

DFB 激光器与高速 EA 调制器 集成光源的性能优化

(申请清华大学工学博士学位论文)

培 养 单 位: 清华大学电子工程系

专 业: 物理电子学

研 究 生: 孙长征

指 导 教 师: 罗 毅 教授

副指导教师:

二〇〇〇年十月

**Study on the Optimization of High-Speed EA Modulator
Integrated DFB Laser Diodes**

Dissertation Submitted to

Tsinghua University

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Engineering

by

Sun Changzheng

(Physical Electronics)

Dissertation Supervisor: Prof. Luo Yi

October, 2000

中文摘要

本论文对采用同一外延层集成结构的分布反馈型(DFB)半导体激光器与电吸收(EA)调制器单片集成光源的结构设计、器件制作及其性能优化进行了细致的研究。

我们首先对同一外延层结构集成光源的波长匹配问题进行了理论分析。计算结果表明,载流子注入引起的有源区带隙收缩和温度升高可以使量子阱材料的增益谱红移至激子吸收峰的长波长方向,从而使利用同一外延层结构实现波长匹配成为可能。同时,由于压应变量子阱材料可以获得更宽的增益谱以及更明显的带隙收缩效应,因而更适合应用于同一外延层结构集成光源的制作。

为了制作具有良好的静态及高频调制特性的同一外延层结构集成器件,我们对集成光源的结构设计与器件制作中的一些关键问题进行了仔细的研究。在此基础上,我们成功地制作了部分增益耦合型 DFB 激光器/EA 调制器集成光源,并将其封装为适用于 2.5 Gb/s 传输系统的发射模块。测试表明,集成光源发射模块在 3 V 的静态调制电压下的消光比大于 17 dB,经过 240 km 的常规光纤传输后,在 10^{-10} 的误码率下功率代价小于 0.5 dB。

为了对同一外延层结构集成器件的性能进行优化,我们研究了激射波长与量子阱激子吸收峰波长之间的相对红移量对器件性能的影响。通过比较具有不同波长红移量的集成器件的激射特性,并根据量子阱材料在不同偏压下的光电流谱,我们确定了同一外延层结构集成器件的最佳波长红移量为 30 ~ 40 nm 左右。另外,我们还对由于调制器端面反射引起的集成光源的波长起伏进行了研究。实验结果表明,通过引入增益耦合型机制并配合端面镀膜,可以有效地改善集成光源的波长稳定性。

最后,我们对集成光源的高频调制特性进行了研究,并讨论了器件封装及其对调制带宽的影响。通过对器件的图形电极进行改进设计,我们获得了 8 GHz 的调制带宽。

关键字: 光子集成, 分布反馈型激光器, 电吸收调制器, 增益耦合

Abstract

In this dissertation, we have made a careful study of the design, fabrication and optimization of electroabsorption (EA) modulator integrated distributed feedback (DFB) lasers based on identical-epitaxial-layer (IEL) integration scheme.

In the first part of this dissertation, we have made a theoretical analysis of the wavelength compatibility in an IEL integrated device. It has been shown that as a result of carrier-induced bandgap shrinkage and temperature rise in the active region, the gain profile of quantum well material will shift towards the longer wavelength side of the excitonic absorption peak, making it possible to achieve wavelength compatibility in an IEL structure. It has also been noted that compressively strained quantum well materials are more preferable for the fabrication of IEL integrated devices, as they manifest a wider gain spectrum and a more significant bandgap shrinkage effect.

In order to fabricate IEL integrated light sources with desirable static and high-speed performances, some of the key issues in device design and fabrication have been studied in detail. Partially gain-coupled DFB/EA modulator integrated light sources have been fabricated accordingly. A transmitter module has also been fabricated for 2.5 Gb/s applications, which shows an extinction ratio in excess of 17 dB at -3 V and a power penalty less than 0.5 dB at the bit error rate of 10^{-10} after transmission through 240 km of standard single-mode fiber.

To achieve optimized performance of IEL integrated devices, we have studied the influence of wavelength detuning on the device performance. Based on the lasing behavior of integrated devices with different amount of detuning and the photocurrent spectra measured under different reverse biases, the optimal wavelength detuning is experimentally determined to be around 30 ~ 40 nm for our IEL integrated devices. We have also made a careful study of the wavelength shift due to the reflection at modulator facet. It is found that a combination of anti-reflection coating of the modulator facet and incorporation of gain-coupling mechanism into the DFB laser section can greatly improve the wavelength stability of an integrated light source.

In the last part of the dissertation, the high-speed modulation performance of integrated devices has been studied. At the same time, the influence of packaging on modulation bandwidth has also been investigated. A modulation bandwidth of 8 GHz has been obtained for integrated devices with improved electrode structure.

Keywords: photonic integrated circuit, electroabsorption modulator, distributed feedback laser, gain coupling

目 录

第一章 绪论.....	1
1.1 引言	1
1.2 集成光源研究中的主要问题	2
1.3 集成光源研究现状.....	5
1.4 论文的主要内容及工作成果	6
第二章 同一外延阱层结构集成器件的波长匹配	8
2.1 量子阱结构的能级计算	8
2.2 量子阱材料增益谱的计算	15
2.3 量子阱材料的激子吸收谱	19
2.4 同一外延层结构集成器件的波长匹配	22
2.5 本章小结	22
第三章 同一外延层集成光源的结构设计与制作工艺	24
3.1 集成光源的器件结构设计	24
3.2 集成光源的外延生长技术	30
3.3 集成光源的湿法刻蚀技术	33
3.4 集成光源的电极制作工艺	38
3.5 集成光源的制作工艺流程	40
3.6 集成光源发射模块.....	45
3.7 本章小结	48
第四章 集成光源的性能优化	49
4.1 最佳波长红移量的确定	49
4.2 集成光源的波长稳定性	55
4.3 调制特性的偏振相关	59
4.4 本章小结	62

目 录

第五章 集成光源的高速调制	63
5.1 集成光源图形电极的设计	63
5.2 集成光源的高频调制特性	64
5.3 调制带宽的提高	68
5.4 集成器件的封装及其对调制带宽的影响.....	70
5.5 本章小节	73
结束语	74
参考文献	75
致 谢	82
个人简历、在学期间的研究成果及发表的学术论文	83

第一章 绪论

1.1 引言

随着互联网络的出现与多媒体技术的发展,通信需求量飞速增长,推动着光纤通信系统不断向大容量、高速率方向发展。掺铒光纤放大器(EDFA)的出现解决了光纤衰减对光信号传输距离的限制,使得长距离无再生中继传输成为可能。同时,用于光复用与解复用的无源器件的实用化使得波分复用(WDM)以及密集波分复用(DWDM)技术得到极大的发展。目前,WDM与DWDM技术已成为现代光纤通信网络的支柱技术。

在WDM系统中,光纤的衰减已不再构成对系统传输距离的限制,而光纤色散与非线性效应造成的光信号畸变成为限制系统性能的主要因素。EDFA的增益范围在1525~1570 nm左右,而已经大量铺设的普通单模光纤在1550 nm波长附近存在17 ps/km/nm的反常色散。因此,为了在普通单模光纤系统中实现高速率、长距离光信号传输,需要采用窄线宽、低啁啾的光源,以减小色散对系统传输特性的影响。

分布反馈型(DFB)半导体激光器,特别是增益耦合型分布反馈型(GC-DFB)半导体激光器,具有良好的模式选择能力,可以实现窄线宽、动态单模工作,被广泛地应用于光纤通信系统^{[1]-[4]}。然而,由于受到载流子弛豫振荡频率的限制,半导体激光器的调制速率难以提高。同时,半导体激光器在直接调制下会产生严重的频率啁啾,难以应用于高速率、长距离光纤通信系统。因此,需要采用外调制器进行光信号调制,即激光器处于直流工作状态,利用调制信号控制外调制器对激光器的输出进行调制。采用这样的调制方式不但可以提高光信号的调制速率,而且可以减小光源的频率啁啾。

光纤通信系统的不断发展,对系统的组成元器件提出了高可靠、低成本的要求。由于分立的外调制器与激光器存在耦合损耗大、互联成本高等缺点,人们开始研究激光器与外调制器的单片集成器件。通过将激光器与调制器进行集成,可以克服分立器件的缺点,获得具有耦合效率高、体积小、可靠性高、易于维护等一系列优点的集成光源^[5]。

用于进行集成光源制作的外调制器结构主要分为两类:干涉型和电吸

收型, 分别以基于多量子阱材料电光效应的 Mach-Zehnder 调制器和利用量子限制 Stark 效应的电吸收(EA)型调制器为代表。干涉型调制器虽然具有对工作波长不敏感、啁啾可调的特性^{[6]-[8]}, 但由于存在制作困难、器件尺寸较大等缺点, 目前还难以实现实用化。而电吸收型调制器因为具有驱动电压低, 器件尺寸小、制作工艺简单等优点, 被广泛地应用于单片集成光源的制作^{[9]-[11]}。其中, DFB 半导体激光器与 EA 调制器单片集成光源同时具有 DFB 激光器窄线宽、动态单模和 EA 调制器体积小、调制速率高等优点, 被公认为高速率、长距离干线光纤系统的理想光源。

1.2 集成光源研究中的主要问题

集成光源包括激光器和调制器两种不同特性的结构单元, 而如何在同一衬底上生长并制作出这两种器件结构, 并使得二者实现良好的耦合, 获得最佳的整体性能, 成为集成光源研究中的重点。

1.2.1 集成光源的波长匹配

调制器与激光器单片集成光源的一个关键技术就是设法实现激光器激射波长与调制器激子吸收峰之间的波长匹配, 即应使激光器的激射波长位于调制器部分量子阱材料激子吸收峰的长波长方向, 以保证在调制电压为零的状态下激光器部分的输出光可以基本无损地通过调制器部分。

为了实现波长匹配, 人们提出了多种集成工艺方法, 例如: 分别外延工艺^{[12]-[17]}, 选择区域刻蚀工艺^{[18]-[21]}, 介质膜区域选择性外延工艺^{[22]-[35]}, 以及量子阱无序化工艺^{[36]-[39]}等。这些集成工艺的共同特点是设法使激光器区与调制器区的量子阱材料具有不同的组份或结构, 以保证激光器部分量子阱材料的带隙小于调制器部分量子阱材料的带隙, 从而实现波长匹配。

另一方面, 半导体材料的带隙会随着注入载流子密度的升高而降低, 称为带隙收缩效应^{[40]-[43]}。这将导致材料的增益谱峰随着注入的增加向长波长方向移动, 使得在原来低于带隙能量的波长位置出现增益。因此, 有可能采用相同的量子阱材料作为激光器部分的有源层与调制器部分的吸收层, 并利用光栅的选频作用, 使 DFB 激光器的 Bragg 波长位于量子阱材料激子吸

收峰的长波长方向，从而实现集成器件的波长匹配^{[44]-[49]}。采用这种集成工艺制作的器件称为同一外延层结构集成器件。

在同一外延层结构集成器件中，激光器部分与调制器部分采用相同的多量子阱材料，因此无须进行额外的外延生长，使制作工艺大大简化，可以提高器件的成品率并获得良好的可重复性。然而，由于这种结构限制了对激光器与调制器的量子阱结构进行分别优化的自由度。同时，由于激射波长偏离于有源层的增益谱峰，其阈值电流会有所升高。因此，需要对量子阱材料与器件结构参数进行仔细设计以保证器件具有最佳的工作特性。

1.2.2 调制器与激光器的相互作用

在集成光源中，激光器与调制器的相互作用会对集成光源的工作特性产生极大的影响。这里的相互作用主要包括两部分器件之间的电、热耦合，以及二者之间的光反馈^{[50][51]}。

由于激光器与电吸收调制器分别工作于正向电流注入和反向电压偏置状态，如果不能形成良好的电隔离，则调制器端的直流偏压会造成激光器部分的等效注入电流的减小，使激光器阈值发生变化。另一方面，激光器与调制器电极之间还可能存在着高频耦合，导致激光器的工作状态受到调制器区高频信号的干扰，造成输出光的频率啁啾。因此，必须设法在激光器与调制器间形成足够大的分离电阻，同时尽量避免电极之间的高频耦合。此外，为了避免两部分器件间的热耦合对集成器件的性能产生影响，需要采用恒温装置以保证工作条件的稳定性。

在集成器件中，调制器端面会不可避免地存在一定的反射，由此形成的光反馈会严重影响器件输出波长的稳定性^[52]。为了减小调制器端面反射形成的光反馈对器件性能的影响，需要通过镀膜以减小调制器端面的残余反射，同时设法减小激光器激射波长对外界光反馈的敏感度，例如在激光器部分引入增益耦合机制可以有效地加强器件对外部光反馈的抵抗能力^[53]。

1.2.3 集成光源的高速调制

DFB 激光器/EA 调制器集成光源的高频调制带宽主要受限于 EA 调制器部分的器件电容^[54]。同时，在器件的封装以及测试过程中，电极引线的电

感也会对器件的高频特性产生影响。

为了提高集成光源调制带宽,必须设法减小调制器的电容。减小调制器的长度并增大调制器区多量子阱层的厚度可以有效地减小器件的电容,但这对器件的消光比产生不利的影响。此外,采用半绝缘材料掩埋生长技术或利用聚酰亚胺(polyimide)作为电极填充材料也是经常采用的减小器件电容的手段。

为了保证集成器件在封装后的调制带宽,需要在封装过程中注意合理安排电极引线,以减小引线电感以及封装引入的杂散电容对器件高速调制特性的影响。

1.2.4 集成光源的啁啾特性

在实际的光纤通信系统中,光脉冲信号会因光纤的色散而发生展宽,影响系统的传输特性。为了克服普通单模光纤在 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ 波长附近的反常色散,人们提出采用具有负频率啁啾特性的光源来增大光纤系统的无再生中继传输距离^[55]。

DFB 激光器/EA 调制器集成器件的频率啁啾包含两部分,一是由量子阱材料的折射率在调制过程中发生改变而产生的啁啾^[56],另一是由调制器端面残余反射造成的光反馈导致的频率啁啾^[57]。由于光反馈将严重影响激光器输出波长的稳定性,因此需要尽量消除它的影响。而对于量子阱材料的折射率随吸收系数变化而造成的频率啁啾,因其性质的不同,将会加剧或缓和光纤色散造成的光脉冲展宽^[56]。具有负啁啾因子的集成光源可以有效地克服光纤色散对系统传输距离的限制,增大系统的无再生中继传输距离。因此,具有负啁啾特性的集成光源成为一个重要的研究方向。

为了获得能够实现负啁啾工作的集成光源,需要对调制器部分的量子阱材料结构进行仔细的设计,并合理选择激光器输出波长与调制器量子阱材料吸收边的相对位置,同时还要考虑调制器的工作偏压对器件啁啾特性的影响^{[57]-[61]}。

1.3 集成光源研究现状

目前,国际上传输速率为 2.5 Gb/s 的 DFB 激光器/EA 调制器集成光源已

经基本成熟，而 10 Gb/s 的集成光源产品也逐步开始商品化。同时，国际上几个主要的光电子器件公司都已经开始进行调制速率为 40 Gb/s 集成器件的开发。近期，DWDM 技术的迅猛发展，特别是 ITU-T 波长间距标准的提出，对集成光源提出了新的要求，具有波长可调谐或者波长可选择特性的集成光源成为新的研究热点。

