳定性没有包含在这个表里，但是，它们也是必要条件之一，尤其在 25 GHz 的系统和密集波分复用城域网结构中。这些系统中的发射机需要波长锁定或者波长稳定性很好的可调谐激光器。

这些新的应用驱使可调谐半导体激光器在过去的十年间得到了飞速的发展，各种新型器件层出不穷。按照调谐机理的不同我们可以将可调谐半导体激光器分为三类：

第一类是电流控制分布式布拉格反射器（DBR）型调谐激光器（图 1-3 (a)）。根据载流子浓度随注入电流改变的特性，通过改变电流来改变光栅节的折射率，进而改变激射波长，这种调谐方法能获得很短的波长切换时间。由于采用纵向集成结构，使得 DBR 激光器很容易与半导体光放大器（SOA）和调制器实现单片集成。并且通过采用特殊的光栅设计，能够获得很大的调谐范围。DBR 型激光器，将会是未来可调谐半导体激光器的主要发展方向。但是其复杂的结构对制造工艺要求很高，能否降低其成本将成为 DBR 激光器能否被广泛应用的重要因素。

第二类是机械控制的外腔激光器（图 1-3 (b)）。通过机械的方法改变腔外光栅的角度，选择不同衍射角度的波长形成激射。由于器件具有相对较长的有源区，使得这种方案能够获得比较大的输出功率和较窄的线宽。但是由于其采用了微电机系统，导致

其结构比较复杂，与其他器件实现单片集成比较困难。图 1-3(c)所示，采用微电机系统的垂直腔表面发射激光器（VCSELs）也是一种基于机械控制的可调谐激光器，与前者不同的是，它是通过微电机系统来改变腔长，从而改变纵模间隔达到改变激光波长的目的。这种器件的特点是体积小，便于集成阵列，在多机柜互联和 PCB 板上芯片间互联中应用广泛。

第三类是温度控制的分布式反馈（DFB）激光器。这种激光器的调谐范围较窄，在实际应用中采用将多个激光器并联的方法来扩大调谐范围（见图 1-3(d)）；由于是采用热调谐方式，因此 DFB 激光器的调谐速度比较慢。固定波长的 DFB 激光器在 DWDM

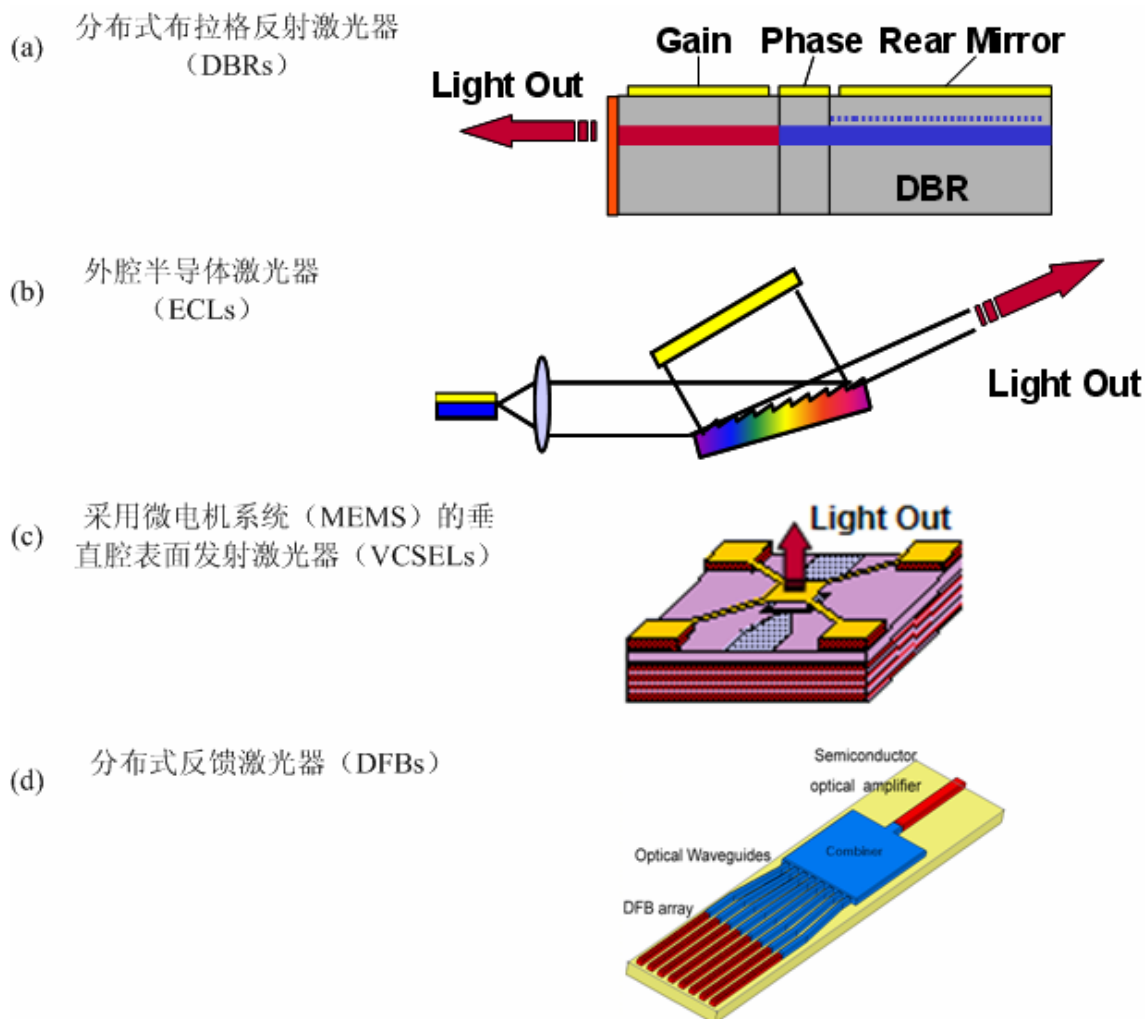


图 1-3 调谐方案的示意图<sup>[7]</sup>。

系统中已有广泛的应用，制作技术相对成熟，价格便宜。这些都是发展可调谐 DFB 阵列激光器的优势所在。

### 1.3 DBR 型单片集成可调谐半导体激光器

通过以上分析，我们看到无论哪一类可调谐半导体激光器，在具备各自优点的同时，也存在不足之处。因此，很难依靠单一的方案满足动态光网络的所有要求。为了解决这个问题，人们尝试功能集成的方法，比如，对 DFB 激光器可以通过阵列集成的方式来扩展调谐范围，对 DBR 型激光器可以通过集成 SOA 来弥补它在输出功率上面的不足。相对于另外两种调谐方式，DBR 型器件采用了电流调谐的方式，能够获得较短的调谐时间。通过巧妙的光栅设计，DBR 型激光器能够获得很大的调谐范围。这些特点使 DBR 型单片集成可调谐半导体激光器在未来光网络中的应用颇受关注。

三节 DBR 激光器是典型的早期 DBR 型结构之一。它由一个有源节，一个相位节，和一个 DBR 光栅节组成。由于受到调谐电流的限制，调谐范围一般只有 10 nm 左右<sup>[7]</sup>。通过改变光栅结构，利用采样光栅的游标效应，采样光栅 DBR 激光器(SGDBR)的调谐范围被扩宽，达到几十纳米<sup>[8,9]</sup>。通过对采样光栅的结构进行改进，超结构采样光栅 DBR 激光器(SSGDBR)的调谐范围甚至能达到上百纳米。与此同时，人们还提出了另一种基于双层波导结构的光栅辅助同向耦合激光器(Grating-Assisted Codirectional Coupler, GACC)，通过不同波导层之间很小的折射率差，实现了 57nm 的调谐范围。但是这种结构对模式的选择性比采样光栅弱，很难获得比较高的边模抑制比<sup>[8]</sup>。通过采用带取样光栅的同向耦合器(Grating-Coupled Sampled-Reflector, GCSR)<sup>[11]</sup>很好的弥补了 GACC 的不足，获得了很高的边模抑制比和很宽的调谐范围<sup>[9]</sup>。前几年，人们还在采样光栅的基础上提出了数字超模光栅(Digital Supermode)，通过引入一组不同周期的 DBR 光栅，实现了对调谐范围的拓宽<sup>[10]</sup>。

这些复杂的结构给 DBR 型单片集成可调谐半导体激光器的制造带来了很高的难度，使得这类器件的成本相对较高。复杂结构带来的另一个问题就是，控制方式和特性测量较为复杂。这使得产品的研发周期较长。因此，在对 DBR 型单片集成可调谐半导体激光器的工作原理深入分析的基础上，采用一种简单的准确的模拟方法能够大

大的降低前期的研发成本，缩短开发周期<sup>[12]</sup>。

## 1.4 本文的主要工作

本文着重对 DBR 型单片集成可调些半导体激光器进行研究，具体内容如下所述。

DBR 型可调谐半导体激光器的基础是半导体激光器和布拉格光栅。要想对这类器件进行研究，首先我们必须了解相应的理论基础。本文将首先介绍半导体激光器的基本原理和特性。对半导体激光器产生激射的物理过程加以分析，提出了增益的理论模型；以法布里-珀罗激光器为例，对阈值条件、纵模进行描述；通过速率方程，介绍半导体激光器中载流子和光子互相转换的过程，并在速率方程静态解的基础上，得到阈值电流和输出光功率的计算方法。

为了进一步分析 DBR 型可调谐半导体激光器，我们对比了几种目前常用的半导体激光器的理论模型，其中，基于矩阵和分节思想的传输矩阵方法比较适合 DBR 型可调谐半导体激光器的结构特点。通过对传输矩阵方法的分析，给出了如何通过单元矩阵组合成激光器整体结构总传输矩阵的方法，以及如何通过激光器总的传输矩阵分析激射波长，阈值电流，输出光功率。

采用传输矩阵方法，我们对布拉格光栅结构进行了详细的分析。通过简单的布拉格光栅和三节 DBR 激光器，介绍了 DBR 型可调谐半导体激光器的调谐机理，包括纵模的选择，模谱在调谐电流作用下的变化。在此基础上，进一步分析了采样光栅的反射谱特性，基于游标效应，分析了四节 SGDBR 激光器的调谐机理。所有的这些分析，都通过传输矩阵方法得到了模拟验证。模拟结果包括 DBR 和 SGDBR 的反射谱，三节 DBR 激光器的激射波长，输出光功率和阈值电流的调谐曲线。四节 SGDBR 激光器激射波长的调谐曲线。

通过本章前面小节介绍，我们看到，未来调谐激光器的应用领域将不仅仅局限在备份和库存管理上，如图 1-2 所示，动态光网络需要调谐激光器的输出波长在不同信道间快速切换。DBR 型可调谐半导体激光器采用电流控制，有很短的切换时间。这个时间具体是多少，切换过程中的有哪些瞬态过程发生，这些同样是我们需要研究的问题。通过对静态调谐曲线进行拟合，并将拟合结果带入速率方程，我们可以得到 DBR

型可调谐半导体激光器的动态切换特性。主要是在切换过程中，不同模式光功率之间的变化过程。并且通过分析不同的切换电流，从理论上验证了缩短切换时间的办法。

最后对全文进行总结，提出了对于今后工作的一些展望。



## 2 半导体激光器的基本原理及特性

DBR 型单片集成可调谐半导体激光器是在简单的半导体激光器上外加多节调谐节构成的。换句话说，DBR 型单片集成可调谐半导体激光器中产生激光的有源区，与普通的半导体激光器一样。因此，本章将对半导体激光器的基本理论加以介绍和讨论。

### 2.1 半导体激光器中的增益

在半导体激光器中，通过在 PN 结的两端加上正向的偏压，对电子进行泵浦，实现粒子束反转。当光子入射到 PN 节后，由于受激辐射的作用，对入射光产生放大，形成增益。我们首先从体材料半导体激光器来分析其增益特性。体材料半导体激光器中，电子的能带结构和费米-狄拉克统计分布通过以下两个方程表示，

$$W_c(E) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fc}}{k_B T}\right) \right]^{-1} \quad (2-1)$$

$$W_v(E) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fv}}{k_B T}\right) \right]^{-1} \quad (2-2)$$

图 2-1 给出了粒子束反转的半导体结构中导带 ( $W_c$ ) 和价带 ( $W_v$ ) 电子的分布和能带

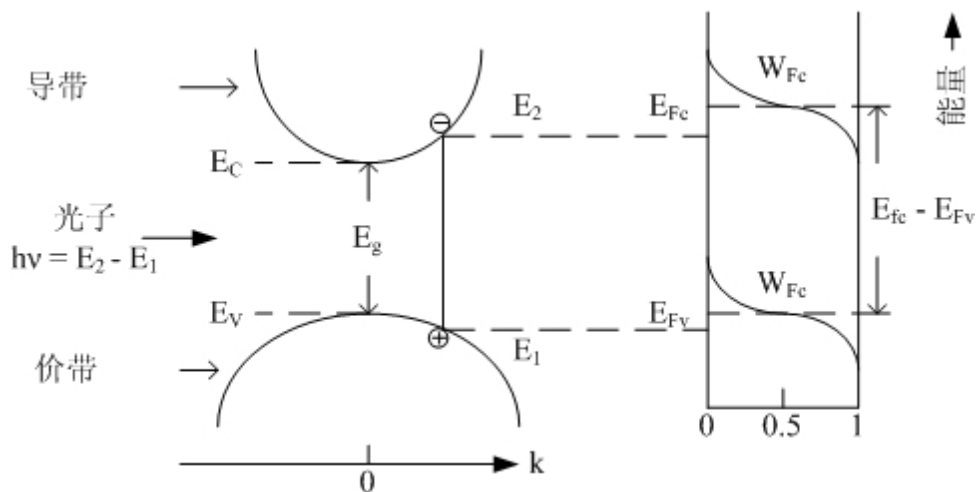


图 2-1 产生粒子束反转 ( $E_{Fc} - E_{Fv} > E_g$ ) 的体材料半导体中的能带结构以及费米狄拉克分布。k 表示电子的波矢量。

结构。其中  $k_B$  是玻尔兹曼常数， $T$  是绝对温度， $E$  是能量， $E_{Fc}$  和  $E_{Fv}$  分别表示导带和价带中的准费米能级<sup>[9]</sup>。只有当入射光子的能量  $h\nu$  大于带隙能量  $E_g$  时，导带或价带中的电子才能在入射光子的激发下产生带间跃迁，形成受激辐射或者吸收。而要使受激辐射强度超过吸收，形成激射放大，则处于高能态的粒子（导带中的电子）数必须多于低能态的粒子数，也就是满足粒子数反转条件<sup>[15]</sup>。从图 2-1 中可以很明显的看到，准费米能级  $E_{Fc}$  和  $E_{Fv}$  在能带中位置直接决定了有源区中能否形成粒子束反转，而有源区中电子和空穴的密度间接的决定了准费米能级的位置，

$$N = N_c \frac{2}{\pi} \int_{E_c}^{\infty} Z_c(E) W_c(E) dE \quad (2-2)$$

$$P = N_v \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{E_v} Z_v(E) [1 - W_v(E)] dE \quad (2-3)$$

其中， $N_{c,v}$  和  $Z_{c,v}(E)$  分别表示有效载流子密度和导带以及价带中的态密度。 $E_{c,v}$  分别表示导带和价带的边界处的能量 ( $E_g = E_c - E_v$ )。当注入载流子浓度导致的准费米能级分离超过带隙能量的时候，

$$E_{Fc} - E_{Fv} \geq h\nu = E_2 - E_1 \geq E_g \quad (2-4)$$

受激辐射将超过吸收，使入射光子获得增益。(2-4)式也被称为伯纳德-杜拉福德条件。图 2-1 所示的情况是满足此条件的，因此能够产生增益。由于费米-狄拉克函数以及被电子占有的能量状态都是连续分布的，因此光场增益将覆盖一定的波长范围，形成增益谱。图 2-2 定性地说明了在不考虑间接跃迁和附加损耗的情况下，增益谱随载流子浓度的变化<sup>[9]</sup>。我们可以看到，当载流子浓度大于透明载流子浓度  $N_0$  时，入射光子能量  $h\nu$  介于  $E_{Fc} - E_{Fv}$  和  $E_g$  之间的光子能够获得增益。我们还可以观察到，增益峰值对应的入射光子能量随着载流子的浓度增加而增加。这种由载流子浓度增加导致的增益峰值波长的蓝移现象在实际器件中是存在的<sup>[12]</sup>，需要在增益谱模型中加以考虑。在图 2-2 中，不同频率或波长的光获得的增益是不同的，随着光波长远离增益峰值波长，增益会下降。因此在目前的理论分析中，比较广泛的方法是用抛物线函数来模拟增益谱<sup>[13,14]</sup>