图 1-1 所示为日本 NTT 公司报道的调制速率达到 40 Gb/s 的集成光源示意图^[62]。该集成光源采用分别外延工艺进行制作，其中激光器部分采用 6 周期压应变 InGaAsP 量子阱材料作为有源层，而调制器部分则采用 14 周期 InGaAsP 应变补偿量子阱作为吸收层。为了减小器件的电容，该器件采用了半绝缘 InP 材料对脊波导结构进行掩埋，并利用聚酰亚胺材料作为调制器电极的填充材料，从而实现 40 Gb/s 的高速调制。

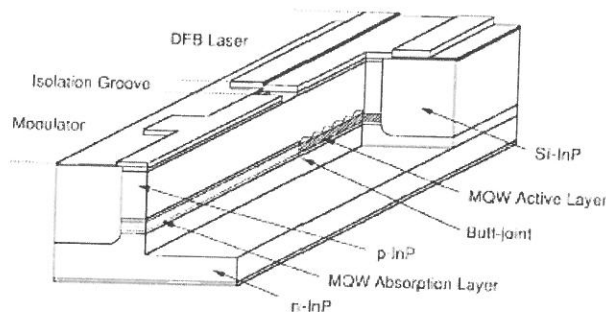


图 1-1 采用分别外延工艺制作的 40 Gb/s 集成光源结构示意图

图 1-2 为法国 France Telecom 公司报道的波长可调谐分布反馈 Bragg (DBR) 激光器/EA 调制器集成光源示意图^[63]。它由一个两段 DBR 激光器与一个 EA 调制器构成，并采用相同的应变补偿 InGaAsP 多量子阱层作为 DBR 激光器的有源区和 Bragg 光栅区以及 EA 调制器的吸收层。通过改变 Bragg 光栅区的注入电流，其输出波长可以覆盖 12 个信道，共 5.2 nm 的波长调谐范围。同时，该集成器件的调制带宽达到 15 GHz，可以应用于 10 Gb/s 通信系统。

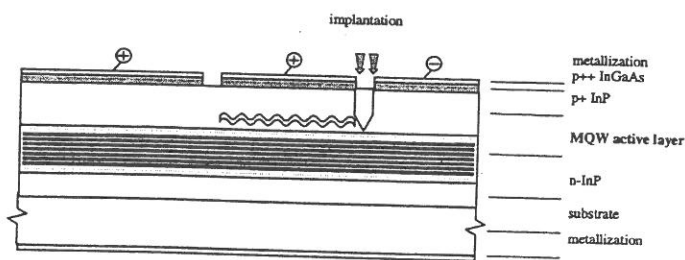


图 1-2 同一外延层结构波长可调谐集成光源

图 1-3 为日本 NEC 公司光栅报道的波长可选择集成光源示意图^[64]。它含有 8 个具有不

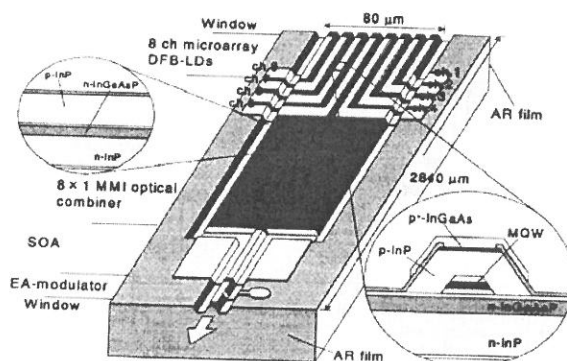


图 1-3 波长可选择集成光源示意图

同输出波长的 DFB 激光器, 并采用一个 EA 调制器对输出光信号进行调制。光源中还集成有一个多模干涉型(MMI)耦合器与一个半导体光放大器(SOA), 用来对 8 个激光器的输出光进行耦合并对耦合损耗进行补偿。该器件采用介质膜选择性外延进行制作, 可以作为 2.5 Gb/s DWDM 光纤网络的光源, 能够有效地提高系统的灵活性与可靠性。

1.4 论文的主要内容及工作成果

本实验室从 1994 年开始对集成光源进行理论与实验的研究^{[49][53]}, 曾率先提出利用同一外延层结构来实现 DFB 激光器与 EA 调制器集成的设想, 并采用 GaAs/GaAlAs 多量子阱材料制作了 0.85 μm 波段的同一外延层结构集成光源器件^[45]。在 1998 年, 我们又在国内首先制作成功了调制速率为 2.5 Gb/s 的 1.55 μm 波段部分增益耦合 DFB 激光器/EA 调制器集成光源, 并在实际的 WDM 系统中对其进行了 240 km 的传输实验, 证明其总体性能与国外同类产品水平相当^[65]。

为了获得性能更为优异的集成光源, 并进一步提高器件的调制速率, 本论文对同一外延层结构 InGaAsP/InGaAsP 多量子阱材料集成光源的性能优化与高速调制进行了细致的研究。

论文的内容安排如下:

第二章对同一外延层结构集成器件的波长匹配问题进行了理论分析。通过比较计算得到的 InGaAsP/InGaAsP 多量子阱材料的增益谱与激子吸收谱, 我们从理论上证明了同一外延层结构集成方法的可行性。同时, 理论计算结果还为实际器件的多量子阱材料结构设计提供了依据。

第三章主要讨论同一外延层结构 DFB 激光器/EA 调制器集成光源的结构设计与制作工艺。同时还介绍了我们设计制作的 2.5 Gb/s 部分增益耦合型集成光源光发射模块的工作特性。

第四章集中研究了同一外延层结构集成光源静态性能优化的问题, 主要讨论了最佳波长红移量的选择以及集成光源波长稳定性的改善, 并对调制性能偏振相关性进行了研究。

第五章讨论了集成光源高频响应及其测试, 包括集成光源电极的设计, 调制带宽的测试, 高频调制性能的改善, 以及封装对器件调制带宽的影响等。

第二章 同一外延阱层结构集成器件的波长匹配

本章将对同一外延层结构集成器件中的波长匹配进行理论分析。首先，我们对量子阱材料的导带与价带的能级结构进行分析。在此基础上，我们讨论量子阱材料增益谱的计算，并考虑载流子注入引起的带隙收缩效应对增益谱峰位置的影响。随后，我们对量子阱材料的激子吸收谱进行计算。最后，我们将根据计算得到的增益谱与激子吸收谱，对同一外延层结构集成器件的波长匹配问题进行讨论。

2.1 量子阱结构的能级计算

为了研究集成器件的波长匹配问题，必须对量子阱材料的增益谱与激子吸收谱进行计算，而量子阱材料的能级结构的确定又是理论分析的基础。为此，我们将根据 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 方法对半导体量子阱材料导带与价带的能级进行计算，并考虑应变对量子阱材料的能级结构的影响。

2.1.1 导带及价带的哈密顿算符

半导体材料的导带与其它能带之间的耦合一般很小，因而可以忽略其他能带的影响并采用抛物线模型对导带的能级结构进行近似。另一方面，由于重空穴和轻空穴在价带顶发生简并，同时它们与自旋轨道分裂能级之间还存在耦合，因此不能采用简单的抛物线近似对价带的能级进行计算。在下面，我们将采用 Luttinger-Kohn 模型对存在简并的价带能级结构进行分析。

1) 导带的哈密顿算符

根据有效质量理论，导带的哈密顿量为^{[66]-[70]}

$$H^c = -\frac{\hbar^2}{2m_n}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + V_c(z) + a_c(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \quad (2-1)$$

其中， m_n 为电子有效质量， $\mathbf{k}$ 为波矢量，在计算中可以用算子 $-i\nabla$ 进行替代， z 方向为晶体生长方向， $V_c(z)$ 为导带的势函数，它包括阱材料与垒材料的导

带不连续量以及外加电场的引入的势能变化。最后一项是应变对导带能量的影响， a_c 是导带的形变势参量， ε 是材料的对称应变张量。对于因材料晶格常数失配造成的应变，其应变张量 ε 的各个元素为

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_0 - a}{a}, \quad \varepsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}}\varepsilon_{xx}, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = 0 \quad (2-2)$$

这里， a_0 与 a 分别为衬底与外延材料的晶格常数，而 C_{11} 和 C_{12} 则是外延材料的弹性模量。

量子阱中的电子波函数可以写作

$$\Psi_{n,k_i}^{c\eta} = \frac{e^{ik_i \cdot \rho}}{\sqrt{A}} \phi_n(z; k_i) |S, \eta\rangle \quad (2-3)$$

其中， $|S, \eta\rangle$ 是导带底的 Bloch 波函数， η 代表电子自旋，可以为 $\uparrow$ 或 $\downarrow$ ， $\phi_n(z; k_i)$ 是导带第 n 子带的包络函数， $k_i = k_x \hat{x} + k_y \hat{y}$ 与 $\rho_i = x\hat{x} + y\hat{y}$ 分别为平行于量子阱界面方向上的波矢量与位置矢量， A 为量子阱的面积。

包络函数 $\phi_n(z; k_i)$ 满足导带的有效质量方程

$$H^c \phi_n(z; k_i) = E_n^c(k_i) \phi_n(z; k_i) \quad (2-4)$$

并按

$$\int dz |\phi_n(z; k_i)|^2 = 1 \quad (2-5)$$

进行归一化。根据抛物线近似，导带中各子带的能量及其波函数为

$$E_n^c(k_i) \approx E_n^c(k_i = 0) + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_n} \quad (2-6)$$

$$\phi_n(z; k_i) \approx \phi_n(z; k_i = 0) = \phi_n(z) \quad (2-7)$$

2) 价带的哈密顿算符

根据 Luttinger-Kohn 模型，如果忽略自旋-轨道分裂能带的影响，价带的哈密顿算符可以表示为^{[66]-[70]}

$$H^v = - \begin{bmatrix} P+Q & -S & R & 0 \\ -S^+ & P-Q & 0 & R \\ R^+ & 0 & P-Q & S \\ 0 & R^+ & S^+ & P+Q \end{bmatrix} - V_h(z) \quad (2-8)$$

这是个四阶矩阵，在处理上存在许多困难。为了便于对其进行处理，可以采

用正交变换对其进行分块对角化, 成为

$$H^v = - \begin{bmatrix} H^U & 0 \\ 0 & H^L \end{bmatrix} - V_h(z) \quad (2-9)$$

$$H^\sigma = - \begin{bmatrix} P \pm Q & \tilde{R} \\ \tilde{R}^+ & P \mp Q \end{bmatrix} - V_h(z) \quad (\sigma = U, L) \quad (2-10)$$

其中,

$$P = P_k + P_\varepsilon, \quad Q = Q_k + Q_\varepsilon \quad (2-11)$$

$$P_k = \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_1 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad Q_k = \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_2 (k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2) \quad (2-12)$$

$$P_\varepsilon = -a_v (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}), \quad Q_\varepsilon = -\frac{b}{2} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} - 2\varepsilon_{zz}) \quad (2-13)$$

$$\tilde{R} = \frac{\hbar^2}{2m_0} (\sqrt{3} (\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2}) (k_x - ik_y)^2 - \frac{\sqrt{3}}{2} (\gamma_3 - \gamma_2) (k_x + ik_y)^2) \quad (2-14)$$

$$S = \frac{\hbar^2}{2m_0} 2\sqrt{3} \gamma_3 (k_x - ik_y) \quad (2-15)$$

这里, $V_h(z)$ 为价带的势函数, γ_1 , γ_2 和 γ_3 为 Luttinger 常数, a_v 和 b 为价带的形变势参量。式(2-8)中的正负号分别对应于 $\sigma = U$ 或 $\sigma = L$ 。在计算中, 通常假定在平行于量子阱界面的方向上各向同性, 即采用轴向近似

$$\tilde{R} \approx \frac{\hbar^2}{2m_0} \sqrt{3} (\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2}) (k_x - ik_y)^2 \quad (2-14')$$

在轴向近似下, 价带能级与横向波矢量 $\mathbf{k}_t$ 的方向无关。

量子阱中的空穴波函数可以写为

$$\Psi_{m,k_t}^{v\sigma} = \frac{e^{ik_t \rho}}{\sqrt{A}} \sum_{i=hh, lh} g_{m,i}^\sigma(z; k_t) |u_i^\sigma\rangle \quad (2-16)$$

其中, $|u_i^\sigma\rangle$ 为价带顶的 Bloch 波函数, 而 $g_{m,i}^\sigma$ 是空穴能带第 n 子带的包络函数, 其归一化条件为

$$\sum_{i=hh, lh} \int dz |g_{m,i}^\sigma(z; k_t)|^2 = 1 \quad (2-17)$$

对应的价带有效质量方程为

$$\sum_{j=hh, lh} H_{ij}^\sigma (k_z = -i \frac{\partial}{\partial z}) g_{m,i}^\sigma(z; k_t) = E_{\sigma,m}^v(k_t) g_{m,i}^\sigma(z; k_t) \quad (2-18)$$

表 2-1 计算中用到的材料参数

	GaAs	InAs	InP	GaP
a_0 (Å)	5.6533	6.0584	5.8688	5.4505
m_n/m_0	0.067	0.023	0.077	0.25
γ_1	6.8	20.4	4.95	4.05
γ_2	1.9	8.3	1.65	0.49
γ_3	2.73	9.1	2.35	1.25
C_{11} (10^{11} dyne/cm ²)	11.879	8.329	10.11	14.05
C_{12} (10^{11} dyne/cm ²)	5.376	4.526	5.61	6.203
a_c (eV)	-7.17	-5.08	-5.04	-7.14
a_v (eV)	1.16	1.00	1.27	1.70
b (eV)	-1.7	-1.8	-1.7	-1.8
E_p (eV)	25.7	22.2	20.7	22.2
$E_{v,av}$ (eV)	-6.92	-6.67	-7.04	-7.40
Δ (eV)	0.34	0.38	0.11	0.08
E_c^H (eV)	1.53	0.801	1.35	2.352
E_v^H (eV)	0.11	0.441	0.00	-0.388

注:

1. $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 材料的带隙与晶格常数

$$E_g(x,y) = 1.35 + 0.642x - 1.101y + 0.758x^2 + 0.101y^2 - 0.159xy - 0.28x^2y + 0.109xy^2 \text{ (eV)}$$

$$a(x,y) = 5.8688 - 0.4176x + 0.1896y + 0.1896y + 0.0125xy \text{ (Å)}$$

2. $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 材料其他参数的插值公式

$$P(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}) = xyP(\text{GaAs}) + x(1-y)P(\text{GaP}) + (1-x)yP(\text{InAs}) + (1-x)(1-y)P(\text{InP})$$

2.1.2 导带不连续比的确定

为了求解电子与空穴的有效质量方程,首先需要确定势能函数 $V_c(z)$ 与 $V_h(z)$ 。在不考虑外加电场的情况下,势能函数由阱材料与垒材料的带隙差 ΔE_g 和导带不连续比 $\Delta E_c/\Delta E_g$ 决定。