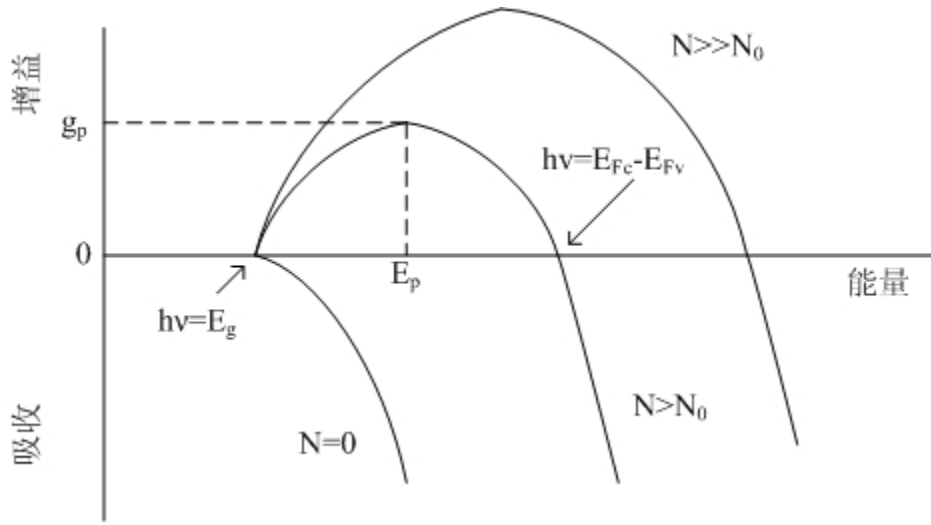


图 2-2 半导体有源区中，不同载流子浓度下的光增益谱曲线。其中  $N_0$  表示透明载流子浓度。

$$g(\omega, N_1) = g_N(N_1 - N_0) - g_\omega(\omega - \omega_p(N_1))^2 \quad (2-5)$$

$$\omega_p(N_1) = \omega_p(N_0) + \frac{d\omega_p}{dN}(N_1 - N_0) \quad (2-6)$$

其中  $g_N$  是微分增益系数， $g_\omega$  是增益谱的弯曲程度， $N_0$  为透明载流子浓度，考虑到后续章节中多节器件的分析，将有源区中载流子浓度表示为  $N_1$ ， $\omega_p(N_1)$  是载流子浓度为  $N_1$  时的增益峰值角频率， $d\omega_p/dN$  描述了增益峰值角频率随载流子浓度的变化情况，也就是上文提到的增益峰值波长的蓝移。而量子阱结构中，由于量子效应致使能带不再连续，分裂成子带，导致其增益谱呈锯齿状<sup>[15]</sup>。量子阱结构的增益谱涉及较为复杂的理论计算，本文对此不做深入讨论。后续计算以(2-5)和(2-6)两式的简化模型为主。

由于 PIN 结构中，产生增益的本征层被夹在两种掺杂的材料中间，由于外层的材料折射率小于内层的折射率，从而形成了一个折射率波导，对其中纵向传输的光场产生限制作用。但是还是有光由于泄漏到外层而无法获得增益，因此我们采用有效折射率的方法，定义有效增益<sup>[9]</sup>

$$g_{eff} = \Gamma g_a, \quad (2-7)$$

其中  $\Gamma$  是与波导结构相关的光场限制因子。 $g_a$  是由(2-5)所得到的材料增益。

## 2.2 法布里-珀罗半导体激光器

形成粒子数反转的 PN 节对入射的光场进行放大，这只是产生激光的必要条件，如果对 PN 节纵向不加以限制，那么得到的将只是载流子自发辐射所产生光子的一次性受激放大，根本无法形成高相干性的激光输出。要产生不断增强的受激辐射，必须在纵向引入反馈形成光学谐振腔，使得自发辐射产生的光子在腔内来回的受激放大，形成谐振，最终实现单频高相干性的激光输出。

最简单的反馈谐振腔是利用半导体晶体自然界里面所构成的平行平面腔。这种结构的激光器被称为法布里-珀罗激光器。其二维的纵向结构如图 2-3 所示。从图 2-3(b) 中我们可以看到，无论是前向还是后向传输的光波在谐振腔内传输过程中都得到放大，弥补在端面处，通过解里面透射输出的一部分光子( $P_1, P_2$ )。图 2-3(a) 中的传播常数  $\beta$  用来描述光波在有源区内的放大过程，通过指数方程  $\exp(\pm j\beta z)$  分别表示后向和前向光

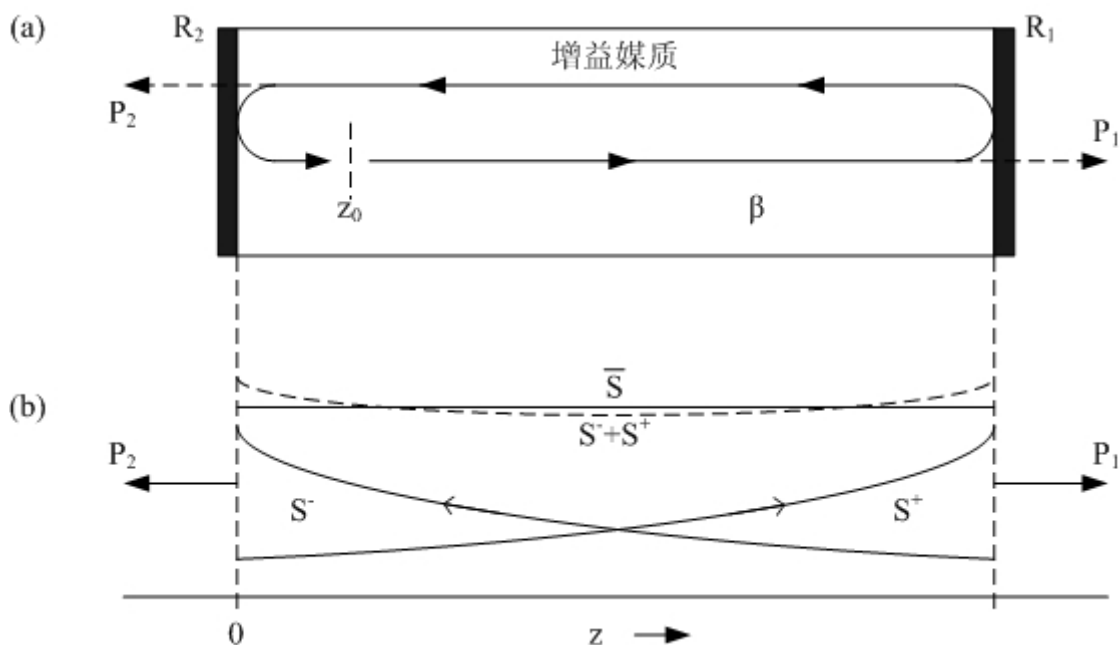


图 2-3 (a) 法布里-珀罗激光器的纵向结构图， $R_1, R_2$  为端面光功率反射率， $\beta = k_0 n_{eff} + jg_{net}/2$  为光场传播常数。(b) 前向( $S^+$ )和后向( $S^-$ )传播的光子密度分布，以及总的光子密度(虚线)和平均光子密度( $\bar{S}$ )。

波。  $\beta$  的计算公式为：

$$\beta = k_0 n_{eff} + j \frac{g_{net}}{2}, \quad (2-8)$$

其中  $n_{eff}$  是考虑了波导结构的有效折射率<sup>[17]</sup>。在谐振腔内，除了受激发射产生的增益外，还有散射和吸收作用，因此有必要引入谐振腔内部光损耗  $\alpha_i$ 。实际作用在光波上的净增益

$$g_{net} = g_{eff} - \alpha_i, \quad (2-9)$$

其中  $g_{eff}$  是由(2-7)式所决定的有效增益。因此有源区内前向和后向传播的光子密度可以通过以下两式表示，

$$S^+(z) = S^+(0) e^{g_{net} z} \quad (2-10)$$

$$S^-(z) = S^-(0) e^{-g_{net} z}, \quad (2-11)$$

其中  $S^+(0) = R_2 S^-(0)$ 。当谐振腔内的光波形成稳定的振荡时，光波场经过一个往返后，在参考平面  $z=z_0$ （见图 2-3(a)）处，其相位和振幅将保持不变。也就是复腔内往返增益为单位 1。

$$r_1 r_2 e^{-2j\beta L} = 1 \quad (2-12)$$

其中  $L$  是谐振腔的长度， $r_1$  和  $r_2$  分别表示端面的光场振幅反射率。定义

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (2-13)$$

为端面损耗。将(2-13)带入(2-12)，我们得到

$$2j\beta L + \alpha_m L = 2j\pi N \quad (2-14)$$

其中  $N$  是整数。这便是法布里-珀罗激光器产生激光输出的阈值条件。将(2-8)带入(2-14)我们可以分别得到振幅和相位的阈值条件

$$g_c = g_{net} - \alpha_m = 0 \quad (2-15)$$

$$2n_{eff}(\lambda_N)L = \lambda_N N \quad (2-16)$$

其中  $g_c$  是腔往返增益。

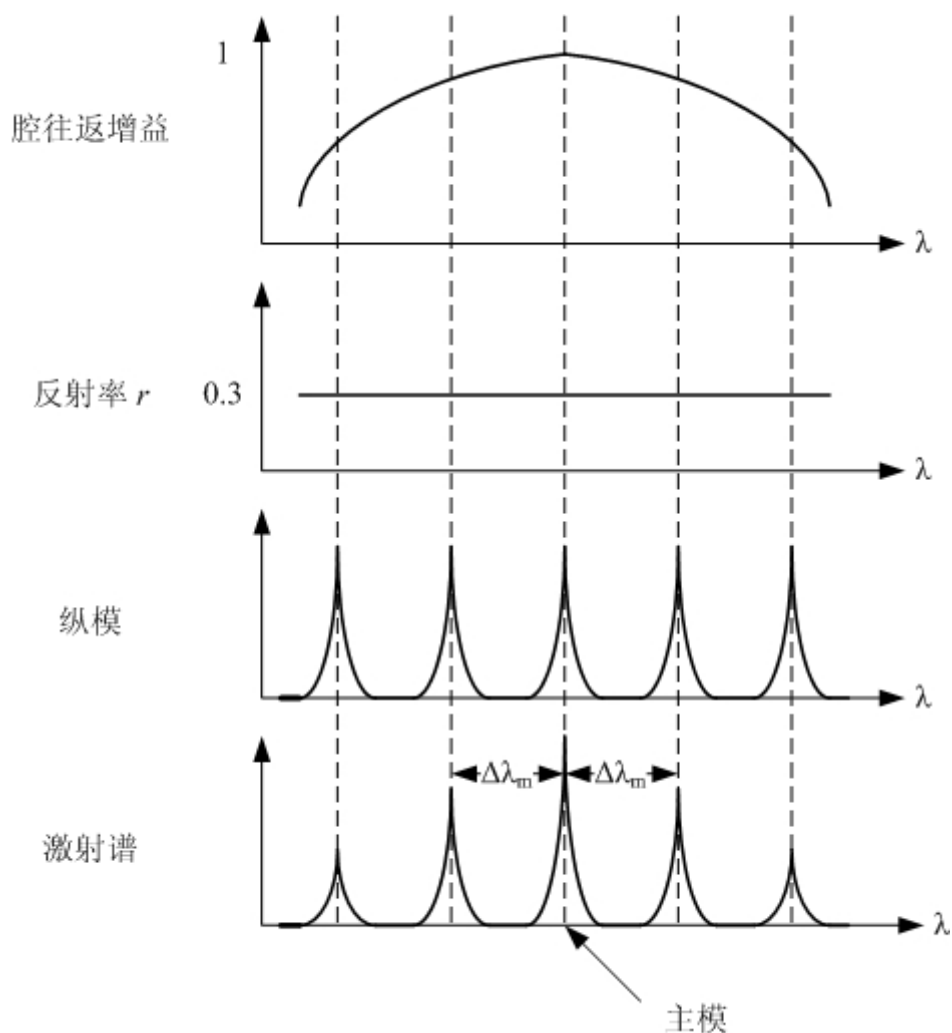


图 2-4 法布里-珀罗激光器中的纵模激射过程。

由于(2-16),(2-14)中整数  $N$  的存在,使得一系列的波长  $\lambda_N$  都能满足阈值条件。这些满足(2-16)的波长被称为激光器的纵模,由于纵模波长由腔长以及腔内折射率决定,有时也被称作腔模。但是并不是所有的纵模最后都能形成激射,只有同时满足振幅和相位阈值条件的模式才能在出现在出射的光谱中,而其它的纵模将被抑制,如图 2-4 所示。只有在增益峰值附近的纵模才能够形成激射,而远离增益峰值的纵模将得不到足够的增益而被抑制。我们看到模式  $\lambda_N$  附近的纵模是等间距分布的,由(2-16)计算得到梳状纵模谱的间隔为<sup>[9]</sup>

$$\Delta\lambda_m = \lambda_N - \lambda_{N+1} \simeq \frac{\lambda_N^2}{2n_{g,eff}L} \quad (2-17)$$

其中

$$n_{g,eff} = \left. \frac{d(k_0 n_{eff})}{dk_0} \right|_{\lambda_N} = n_{eff}(\lambda_N) - \lambda_N \left. \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \right|_{\lambda_N} \quad (2-18)$$

是考虑半导体材料色散效应而引入的有效群折射率。通常，对于一个 400m 长的有源材料，有效群折射率一般为 4，其纵模间隔一般为 0.3-1 nm。我们看到由于端面的反射对波长没有选择性，导致在激射时有多个纵模存在，使得输出光谱范围很宽。如果用在长距离光纤通信中，将产生很大的色散，如果用在 DWDM 系统中，还会引入信道间的串扰。因此，单纵模激射的半导体激光器才能满足现代光通信系统的要求。

### 2.3 速率方程

通过以上分析我们知道，注入载流子给腔内往返传输的光场提供了增益，并通过反馈最终将电能以谐振激射的方式转换成光能输出。本节我们将对激光谐振腔内载流子和光子之间的转换进行分析。

我们知道，光是一种电磁波，因此当光波在谐振腔内传输的时候，仍然满足麦克斯韦方程。通过求解谐振腔中的麦克斯韦方程，可以得到一组与腔内光子数和载流子浓度相关的方程组。这组用于描述光子数和载流子相互转换关系的方程，称为速率方程<sup>[18]</sup>。对于普通激光器而言，需要考虑多纵模谐振的情况。在此，我们跳过多模速率方程复杂的推导过程，直接给出其结果<sup>[14]</sup>。

$$\frac{dP_N(t)}{dt} = v_g \left( \frac{g(\lambda_N, N_1)}{\left(1 + \frac{\varepsilon P(t)}{V_1}\right)} - \alpha_{tN} \right) \times P_N(t) + R_{sp}(\lambda_N, N_1) \quad (2-19)$$

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = \frac{I_1}{eV_1} - R_1(N_1(t)) - \sum_N v_g \frac{g(\lambda_N, N_1)}{\left(1 + \frac{\varepsilon P(t)}{V_1}\right)} \times \frac{P_N(t)}{V_1} \quad (2-20)$$

其中下标  $N$  表示不同纵模的阶数， $P(t) = \sum_N P_M(t)$  表示总的光子数。 $N_1$ ,  $I_1$ ,  $V_1$  分别表示

有源区的载流子浓度，电流和体积。将(2-9)式展开，我们得到

$$\Gamma g_a - \alpha_i - \alpha_m = 0 \quad (2-21)$$

定义

$$\alpha_t = \alpha_m + \alpha_i \quad (2-22)$$

为谐振腔的总损耗。(2-19)中  $\alpha_{tN}$  表示不同纵模的腔内总损耗。 $v_g=c/n_g$  是群速度。 $\epsilon$  是增益压缩因子，用来描述由于增益烧孔效应导致的增益饱和<sup>[19]</sup>。(2-19)式中，右边第一项描述的是受激辐射复合所产生的净光子数。第二项是自发辐射复合产生的光子数，其中  $R_{sp}(\lambda_N, N_1)=n_{sp}v_g g(\lambda_N, N_1)$ ， $n_{sp}$  是自发辐射因子。(2-20)中等式右边第一项表示在外加电流作用下，单位时间注入的载流子浓度。(2-20)中第二项

$$R_1(N_1(t)) = AN_1 + BN_1^3 + CN_1^3 \quad (2-23)$$

表示的载流子自发复合速率。其中  $A$  是线性非辐射复合速率， $B$  是辐射复合系数， $C$  是俄歇复合系数。(2-20)等式右边的最后一项表示的是受激辐射所消耗的载流子浓度。

在稳定状态下，(2-19)和(2-20)中的左边均等于 0。为了简单起见我们先只考虑主模  $\lambda_0$  并忽略增益饱和效应。由(2-19)我们得到，由于自发辐射产生的光强和受激辐射相比很小，往往可以忽略不计，因此

$$g(\lambda_0, N_{th}) \cong \alpha_{t0} \quad (2-24)$$

当给定了波长和电流以后，主模总损耗  $\alpha_{t0}$  是固定不变的，因此，载流子浓度  $N_1$  将保持一个固定值，称为阈值载流子浓度  $N_{th}$ 。随着输入电流的继续增加，多余的载流子将