对于任意组份的 InGaAsP 材料,其带隙可以由表 2-1 中的插值公式求得。而对于导带不连续比,由于相关的实验数据非常有限,需要根据理论模型计算得到。下面介绍两种用于计算导带不连续比的方法:模型固体(model-solid)理论和 Harrison 模型^{[66][71]}。

1) 模型固体理论

在这一方法中, 首先需要根据第一性原理确定出半导体材料价带平均能量 $E_{v,av}$ 的绝对位置, 然后由此确定出价带顶 E_v 与导带底 E_c 的能量。在没有应变的情况下, 价带顶与导带底能量为

$$E_v^0 = E_{v,av} + \frac{\Delta}{3} \quad (2-19)$$

$$E_c^0 = E_v^0 + E_g \quad (2-20)$$

其中, Δ 为自旋-轨道分裂能, E_g 为材料的带隙。如果存在应变, 则需要考虑应变对导带与价带位置的影响。对于导带, 因应变引起的能量变化为

$$\delta E_c = a_c (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \quad (2-21)$$

同时, 应变将导致轻、重空穴带发生分离, 其能量的变化量分别为

$$\delta E_{hh} = -P_\varepsilon - Q_\varepsilon \quad (2-22)$$

$$\delta E_{lh} = -P_\varepsilon + Q_\varepsilon \quad (2-23)$$

因此, 在考虑应变的影响后, 价带顶与导带底的能量为

$$E_v = E_v^0 + \max(\delta E_{lh}, \delta E_{lh}) \quad (2-24)$$

$$E_c = E_v + E_g + \delta E_c \quad (2-25)$$

2) Harrison 模型

Harrison 根据原子的 Hartree-Fock 方程对每一种元素计算得到了一组普适紧束缚参数, 并由此确定出不同半导体材料的导带底能量 E_c^H 与价带顶能量 E_v^H 。在考虑了应变的影响后, 导带与价带的位置可以写为

$$E_c = E_c^H + \delta E_c \quad (2-26)$$

$$E_v = E_v^H + \max(\delta E_{hh}, \delta E_{lh}) \quad (2-27)$$

其中, δE_c , δE_{hh} 和 δE_{lh} 分别为应变引起的导带以及轻、重空穴带的能量变化, 可以根据式(2-21)-(2-23)计算得到。

在计算垒材料与阱材料的导带不连续比时, 首先根据上面的公式确定阱材料与垒材料的价带顶 E_v 与导带底 E_c 的能量, 然后根据

$$\frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} = \frac{E_c^b - E_c^w}{(E_c^b - E_c^w) + (E_v^w - E_v^b)} \quad (2-28)$$

求得导带不连续比。这里, E_c^w 与 E_c^b 分别为阱材料与垒材料的导带底能量,

而 E_v^w 与 E_v^b 分别为阱材料和垒材料的价带顶能量。需要指出, 由(2-25)式和(2-26)式确定的 E_c 与 E_v 仅用于确定导带不连续比, 而不能用于计算材料的带隙。

图 2-1 为分别根据模型固体理论与 Harrison 模型计算得到的晶格匹配 InGaAsP 材料与 InP 材料之间的导带不连续比。图中同时给出了利用半经验公式得到的结果^[72]。可以看出, Harrison 模型得到的结果与实验结果更为符合。因此, 在下面的分析中我们将采用 Harrison 模型对 InGaAsP/InGaAsP 量子阱进行分析。

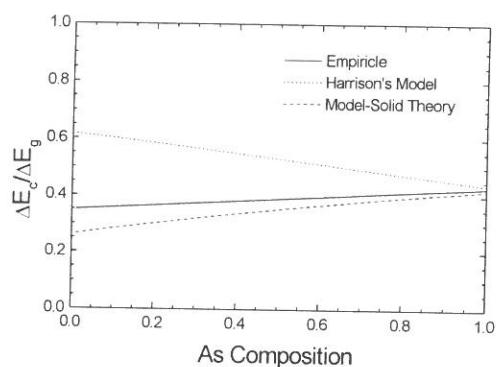


图 2-1 InGaAsP 与 InP 的导带不连续比

2.1.3 量子阱材料能级的计算

在确定了势能函数 $V_c(z)$ 与 $V_h(z)$ 之后, 我们采用传输矩阵法对方程(2-4)与(2-18)进行求解, 从而得到导带和价带的能级结构以及相应的波函数^[70]。

我们分别对晶格匹配量子阱材料与压应变量子阱材料的能级结构进行了计算。两种材料的阱宽均为 10 nm, 并采用带隙波长为 1.25 μm 的晶格匹配 InGaAsP 材料作为势垒。通过调整阱材料的组份, 两种量子阱结构导带与价带第一子能带之间的跃迁波长均为 1.50 μm 左右。

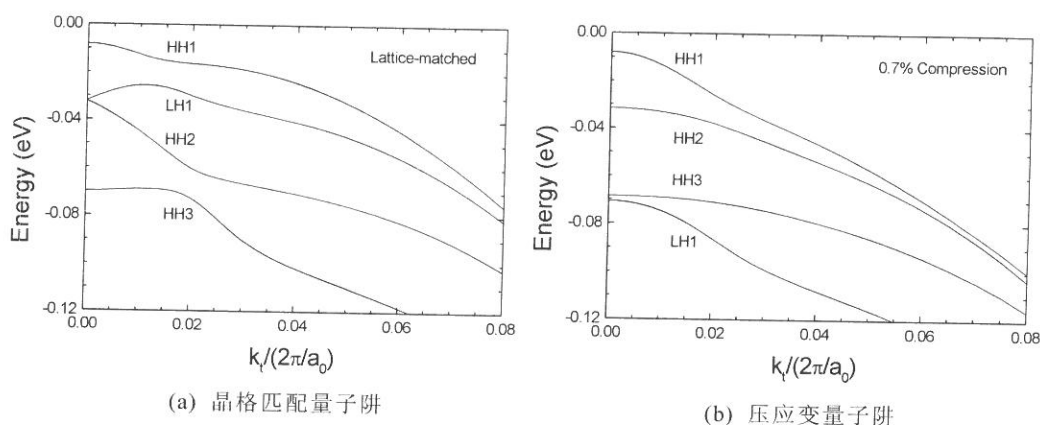


图 2-2 InGaAsP/InGaAsP 量子阱价带能级结构

图 2-2 是计算得到的两种量子阱材料的价带能级结构。我们取阱材料重空穴带顶作为能量零点，并采用 InP 衬底的晶格常数 a_0 对的横向波矢量 k_t 进行了归一化。由于轻、重空穴带之间的耦合作用，价带各子带能量随 k_t 的变化呈明显的非抛物线性。引入压应变后，第一轻空穴子带的能量显著下降，第一重空穴子带的有效质量也随之减小。对于 $\sigma = U$ 和 $\sigma = L$ 由方程(2-18)得到两组完全相同的解，因此图中每一能级都是二度简并的。

如果考虑外加电场的影响，则导带与价带的势能函数变为

$$V_c(z) = V_c^0(z) + eFz \quad (2-29)$$

$$V_h(z) = V_h^0(z) - eFz \quad (2-30)$$

其中， V_c^0 与 V_h^0 为由阱垒带隙差引起的势能变化， F 为外加电场强度， e 为电子电量。在外电场作用下，系统的空间反演对称性被破坏，能级的二度简并被去除。在 $k_t \neq 0$ 处，对应于 $\sigma = U$ 和 $\sigma = L$ 可以求解得到两套无耦合的能级。如图 2-3 所示为外加电场为 50 kV/cm 时压应变量子阱的价带能级结构。

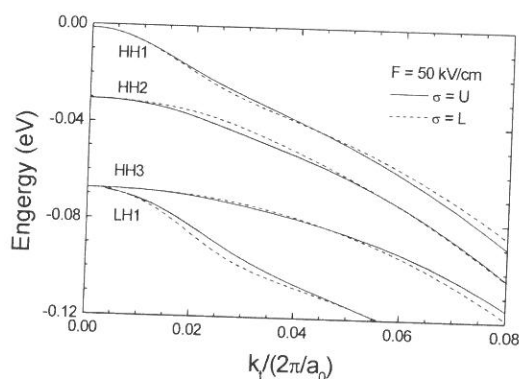


图 2-3 外电场作用下的压应变量子阱价带结构

在图 2-4 中我们考虑 $k_t = 0$ 处导带与价带能级随电场强度的变化趋势。由图中可以看出，量子阱材料的导带与价带第一子能级间的跃迁能量随外加

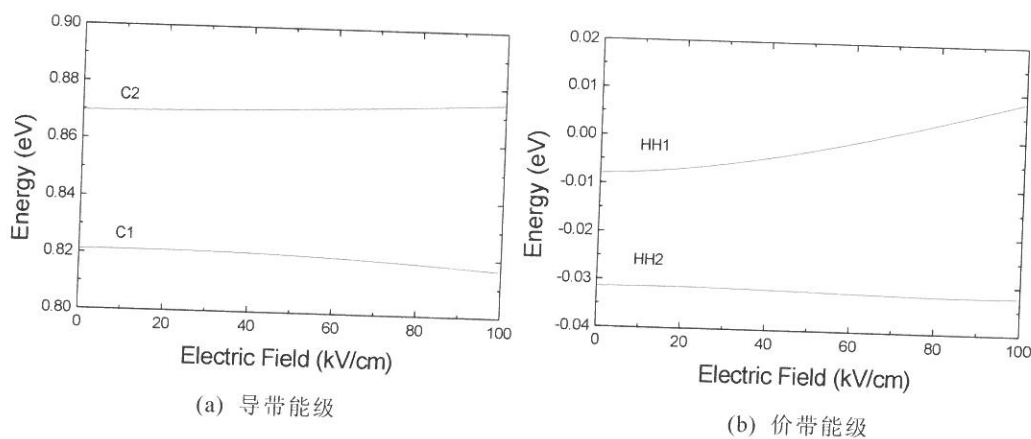


图 2-4 压应变量子阱导带与价带能级随外加电场的变化

电场强度的增加减小, 这就是量子限制 Stark 效应^{[74][75]}。

2.2 量子阱材料增益谱的计算

在得到了量子阱材料导带及价带的能级结构以后, 可以根据 Fermi 黄金定则对材料的增益谱进行计算。由于半导体材料在注入情况下会出现带隙收缩效应, 同时注入造成的有源区温度升高也会影响增益谱峰的位置。在计算材料增益谱时必须将这些因素考虑在内。

2.2.1 增益谱计算公式

量子阱材料的增益谱可由下式进行计算^{[66][76]}

$$g(\hbar\omega) = \frac{e^2 \pi}{n_r c \epsilon_0 m_0^2 \omega L_w} \sum_{\eta=\uparrow, \downarrow} \sum_{\sigma=U, L} \sum_{n, m} \left| \hat{e} \cdot \mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}(k_t) \right|^2 \times (f_n^c(k_t) - f_{\sigma, m}^v(k_t)) L(E_{\sigma, nm}^{cv}(k_t) - \hbar\omega) \frac{k_t dk_t}{2\pi} \quad (2-31)$$

其中,

$$f_n^c(k_t) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_n^c(k_t) - F_c}{k_B T}\right)} \quad (2-32)$$

$$f_{\sigma, m}^v(k_t) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{\sigma, m}^v(k_t) - F_v}{k_B T}\right)} \quad (2-33)$$

$$E_{\sigma, nm}^{cv}(k_t) = E_n^c(k_t) - E_{\sigma, m}^v(k_t) \quad (2-34)$$

这里, F_c 和 F_v 分别为导带和价带的准 Fermi 能级, m_0 为电子静质量, c 和 ϵ_0 分别为真空中的光速与介电常数, L_w 为量子阱阱宽, n_r 为阱材料的折射率, $L(E - \hbar\omega)$ 为谱线展宽线型函数, $\hat{e}$ 为光场的偏振方向, $\mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}(k_t) = \langle \Psi_{m, k_t}^{v\sigma} | \mathbf{p} | \Psi_{n, k_t}^{c\eta} \rangle$ 为动量矩阵元。

对于 TE 模式和 TM 模式, 其动量矩阵元均方值分别为

$$|M_{TE}|^2 = |\hat{x} \cdot \mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}(k_t)|^2 = |\hat{y} \cdot \mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}(k_t)|^2 = \frac{M_b^2}{4} \left\{ \left| \langle g_{m, th}^\sigma | \phi_n \rangle \right|^2 + 3 \left| \langle g_{m, hh}^\sigma | \phi_n \rangle \right|^2 \right\} \quad (2-35)$$

$$|M_{TM}|^2 = |\hat{z} \cdot \mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}(k_t)|^2 = M_b^2 \left| \langle g_{m, th}^\sigma | \phi_n \rangle \right|^2 \quad (2-36)$$

其中

$$M_b^2 = \frac{m_0 E_p}{6} = \frac{|\langle S | p_x | X \rangle|^2}{3} \quad (2-37)$$

为体材料的动量矩阵元。这里, $|S\rangle$ 和 $|X\rangle$ 分别为导带和价带的 Bloch 波函数, 而 E_p 为能量参数。

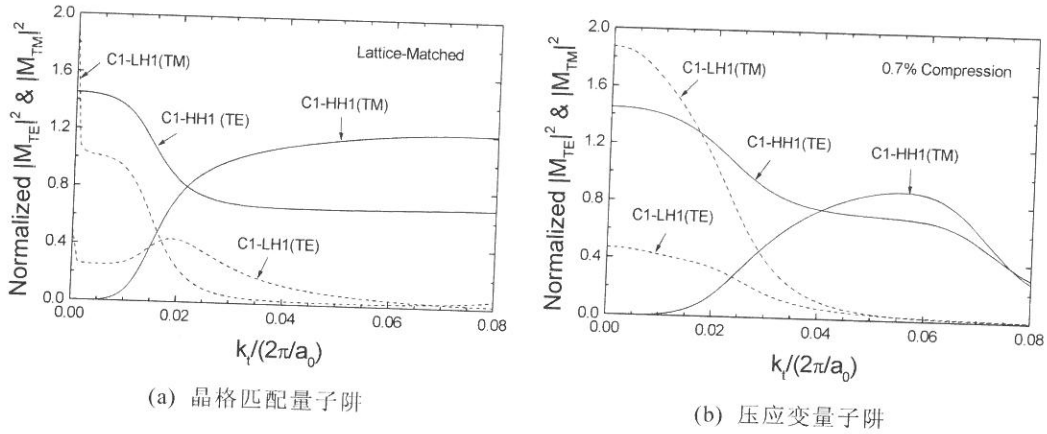


图 2-5 动量矩阵元随横向波矢量的变化

图 2-5 为动量矩阵元均方值随横向波矢量 k_t 的变化曲线。其中, 归一化矩阵元为 $2|\hat{e} \cdot \mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}(k_t)|^2 / M_b^2$ 。

2.2.2 展宽线型

在式(2-23)中, 线型函数 $L(E - \hbar\omega)$ 代表由于载流子带内弛豫等原因造成的谱线展宽。作为一级近似, 可以认为电子处于某一特定能级的几率随时间呈指数衰减, 由此得到的展宽函数为 Lorentz 线型^{[66][76]}

$$L(E - \hbar\omega) = \frac{(\Gamma/2\pi)}{(E - \hbar\omega)^2 + (\Gamma/2)^2} = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar/\tau_m}{(E - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_m)^2} \quad (2-38)$$