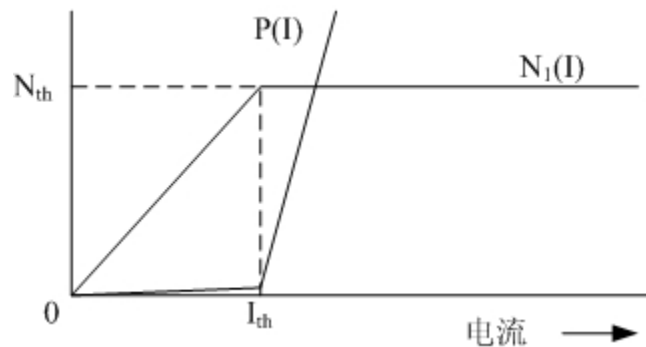


图 2-5 载流子浓度  $N_1$  和光子数  $P$  随电流的变化曲线。



转换为光功率输出，而有源区的载流子浓度始终维持在阈值。图 2-5 定性的说明了载流子浓度和光子数之间的关系。这个对载流子的限制作用被称为增益钳制效应。从上图我们还可以看出，当注入电流在阈值附近时，输出的光子数近似为零。因此由(2-20)可以得到阈值电流

$$I_{th} = eV_1 R_1(N_{th}) \quad (2-25)$$

将(2-25)带入(2-20)我们可以得到有源区中的光子数

$$P_0 = \frac{I_1 - I_{th}}{ev_g g(\lambda_0, N_{th})} \quad (2-26)$$

其中下标 0 表示主模。因此我们得到输出光功率

$$P_0^{out} = \frac{1}{2} h\nu v_g \alpha_{m0} P_0 \quad (2-27)$$

其中  $\alpha_{m0}$  是主模的端面损耗。1/2 是考虑了两端面反射率相等的情况。

## 2.4 本章小结

本章首先介绍了半导体中增益产生的物理过程，以及如何通过引入反馈形成半导体激光器。其次，以法布里-珀罗结构的激光器为例，导出了其阈值条件和纵模模谱特性。最后，介绍了描述半导体中载流子光子相互转换的速率方程。通过对速率方程的静态解的讨论，推导出半导体激光器阈值电流、输出光功率的计算表达式。

### 3 DBR 型可调谐半导体激光器的理论模型

可调谐半导体激光器是由普通半导体激光器发展和演变而来的。与普通半导体激光器一样，可调谐半导体激光器也需要由提供增益的增益区和提供反馈的谐振腔组成。所不同的是，可调谐半导体激光器不是采用解里面提供均匀的反馈，而是采用可调谐的，对波长具有选择性的反射器作为反馈，比如布拉格光栅发射器（DBR）。因此法布里-珀罗激光器的理论模型在分析 DBR 型可调谐半导体激光器的时，会遇到一定的困难。本章首先对几种半导体激光器理论模型方法进行分析和比较，然后重点讨论基于传输矩阵的理论方法。

#### 3.1 半导体激光器理论模型的比较

在可调谐半导体激光器诞生以前，各种半导体激光器的理论模型就已经建立。上世纪七十年代，基于标量波方程的耦合模理论（Coupled Mode Theory）被用于研究分布式布拉格反馈（DFB）激光器，其基本思路是将激光器中的光场等效成两个反向传输光波，并且考虑传输过程中前向和后向传输的光波之间的相互耦合<sup>[20]</sup>。随后，研究人员提出一种采用等效端面反射的传输线方法（Transmission Line），并被实际用于法布里-珀罗和 DFB 激光器的模拟<sup>[21]</sup>。这种方法类似于上一章中所提到的腔内往返增益的概念，通过选取腔内一个参考面，由该参考面两端的反射率乘积为单位一这个判据得到激射条件。所不同的是，这两个反射率是考虑了腔内增益和损耗以及波长选择性的复反射率。这两种方法都是通过将离散的光栅结构等效成为连续的余弦函数从而得到包括阈值条件和激射波长的解析解。采用这种近似等效，传输线方法还被用于三节 DBR 型可调谐半导体激光器的研究，模拟结果包括了波长，输出光功率和阈值电流的调谐曲线<sup>[13]</sup>。这样的近似，在光栅刻蚀深度不够的情况下，能够较为准确的反应出光栅的特性，但是，随着材料生长技术和刻蚀技术的不断提高，光栅的形状已经能够被精确的控制<sup>[22]</sup>。与此同时，光栅的结构也由简单的布拉格光栅向复杂的采样光栅演变。在这些情况下，余弦函数弱耦合近似的方法很难适用<sup>[23]</sup>。

为了解决这个问题，研究人员提出了一些新的分析方法。一种是通过复杂光栅

结构进行傅立叶变换，进而得到频域响应。采用这种方法可以很好的分析 SGDBR 的反射谱特性<sup>[24]</sup>。基于耦合模理论也有一种新方法，即通过将复杂的光栅结构分解，对每一个简单结构采用耦合模求解，并且采用  $2 \times 2$  的矩阵来表示，然后通过矩阵的乘法得到整个复杂光栅结构的解<sup>[9]</sup>。另一种基于耦合模理论的方法是将激光器在时间和空间上分节，在每一节内，通过采用时域耦合模理论和载流子速率方程，可以得到调谐激光器静态和瞬态特性。这种方法分别被用于研究三节和四节 SGDBR 激光器，并且得到了很好的模拟结果<sup>[12,25]</sup>。但是，这种方法在得到静态特性之前，首先需要对激光器开启 (Turn On) 的瞬态过程进行快速傅立叶变换 (FFT)，通过激射谱得到激射波长以及功率。为了提高分辨率，必须采用很多次迭代计算以及增加的 FFT 长度，这会使得模拟时间很长。

传输矩阵方法 (Transfer Matrix Method) 与以上耦合模理论和传输线方法不同，采用基本单元矩阵的思路，深入到光栅的周期结构之中。通过将任意结构的光栅分解成折射率跳变和均匀折射率波导这两种简单的单元，很容易得到包含了整个激光器参数特性的传输矩阵，再通过对矩阵元素的分析，就可以得到相应的调谐特性。相对于前面所介绍的方法，这种数值解的方法较为简单、直观，而且很容易采用计算机编程进行求解。由于没有弱耦合近似的假定限制，可以更为准确地表征光栅结构。此外，传输矩阵方法还可以通过其自身的变换<sup>[11]</sup>以及和多模速率方程相结合，对器件的动态特性进行研究<sup>[26]</sup>。因此，综合以上分析，本文采用传输矩阵方法对 DBR 型可调谐半导体激光器进行分析研究。

### 3.2 传输矩阵方法<sup>[23]</sup>

传输矩阵在微波理论中已经被广泛采用，借用这种方法可以很好地解决半导体激光器中复杂光栅结构分析的困难。传输矩阵的基本方法也是将激光器分节，在每一节中，结构和材料参数被假设成均匀的，我们可以看到，节数的多少很大程度上决定了模拟的精度。每一节，通过一个  $2 \times 2$  的复传输矩阵来描述前向和后向传输的光场之间的关系，并通过有效折射率的方法<sup>[17]</sup>，将激光器结构简化为一维模型进行分析。以上过程与耦合模理论很类似，所不同的是，传输矩阵方法是以光栅的周期结构中的折射

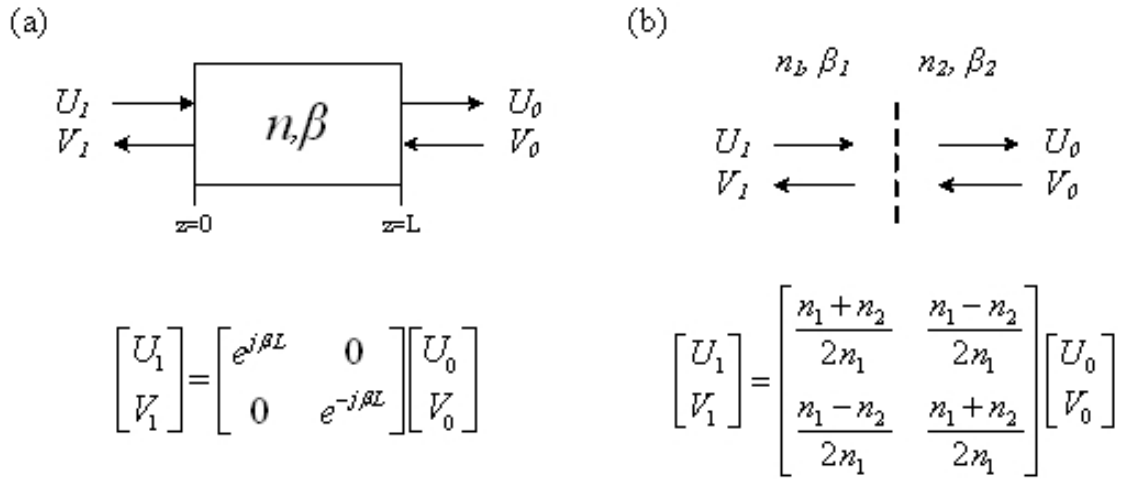


图 3-1 单元结构及其对应的传输矩阵。(a)均匀折射率波导。(b)折射率突变结构。其中  $n$  表示有效折射率， $\beta$  为对应的复传播常数。U,V 分别表示前向和后向传输的光场。

率突变和均匀折射率波导为基本单元进行分解的，如图 3-1 所示。有了这两种单元结构，任意复杂的光栅结构都可以通过这两个单元结构的组合来实现。我们将这两种单元结构所对应的传输矩阵称为单元矩阵。对于多节可调谐半导体激光器的有源区和无源区，只要改变复传播常数  $\beta$  即可（公式（2-8））。

下面我们以图 3-2 中的所示的四节 SGDBR 激光器结构为例，介绍如何运用单元矩阵计算整个激光器的总传输矩阵。有源区和相位区都可以将他们看成均匀的折射率波导，只需对传播常数的中的净增益进行调整即可。我们着重分析图 3-2 所示的 SGDBR 的前光栅结构，后光栅的计算方法完全类似。前光栅包含 10 个采样周期，每一个采样周期结构都由一段均匀折射率波导和一段布拉格光栅结构组成。其中光栅部分包含有 25 个周期，其中每一个周期由两段均匀折射率波导和两个折射率突变结构组成，如图 3-2 底层所示。经过这样的分解之后，整个复杂的采样光栅结构最终化简为两种单元及结构的组合，而总的传输矩阵很容易通过这些单元矩阵的相乘计算得出，如图 3-2 所示。

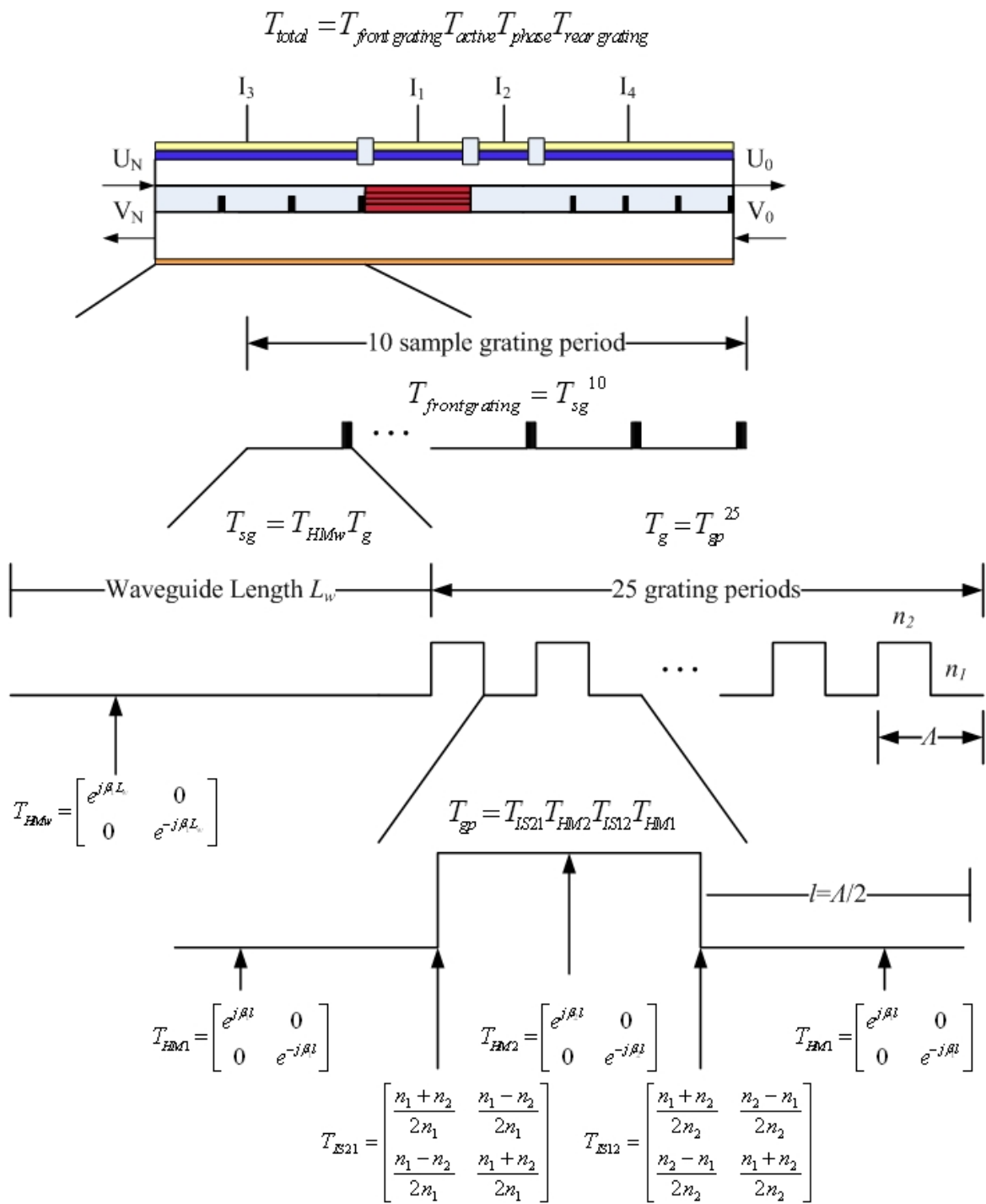


图 3-2 四节 SGDBR 传输矩阵方法示意图。

在得到了总的传输矩阵以后将其展开得到

$$\begin{bmatrix} U_N \\ V_N \end{bmatrix} = T_{total} \begin{bmatrix} U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{total}^{11} & T_{total}^{12} \\ T_{total}^{21} & T_{total}^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_0 \\ V_0 \end{bmatrix}。 \quad (3-1)$$

当激光器工作在阈值电流的情况下， $U_N=V_N=0$ ， $U_0 \neq 0$ ，所以我们得到激光器的阈值条件也称激射条件<sup>[11,23,27]</sup>

$$T_{total}^{11}(\lambda, N_{th}) = 0, \quad (3-2)$$

其中  $\lambda$  是激射波长， $N_{th}$  是阈值载流子浓度。而对于无源节结构，其反射率同样可以通过传输矩阵求得，比如前光栅的反射率

$$r = \frac{T_{frontgrating}^{21}(\lambda, N_{gff})}{T_{frontgrating}^{11}(\lambda, N_{gff})}。 \quad (3-3)$$

相应的反射谱以及激射波长的计算结果将在第四章中给出。

### 3.3 电流导致折射率变化的机理<sup>[9]</sup>

改变可调谐半导体激光器的折射率的方法有三种，分别是通过注入电流（自由载流子等离子体效应）；外加电场（量子限制 Stark 效应）；以及温度的改变。对于 DBR 型可调谐半导体激光器的无源调谐部分，折射率的改变主要是来自于自由载流子等离子体效应(Free-Carrier Plasma Effect)。这种物理过程能够达到很大的调谐范围(10nm 左右)。通过注入半导体中的电子—空穴等离子体使折射率发生改变。自由载流子的极化作用产生了等离子体，同时，吸收峰的移动同样也会改变折射率。对于半导体中的无源节，禁带宽度大于入射光子能量，在这种情况下，对于没有掺杂的半导体材料注入载流子浓度  $N=P$ ，产生的折射率改变：

$$\Delta n' = - \underbrace{\frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 n \epsilon_0} \left( \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right)}_{\beta_{pl}} N = \beta_{pl} N \quad (3-4)$$

其中  $m_e$  和  $m_h$  分别表示注入电子和空穴的有效质量。我们看到系数  $\beta_{pl}$  是一个负数，表明在极化载流子的作用下，半导体的折射率将变小。在折射率改变的同时，光场的损耗同样会改变

$$\alpha_{pl} = -2k_0 \Delta n'' = \underbrace{\frac{e^3 \lambda^3}{4\pi^2 c^3 n \epsilon_0} \left( \frac{1}{m_e^2 \mu_e} + \frac{1}{m_h^2 \mu_h} \right)}_{k_{pl}} N = k_{pl} N \quad (3-5)$$

其中  $\mu_e$  和  $\mu_h$  分别表示电子和空穴的迁移率。随着注入载流子的增加，损耗会相应的增加。

通过以上分析我们看到，对于有源区，增益和载流子浓度的关系由(2-5)和(2-6)式决定，而对于无源区，折射率和损耗同样与载流子浓度相关联。因此在目前的模型中，传输矩阵中的元素唯一决定于波长和不同区域的载流子浓度，如(3-2)和(3-3)式所示。

### 3.4 基于传输矩阵的模拟方法

考虑光波导结构和有效折射率，对于无源区，由(3-4)和(3-5)我们看到折射率和损耗的变化与载流子浓度之间满足线性的关系<sup>[9,13,14,26,28]</sup>

$$\Delta n(N) = \Gamma \frac{dn}{dN} N \quad (3-6)$$

$$\Delta \alpha(N) = \Gamma \frac{d\alpha}{dN} N. \quad (3-7)$$

其中  $dn/dN$ ,  $d\alpha/dN$  是描述自由载流子等离子体效应和吸收的材料系数。对于无源区，(2-20)中等式右边第三项自发辐射所消耗的载流子浓度为 0，因此得到

$$I_i = eV_i R(N_i) \quad i=2, 3, 4, \quad (3-8)$$

其中下标 2,3,4 分别表示相位区，前光栅和后光栅区域。因此在给定无源区的调谐电流后，无源区内的折射率和损耗将确定。而通过选择不同的调谐电流改变折射率，便可以实现对激射波长的选择，具体的调谐过程将在下一章中详细讨论。

而对于有源区，则增益通过(2-5)和(2-6)式与载流子浓度相联系。通过第二章的分析我们知道当激光器工作在阈值以上的时候，有源区的载流子浓度被钳制在阈值载流子浓度，因此如何通过(3-2)找到这个阈值载流子浓度便成为传输矩阵方法的关键。由于总的传输矩阵是个复数，因此在判断(3-2)是否为零时，包含振幅和相位条件。如果我们将  $T_{total}^{11}(\lambda, N_1)$  画在复平面内，将得到一个绕原点旋转的曲线。图 3-3 为法布里-珀罗激光器的复传输矩阵元素  $T_{total}^{11}(\lambda, N_1)$  在复平面内旋转的情况。考虑到波长范围很小，因

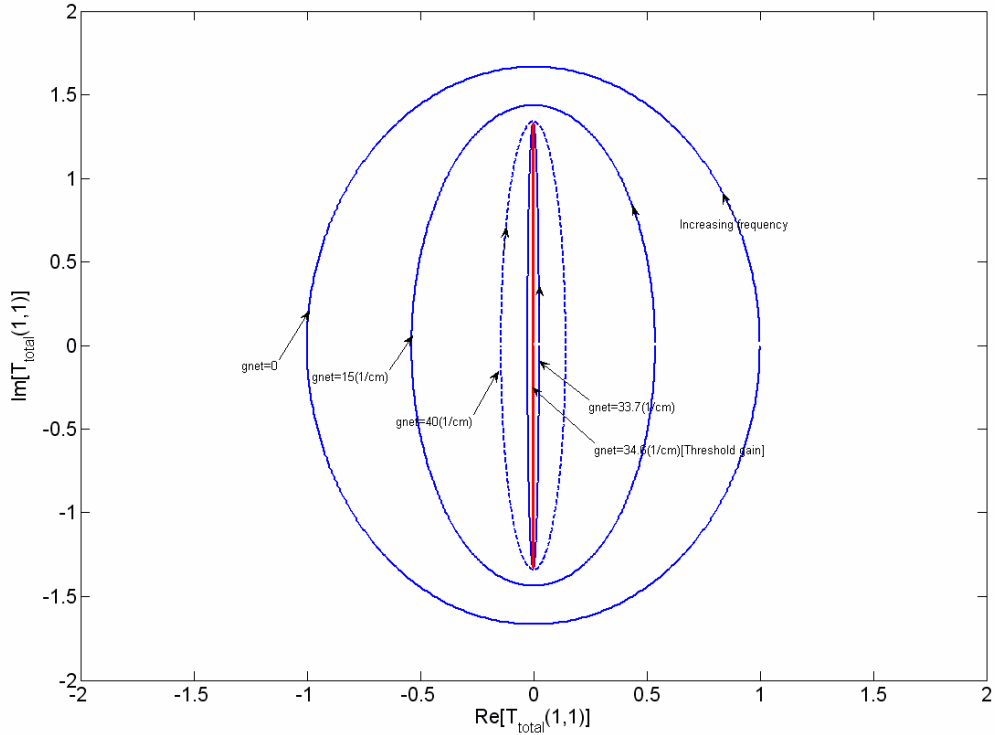


图 3-3 法布里-珀罗激光器的矩阵元素轨迹示意图，图中箭头方向表示  $T_{total}^{11}(\lambda, N_1)$  随频率增加的旋转方向。参数值： $n_{eff}=3$ ， $L=200 \mu m$ ，初始频率  $f_0=200\text{THz}$ ，频率间隔  $0.5\text{THz}$ 。

此不考虑增益随波长的变化情况。我们可以看到当载流子浓度小于阈值载流子浓度的时候， $T_{total}^{11}(\lambda, N_1)$  绕原点做逆时针旋转，如图中实线所示，随着载流子浓度（增益）的增加，曲线上的某个特定波长将逐步靠近原点，并且在阈值载流子浓度的情况下通过原点，这个波长便是激射波长，对应的增益便是阈值增益(34.6/cm)。如果继续增加载流子浓度，当增益超过阈值增益以后，曲线将开始顺时针旋转，如图中虚线所示。

在得到了阈值载流子浓度和激射波长后，通过(2-25)-(2-27)我们便可以计算得到相应的阈值电流，出射光功率。通过对不同的调谐电流重复采用以上逐步增加载流子浓度的搜索方式进行分析便可以得到可调些半导体激光器的调谐曲线。



### 3.5 本章小结

本章首先综述了目前几种比较常用的半导体激光器的理论模型。通过对比认为传输矩阵方法更适合现代的可调谐半导体激光器的工艺和结构，而且，这种模拟方法更加简单容易理解，很容易实现计算机辅助设计(CAD)。随后，深入介绍了传输矩阵方法。重点是如何通过单元结构的组合得到器件的总的传输矩阵，以及如何通过总传输矩阵中的元素分析静态调谐特性。

## 4 DBR 型可调些半导体激光器的静态调谐特性

从第一章的讨论中我们知道，现代光通信系统中需要可调谐的单纵模半导体激光器。对可调谐半导体激光器而言，首先要保证产生单纵模，其次需要采用特殊办法进行波长调谐。本章我们将具体分析 DBR 型可调谐半导体激光器是如何实现单纵模激射和波长调谐的，同时利用传输矩阵方法对两种器件静态调谐特性进行模拟和分析。讨论、模拟和分析将从简单的三节 DBR 激光器开始，然后延伸到四节 SGDBR 激光器。

### 4.1 三节 DBR 激光器

图 4-1 是三节 DBR 激光器的结构示意图，它由有源节、相位节和光栅节组成。有源节的作用就是提供增益，保证激光器的光功率输出，有关内容我们已经在第二章中介绍过了。相位节（Phase）和布拉格光栅节（Bragg）是用来实现单纵模调谐的。本节我们首先介绍这两部分的结构特性以及工作原理。

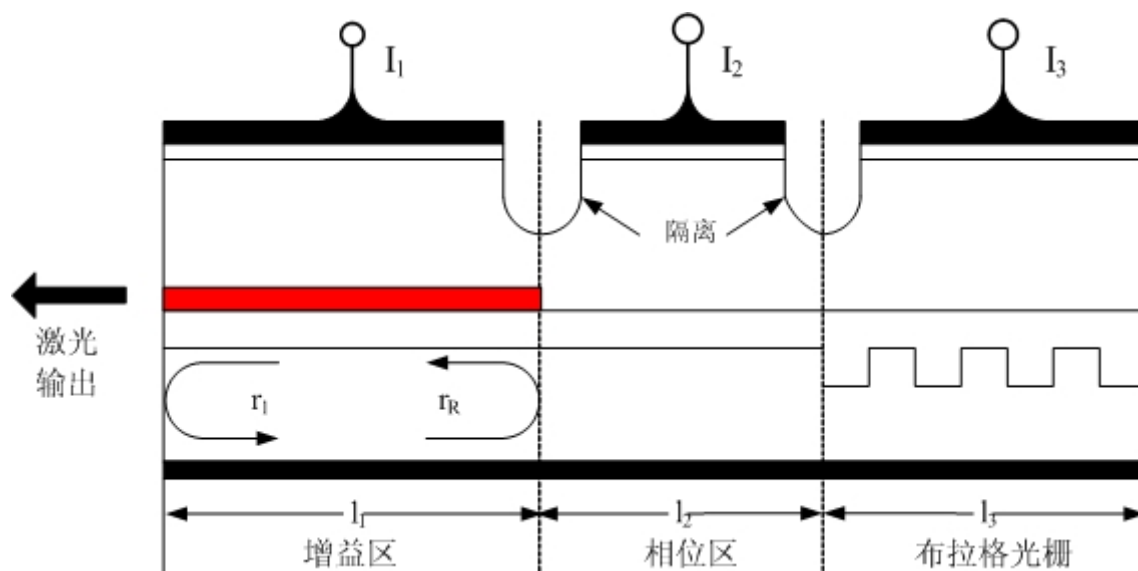


图 4-1 三节 DBR 激光器结构示意图。

### 4.1.1 布拉格光栅节

上世纪二十年代，布拉格最早发现了周期性结构能够对波长进行选择性的反射，因此这种周期性结构被命名为布拉格光栅<sup>[29]</sup>。当半导体激光器需要实现单纵模激射时，人们很容易的想到把布拉格光栅集成到波导结构中（如图 4-2），利用其选频特性，使得激光器的损耗不再如图 2-4 所示对每一个波长都是均匀的，而是对波长具有选择性。

布拉格光栅的工作原理与衍射光栅<sup>[30]</sup>相同，我们采用惠更斯波阵面法，考虑入射到不同光栅周期中的两束光之间的光程差为  $2\pi$  的整数倍这个条件，我们得到

$$\frac{\Lambda \sin \theta_i}{\lambda_{m1}} + \frac{\Lambda \sin \theta_d}{\lambda_{m2}} = M, \quad (4-1)$$

其中  $M$  是光栅的衍射级数。 $\lambda_{m1}$ ,  $\lambda_{m2}$  是光波在不同材料中的波长。由于波导层之间的折射率相差不大，我们考虑  $\lambda_{m1} \sim \lambda_{m2}$ 。当光栅作为激光器的谐振腔反馈时，如图 4-1 所示，要求  $\theta_i \sim \theta_d \sim \pi/2$ 。将以上近似条件带入(4-1)我可以看到，当给定了光栅周期以后，只有满足

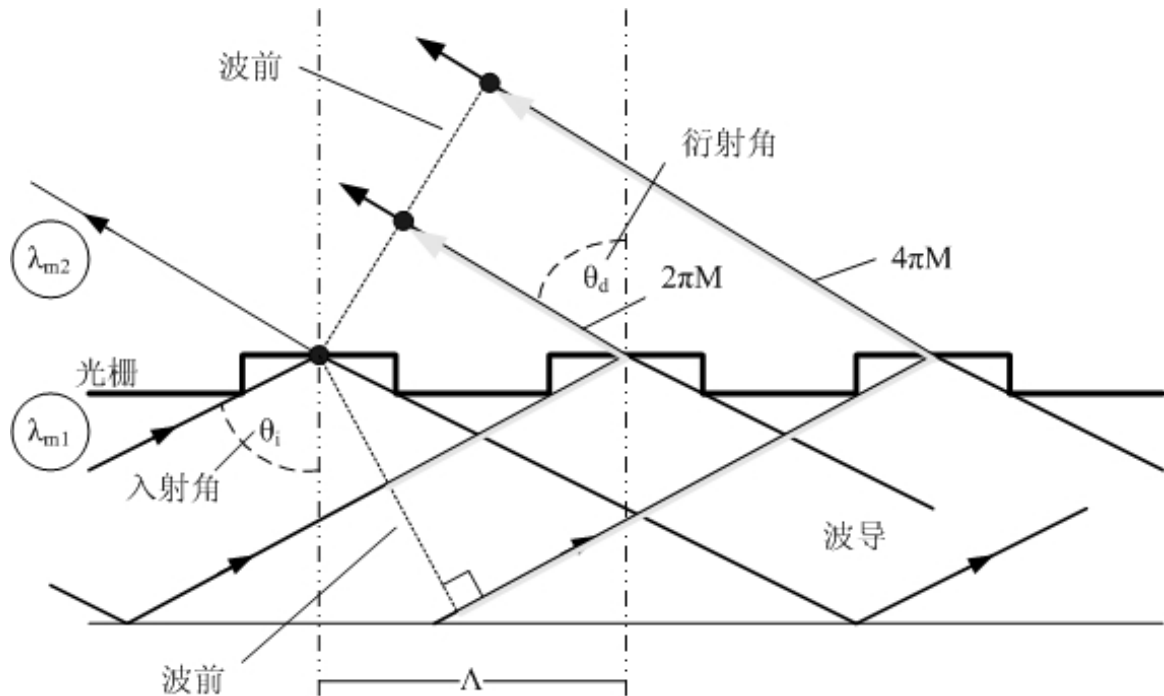


图 4-2 激光器波导结构中的衍射光栅。

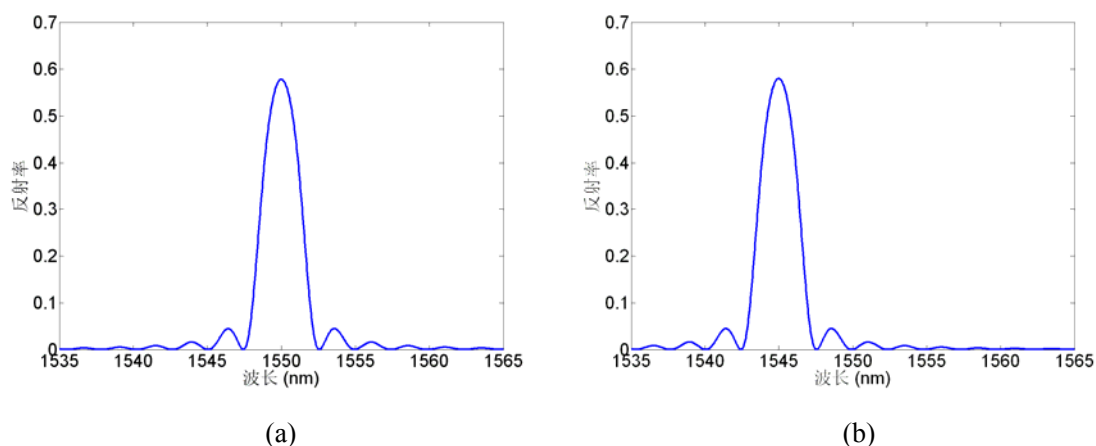


图 4-3 布拉格光栅的反射谱。(a)  $n_{eff}=3.4$  (b)  $n_{eff}=3.39$ 。其中光栅周期  $\Lambda=1550e-9/(2 \times 3.4)$ 。

$$M(\lambda_b / n_{eff}) = 2\Lambda \quad (4-2)$$

的波长才能产生反馈，形成激射，这个波长被称为布拉格波长，(4-2)式被称为布拉格条件。通常情况下我们只考虑  $M=1$  的情况。当半导体激光器集成了布拉格光栅以后，只有满足了布拉格条件的波长才能得到反馈，形成激射。

图 4-3 是用 TMM 计算得到的均匀布拉格光栅的反射谱。光栅周期按布拉格波长为 1550nm，有效折射率为 3.4 设计。从图(a)中我们可以看出，在布拉格波长处出现反射最高峰，这与前面的理论分析很好的吻合。有了布拉格波长的选频特性，图 2-4 中所示的多纵模激射情况将被改善，只有最接近布拉格波长的纵模才能获得最大的反馈形成激射。如图 4-4 所示。从(4-2)中我们还可以看到，当光栅周期给定以后，布拉格波长只和有效折射率有关。而从上一章中分析我知道，改变无源节电流可以改变载流子浓度进而改变折射率。(3-4)到(3-7)给出了它们之间相互关系，随着注入电流的增加，折射率减小，因此由(4-2)我们知道，布拉格波长将向短波长方向移动。图 4-3(b)给出了在固定光栅周期的情况下，有效折射率由 3.4 减小到 3.39 时的 DBR 反射谱，我们很清楚的看到布拉格波长由 1550nm 减小到 1545nm。由于 DBR 反射谱移动，处在 1550nm 处的纵模将不再被选择，而新的 1545nm 处的纵模将获得最大的反馈从而形成激射，如图 4-4(b)所示。