其中, τ_m 为载流子带内弛豫时间常数, 通常采用的数值为 $\tau_m = 0.1$ ps。它与 Lorentz 线型的半高全宽 Γ 有以下关系

$$\Gamma = \frac{2\hbar}{\tau_m} \quad (2-39)$$

采用 Lorentz 线型函数可以比较快捷地计算出材料的增益谱, 然而由此

得到计算结果与实际测量值不能很好地吻合,特别是在长波长方向会出现较大的吸收。为了使计算结果能够更好地反映材料的实际特性,我们采用 Chinn 等人提出的展宽函数对增益谱进行计算^[77]。在这一模型中,仍假定指数衰减规律,但其衰减速率随时间变化,即衰减规律为 $e^{-l(t)}$, 其中

$$\log_{10} l(t[\text{ps}]) = 2 + 1.5 \log_{10} t - 0.5 \sqrt{(2 + \log_{10} t)^2 + 0.36} \quad (2-40)$$

展宽线型函数 $L(E - \hbar\omega)$ 可以由(2-40)式的 Fourier 变换得到。

在图 2-6 中,我们比较了采用 Lorentz 线型与 Chinn 线型计算得到的压应变量子阱材料的增益谱。在注入载流子面密度为 $n_{2D} = 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 的情况下,利用 Lorentz 线型得到的增益谱在长波长方向存在 100 cm^{-1} 量级的吸收,而在 Chinn 线型的计算结果中没有这一问题。同时,采用 Chinn 线型得到的增益谱峰值也有所提高。由于在压应变量子阱中,TE 模式的增益占主导地位^{[66][72]},因此我们在这里只对 TE 模式的增益谱进行了计算。

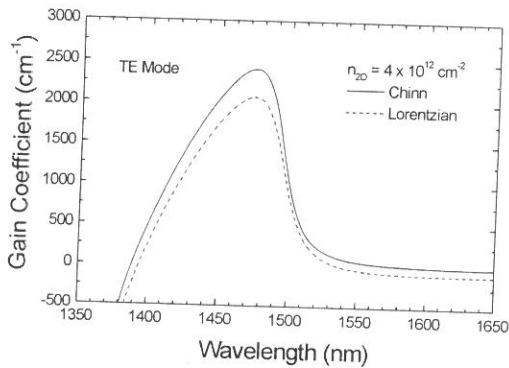


图 2-6 根据不同线型函数计算得到的压应变量子阱材料的增益谱

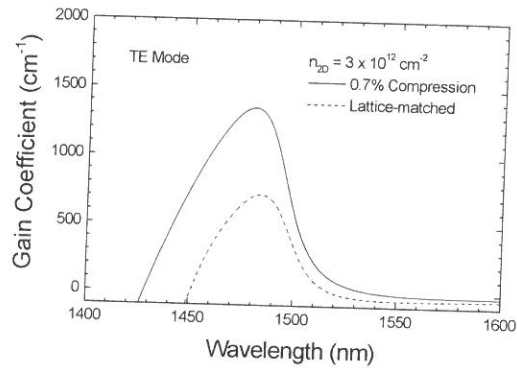


图 2-7 压应变量子阱与晶格匹配量子阱的增益谱

在图 2-7 中我们比较了晶格匹配量子阱材料与压应变量子阱材料在相同注入条件下的增益谱。可以看出,引入压应变后,量子阱的增益谱明显加宽,同时其峰值也有显著的提高。

2.2.3 带隙收缩

实验表明,当注入的载流子密度较高时,半导体材料的带隙会随载流子密度的升高而减小,称为带隙收缩效应^{[40]-[43]}。这主要是由于在大载流子密度下,同一能带内的载流子之间会发生屏蔽以及相互作用,从而导致能带

结构的改变^{[78][79]}。通常，带隙收缩量与注入载流子密度之间存在以下实验关系^{[76][79]}

$$\Delta E_g = -\zeta n^{1/3} \quad (3-41)$$

其中 $\zeta = 2.2 \sim 3.2 \times 10^{-5} \text{ (meV} \cdot \text{cm)}$ 。

因载流子相互作用而引起的带隙收缩效应属于多体问题，可以利用带隙重整化的理论对其进行分析^{[78]-[81]}。根据带隙重整化理论，导带第 l 子带与价带第 m 子带间的跃迁能量可以表示为

$$E_{lm}^\sigma = E_l^c(\mathbf{k}_l) - E_{\sigma,m}^v(\mathbf{k}_l) + E_g - \sum_{n, \mathbf{q}_l} V_{nlml}^{ee}(\mathbf{q}_l) f_n^c(|\mathbf{k}_l + \mathbf{q}_l|) - \sum_{n, \mathbf{q}_l} V_{nmnm}^{hh\sigma}(\mathbf{q}_l) (1 - f_{\sigma,m}^v(|\mathbf{k}_l + \mathbf{q}_l|)) \quad (2-42)$$

其中， $\mathbf{k}_l$ 和 $\mathbf{q}_l$ 为横向波矢量，而

$$V_{nlml}^{ee}(\mathbf{q}_l) = \int dz_1 dz_2 \phi_n^*(z_1) \phi_l^*(z_2) \frac{e^2}{2\epsilon_0 \epsilon_r q_l A} \exp(-q_l |z_1 - z_2|) \phi_n(z_2) \phi_l(z_1) \quad (2-43)$$

$$V_{nmnm}^{hh\sigma}(\mathbf{q}_l) = \sum_{i=hh, lh} \int dz_1 dz_2 g_{n,i}^{\sigma*}(z_1; |\mathbf{k}_l + \mathbf{q}_l|) g_{m,i}^{\sigma*}(z_2; \mathbf{k}_l) \times \frac{e^2}{2\epsilon_0 \epsilon_r q_l A} \exp(-q_l |z_1 - z_2|) g_{n,i}^\sigma(z_2; |\mathbf{k}_l + \mathbf{q}_l|) g_{m,i}^\sigma(z_1; \mathbf{k}_l) \quad (2-44)$$

为对应于电子—电子和空穴—空穴相互作用的库仑作用能。

式(2-40)中的最后两项分别为电子和空穴的单粒子自能。通常，单粒子自能随波矢量 $\mathbf{k}_l$ 的变化可以忽略。因此，可以用 $\mathbf{k}_l = 0$ 处的值对其进行近似^[1]。由此得到带隙的变化量为

$$\Delta E_{lm}^\sigma = - \sum_{n, \mathbf{q}_l} V_{nlml}^{ee}(\mathbf{q}_l) f_n^c(\mathbf{q}_l) - \sum_{n, \mathbf{q}_l} V_{nmnm}^{hh\sigma}(\mathbf{q}_l) (1 - f_{\sigma,m}^v(\mathbf{q}_l)) \quad (2-45)$$

图 2-8 为根据带隙重整化理论计算得到的量子阱材料带隙随注入载流子密度的变化曲线。由图中可以看出，与晶格匹配量子阱材料相比，压应变量子阱材料的带隙收缩效应更为显著。

2.2.4 带隙随温度的变化

在以上的计算中，我们均假定量子阱材料的温度恒定为室温 ($T = 300 \text{ K}$)。实际上，当注入电流大于激光器阈值时，有源区的温度会因非辐射复合以及载流子溢出等因素造成的发热而升高，其禁带宽度会随之下降，导致增

益峰向长波长方向移动。

III-V 族化合物半导体禁带宽度随温度的变化有以下一般公式^[73]

$$E_g(T) = E_g(0) - \Delta E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2-46)$$

这里，由于缺少应变 InGaAsP 材料的实验参数，我们采用与 InP 晶格匹配的四元材料的参数进行计算， $\alpha = 0.426 \times 10^{-3} \text{ eV/K}$ ， $\beta = 224 \text{ K}$ 。

如图 2-9 所示为带隙收缩与有源区温度变化对压应变量子阱材料的增益谱的影响。可以看出，在考虑带隙收缩效应后，增益谱峰向长波长方向发生显著的移动。

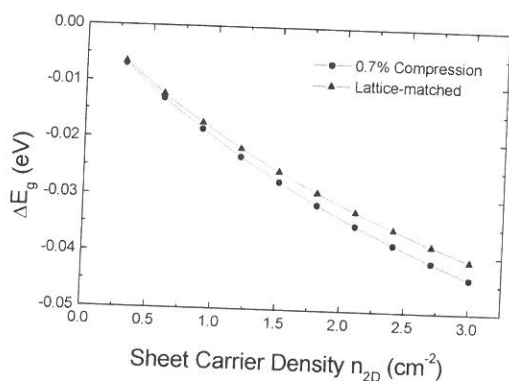


图 2-8 量子阱材料带隙随注入载流子密度的变化

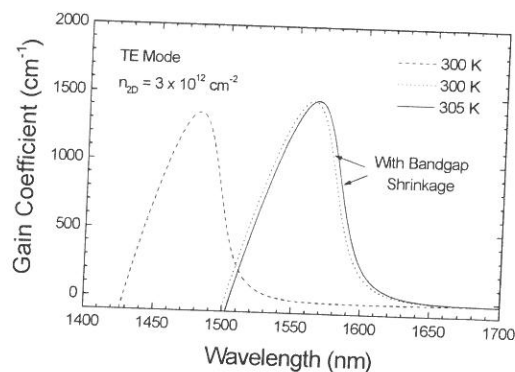


图 2-9 带隙收缩与温度变化对压应变量子阱材料增益谱峰位置的影响

2.3 量子阱材料的激子吸收谱

在量子阱材料中，由于势垒的限制作用，激子结合能增大，使得激子在室温下得以存在，并在材料吸收带边出现尖锐的激子吸收峰^{[74][75]}。由于集成器件的波长匹配主要涉及量子阱材料带边附近的吸收特性，因此对激子吸收谱的分析计算就显得十分重要。激子问题涉及电子与空穴的相互作用，属于多体问题，其分析比较复杂，通常采用变分方法进行求解^{[82]-[84]}。然而，由于变分方法得到的结果与变分函数的选择密切相关，因而其适用范围有限。为此，我们选择了非变分数值方法对量子阱材料激子问题进行求解^{[85]-[87]}。同时，为了能够方便地考虑价带的非抛物线性，我们在 k 空间对量子阱材料的激子吸收谱进行计算。

根据有效质量理论, 激子的哈密顿量为^[85]

$$H = H_0^c + H_0^v + V \quad (2-47)$$

其中, H_0^c 和 H_0^v 分别为不考虑电子-空穴相互作用时电子与空穴的哈密顿量, V 为库仑作用能, 其实空间的表达式为

$$V(|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|) = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r[(\boldsymbol{\rho}_e - \boldsymbol{\rho}_h)^2 + (z_e - z_h)^2]^{1/2}} \quad (2-48)$$

经过 Fourier-Bessel 变换可以得到其在 $\mathbf{k}$ 空间的表达式

$$\begin{aligned} V(|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_t'|; z_e, z_h) &= \int d^2\rho \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r[\rho^2 + (z_e - z_h)^2]^{1/2}} \exp(-i(\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_t') \cdot \boldsymbol{\rho}) \\ &= \frac{-e^2}{2\epsilon_0\epsilon_r|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_t'|} \exp(-|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_t'| \times |z_e - z_h|) \end{aligned} \quad (2-49)$$

其中, $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_e - \boldsymbol{\rho}_h$ 为电子与空穴的横向相对位置矢量。

如果记导带第 n 子带与价带第 m 子带的波函数为

$$|n, \mathbf{k}_t\rangle = \frac{e^{i\mathbf{k}_t \cdot \boldsymbol{\rho}_e}}{\sqrt{A}} \phi_n(z_e) |S, \eta\rangle \quad (2-50)$$

$$|m, \mathbf{k}_t\rangle = \frac{e^{i\mathbf{k}_t \cdot \boldsymbol{\rho}_h}}{\sqrt{A}} \sum_{i=hh, lh} g_{m,i}^\sigma(z; \mathbf{k}_t) |u_i^\sigma\rangle \quad (2-51)$$

则有

$$H_0^c |n, \mathbf{k}_t\rangle = E_n^c |n, \mathbf{k}_t\rangle \quad (2-52)$$

$$H_0^v |m, \mathbf{k}_t\rangle = E_{\sigma, m}^v |m, \mathbf{k}_t\rangle \quad (2-53)$$

记 Ψ^X 为激子波函数, 它满足以下方程

$$H\Psi^X = E^X\Psi^X \quad (2-54)$$

将激子波函数按导带与价带波函数的直积进行展开, 并根据准动量守恒, 可以得到^{[83][85]}

$$\Psi^X = \sum_{n, m} \sum_{\mathbf{k}_t} G_{nm}^X(\mathbf{k}_t) |n, \mathbf{k}_t\rangle |m, -\mathbf{k}_t\rangle \quad (2-55)$$

其中 $G_{nm}^X(\mathbf{k}_t)$ 为激子在 $\mathbf{k}$ 空间的展开包络函数。

将上式代入(2-54), 并利用(2-52)和(2-53), 就得到 $\mathbf{k}$ 空间的激子方程

$$(E_n^c(\mathbf{k}_t) - E_{\sigma, m}^v(\mathbf{k}_t)) G_{nm}^X(\mathbf{k}_t) + \sum_{n', m'} \sum_{\mathbf{k}_t'} V_{nmn'm'}(|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_t'|) G_{n'm'}^X(\mathbf{k}_t') = E_{nm}^X G_{nm}^X(\mathbf{k}_t) \quad (4-56)$$

其中,

$$\begin{aligned}
 V_{nmn'm'}(|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}'_t|) &= \langle n, \mathbf{k}_t; m, -\mathbf{k}_t | V(|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}'_t|; z_e, z_h) | n, \mathbf{k}'_t; m, -\mathbf{k}'_t \rangle \\
 &= \frac{-e^2}{2\varepsilon_0\varepsilon |\mathbf{k}_t - \mathbf{k}'_t| A} \int dz_e \int dz_h \exp(-|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}'_t| \cdot |z_e - z_h|) \\
 &\quad \times \phi_n^*(z_e) \phi_{n'}(z_e) \sum_{i=hh, lh} g_{m,i}^{\sigma*}(z_h, \mathbf{k}_t) g_{m',i}^{\sigma}(z_h; \mathbf{k}'_t)
 \end{aligned} \quad (4-57)$$

如果假设子带间的耦合较弱, 则可以忽略其影响, 即

$$\langle n, \mathbf{k}_t; m, -\mathbf{k}_t | V | n', \mathbf{k}'_t; m', -\mathbf{k}'_t \rangle = \delta_{nn'} \delta_{mm'} \langle n, \mathbf{k}_t; m, -\mathbf{k}_t | V | n, \mathbf{k}'_t; m, -\mathbf{k}'_t \rangle \quad (4-58)$$

由此可以得到简化的激子包络函数方程^[85]

$$(E_n^c(\mathbf{k}_t) - E_{\sigma,m}^v(\mathbf{k}_t)) G_{nm}^X(\mathbf{k}_t) + \sum_{\mathbf{k}'_t} V_{nmnm}(|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}'_t|) G_{nm}^X(\mathbf{k}'_t) = E_X G_{nm}^X(\mathbf{k}_t) \quad (4-59)$$