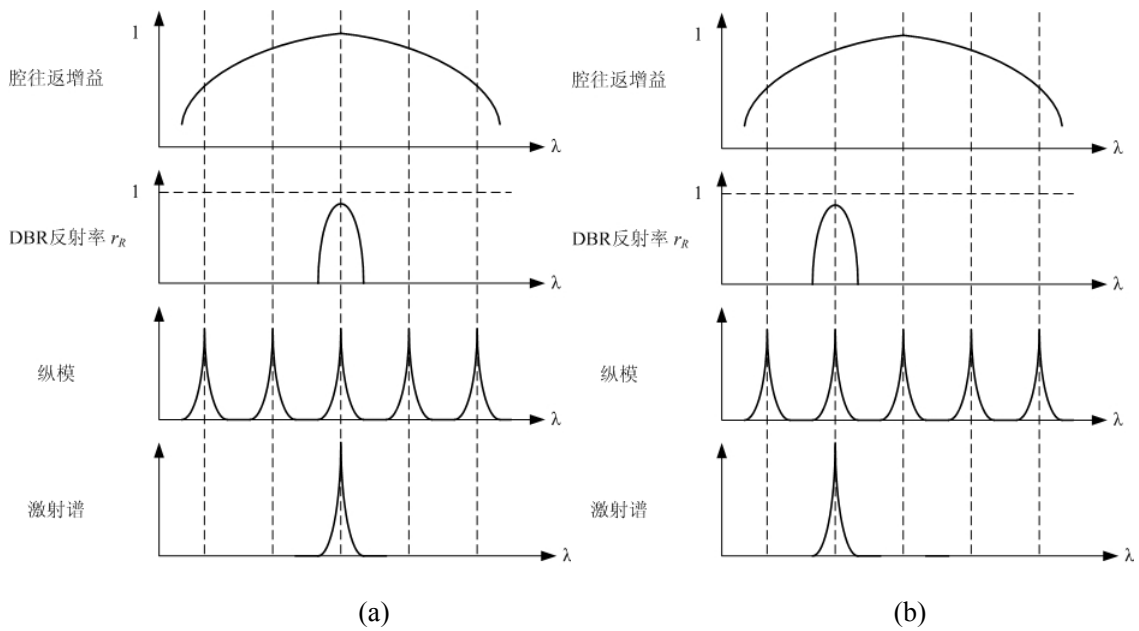


图 4-4 三节 DBR 激光器随 DBR 节电流增加的调谐过程。

图 4-5 是采用 TMM 方法对三节 DBR 激光器模拟的结果。图 4-5(a)、(b)分别是阈值电流和输出光功率随 DBR 电流变化的特性曲线。图 4-5(c)给出了三节 DBR 激光器随 DBR 节电流变化(0-100mA)的波长调谐曲线。从图中我们可以看到，调谐曲线成阶梯状，每一级台阶就表示一个纵模，因此当只改变 DBR 节电流进行调谐的时候，获得的是不连续调谐。从图 4-5(a,b)中我可以看到在每一个纵模激励过程中，在模式边界即模式跳变处，对应的阈值电流较高，输出功率较低。这是因为，当发生模式跳时，两个纵模位于 DBR 发射谱包络中布拉格波长两端对称的位置，因此两个模式都只能获得相对较小的反馈，所以相应的损耗会较大，需要的阈值电流较高。

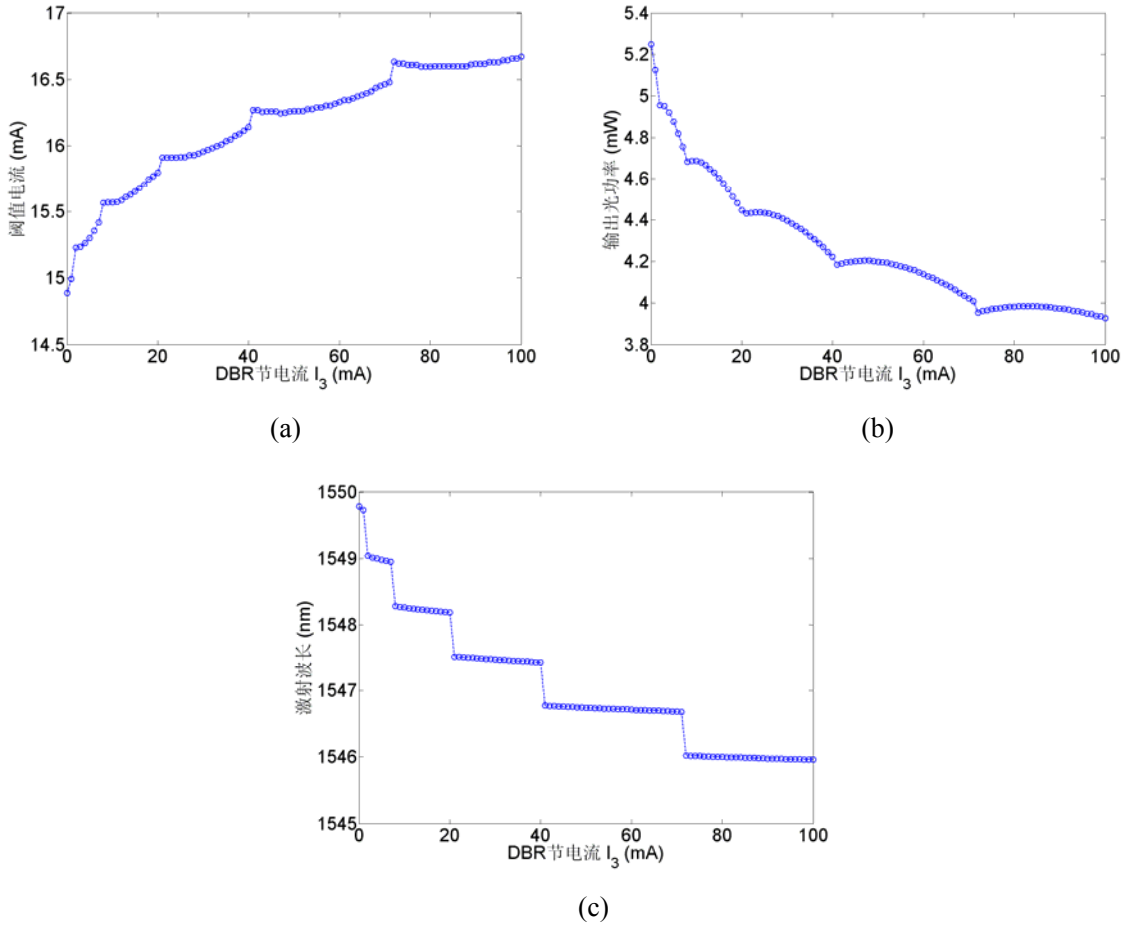


图 4-5 三节 DBR 激光器激光波长随 DBR 节电流  $I_3$  的调谐曲线。相位节电流  $I_2=86\text{mA}$ 。(a) 阈值电流, (b) 输出光功率, (c) 激光波长

#### 4.1.2 相位节

为了克服 DBR 无法实现连续可调的问题, 因此在 DBR 激光器中加入了相位节。从图 4-4 中我们可以看到, 要想实现连续调谐, 纵模谱必须移动, 相位节的功能就是实现纵模谱移动。我们重新考虑(2-16)式, 对于三节 DBR 激光器, 在有源区的两端我们仍然可以看成是一个谐振腔, 如图 4-1 所示, 所不同的是, 除了出射端面外, 光场还要分别进入相位节和布拉格光栅节。因此(2-16)中的光程将不再是  $n_{eff}l_1$ 。由于光程是和折射率紧密相关的, 因此, 相位节的作用就是引入一个电流控制的附加光程  $n_{eff}(N_2)l_2$ 。

而对于 DBR 节的光程比较难计算，我们采用等效渗透深度(Penetration Depth)的概念<sup>[24]</sup>，可以得到三节 DBR 的相位阈值条件

$$2(n_{eff}(N_{th})l_1 + n_{eff}(N_2)l_2 + n_{eff}(N_3)l_p) = m\lambda, \quad (4-3)$$

其中  $l_p$  是渗透深度,  $N_2, N_3$  分别表示相位节和 DBR 节中随注入电流改变的载流子浓度。当增加相位节的电流时，由(3-8)知道  $N_2$  会随之增加，总的光程因此而减小，使得纵模谱往短波长方向移动。这个过程同样会出现在 DBR 节电流调谐的时候，这也是为什么图 4-5 中波长调谐曲线中，每一级台阶向短波长方向倾斜的原因。

综合 DBR 节波长选择反馈效应后，相位节的电流调谐过程如图 4-6 所示。在相位节电流的作用下，纵模谱向短波长方向移动，但是这个移动不能无限制的一直进行下去的，由于 DBR 反射谱有一定的范围，当一个纵模（如图 4-6(a)中的纵模 i）移出 DBR 反射谱包络以后，另一个新的纵模谱（如图 4-6(b)中的纵模 ii）进入，激光波长此时会向长波长方向跳动一个纵模间隔。图 4-7 给出了三节 DBR 激光器在相位节电流作用下的调谐曲线，此时，DBR 节电流  $I_3=0$ 。从图 4-7(c)中我们很清楚的看到这个纵模跳变的过程。我们进一步比较 4-5(c)和 4-7(c)后可以发现，两种调谐方式下产生纵模跳变间隔均为 0.6nm。因此模拟结果与理论分析相吻合。

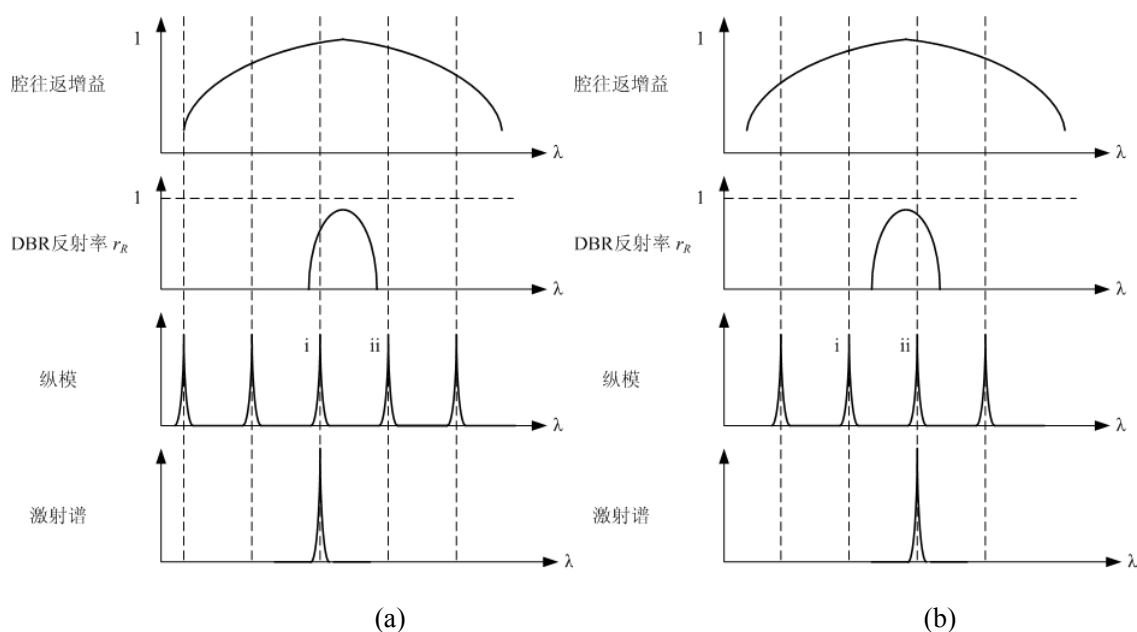


图 4-6 三节 DBR 激光器随相位控制节电流增加的调谐过程。

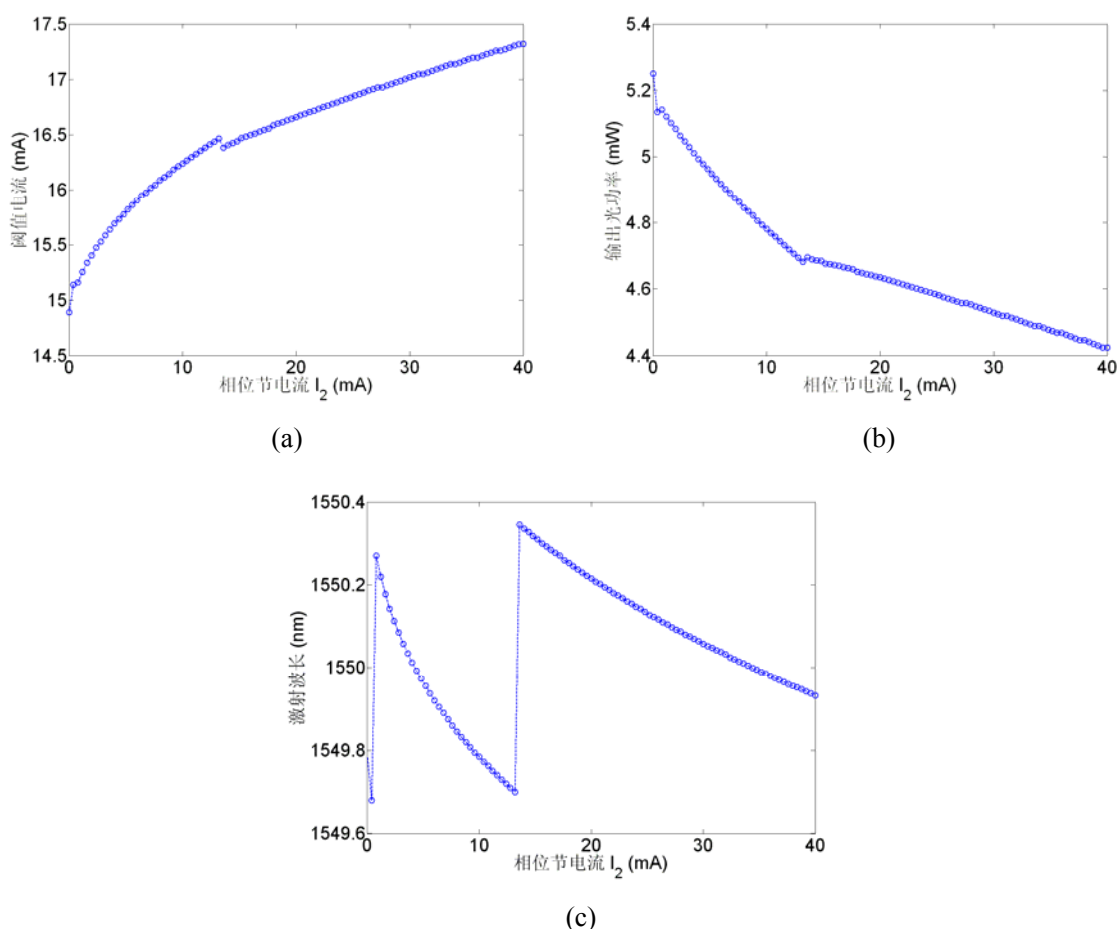


图 4-7 三节 DBR 激光器激射波长随相位控制节电流  $I_2$  的调谐曲线。DBR 节电流  $I_3=0$ mA。(a) 阈值电流，(b) 输出光功率，(c) 激射波长

#### 4.1.3 同时改变 DBR 节和相位节电流

通过对以上结构的分析我们看到，单独改变 DBR 节的电流，能够实现多个纵模间隔范围内的波长不连续调谐；单独改变相位节的电流，能够实现一个纵模间隔内的波长连续调谐。因此为了实现多纵模间隔内波长连续可调，需要同时改变 DBR 节电流和相位节电流。其调谐过程如图 4-8 所示。图中给出了相位节的两种电流增加方式。图 4-8(a)中，相位节电流和 DBR 节电流同时增加，纵模 3 始终激射，并且激射波长一直往短波长方向移动，实现了多纵模间隔的连续调谐。从(3-5)中我们可以看到随着调谐电流的增加，无源节中的损耗也会增加，图 4-5(a)和图 4-7(a)中阈值电流随着调谐电流



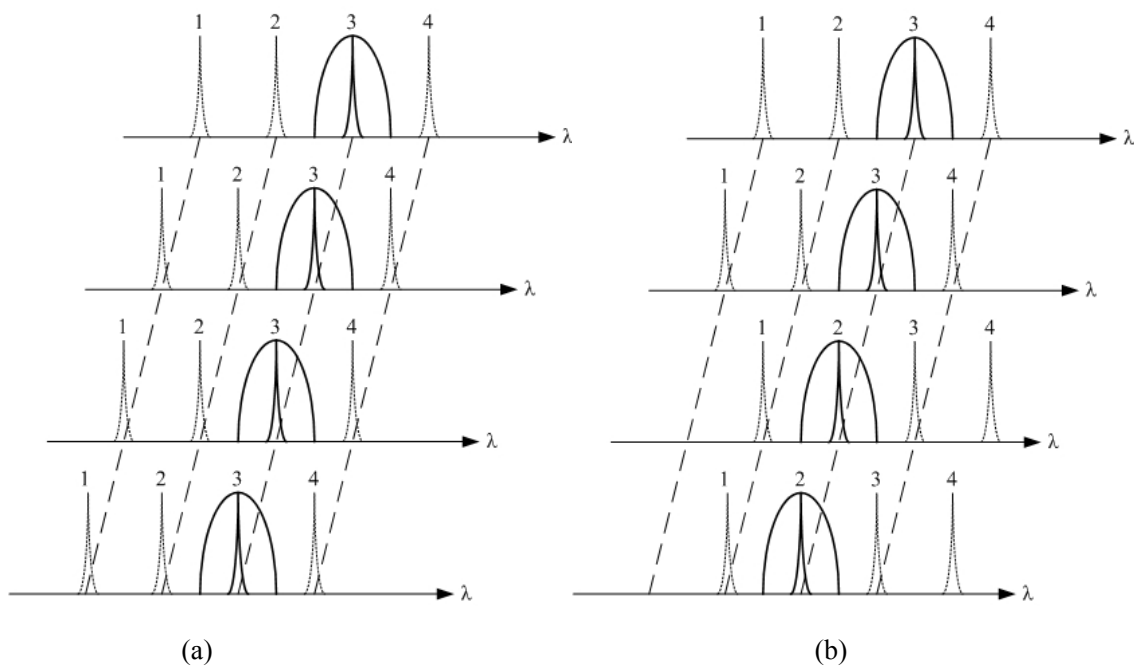


图 4-8 同时改变 DBR 节和相位节电流的调谐过程。(a)持续增加相位节电流，(b)脉冲式增加相位节电流。

的增加而不断增加的情况可以证明这一点。同时增加 DBR 节和相位节电流的时候，阈值电流会很快增加，同时电流过大还会引起器件的热效应，这些对于半导体激光器的应用都是不利的。为了解决这个问题，我们可以采用图 4-8(b)的调谐方式。首先同时增加 DBR 节和相位节电流，当激射波长移动一个纵模间隔后，相位节的电流可以归零，完成一次纵模的切换（如图中纵模 3 切换成纵模 2），但激射波长保持不变，继续同时增加两节电流，可以实现第二个纵模间隔的连续调谐。这种脉冲式的电流可以使相位节电流保持在一个纵模间隔的调谐范围内。

图 4-9 给出了同时改变 DBR 节和相位节电流时的调谐曲线。通过前面的分析我们可以很容易的明白，这个阶梯状的曲线中，每一级阶梯代表一个纵模，阶梯的跳变来自于 DBR 节电流引起的 DBR 反射谱移动。每一级阶梯的变化是由相位节电流引起的纵模谱移动所产生。从图 4-9 中可以看到，若采用 4-8(b)的方法五个纵模间隔的波长连续调谐所需电流小于 30mA。

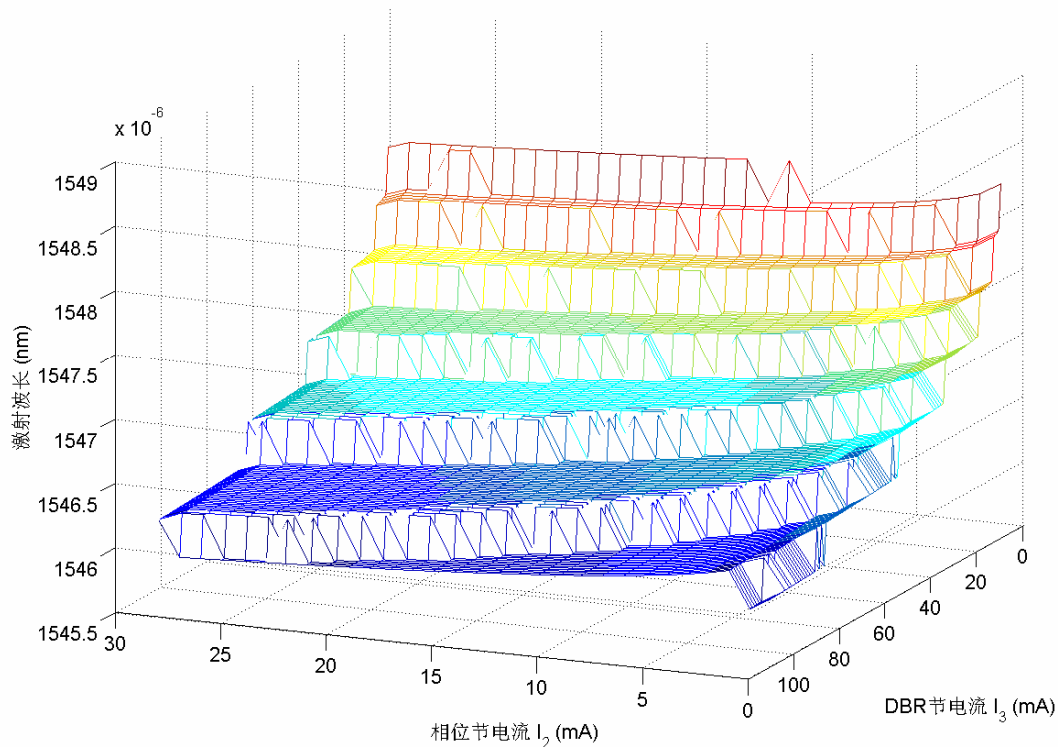


图 4-9 同时改变 DBR 节和相位节电流时，三节 DBR 激光器的波长调谐曲线。

## 4.2 四节 SGDBR 激光器

通过上一节中对三节 DBR 激光器的介绍，我们对 DBR 型可调谐半导体激光器的工作原理有了一个基本的认识。三节 DBR 激光器通过同时改变相位节和 DBR 节的调谐电流能够实现多纵模间隔的连续可调。但是，即便如此，当 DBR 节电流增加到 100mA 时，总的调谐范围也只有不到 5nm。这样小的调谐范围，在 DWDM 系统中很难应用，因为对于 100GHz 的通道间隔，这个调谐范围内只能包含 6 个通道。如果继续增加调谐电流，由于半导体中的热效应以及不断增加的损耗，使得器件无法正常工作，因此，必需采用新的调谐器件和调谐方法才能解决三节 DBR 激光器调谐范围的瓶颈。SGDBR 激光器就是在这种背景下诞生的。其基本结构如图 3-2 所示，两个采样光栅反射器和一个相位节共同完成调谐功能。

### 4.2.1 采样光栅

通过对均匀布拉格光栅进行周期性的采样，形成布拉格光栅与均匀波导周期性交替的光栅结构，这种结构被称为采样光栅，如图 4-10 所示。耦合模理论指出，介电常数的每一个空间傅立叶分量对应于反射谱中的一个峰值<sup>[24]</sup>。因此我们采用傅立叶变换来定性的分析采样光栅结构。

在实空间内，采样光栅等效于均匀光栅与采样函数的乘积，如图 4-10 左边所示。 $Z_0$  是采样函数的周期， $Z_l$  对应于采样门函数的宽度。均匀光栅与采样函数的傅立叶变换分别对应脉冲函数和包络为采样函数的梳状函数<sup>[31]</sup>。实空间的乘法运算对应于频域空间的卷积运算，因此采样光栅的傅立叶变换对应于中心在布拉格波长，包络为采样函数的梳状函数，如图 4-10 右边所示。通过这样的分析我们定性的可以得到，采样光栅的反射谱的中心位置由均匀光栅的布拉格波长决定；其梳状谱的间隔与采样函数的周期  $Z_0$  成反比；梳状谱的包络与  $Z_l/Z_0$  相关。

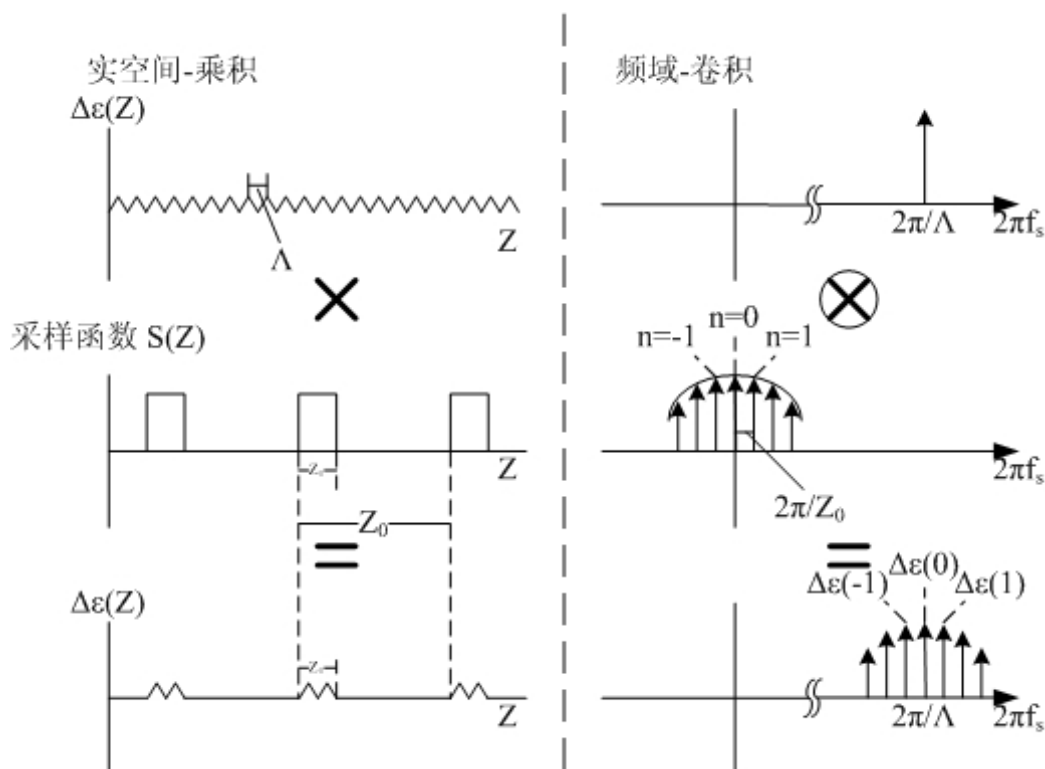


图 4-10 采样光栅及其空间频率。

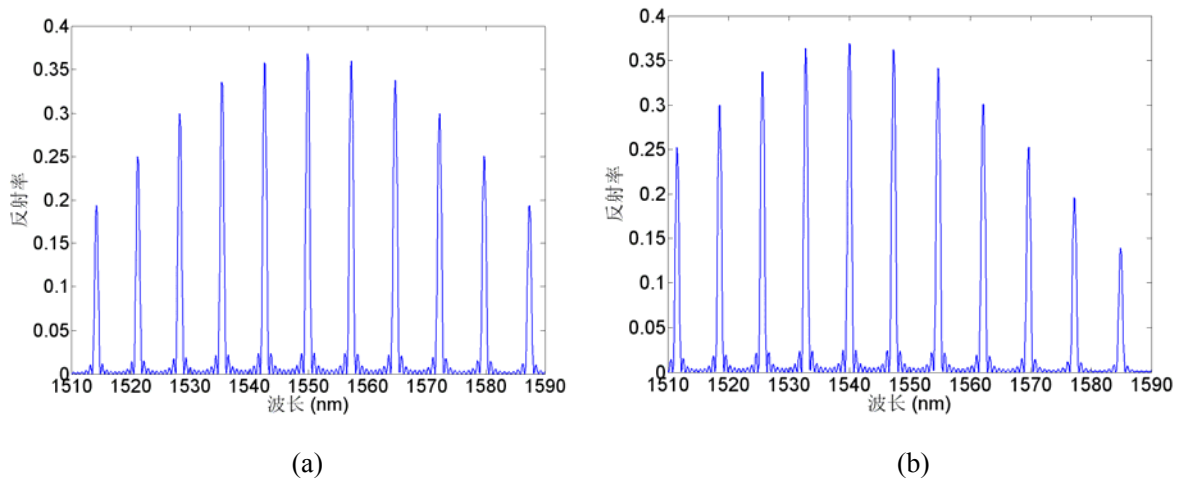


图 4-11 采样光栅反射谱。(a)  $n_{eff}=3.3$ , (b)  $n_{eff}=3.279$ 。其中光栅周期  $\Lambda=1550e-9/(2 \times 3.3)$ 。

图 4-11 给出了采用 TMM 方法计算得到的采样光栅反射谱。通过对比均匀布拉格光栅的反射谱，我们可以认为，引入的采样函数，将单一的布拉格光栅反射谱复制到采样函数傅立叶变换后的每一个脉冲峰值位置。这样，采样光栅的反射谱范围远远大于均匀的布拉格光栅。当光栅节注入电流增加时，有效折射率会减小，同均匀布拉格光栅的反射谱一样，采样光栅的反射谱也会向短波长方向移动，如图 4-11(b)，当有效折射率由 3.3 减小到 3.279 时，反射谱峰值波长由 1550nm 移到 1540nm。

#### 4.2.2 四节 SGDBR 的调谐特性

由于反射峰成梳状，如果简单的按照图 4-1 那样集成三节 SGDBR 激光器，在每一个反射峰内，所包含的纵模位置不确定，因此很难控制实现连续可调，而且由于反射峰的包络存在，只有中心反射峰以及两旁反射峰内的纵模能形成激射，调谐范围也不宽<sup>[25]</sup>。为了利用采样光栅中更多的反射峰，一种类似于游标卡尺中的游标效应被采用。

对于 10 分度的游标卡尺，游标尺上将 9mm 的长度分了 10 份，因此游标尺上的每一分度为 0.9mm 比主尺小 0.1mm。测量值每改变 0.1mm，就会导致游标尺与主尺相对齐的分度改变一格，相当于对齐的分度位置改变了 0.9mm。

四节 SGDBR 激光器就是利用这种将小的测量值改变转换成大的对齐分度改变的原理，来扩大调谐范围的。四节 SGDBR 激光器的结构如图 3-2 所示。采用了两个采样

光栅结构，等效游标卡尺中的游标尺和主尺。我们知道，采样光栅的反射峰之间的间隔反比于采样函数的周期  $Z_0$ ，因此通过选择不同周期的采样函数，使得前后采样光栅的反射峰间隔不同，当其中一个采样光栅的反射峰移动很小的波长范围，在游标效应的作用下，能实现总的损耗谱峰值在不同的反射峰之间切换。图 4-12 详细的展示了四节 SGDRB 在前后光栅调谐电流作用下的调谐过程。其中前光栅的采样周期略小于后光栅。当前、后光栅都不加电流时，前、后光栅反射谱在  $b$  波长处对准，此时  $b$  波长对应的反射峰所包含的某一个纵模将会获得最高的反馈，形成激射。当前光栅的电流增加时，其反射谱将向短波长方向移动，如图 4-12 中红色虚线所示，由于前后光栅周期之间的差别，此时处在  $c$  波长处的两个反射峰对准，激射波长将在  $c$  波长对应反射峰所包含的纵模中产生。同样，当后光栅电流增加时，如图 4-12 中蓝色虚线所示， $a$  波长处的两个反射峰对准，激射波长将在  $a$  波长对应的反射峰所包含的纵模中产生。

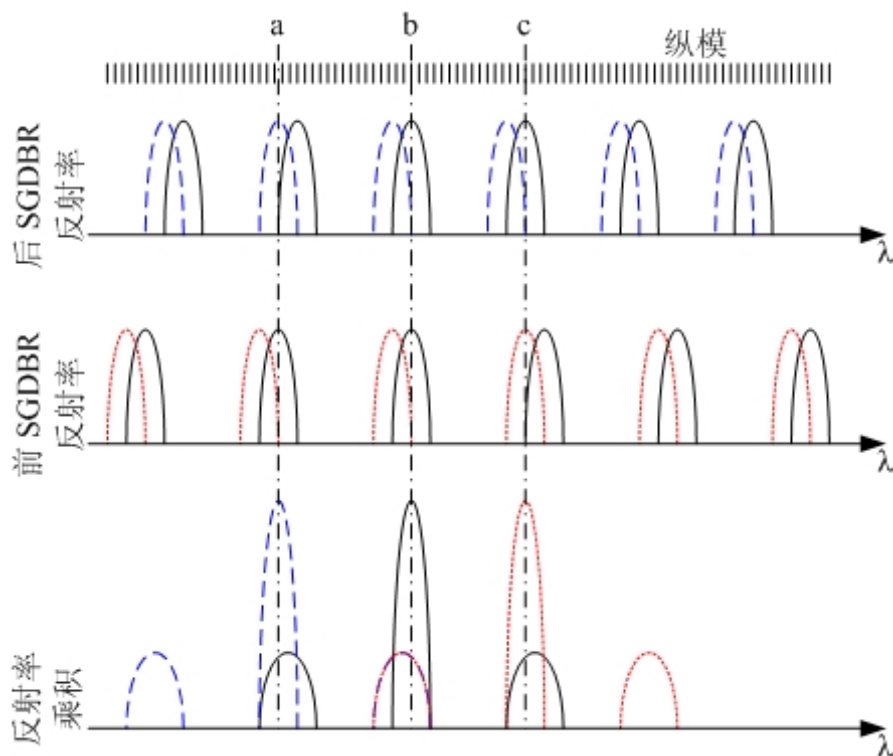


图 4-12 四节 SGDRB 在调谐过程中反射谱的移动情况。

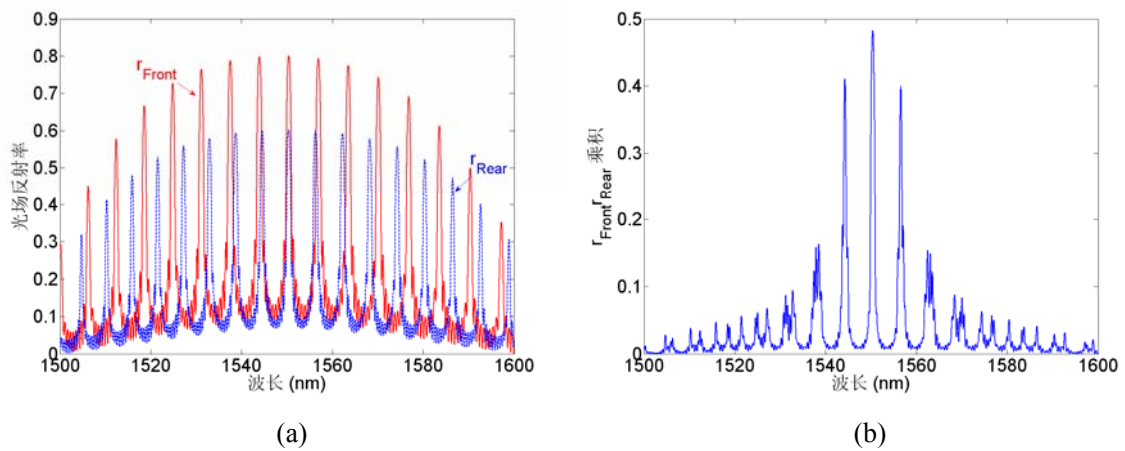


图 4-13 (a)前 (红色实线), 后 (蓝色虚线) 采样光栅反射谱。(b)前后采样光栅反射谱的乘积。  $I_4=0$ ,  $I_3=2.1\text{mA}$ 。