我们采用 Locher 与 Singh 提出的非变分数值方法对(4-59)进行求解^[85]。该数值方法首先假定包络函数 $G_{nm}^X(\mathbf{k}_t)$ 仅与 $\mathbf{k}_t$ 的大小有关, 然后将方程对 k_t 进行离散化。在离散化的过程中, 需要特别注意考虑 $V_{nmnm}(|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}'_t|)$ 的奇异性。对离散化后的本征值问题进行求解, 就可以得到激子包络函数 $G_{nm}^X(k_t)$ 。

在求得激子包络函数 $G_{nm}^X(k_t)$ 后, 可以按以下公式计算导带第 n 子带与价带第 m 子带间的激子吸收谱^{[86][87]}

$$\alpha_{nm}^X(\hbar\omega) = \left(\frac{\pi e^2 \hbar}{n_r \varepsilon_0 m_0 c L_w} \right) \sum_X \sum_{\sigma=U,L} \left(f_{nm}^{X\sigma} \frac{\Gamma_X/2\pi}{(\hbar\omega - E_X)^2 + (\Gamma_X/2)^2} \right) \quad (4-60)$$

其中

$$f_{nm}^{X\sigma} = \frac{2}{m_0 E_X} \left| \sum_{\mathbf{k}_t} (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{P}_{nm}^{\eta\sigma}) G_{nm}^X(\mathbf{k}_t) \right|^2 \quad (4-61)$$

为跃迁振子强度。这里, $\mathbf{P}_{nm}^{\eta\sigma} = \mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma} = \langle \Psi_{m,k_t}^{v\sigma} | \mathbf{p} | \Psi_{n,k_t}^{c\eta} \rangle$, 为动量矩阵元。在式(4-57)中, 我们采用 Lorentz 线型对由于量子阱厚度起伏等原因造成的激子谱线展宽进行模拟, 其中 Γ_X 为激子线宽。

我们对压应变量子阱中不同激子能级的吸收谱进行了计算, 结果如图 2-10a 所示。由于轻、重空穴带耦合的结果, 原来的禁戒跃迁 C1-HH2 与 C2-HH1 也出现了一定的吸收^[83]。

量子阱材料的激子吸收谱可以由以下公式进行计算

$$\alpha^X(\hbar\omega) = \sum_{n,m} \alpha_{nm}^X(\hbar\omega) \quad (4-62)$$

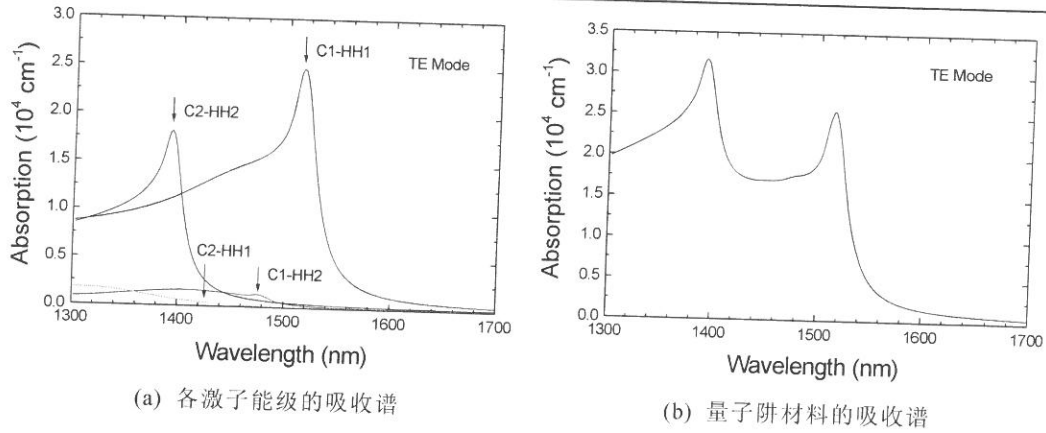


图 2-10 压应变量子阱的激子吸收谱

图 2-10b 为计算得到的压应变量子阱材料的吸收谱。由于我们主要关心带边附近的吸收特性，我们仅考虑了导带与价带中能量最低的两个子能级之间的跃迁，而忽略了其他能级对吸收系数的贡献。

2.4 同一外延层结构集成器件的波长匹配

在同一外延层结构集成器件中，调制器部分处于反向偏置状态，而激光器部分则工作在正向电流注入状态。由图 2-9 与图 2-10 可以看出，载流子注入引起的带隙收缩效应会造成激光器增益谱峰的红移，从而可以在激子吸收峰的长波长一侧获得增益。另外，注入引起的有源区温度升高将使增益谱峰的位置进一步向长波长方向移动，有助于实现激光器与调制器之间的波长匹配。

根据以上的讨论可以看出，为了实现波长匹配要求量子阱材料具有较宽的增益范围，同时在载流子注入下的带隙收缩效应比较显著。理论分析结果表明，压应变的量子阱材料可以满足以上的要求，因此应当采用压应变量子阱材料进行同一外延层结构集成器件的制作。

2.5 本章小结

本章对同一外延层结构集成器件中激光器部分与调制器部分的波长匹配进行了理论上的分析。我们首先对量子阱材料的能级结构进行了分析，并

在此基础上对材料的增益谱进行了计算。同时，我们利用带隙重整理论考虑了注入引起的带隙收缩问题。计算结果表明，采用压应变量子阱材料可以获得更宽的增益谱，而且其带隙随注入载流子密度的变化也更为显著。随后，我们采用非变分数值解法计算了量子阱材料的激子吸收谱。通过比较计算得到的增益谱与激子吸收谱，我们从理论上证实了同一外延层集成结构的可行性，并指出采用压应变量子阱材料有利于实现器件的波长匹配。

第三章 同一外延层集成光源的结构设计与制作工艺

本章将着重讨论集成光源的结构设计与制作工艺。首先,我们将对集成器件结构设计中的的一些重要问题进行讨论。其次,我们将对外延材料生长、化学湿法刻蚀技术以及图形电极制作等对器件性能有重要影响的关键工艺步骤进行研究,并在此基础上确定出完整的器件制作工艺流程。最后,我们将介绍采用这一工艺流程制作的 2.5 Gb/s 集成光源发射模块的器件特性。

3.1 集成光源的器件结构设计

为了获得具有良好的工作性能的集成光源,首先需要对器件的结构进行仔细的设计。集成光源的设计主要包括多量子阱材料设计、激光器与调制器部分的结构优化、以及器件总体结构的设计。下面我们就这些问题进行仔细的讨论,从而确定出合理的器件结构。

3.1.1 多量子阱材料的设计

在 DFB 激光器/EA 调制器集成光源中,激光器的有源层和调制器的吸收层均为多量子阱材料,其特性将直接影响制成器件的性能。因此,量子阱材料的设计是制作高性能集成器件的关键。为了使激光器和调制器能够同时处于最佳工作状态,一般需要对两部分各自的量子阱材料分别进行优化设计。在同一外延层结构集成器件中,由于受器件结构的限制,无法对激光器和调制器的量子阱材料进行分别优化,因此需要在进行量子阱材料结构设计过程中同时兼顾两部分器件的工作特性。

对于一般的多量子阱激光器,其有源层的阱数为 5~7 个左右,过多的阱数将导致阈值电流的升高。而对于 EA 调制器而言,一般采用 10 个以上的量子阱以制作高消光比器件。因此,在同一外延层结构的集成器件中,需要对量子阱层的周期数进行一定的折衷。为了保证激光器部分具有较低的阈值,我们决定采用 5 周期的量子阱结构。同时,为了保证获得足够的消光比,我们通过增大阱宽的方法来增强 EA 调制器的量子限制 Stark 效应。第二章的理论分析表明,压应变量子阱材料具有较宽的增益谱,同时其带隙收缩效

应比较显著,有利于实现同一外延层结构器件集成。因此,我们决定采用压应变量子阱材料进行集成光源的制作。

如图 3-1 所示为用于进行同一外延层结构集成光源制作的多量子阱材

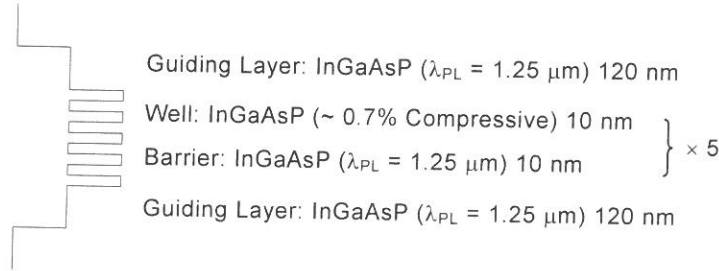


图 3-1 用于集成光源制作的多量子阱结构示意图

料结构示意图。它包含 5 个周期的应变量为 0.7%左右的 InGaAsP 压应变量子阱,同时采用晶格匹配 InGaAsP 作为垒材料。采用 InGaAsP 材料多量子阱的优点是可以获得较大设计灵活性,能够方便地调节材料的带隙波长与应变变量。实际上,InGaAsP 多量子阱激光器已经被广泛应用于光纤通信系统^[88],而近期的研究表明采用 InGaAsP 材料同样可用于制作高性能的 EA 调制器^{[89][90]}。因此,采用图 3-1 所示的量子阱结构有可能制作出具有良好工作特性的集成光源。

为了将集成光源应用于干线光通信系统,我们希望器件的激射波长在 1.55 μm 附近,以充分利用掺铒光纤放大器的增益平坦区域。在同一外延层的集成光源中,DFB 激光器的激射波长偏离量子阱材料增益谱峰位置。因此,量子阱材料光荧光谱峰波长与激光器激射波长的相对位置对集成器件的工作特性有着重要的影响,关于这一点我们将在第四章作进一步的讨论。这里,我们初步选择量子阱材料的光荧光谱峰波长为 1.50 ~ 1.51 μm 左右。在器件制作过程中,我们将通过改变光栅周期的方法调整激射波长,以获得最佳的器件特性。

3.1.2 激光器部分的设计

为了将集成光源应用于高速率、长距离干线光纤通信系统,要求保证激光器处于完全单模工作,即同时具有单纵向模式和单侧向模式。在 DFB 激光器中,对纵向模式的控制是通过光栅形成的分布反馈实现的,而对侧向

模式的控制，则需要设法形成侧向的折射率导引结构。

对于通常采用的折射率耦合型 DFB 激光器，由于其模式选择特性与端面处的光栅相位和镀膜状况密切相关，导致单模成品率不高。此外，折射率耦合型 DFB 激光器，特别是引入了 $\lambda/4$ 相移的器件，还存在着在大注入下因空间烧孔引起的模式不稳定的问题。

为了改善集成器件的单模成品率，我们在集成光源的激光器部分引入了增益耦合机制。同时，我们采用了脊波导结构以实现侧向光场模式。

1) 增益耦合型 DFB 激光器

大量的理论分析和实验数据表明，增益耦合型 DFB 激光器不但具有良好的模式选择能力和稳定的单模工作特性，还具有抗端面反射、调制啁啾小等优点^{[2]-[4][91][92]}。在我们的器件中，我们采用了两种不同的方法形成增益耦合，即吸收型光栅和载流子限制光栅。

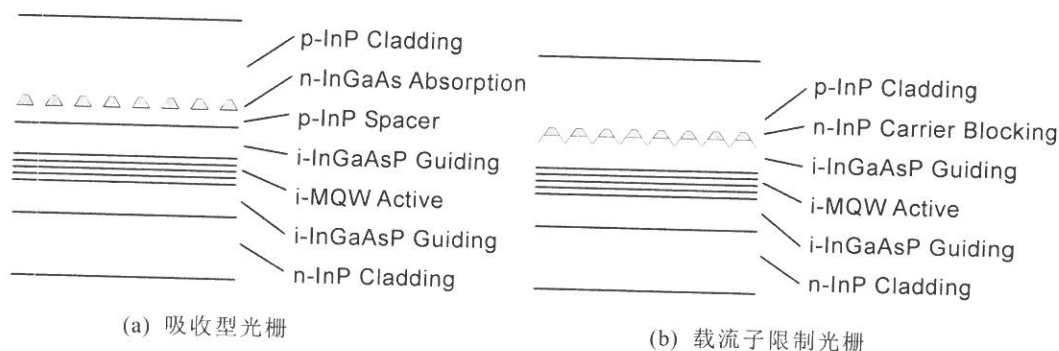


图 3-2 两种可以实现增益耦合的光栅结构

图 3-2a 为含有吸收光栅的增益耦合型激光器的结构示意图。由于 n-InGaAs 光栅不形成注入，会造成对光场的周期性吸收，从而构成等效的增益耦合^{[2][4][88][93]}。吸收型光栅的增益耦合系数由吸收光栅层的厚度、吸收系数及其相对于有源层的位置决定，因而可以通过对光栅层参数的设计精确控制激光器的增益耦合系数。同时，由于 InGaAs 材料与周围的 InP 材料的折射率不同，使得这种光栅结构同时伴随有折射率耦合，因而它实际上是一种部分增益耦合。

图 3-2b 为载流子限制光栅结构示意图。由于 n-InP 光栅层的存在，从 p 电极一侧向有源区注入的空穴只能由光栅间隙注入。这种非均匀的载流子注

入将会引起有源层中增益的周期性起伏,从而实现增益耦合^{[94]-[97]}。与吸收型光栅相比,载流子限制光栅避免了吸收层带来的附加损耗以及吸收饱和造成的非线性。另外,周期性注入的载流子可以与驻波场峰值形成匹配作用,有助于提高注入效率,降低阈值。

由于载流子限制光栅所形成的增益耦合系数较小,一般需要同时形成折射率光栅以保证激光器具有良好的工作特性。如图 3-2b 所示,在进行光栅刻蚀的过程中,通过控制光栅的刻蚀深度,可以使 n-InP 光栅层下面的 InGaAsP 波导层也被部分腐蚀。这样,在经过二次外延利用 p-InP 材料进行掩埋生长后,就可同时构成载流子限制光栅和折射率光栅,形成部分增益耦合。

另外,以上两种增益耦合型 DFB 激光器均属于反相耦合(anti-phase coupling)结构。理论分析表明,该结构有助于减小激光器的线宽^[98]。

2) 激光器侧向模式的控制

为了实现单侧向模式工作并降低器件阈值,集成光源激光器部分采用如图 3-3a 所示的脊波导结构对光场的侧向模式以及载流子的侧向扩散进行控制。脊型波导结构主要通过对导波模式的消逝场提供微扰以实现侧向模式的控制,属于准折射率波导。同时,由于载流子仅能在较窄的区域内进行注入,脊波导结构有助于提高注入效率,降低器件阈值。此外,脊波导结构的制作工艺比较简单,无须进行额外的外延步骤,并可以获得良好的温度特性。

脊波导对侧向模式的限制能力与其结构尺寸密切相关。理论分析表明,为了保证稳定的单侧向模式工作,脊波导的脊宽应小于 $2.5\ \mu\text{m}$ ^[99]。由于过

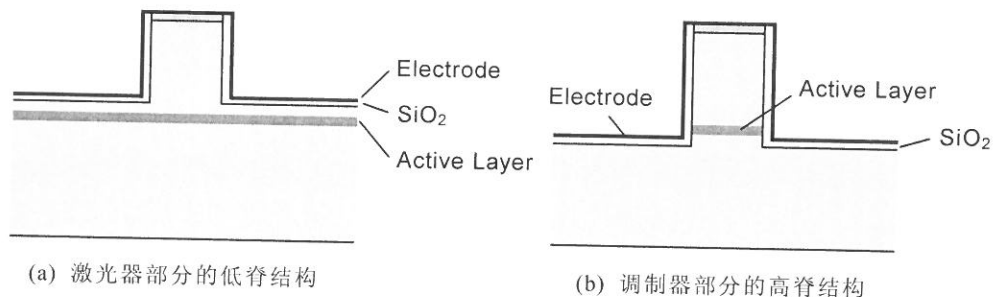


图 3-3 集成器件中采用的脊波导结构

小的脊宽不但存在制作上的困难,还会造成器件电极接触上的问题,因此我们希望能够尽量加大脊条顶部的宽度,以减小器件的接触电阻。为了解决这一矛盾,可以采用倒台型脊波导^[100]。该结构的脊波导上宽下窄,能够在保证单侧向模式工作的同时增大脊波导顶部的宽度。为了制作具有倒台形状的脊波导结构,需要选择合适的腐蚀液与刻蚀工艺,这将在后面作详尽的讨论。

3.1.3 调制器部分的设计

调制器部分结构设计的关键是如何减小器件的插入损耗,并提高器件的消光比,同时设法减小器件的电容,以增大器件的调制带宽。

通常,提高器件消光比的主要途径为:增加量子阱的个数,增强波导对模场的限制,以及对多量子阱结构进行优化设计。在同一外延层结构的集成光源中,增加调制器部分的量子阱个数或对调制器部分的量子阱结构进行独立优化都受到了局限,因此增强波导模场限制能力成为提高消光比的主要手段。

为了增强对光场模式的限制,通常电吸收调制器采用如图 3-3b 所示的高脊结构。由于脊区以外的有源层被刻蚀掉,光场将主要集中在所剩余的狭窄的脊区范围内,对光场的限制大大的加强。同时,高脊结构减少了器件的 p-n 结面积,有助于降低器件的电容以提高调制带宽。

3.1.4 器件整体结构设计

图 3-4 为根据以上讨论确定的集成器件的外延结构示意图,其中的激光器部分采用载流子限制光栅以形成增益耦合。对于含有吸收光栅的集成器件,除了生长 n-InGaAs 层以形成吸收光栅外,其余的外延结构与此基本类似。另外,如果在图 3-4 所示的结构中不进行 n-InP 载流子阻挡层的生长而直接在 InGaAsP 波导层上刻蚀光栅,则可以得到折射率耦合型器件。为了便于采用选择性腐蚀液进行脊波导结构的制作,我们在 p-InP 载流子限制层上方生长了 InGaAsP 薄层作为腐蚀停止层。

图 3-5 为集成器件管芯的总体结构示意图。其中激光器部分的腔长设计为 $350 \sim 400 \mu\text{m}$,而调制器部分的设计长度为 $160 \sim 200 \mu\text{m}$ 。选择较长的激光器腔长有助于提高激光器的稳定性,而调制器长度的则是通过对提高消光

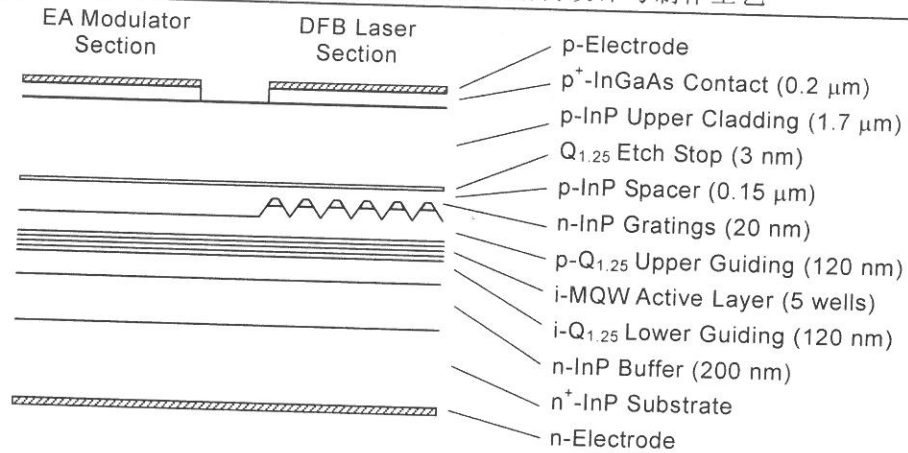


图 3-4 集成光源外延结构示意图

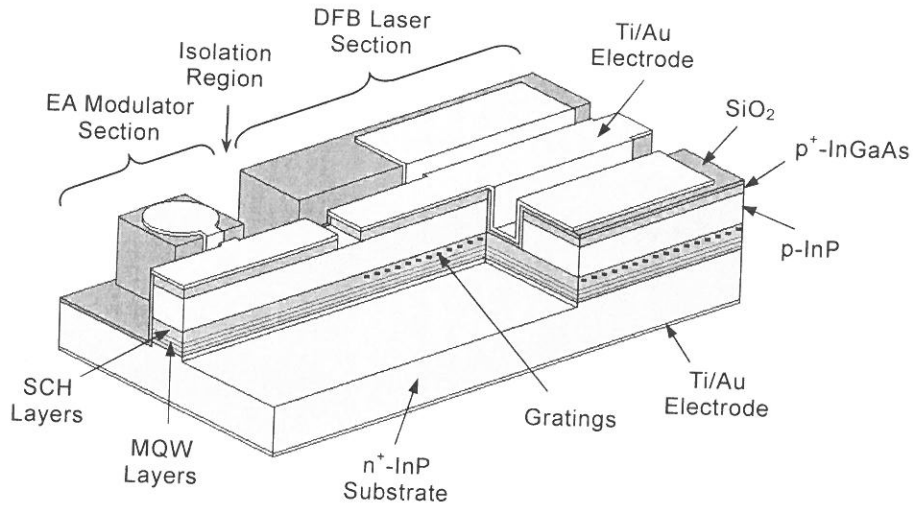


图 3-5 集成器件管芯结构示意图

比和减小器件电容两方面因素加以综合考虑而确定的。

由于激光器与调制器分别工作于正向注入和反向偏置的状态，为了避免调制的反向偏压以及高频调制信号对激光器的影响，需要在两部分之间的形成良好的电隔离。为此，我们将激光器与调制器接合部的欧姆接触层和金属电极去掉，形成宽度为 $40\ \mu\text{m}$ 的电极隔离区。为了进一步改善电隔离的效果，可以在隔离区实行质子注入，能够得到 $\text{M}\Omega$ 量级的隔离电阻。

为了减小调制器部分的电容，并避免调制器与激光器之间的高频耦合，集成器件的激光器部分和调制器部分均采用了图形电极。具体的电极设计尺寸将在第五章有关集成器件的高频调制特性的部分进行仔细讨论。

为了使集成器件的正常工作，除了保证激光器与调制器之间的电隔离外，还需要尽量减小因调制器端面反射造成的光反馈对激光器工作特性的影响。为此，需要对调制器端面进行抗反镀膜。同时，为了增大集成光源的输出功率，可以尝试对激光器端面进行高反镀膜。

3.2 集成光源的外延生长技术

在上一节中我们指出，用于器件制作的外延材料的质量，特别是多量子阱材料的特性，将直接影响到集成器件的工作性能。在实际的器件制作过程中，半导体材料的质量是由外延生长工艺所决定的。因此，外延工艺成为制作高性能集成光源的关键技术。

由于多量子阱材料的外延涉及超薄层材料的生长，可以采用金属有机物化学气相沉积(MOCVD)或分子束外延(MBE)方法进行制作。与 MBE 技术相比，MOCVD 具有生长速度快，可应用于大规模生产等优点，并可进行含磷半导体化合物的生长，被广泛地应用于 InP 基半导体光电子材料的制备。由于普通的 MBE 设备难以进行含磷材料的外延生长，所以我们采用 MOCVD 技术进行 InGaAsP 多量子阱材料的制备。

通常，集成光源的制作包括多次外延步骤以形成激光器区和调制器区不同的量子阱结构，其制作工艺十分复杂。而采用同一外延层结构，仅需要进行两次 MOCVD 外延生长，使集成器件的制作工艺步骤大为简化。

3.2.1 量子阱材料的生长

如图 3-6 所示为用于进行多量子阱材料生长的 MOCVD 系统示意图。该设备采用叔丁基肼(TBA)和叔丁基膦(TBP)作为砷源和磷源，三甲基铟(TMIn)和三甲基镓(TMGa)作为铟源和镓源，同时采用二甲基锌(DMZn)和硫化氢(H₂S)作为 p 型和 n 型掺杂剂。TBA 和 TBP 为液态源，与常用的气态源砷烷(AsH₄)和磷烷(PH₄)相比，具有饱和蒸汽压较低，易于裂解，毒性较弱等优点。

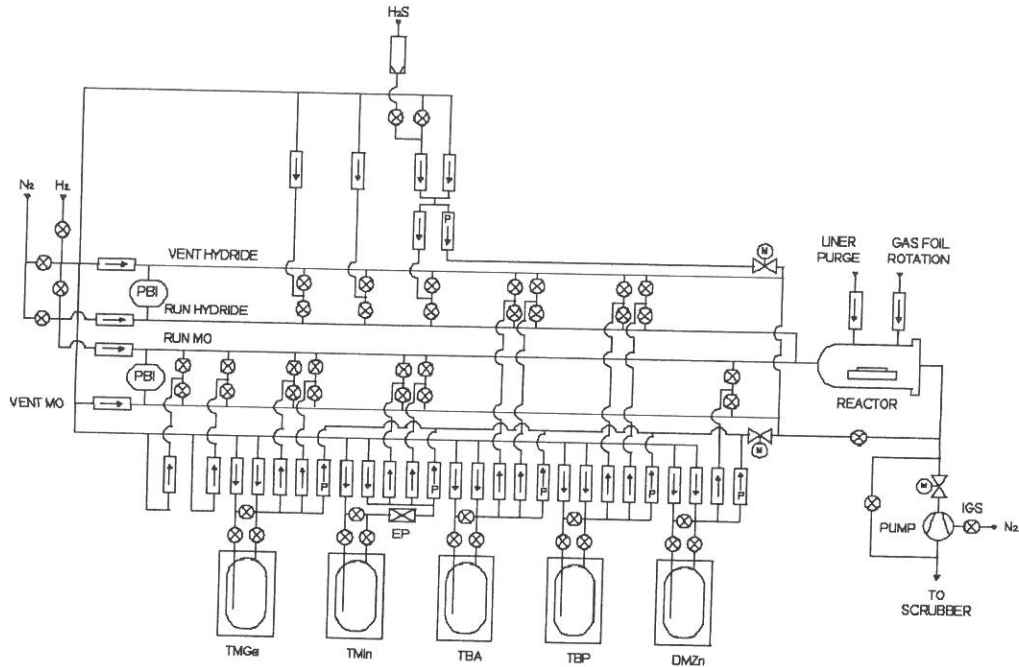


图 3-6 MOCVD 外延系统示意图

在量子阱材料的生长过程中，衬底温度和反应室压力分别控制在 610°C 和 100 mbar，同时将 V 族与 III 族元素的流量比维持在 30 左右。需要注意的是，InP 材料在高温下容易发生分解，因此需要在衬底升温的过程中向反应室内通入 TBP 气流形成富磷气氛，以防止因 InP 衬底受热分解而影响外延质量。

在多量子阱材料生长完成以后，需要进行光荧光和 X 射线双晶衍射的

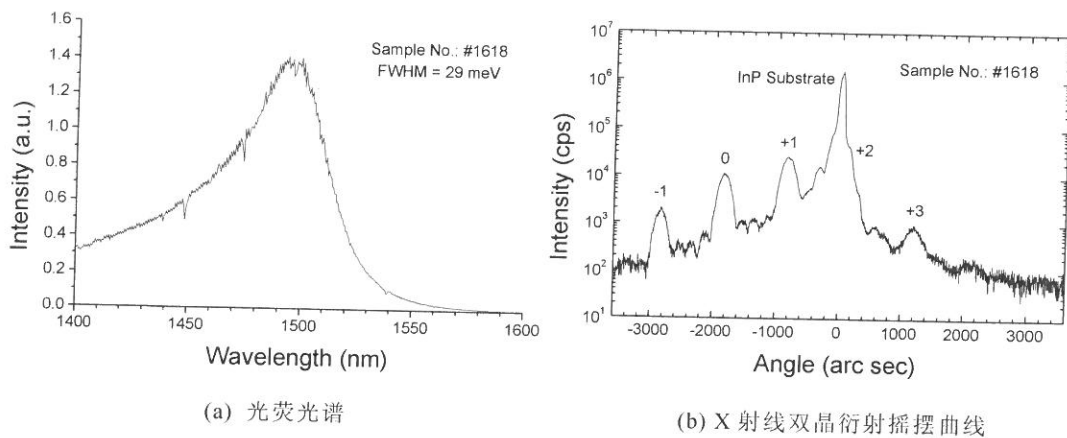


图 3-7 多量子阱材料特性

测量以对其特性进行评估。图 3-7a 所示为多量子阱材料的室温光荧光谱，其半高全宽(FWHM)为 30 meV 左右，说明量子阱材料的光学特性是令人满意的。图 3-7b 为同一量子阱材料的 X 射线双晶衍射摇摆曲线。通过对摇摆曲线进行拟合，可以确定出该量子阱材料含有 0.7%左右的压应变。

3.2.2 二次外延

二次外延是指在完成激光器区的部分光栅的制作后，继续在多量子阱外延片表面进行包括载流子限制层、腐蚀停止层、上包层以及欧姆接触层等外延结构的生长，最终完成外延材料的制备。图 3-8 为二次外延后的扫描电镜照片。由于腐蚀停止层厚仅为 3 nm，因而无法在照片中观察到。

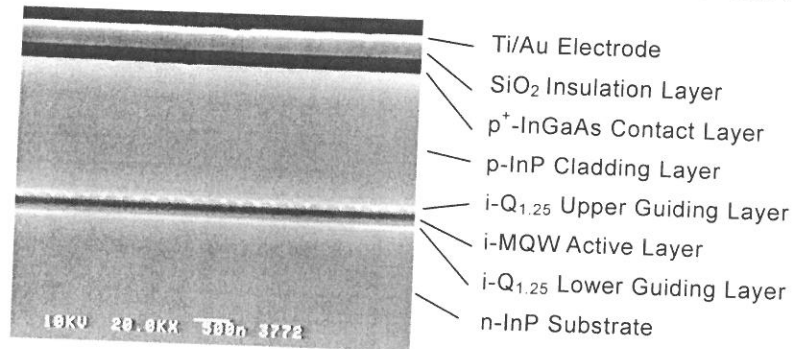


图 3-8 过二次外延后的扫描电镜照片

二次外延是在已经制作了光栅的材料上进行的，保证外延片表面的清洁度是获得良好的外延结果的关键。因此，需要在二次外延以前对完成了光栅刻蚀的外延片进行仔细的清洗，特别是彻底去除光栅区残留的光刻胶，否则将严重影响二次外延的质量。为达到这一目的，在对外延片进行有机清洗后，还需要利用等离子体辉光对其表面进行处理，以保证清洁度。