图 4-13 给出了 TMM 方法计算得到的 SGBR 前后光栅的反射谱以及二者的乘积。我们类比纵模的概念, 将采样光栅反射谱乘积中的同一个峰值包络内所对应的激光波长称为一个超模(Super Mode)<sup>[33]</sup>。图 4-13 中计算得到的超模间隔约为 6nm。这里所采用的光栅结构参数选自文献<sup>[32]</sup>, 前光栅由 10 个的采样周期为  $58\ \mu\text{m}$  的光栅结构组成, 其中有光栅区为  $6\ \mu\text{m}$ , 后光栅由 12 个采样周期为  $64\ \mu\text{m}$  的光栅结构组成, 其中有光栅区也为  $6\ \mu\text{m}$ 。

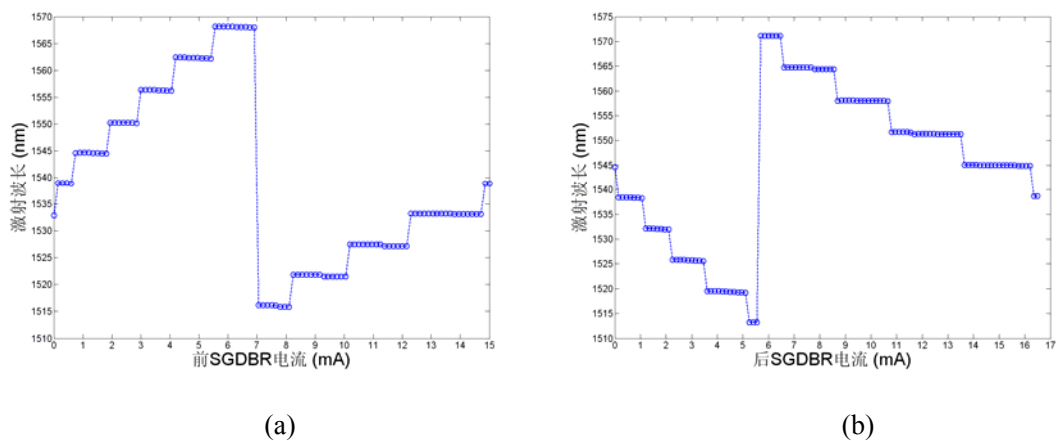


图 4-14 四节 SGBR 激光器的调谐曲线。(a) 激光波长随前光栅电流增加的调谐曲线,  $I_4=0\text{mA}$ 。(b)激光波长随后光栅电流的增加的调谐曲线,  $I_3=0.9\text{mA}$ 。

图 4-14 分别给出了 TMM 计算得出的前后光栅电流增加情况下的调谐曲线。计算结果和以上分析相吻合，随着前光栅的电流增加激光波长向长波长方向跳变，每一跳对应一个超模间隔，而随着后光栅的电流增加，激光波长向短波长方向跳变。当反射谱移动一个超模间隔的范围后，c 波长对应的反射峰移动到 b 波长处，此时的激光波长将重新变为 b 波长对应的反射峰所包含的纵模，整个反射谱包络内的大部分反射峰将全部完成一次激射，称为一个周期。类似于游标卡尺中游标尺移动 1mm 的情况，其 0 刻度从主尺上的 0mm 处移到 1mm 处。由于反射峰包络的存在，当激光波长对应最大波长的超模时，反射强度将会减小，如图 4-13(a)，新的激射超模将会在中心峰值另一侧对称的最小波长对应的超模处激射。这便是图 4-13(b)中波长大范围跳变的原因。这种跳变在一个周期内出现一次，因此又被称为周期跳变(Cycle Jump)。通过游标效应，如图 4-14 所示，一共有 9 个超模激射，因此，相比较三节 DBR 而言，整个器件的调

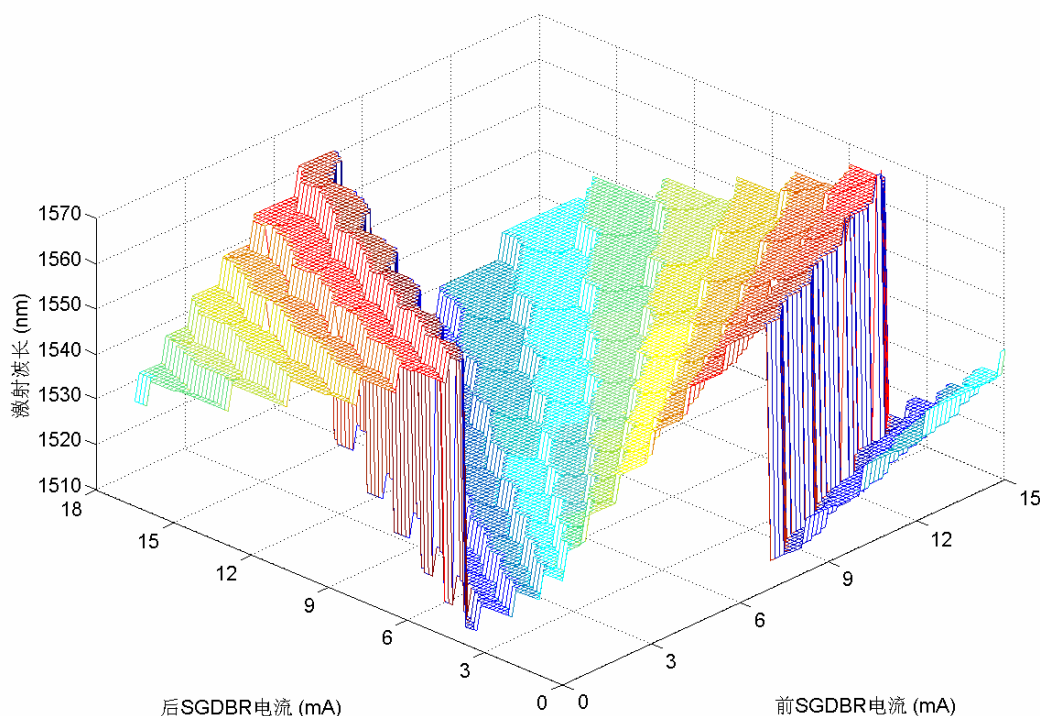


图 4-15 同时改变前后光栅的电流，四节 SGDBR 的波长调谐曲线。

谐范围被大大的拓宽，波长调谐范围达到了 60nm。四节 SGDBR 中相位节的作用与三节 DBR 中的基本相同，都是起移动纵模谱的作用，在此不再赘述。

类似于图 4-9, 我们可以得到四节 SGDBR 在前后光栅电流同时作用下的调谐曲线, 如图 4-15 所示。这个调谐曲线仍然是阶梯状, 每一级阶梯代表的是一个超模。所不同的是图 4-15 中的每一个阶梯内还有小的阶梯状跳变, 对应图 4-9 中的纵模跳变<sup>[33]</sup>。

### 4.3 本章小结

本章从三节 DBR 激光器入手, 详细地介绍了 DBR 型可调谐半导体激光器的调谐机理。采用传输矩阵方法, 对三节 DBR 激光器在 DBR 节电流、相位节电流以及两者同时作用下的调谐特性进行了模拟。之后, 在详细分析采样光栅的基础上, 解释了如何通过游标效应来拓宽可调谐半导体激光器的调谐范围, 并且对四节 SGDBR 在前、后光栅节调谐电流作用下的调谐过程进行了详细的讨论。最后, 给出了利用传输矩阵方法对四节 SGDBR 激光器静态波长调谐特性的模拟结果。我们可以看到 TMM 方法模拟结果与理论分析都很好的吻合。



## 5 DBR 型可调谐半导体激光器的动态切换特性

通过前几章的分析,我们知道了 DBR 型可调谐半导体激光器是如何通过改变调谐节的电流来实现波长调谐的。用采样光栅,引入游标效应,使得 SGDBR 半导体激光器的调谐范围扩大到了 60 nm。一个这样单片集成半导体激光器就基本能完成信道间隔为 100 GHz 的 DWDM 系统 70 个信道的光源备份任务。备份和库存管理是目前可调谐半导体激光器的主要应用。随着光网络向动态方向发展,可调谐半导体激光器的应用将向波长路由、光包交换等方面推进。如图 1-2 所示的波长路由应用中,当一组数据到波长转换器时,控制器要根据数据中的目的地址,快速地将可调些激光器的输出从前一组数据目的地址所对应的波长  $\lambda_1$  切换到当前数据的目的地址所对应的波长  $\lambda_2$  上。波长切换的动态特性是本章中所要研究主要问题。

### 5.1 三节 DBR 激光器的动态切换特性

在进行动态特性研究时,首先需要采用前几章的方法求解出静态调谐曲线。其次通过寻找模式波长和损耗与载流子浓度之间的关系,对激光器动态特性进行求解。

我们观察图 4-5(c)可以看出,模式波长随电流近似成直线变化,而对于无源区没有受激发射光子,速率方程中(2-20)式变为

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \frac{I_1(t)}{eV_1} - R(N_i(t)), \quad i=2 \text{ or } 3 \quad (5-1)$$

其中下标分别表示相位控制区和 DBR 区。由(5-1)式我们知道,稳态时电流与载流子浓度之间的关系为三阶多项式,因此,我们对图 4-5(c)中的波长和对应载流子浓度进行三阶多项式拟合<sup>[14]</sup>,

$$\lambda_N = a_0 + a_1 N_3 + a_2 N_3^2 \quad (5-2)$$

$$\alpha_{iN} = b_0 + b_1 N_3 + b_2 N_3^2 \quad (5-3)$$

并可以得到上式中的系数,  $a_0$ - $b_2$ 。有了这些系数,我们可以得到不同模式波长和损耗在不同电流作用下的变化情况。

图 5-1(a)为模式波长的拟合结果,图中的小圆圈对应于图 4-5(c)中的静态调谐结果,

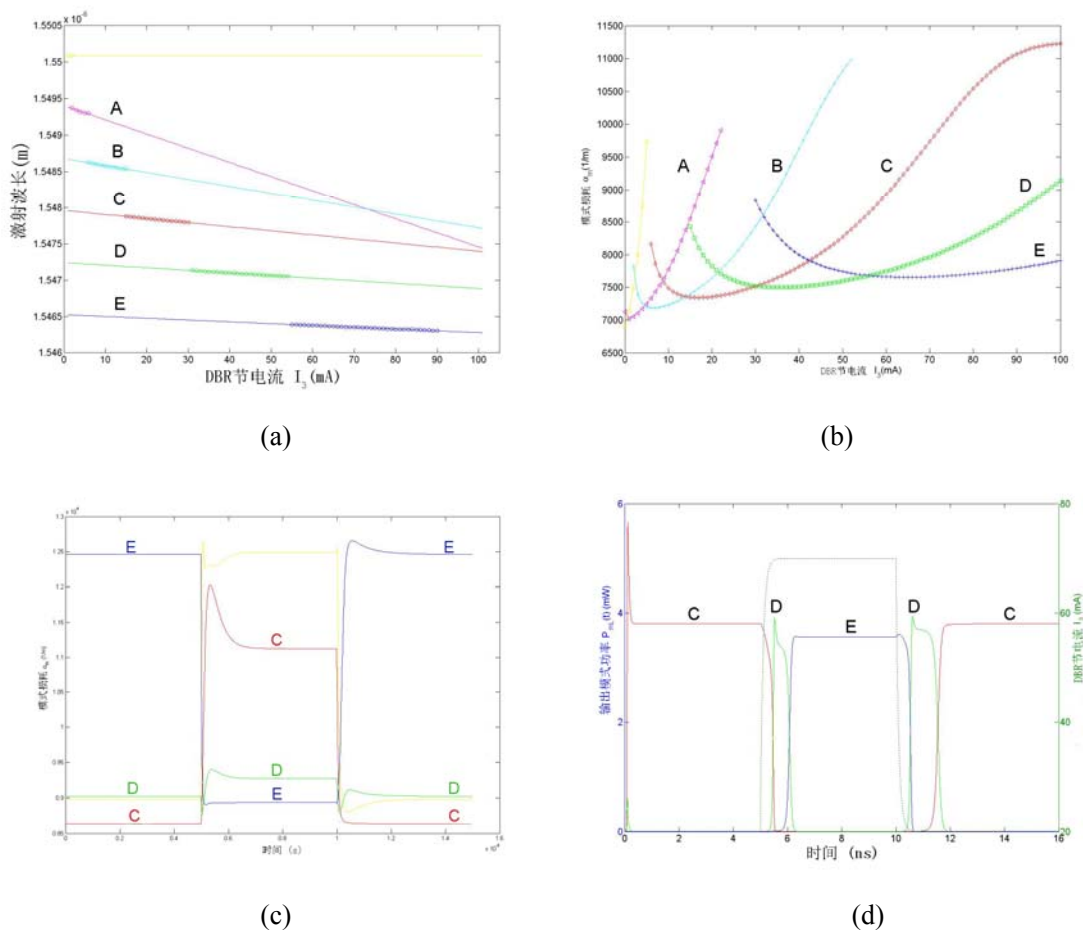


图 5-1 三节 DBR 的动态模拟方法以及切换特性。(a) 对图 4-5 的多项式拟合得到的不同模式波长，(b) 不同模式损耗，(c) 电流从 20mA 到 70mA 时不同模式间的损耗，(d) 波长切换过程中的模式竞争。

我们看到 1550nm 处的纵模，由于静态曲线中点数比较少，拟合结果不够准确，因此我们主要考虑另外的五个模式(A-E)，分别采用不同的颜色来表示。图 5-1(b)是模式损耗所对应的计算结果，我们看到调谐电流在 20mA 时，红色的 C 模式对应的损耗最低，而当电流增加到 70mA 时，蓝色的 E 模式对应的损耗最低，而在 30mA-60mA 之间，绿色 D 模式对应的损耗最低。这与图 5-1(a)中的静态调谐结果相吻合。DBR 节所加的切换电流为

$$I_3(t) = \begin{cases} I_{B1} & t < t_{10} \\ I_{B1} + (I_{B2} - I_{B1}) \left( 1 - e^{-\frac{t-t_{10}}{\tau_0}} \right) & t_{10} \leq t < t_{20} \\ I_{B2} - (I_{B2} - I_{B1}) \left( 1 - e^{-\frac{t-t_{20}}{\tau_0}} \right) & t \geq t_{20} \end{cases} \quad (5-4)$$

其中， $I_{B1}$  和  $I_{B2}$  分别表示起始电流和终止电流， $\tau_0$  是该脉冲电流的时间常数。图 5-1(d) 中虚线表示式(5-4)对应的切换电流，起始电流为 20mA，终止电流为 70mA，从图 5-1(a) 中看到对应的起始模式为 C，终止模式为 E。通过(5-1)式，计算切换电流作用下 DBR 区载流子浓度的变化情况，然后分别带入(5-2)和(5-3)可以得到切换过程中模式波长和损耗的变化情况。图 5-1(c)给出了切换过程中模式损耗的变化。我们可以看到由于电流的上升时间不能为无限小，再加上(5-1)式中载流子对于电流有延时，因此在某一个时间内中间模式 D 获得最小的模式损耗，这意味着在波长从 C 模切换到 E 模的过程中，D 模式会激射。将模式波长和损耗带入第二章中的多模速率方程，我们可以得到在波长切换过程中不同模式的输出光功率，如图 5-1(d)所示。从图我们看到由于 D 模式的激射使得波长切换时间约为 2 ns。

## 5.2 SGDBR 的动态切换特性

我们可以用上一节中介绍的这种方法进一步分析 SGDBR 的切换特性。我们考虑图 4-14(a)中前光栅电流从 7.8mA 到 13.8mA 这段过程的调谐曲线如图 5-2(a)所示。我们看到当电流从 7.8mA 到 13.8mA 变化过程中，A, B, C 三个超模依次激射，其中 B, C 超模在激射过程中分别经历了一次纵模跳变，我们用 1, 2 表示同一个超模内不同的纵模。图 5-2(b)给出了采用上述方法计算得到的四节 SGDBR 激光器在动态切换过程中的模式功率。我们看到在电流上升过程中，从起始模式 A1 到终止模式 D1 之间的模式依次激射，而在电流的下降沿，激射顺序正好相反。这些瞬态激射模将在激光器动态应用中将会引起串扰。例如，在图 1-2 所示的系统中，这些中间模式的瞬时激射将导致非目的端口收到错误信号。因此在波长切换过程中，需要采取有效的措施对可调谐