二次外延的生长条件与进行多量子阱材料的外延时基本一致，除欧姆接触层外，各层材料的生长温度均为 610°C。在进行欧姆接触层的外延时，需要将反应室温度降低至 550°C 以提高掺杂剂的活性，从而实现高掺杂。

二次外延中一个需要特别注意的问题是对光栅结构的保护。以图 3-4 中的外延结构为例，光栅结构实际同时包括 InP 和 InGaAsP 材料。为了避免光栅材料在升温过程中发生分解而导致器件制作的失败，在对衬底进行加热升

温时,除向反应室内通入 TBP 气流以外,还需要通入 TBA 气流,同时形成富磷和富砷的气氛,以抑制光栅材料的分解。

另一个可能影响器件特性的问题是二次外延后量子阱材料的光荧光谱峰会发生一定的蓝移。图 3-9 显示了量子阱材料在二次生长前后的光荧光谱。可以看出,经过二次外延后,光荧光谱峰的位置明显地朝短波长方向移动,其蓝移量一般为 10 ~ 15 nm。

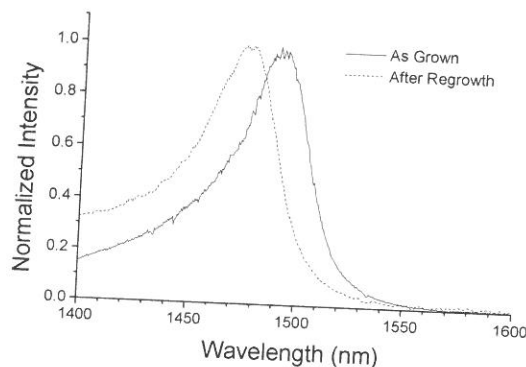


图 3-9 二次外延后光荧光谱峰的蓝移

InGaAsP 材料量子阱光荧光谱峰在二次外延后的蓝移是一普遍现象,其原因是在二次生长过程中,阱材料与垒材料(主要是 V 族元素)在高温下发生互扩散,造成势阱材料的带隙增大,从而引起光荧光谱峰的蓝移。

我们在前面有关器件设计的讨论中指出,激光器激励波长相对于量子阱材料光荧光谱峰的红移量对集成器件的工作特性有着极大的影响。光荧光谱峰的蓝移会造成实际器件的波长红移量比预想值偏大。因此需要在进行光栅周期的设计时考虑光荧光蓝移的影响。

有报道指出,可以通过设计量子阱结构使阱材料与垒材料具有相同 V 族成分以消除光荧光谱峰在二次外延后的蓝移^[101]。然而这种量子阱结构存在制作上的困难,同时也限制了材料设计的灵活性。另一方面,通过预先考虑光荧光谱峰的蓝移,选择适当的光栅周期,同样可以实现对激励波长红移量进行较为精确的控制。我们将在第四章对此作进一步的讨论。

3.3 集成光源的湿法刻蚀技术

集成光源的结构比较复杂,在制作过程中需要进行多次的光刻与腐蚀。因此,刻蚀工艺是直接关系到器件制作成败的关键技术。

刻蚀技术可以分为湿法刻蚀与干法刻蚀两种。与干法刻蚀技术相比,湿法刻蚀技术对材料的损伤小,并且具有较大的灵活性。例如,通过选择适当的腐蚀液,可以实现对不同材料的选择性腐蚀,还能够根据晶向的变化获

得不同的刻蚀形状。因此,我们采用湿法刻蚀技术来完成集成器件制作过程中的各步刻蚀。

3.3.1 晶向的确定

通常,用于器件制作的 InP 衬底表面为(100)晶面,沿其表面存在 $[011]$ 和 $[0\bar{1}1]$ 两个正交的晶向。选择适当的腐蚀液(如 1%的 $\text{Br}_2:\text{CH}_3\text{OH}$ 溶液),可以在 $[011]$ 方向获得倒梯形的条形结构,而沿 $[0\bar{1}1]$ 方向一般只能得到正梯形或接近直台形状的条形结构。因此,为了制作倒台型脊波导,应使波导沿 $[011]$ 晶向。由于光栅方向与脊波导方向垂直,所以在利用干涉曝光方法进行光栅制作时,应使干涉条纹平行于 $[0\bar{1}1]$ 方向。

由以上的讨论可以看出,在进行光栅或脊波导的制作之前,必须首先确定外延片的晶向。对于直接从 2 英寸晶片上解理下来的外延片,可以根据晶片制造商提供的资料确定其晶向。如果没有这些信息,则需要通过实验确定外延片的晶向,以便进行下一步光刻与刻蚀工艺。

通过实验确定晶向的方法有多种。例如,可以利用光刻的方法在外延片表面形成条形光刻胶掩模,并利用 $\text{Br}_2:\text{CH}_3\text{OH}$ 溶液对其进行刻蚀,根据不同的刻蚀结果即可以确定晶向。这种方法的优点是非常直观,但是因为需要进行光刻,操作比较复杂。另一种可以比较简便地判断晶向的方法为:首先,解理一小条外延片,用金刚砂将其背面磨粗,并放入浓盐酸溶液腐蚀 1~2 分钟。然后,将外延片取出并用水漂净,用显微镜观察其背面。此时,会在衬底的背面出现一系列细小的条纹,平行于条纹的方向即为 $[0\bar{1}1]$ 晶向。此方法简便易行,可以迅速判断出外延片的晶向,在实际器件制作过程中非常实用。

3.3.2 光栅腐蚀液的选择

为了保证对光栅占空比和光栅深度的精确控制,要求光栅腐蚀液的腐蚀特性均一,侧蚀较小,同时对光刻胶无破坏作用。另外,由于光栅层可能同时含有 InP 与 InGaAsP 材料,所以需要采用非选择性腐蚀液进行光栅的刻蚀。经过实验比较,我们选用了以下两种不同的腐蚀液进行光栅制作。

1) HBr:HNO₃:H₂O

利用 HBr:HNO₃:H₂O= 1:1:10 溶液可以在[0 $\bar{1}$ 1]晶向上得到侧壁倾角为45°左右的正梯形条形结构^[99]。该腐蚀液的优点是对光刻胶的显影状况不敏感,刻蚀得到的光栅表面光洁,有利于进行二次外延生长。其缺点是腐蚀特性与配制方法密切相关,不易获得良好的可重复性。

在配制 HBr:HNO₃:H₂O 腐蚀液时,需要分别量取等量的 HBr 与 HNO₃,将二者混合,并倒入事先准备好的去离子水进行稀释。HBr 与 HNO₃ 混合后会迅速发生反应,并析出单质溴,因而稀释后的溶液呈淡黄色。由于溴的含量直接影响到溶液的腐蚀速率,所以去离子水注入的时机关系到腐蚀液配制的成败。

HBr:HNO₃:H₂O 腐蚀液液配制完成以后,需要将其置于冰水混合物中冷却 30 分钟左右。在 0°C 下,腐蚀速率约为 100 nm/min。

2) SBW:HBr:H₂O

采用饱和溴水(SBW)代替 HNO₃,可以得到另一种光栅腐蚀液。与 HBr:HNO₃:H₂O 溶液类似,SBW:HBr:H₂O = 1:10:40 溶液同样可以在[0 $\bar{1}$ 1]晶向上形成倾角 45°的正梯形条形结构。它配制简单,而且腐蚀特性随放置时间的变化并不明显,可重复性好。但是它对光刻胶的显影状况比较敏感。因此,必须保证光栅区充分曝光,否则刻蚀结果表面粗糙,容易造成二次外延的失败。

SBW:HBr:H₂O 腐蚀液配制完成后,需要在室温下静置 2 小时左右,以确保溶液充分混合。室温下的刻蚀速率约为 150 nm/min。

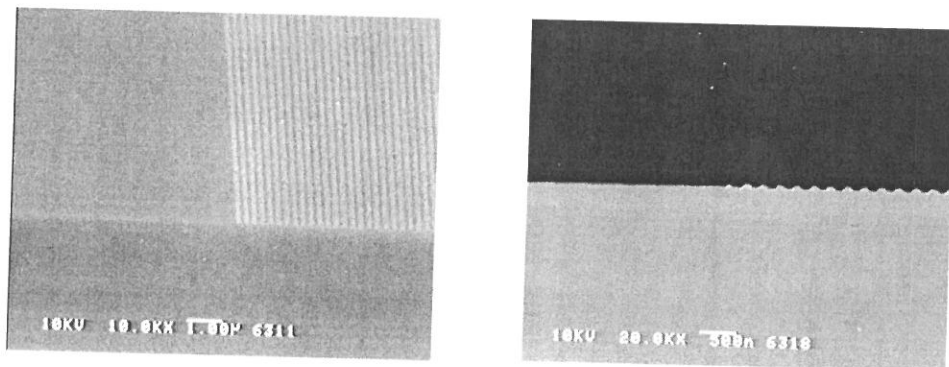


图 3-10 集成光源的部分光栅

图 3-10 为在扫描电镜下观察到的利用 $\text{SBW:HBr:H}_2\text{O}$ 腐蚀液得到的部分光栅的形貌。

3.3.3 倒台型脊波导的制作

如图 3-11 所示,在制作脊波导结构时,首先需要对 InGaAs 欧姆接触层进行刻蚀,形成条形结构。然后通过选取适当的选择性腐蚀液对 p-InP 上包层进行腐蚀,以形成倒台形状的脊波导结构。

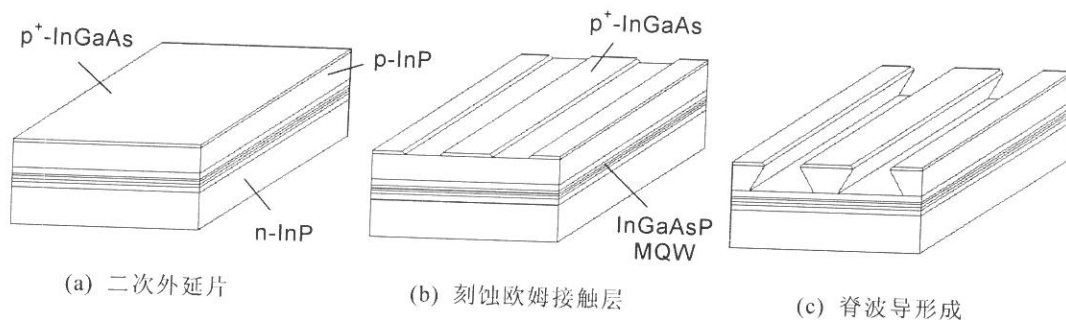


图 3-11 脊波导制作工艺示意图

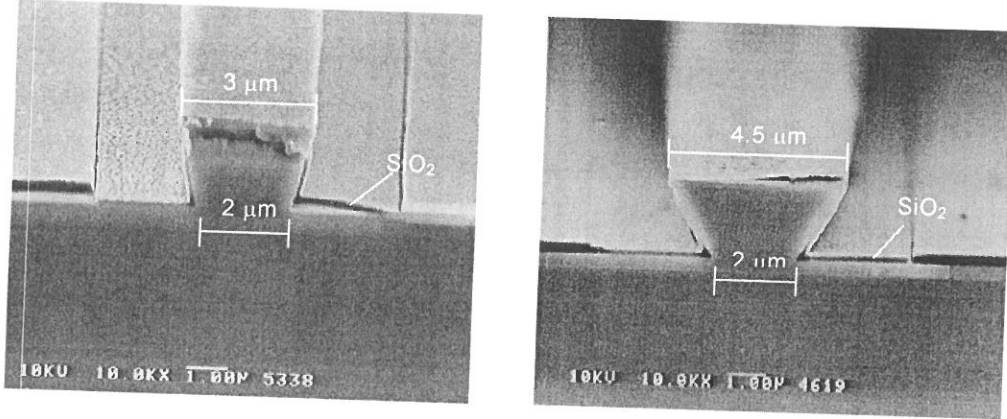
1) 欧姆接触层的腐蚀

我们采用 $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:1:5$ 溶液对 InGaAs 材料进行腐蚀。 $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ 溶液是一种选择性腐蚀液,仅与 InGaAs 或 InGaAsP 材料发生反应,而对 InP 材料基本无腐蚀作用,因而特别适用于欧姆接触层的刻蚀。它的主要问题是存在比较严重的侧蚀,所以为了保证刻蚀的精度,必须严格控制腐蚀时间,并适当降低温度。在 5°C 时, $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ 溶液对 InGaAs 材料的腐蚀速率为 600 nm/min ,而对 InGaAsP 材料的腐蚀速率为 30 nm/min 。

2) 倒台型结构的刻蚀

为了制作具有倒台结构的激光器,我们首先采用了 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O} = 4:1$ 溶液(或 25% 的 HCl 溶液)对 p-InP 层进行腐蚀。 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$ 是一种选择性腐蚀液,仅对 InP 材料具有腐蚀作用,因而可以利用 InGaAsP 腐蚀停止层控制刻蚀的进度。需要注意的是, $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$ 溶液与 InP 材料反应时会产生大量的气泡,

为了保证刻蚀结果的均匀性,必须在腐蚀过程中不断进行搅拌。用 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$ 溶液刻蚀得到的倒台结构侧壁倾角约为 70° 左右,如图 3-11a 所示。对于底部宽度为 $2\ \mu\text{m}$ 脊波导,其顶部宽度可达到 $3\ \mu\text{m}$ 左右。



(a) $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$ 的腐蚀结果

(b) $\text{HBr}:\text{H}_3\text{PO}_4$ 的腐蚀结果

图 3-12 不同腐蚀液得到的倒台型脊波导

为了得到更为倾斜的脊波导侧壁以进一步增大脊顶宽度,我们改用 $\text{HBr}:\text{H}_3\text{PO}_4 = 1:1$ 溶液进行脊波导的腐蚀^[102]。 $\text{HBr}:\text{H}_3\text{PO}_4$ 溶液也是一种选择性腐蚀液,它可以获得非常理想的倒梯形的腐蚀结果,如图 3-12b 所示。脊波导侧壁为(111)晶面,倾角为 55° 左右。其顶部宽度 W_c 与底部宽度 W_n 有如下关系:

$$W_c = W_n + \sqrt{2}h \quad (3-1)$$

其中 h 为 p-InP 层的厚度。对于图 3-12b 中的脊波导, $W_n = 2\ \mu\text{m}$, $h = 1.7\ \mu\text{m}$, 其顶部宽度为 $W_c = 4.5\ \mu\text{m}$ 左右,器件的电极接触由此得到有效的改善。

与 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$ 类似, $\text{HBr}:\text{H}_3\text{PO}_4$ 溶液在腐蚀过程中也会产生大量的气泡,因而在腐蚀过程中需要不断进行搅拌。同时需要注意保证充足的刻蚀时间,否则会造成脊波导侧壁与腐蚀停止层构成的尖角处反应不完全。