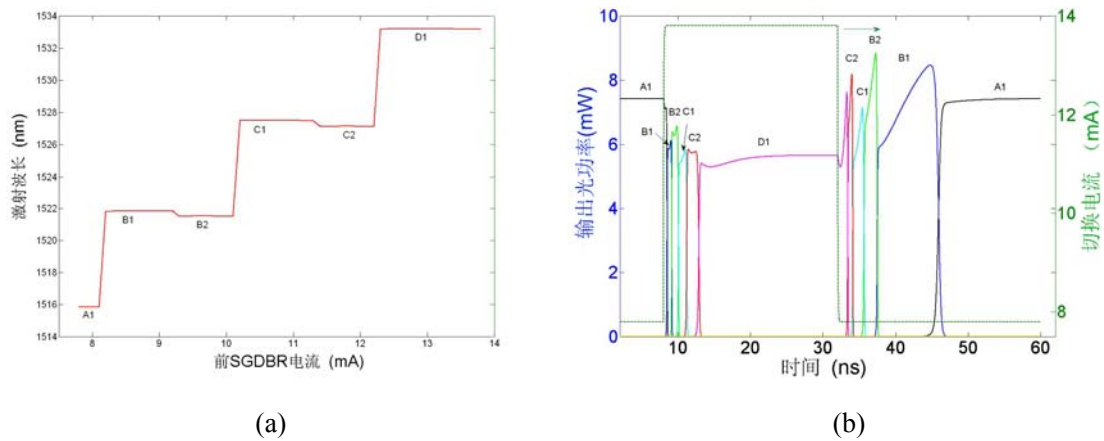


图 5-2 四节 SGDBR 的动态切换特性。(a)对应切换区间的静态调谐曲线，(b)动态切换过程中的模式光功率。

激光器进行隔离，从而实现“暗调谐(Dark tuning)”或者称为“无冲突调谐(Hitless tuning)”<sup>[6,26]</sup>。通过将可调谐激光器与网络隔离的方法可以避免在波长切换过程中由于中间模式激射所造成的对光网络的不利影响。另一方面，可以采取缩短瞬态模式的激射时间来提高器件的波长切换特性，从而有助于提高光交换节点处的处理速度。由(5-2)(5-3)式我们知道，模式波长和损耗是与载流子浓度相关的，而载流子浓度与电流的关系通过无源区的载流子速率方程(5-1)可以求解。由此，我们可以想到，通过提高电流的上升时间，来形成更短上升时间的切换信号，可以达到缩短切换时间的目的。据此，可以设计高速驱动电路。

此外，我们还通过模拟观察到切换电流幅值对切换时间的影响。图 5-3 分别给出了终止电流为 12.5mA 和 13.7mA 对电流上升沿的切换过程，起始电流保持 7.8mA 不变。我们看到随着终止电流的增加，切换电流的幅值相应的增大，切换时间从 11ns 缩短到 5.5ns<sup>[33,34]</sup>。因此可以通过采用新的切换电流取代这种单一的上升和下降信号从而实现缩短切换时间的效果<sup>[11]</sup>。

### 5.3 本章小结

本章主要介绍了 DBR 型可调谐半导体激光器的动态模拟方法并对模拟结果进行了

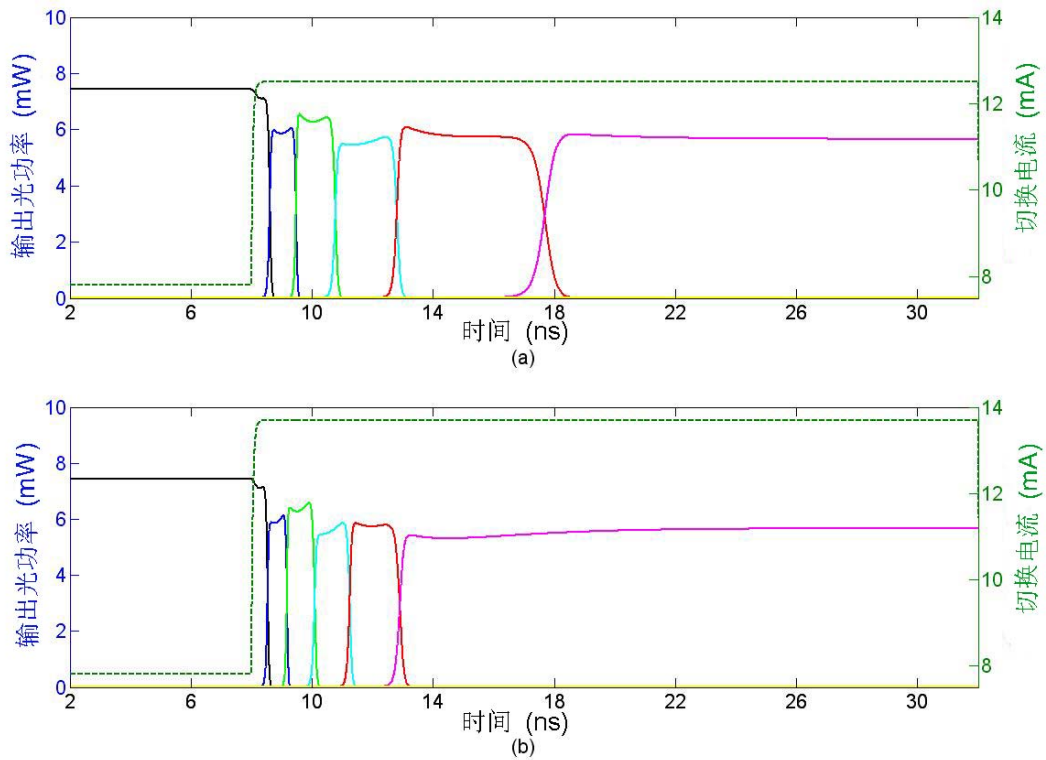


图 5-3 四节 SGDBR 在不同终止电流下的切换特性。(a) 终止电流为 12.5mA，(b) 终止电流为 13.7mA。

讨论。首先介绍了基于静态曲线拟合和多模速率方程的动态模拟方法，在此基础上我们分别对三节 DBR 和四节 SGDBR 两种器件的动态特性进行了模拟。在切换过程中，我们观察到中间模式瞬时激射的现象，并讨论了这种现象对光网络可能产生的潜在影响。此外，我们通过对不同的切换电流的模拟，提出了缩短切换时间的设想。

## 6 总结与展望

本文对 DBR 型单片集成可调谐半导体激光器的特性进行了研究。

在引言中，我们首先介绍了目前光网络的发展趋势，即从单一传输功能的静态网络向同时具备传输和路由功能的动态网络演变。可调谐半导体激光器由于其具有灵活的多波长选择性激射的特性，将成为未来光网络中的重要器件。从可调谐半导体激光器的发展过程，我们知道目前广泛采用的可调谐半导体激光器有 DBR 型，DFB 阵列型，垂直腔表面发射型和外腔型四大类，分别采用电流控制，温度控制和机械控制。在单片集成方面，DBR 型可调谐激光器相对于其他三类可调谐激光器有很大的优势，与此同时，由于采用电流的调谐方式，因此能够获得很短的波长切换时间。

可调谐半导体激光器是在半导体激光器的基础上增加调谐功能衍生而来的。在第二章中，我们通过半导体物理以及电磁场理论分别给出了增益模型和多模速率方程。以简单的法布里-珀罗激光器为例，分析了半导体激光器的阈值条件，纵模特性，推导出有关的计算方法，从而为研究 DBR 型可调谐半导体激光器奠定了基础。

通过对半导体激光器的不同模拟方法的研究和比较，发现对于集成光栅结构的可调谐半导体激光器来说，传统的寻找解析解的耦合模理论和传输线方法会遇到一定的困难。而基于数值解的传输矩阵方法通过将复杂激光器结构分解为简单单元结构的组合，能够很好地满足不同光栅结构 DBR 型可调谐半导体激光器的需求。第三章中我们详细地介绍了如何使用传输矩阵方法研究 DBR 型可调谐半导体激光器。

第四章采用传输矩阵方法分别对三节 DBR 激光器的四节 SGDBR 激光器的静态调谐特性进行了模拟研究。静态特性模拟结果包括输出光功率，阈值电流和激射波长。这些特性曲线帮助我们更好地理解 DBR 型可调谐半导体激光器的调谐机理，即如何通过调谐节电流的变化来实现纵模的选择进而改变激射波长的。通过分析游标效应，我们掌握了 SGDBR 是如何在三节 DBR 激光器的基础上拓展调谐范围的。

由于可调谐半导体激光器在动态光网络中有着重要的潜在应用价值，因此我们在第五章中对 DBR 型可调谐半导体激光器的动态切换特性进行了研究。基于静态调谐曲线和多模速率方程，我们对三节 DBR 和四节 SGDBR 在不同模式之间的波长切换特性进行了模拟。我们观察到切换过程中，起始波长和终止波长之间涉及的中间模式可能

会形成瞬时激射，导致切换时间的延长，同时这些中间模式还会对光网络产生串扰。除了在切换过程中对可调谐半导体激光器进行必要的隔离外，采取措施缩短切换时间也很重要。通过分析不同切换电流下的动态特性，我们揭示了缩短切换时间的有效途径。

随着器件制作工艺的不断发展，更多新颖的结构将被用于单片集成 DBR 型可调谐半导体激光器以实现更宽的调谐范围，更高的输出光功率<sup>[32]</sup>，更稳定的输出<sup>[35]</sup>等等。在这一进程中，一个准确、可靠的模拟研究方法将会给 DBR 型可调谐半导体激光器的研发带来很大的便利。本文所采用的模拟方法虽然取得一些好的模拟结果，但还存在不足之处。比如有源区的增益模型比较简单，有待完善。对于动态切换过程中，由于速率方程中不涉及到相位，因此，有关的计算还无法进行。此外温度的影响也没有考虑。这些都是下一步我们努力的方向。

## 致谢

本论文所开展的各项研究资金来自于国家自然科学基金和国家 863 项目的支持，在此表示衷心的感谢。

感谢余永林老师的指导，感谢合作单位，武汉光迅科技股份有限公司张瑞康老师和董雷博士的指导，感谢小组内其他成员对我工作所提出的意见和建议。感谢武汉光电国家实验室，光电子器件与集成部各位老师所营造的良好的学术交流氛围，让我在两年的学习过程中受益匪浅。



## 参考文献

- [1] www.lightreading.com. Alcala Marks Optical Record. 2007
- [2] G. I. Papadimitriou, C. Papazoglou, and A. S. Pomportsis. Optical Switch: Switch Fabrics, Techniques, and Architectures. IEEE, Journal of Lightwave Technology. 2003. Vol. 21(No. 2): pp384-450.
- [3] T. Day, C. Thompson, J. Lee. Widely Tunable Laser Technologies: Meeting the Need of Tomorrow's Networks. Proc. SPIE. 2002. Vol.4652: pp.186-196.
- [4] K. Kobayashi, and I. Mito. Single Frequency and Tunable Laser Diodes. IEEE Journal of Lightwave Technology. 1988. Vol.6 (No. 11): pp1623-1633.
- [5] R. Rubenstein, "Competition Heightens in the Tunable Laser Market," www.iviht.com
- [6] J. Buus, E. J. Murphy. Tunable Lasers in Optical Networks. IEEE Journal of Lightwave Technology. 2006. Vol.24 (NO.1): pp.5-11.
- [7] Larry Coldren, G. A. Fish, Y. Akulova et al. Tunable Semiconductor Lasers: A Tutorial. IEEE Journal of Lightwave Technology. 2004. Vol.22 (NO.1): pp.193-202.
- [8] Larry Coldren. Monolithic Tunable Diode Lasers. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. 2000. Vol. 6 (NO.6): pp988-999.
- [9] Jens Buus, Markus-Christian Amann and Daniel J. Blumenthal. Tunable Laser Diodes and Related Optical Sources. Second Edition. New Jersey: John Wiley & Sons, Inc, 2005.
- [10] Andrew J. Ward, David J. Robbins, Giacinto Buscio, et al. Widely Tunable DS-DBR Laser with Monolithically Integrated SOA: Design and Performance. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2005. Vol. 11 (No. 1): 149-156.
- [11] O. A. Lavrova, D. J. Blumenthal. Detailed Transfer Matrix Method-Based Dynamic Model for Multisection Widely Tunable GCSR Lasers. IEEE Journal of Lightwave Technology. 2000. Vol.18 (No.9): pp.1274-1283.
- [12] S. A. Wood, R. G. S. Plumb, D. J. Robbins, et al. Time Domain Modeling of Sample Grating Tunable Lasers. IEE Proc.-Optoelectron. 2000. Vol. 147 (No. 1): pp.43-48.

- [13] Xing Pan, Henning Olesen, and Bjarne Tromborg. A Theoretical Model of Multielectrode DBR Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1988. Vol. 24 (No. 12): pp.2423-2432.
- [14] Lintao Zhang, John C. Cartledge. Fast Wavelength Switching of Three-Section DBR Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1995. Vol. 31 (No. 1): 75-81.
- [15] 黄德修, 刘雪峰. 半导体激光器. 北京: 国防工业出版社, 1999. 20-27.
- [16] 拉里. A. 科尔德伦, 斯科特. W. 科尔津. 二极管激光器与集成光路. 史寒星译. 北京: 北京邮电大学出版社, 1995. 88-94.
- [17] Jens Buus. The Effective Index Method and its Application to Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1982. Vol. 18: pp. 1083-1089.
- [18] G. P. Agrawal and N. K. Dutta. Long-wavelength Semiconductor Lasers. New York: Van Nostrand Reinhold, 1986. 221-283.
- [19] John Carroll, James Whiteaway and Dick Plumb. Distributed Feedback Semiconductor Lasers. London: The Institute of Electrical Engineering, 1998. 59-61.
- [20] H. Kogelnik, C. V. Shank. Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers. *IEEE Journal of Applied Physics*. 1972. Vol. 43 (No. 5): pp. 2327-2335.
- [21] Bjarne Tromborg, Henning Olesen, Xing Pan, et al. Transmission Line Description of Optical Feedback and Injection Locking for Fabry-Perot and DFB Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1987. Vol. QE-23 (No. 11): pp. 1875-1889.
- [22] J. Hong, Weiping Huang, and T. Makino. On the Transfer Matrix Method for Distributed-Feedback Waveguide Devices. *IEEE Journal of Lightwave Technology*. 1992. Vol. 10 (No. 12): pp. 1860-1868.
- [23] Gunnar Björk, Olle Nilsson. A New Exact and Efficient Numerical Matrix Theory of Complicated Laser Structure: Properties of Asymmetric Phase-Shifted DFB Lasers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*. 1987. Vol. LT-5 (No. 1): pp. 140-146.
- [24] Vijaysekhar Jayaraman, Zuon-Min Chuang, and Larry A. Coldren. Theory, Design, and Performance of Extended Tuning Range Semiconductor Lasers with Sample

- Gratings. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. 29 (No. 6): pp. 1824-1834.
- [25] C. K. Gardiner, R. G. S. Plumb, P. J. Williams, et al. Three-section SGDBR Lasers: Modelling and Measurements. IEE Proc.-Optoelectron. 1996. Vol. 143 (No. 1): pp. 24-30.
- [26] Kai Shi, Yonglin Yu. Modeling of Dynamics of DBR Tunable Lasers Based on Transfer Matrix Methods. SPIE Proceeding. 2007. Vol. 6782: pp. 6782P-1 - 6782P-9.
- [27] A. J. Ward, D. J. Robbins, G. Busico, et al. Modelling of Phase-grating Based Wideband Tuneable Lasers with Simplified Quasi-digital Wavelength Selection. IEE Proc.-Optoelectron. 2003. Vol. 150 (No. 2): pp. 199-240.
- [28] A. Tsigopoulos, Thomas Spicopoulos, and S. Pantelis. Wavelength Tuning Analysis and Spectral Characteristics of Three-Section DBR Lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics. 1992. Vol. 28 (No. 2): pp. 415-426.
- [29] John Carroll, James Whiteaway and Dick Plumb. Distributed Feedback Semiconductor Lasers. London: The Institute of Electrical Engineering, 1998. 18-21.
- [30] 梁铨廷. 物理光学. 北京: 机械工业出版社, 1980. 194-202.
- [31] 郑君里. 信号与系统. 北京: 高等教育出版社, 2000.
- [32] Beck Mason, Jonathon Barton, Greg A. Fish, et al. Design of Sample Grating DBR Lasers with Integrated Semiconductor Optical Amplifiers. IEEE Photonic Technology Letters. 2000. Vol. 12 (No. 7): pp. 762-764.
- [33] Yonglin Yu, Ronan O'Dowd. Influence of Mode Competition on the Fast Wavelength Switching of an SG-DBR Laser. IEEE Journal of Lightwave Technology. 2002. Vol. 20 (No. 4): pp. 700-704.
- [34] Ronan O'Dowd, Sean O'Duill, Gavin Mulvihill, et al. Frequency Plan and Wavelength Switching Limits for Widely Tunable Semiconductor Transmitters. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. 2001. Vol. 7 (No. 2): pp. 259-269.
- [35] Beck Mason, Steve P. DenBaars, and Larry A. Coldren. Tunable Sample-Grating DBR Lasers with Integrated Wavelength Monitors. IEEE Photonics Technology Letters.

1998. Vol. 10 (No. 8): pp. 1085-1087.
- [36] Beck Mason, Greg A. Fish, Steven P. DenBaars, and Larry A. Coldren. Widely Tunable Sample Grating DBR Laser with Integrated Electroabsorption Modulator. IEEE Photonics Technology Letters. 1999. Vol. 11 (No. 6): pp. 638-640.
- [37] M. G. Davis and R. F. O'Dowd. A Transfer Matrix Method Based Large-Signal Dynamic Model for Multielectrode DFB Lasers. 1994. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. 30 (No. 11): pp. 2458-2466.

## 附录 1 攻读学位期间发表论文目录

- [1]. Kai Shi, Yonglin Yu. Modeling of Dynamics of DBR Tunable Lasers Based on Transfer Matrix Methods. SPIE Proceeding. 2007. Vol. 6782: pp. 6782P-1 - 67822P-9.