3.3.4 调制器高脊结构刻蚀工艺

调制器部分的高脊结构是在前一小节介绍的脊波导结构的基础上进行套刻与腐蚀之后形成的。由于套刻工艺的限制,实际上得到的是低脊—高脊的双台形结构,如图 3-13 所示。

高脊结构的制作需要刻穿有源层，因而涉及到对 InP 和 InGaAsP 两种材料的腐蚀，应采用非选择性腐蚀液进行刻蚀。为此，我们采用了 $\text{HBr}:\text{SBW}:\text{H}_2\text{O} = 1:1:5$ 溶液来完成高脊结构的制作。该腐蚀液对 InP 和 InGaAsP 材料的腐蚀速率基本相同，而且对光刻胶无破坏作用，因此非常适用于高脊的刻蚀。在刻蚀过程中，需要严格控制刻蚀时间，以确保在刻穿有源层后及时停止腐蚀。

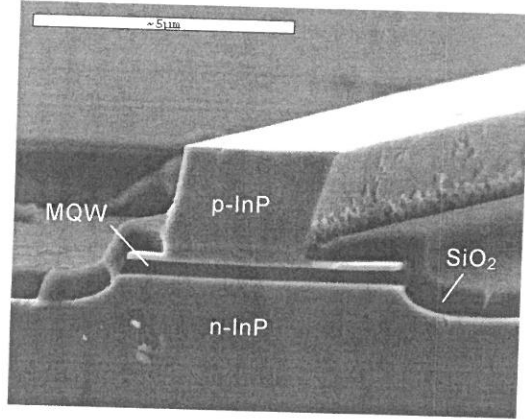


图 3-13 调制器部分的高脊结构

3.4 集成光源的电极制作工艺

集成器件的激光器与调制器均为脊波导结构，并且采用图形电极，因此在电极制作时需要设法保证良好的欧姆接触以减小器件的串联电阻，同时必须防止形成漏电支路而造成器件制作失败。下面将就电极制作中的几个关键步骤：绝缘介质层的沉积，电极窗口的形成，以及图形电极的抬离技术等分别进行讨论。

3.4.1 绝缘层的沉积

为了形成绝缘层，我们采用磁控溅射的方法沉积 SiO_2 薄膜。用这种方法得到的 SiO_2 层在垂直和平行于外延片表面方向上的沉积厚度有较大的差异。在波导的侧壁处，特别是侧壁与腐蚀停止层之间形成的尖角处， SiO_2 层的厚度大大小于波导顶部的沉积厚度，如图 3-14 所示。

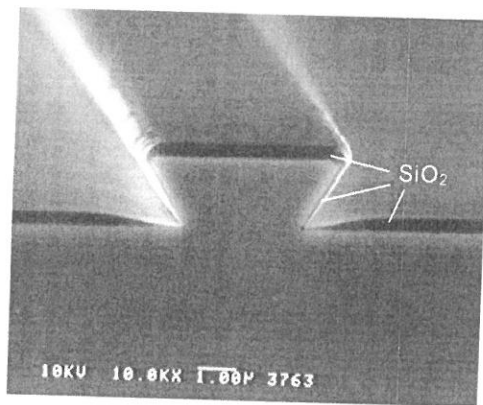


图 3-14 脊波导形状对 SiO_2 厚度的影响

如果侧壁处的 SiO_2 层过薄，则

有可能在下一步进行电极窗口的腐蚀过程中因侧蚀而造成漏电的隐患,所以需要设法增大侧壁处的 SiO_2 层厚度。为此,可以适当地增加沉积时间,以增大侧壁上的 SiO_2 层厚度。然而由于脊顶及平面处的 SiO_2 层沉积厚度相应增大,若膜厚过大则有可能产生龟裂,因此我们选取 SiO_2 的沉积厚度为 250 nm 左右。

为了克服这一矛盾,可以采用等离子体化学气相沉积(PECVD)的方法制作 SiO_2 层。通过调整沉积的条件参数,可以得到接近于各向同性的沉积效果,从而增大侧壁处的 SiO_2 层厚度。有关这一工艺步骤,还需要在今后作进一步的实验摸索加以完善。

3.4.2 电极窗口的形成

在外延片表面沉积绝缘层以后,需要将脊波导顶部的 SiO_2 刻蚀掉以形成电极窗口。由于脊波导顶部的宽度仅为 $4 \sim 5 \mu\text{m}$,如果采用通常的套刻方法进行电极窗口的制作,则存在较大的工艺难度。因此,我们决定采用自对准光刻法进行电极窗口的制作。

如图 3-15 所示,当利用甩胶的方法在非平面外延片表面涂布光刻胶时,所形成的光刻胶薄膜的厚度是非均匀的:在脊顶等突出结构处光刻胶较薄,而在沟槽结构中光刻胶较厚。利用这一特性,可以采用比脊顶略宽的模板进行曝光,从而避免套刻的困难。通过对曝光量以及显影时间的控制,可以仅对脊顶区域的光刻胶实现充分曝光,并利用显影液将其溶解掉,而其他部分的光刻胶则保留作为刻蚀掩模。

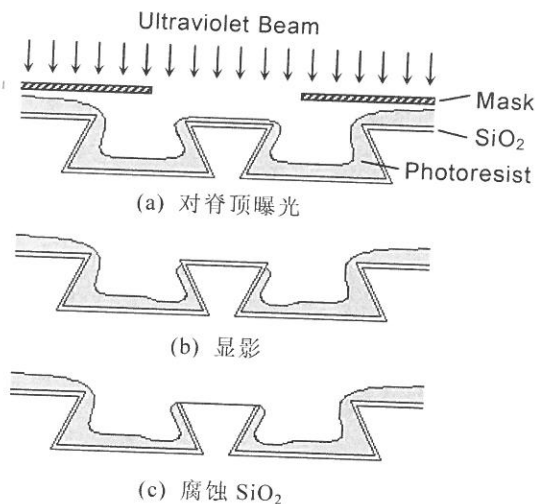


图 3-15 自对准光刻工艺示意图

在利用自对准方法形成光刻胶掩模后,需要利用缓冲氢氟酸(HF)对脊顶的 SiO_2 层进行腐蚀,以完成电极窗口的制作。在刻蚀过程中,必须严格控制腐蚀时间:既要避免因刻蚀时间不足而造成脊顶 SiO_2 的残留,又要防止

因刻蚀时间过长而发生侧蚀损伤脊波导侧壁与底部的 SiO_2 层。前者将影响器件的电极接触，而后者则有可能形成漏电支路，导致器件制作的失败。

3.4.3 图形电极的制作

由于我们采用 Ti/Au 合金电极，如果采用腐蚀的方法制作图形电极，则需要针对电极成分选择不同的腐蚀液，工艺复杂，并容易造成 SiO_2 绝缘层的损伤。因此，我们选择了抬离(lift-off)方法进行图形电极的制作，它的工艺步骤简单，并能获得整齐的电极图形。

在使用抬离方法制作图形电极时，首先用光刻的方法在需要将电极去除的区域形成光刻胶图形，然后利用溅射或电子束蒸发的方法在器件的表面形成合金电极，最后将覆盖了金属电极的外延片置于丙酮内进行超声清洗。在光刻胶溶解于丙酮的同时，其上方的金属层也随之剥离，从而形成了所设计的电极图形。

利用抬离方法制作图形电极的一个关键是：在光刻形成抬离区域的光刻胶图形后不要对其进行高温烘烤，否则将导致光刻胶固化，在丙酮溶液中进行超声清洗时难以溶解，从而响抬离效果。

另一个重要的问题是关于电极制作前外延片的清洗。为了保证获得良好的电极接触与电极附着力，一般需要在进行电极制作前对外延片进行有机清洗以保证其表面洁净度。然而在抬离工艺中，由于抬离区表面覆盖有光刻胶，无法对其进行通常的有机清洗，因此需要在光刻时确保图形电极区的光刻胶被显影液彻底溶解，并用去离子水仔细漂洗。同时，还需要利用等离子体辉光对外延片表面进行处理，以使图形电极区表面达到满意的洁净度。

3.5 集成光源的制作工艺流程

以上我们对集成器件制作中的几个关键工艺进行了讨论，下面我们以含有载流子限制光栅的部分增益耦合型器件为例，对 DFB 激光器/EA 调制器集成光源的完整工艺流程加以介绍。图 3-16 为集成器光源管芯制作的工艺流程示意图。

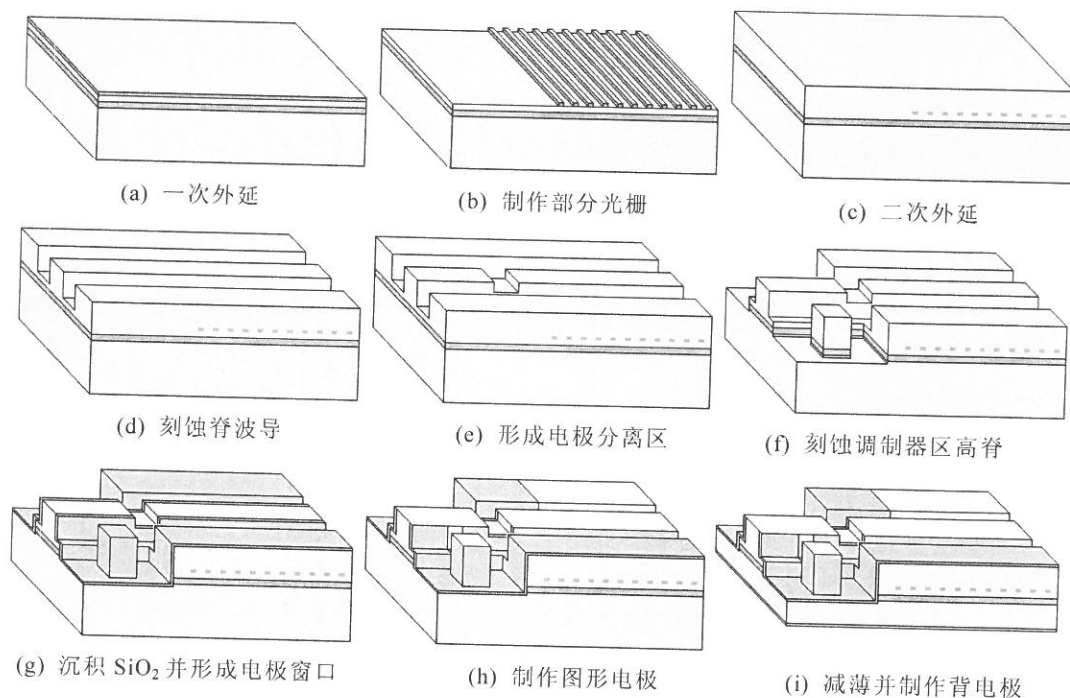


图 3-16 集成光源制作工艺流程图示意图

3.5.1 一次外延

作为集成器件制作的第一步，首先利用 MOCVD 设备在 $\text{n}^+\text{-InP}$ 衬底上依次生长 n-InP 缓冲层(200 nm)、 InGaAsP 下波导层(120 nm)、 InGaAsP 应变多量子阱有源层(5 周期，阱宽 10 nm，垒宽 10 nm)、 InGaAsP 上波导层(120 nm)以及 n-InP 载流子阻挡层(20 nm)。其中，上、下波导层以及势垒均采用光荧光波长为 $1.25\ \mu\text{m}$ 的晶格匹配材料，而势阱采用应变量为 0.7% 的压应变材料。一次外延片的光荧光谱峰波长设计值为 $1.50 \sim 1.51\ \mu\text{m}$ 。

3.5.2 制作部分光栅

我们采用两次曝光的方法在激光器区形成光栅掩模：首先利用光刻机和光刻模板对调制器区进行曝光，然后利用图 3-17 所示的干涉曝光系统对整个外延片进行曝光。显影后，调制器区的光刻胶被溶解掉，同时会在激光器区的光刻胶上形成光栅条纹。

在图 3-17 所示的光栅曝光系统中，反射镜垂直于外延片表面，所以干

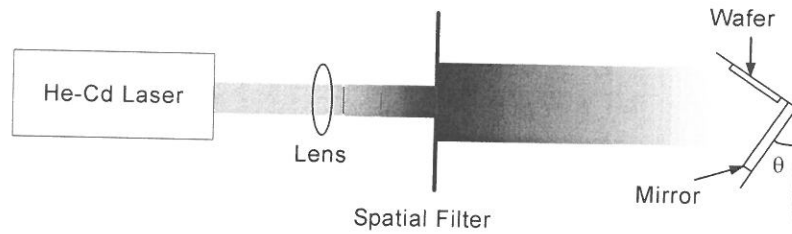


图 3-17 干涉曝光系统示意图

涉曝光后形成的光栅周期 Λ 由下式决定：

$$\Lambda = \frac{\lambda_{\text{He-Cd}}}{\cos \theta} \quad (3-2)$$

其中 $\lambda_{\text{He-Cd}} = 325 \text{ nm}$ ，为 He-Cd 激光器波长，而 θ 为反射镜的转角。

显影后的光刻胶边缘会残留有一些毛刺，如直接将其作为掩模进行光栅刻蚀，将会影响光栅条纹的均匀性。因此需要利用等离子体辉光的方法去除光刻胶边缘的毛刺，以获得形状整齐的光刻胶掩模。由于光刻胶条纹很薄，所以需要严格控制等离子体辉光处理的时间与强度。

在光栅掩模制作完成后，用 $\text{SBW:HBr:H}_2\text{O} = 1:10:40$ 溶液进行光栅刻蚀，刻蚀深度根据耦合系数的设计值来确定。

3.5.3 二次外延

在二次外延过程中，首先在制作了部分光栅的外延片表面生长 $0.15 \mu\text{m}$ 厚的 p-InP 层对光栅进行掩埋以使外延片表面平坦化，然后依次生长 InGaAsP 腐蚀停止层 (3 nm)、 p-InP 上限制层 ($1.5 \sim 1.7 \mu\text{m}$) 和 $\text{p}^+\text{-InGaAs}$ 欧姆接触层 ($0.2 \mu\text{m}$)，最终完成外延材料的制备。

3.5.4 刻蚀脊波导

脊波导的制作步骤如图 3-11 所示，首先通过光刻形成宽度为 $5 \mu\text{m}$ 的条形光刻胶掩模，然后用 $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:1:5$ 溶液对欧姆接触层进行腐蚀，最后使用 $\text{HBr}:\text{H}_3\text{PO}_4 = 1:1$ 溶液对 InP 材料进行腐蚀以形成倒台型脊波导。制作完成的脊波导底部宽度为 $2 \sim 2.5 \mu\text{m}$ ，而顶部宽度为 $4 \sim 5 \mu\text{m}$ 。

3.5.5 形成电极隔离区

为了实现激光器与调制器之间的电隔离,需要将二者结合部的 InGaAs 欧姆接触层去除以形成电极隔离区。我们采用 $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:1:5$ 溶液对欧姆接触层进行刻蚀,形成的电极隔离区宽度为 $40\text{ }\mu\text{m}$ 左右。

3.5.6 刻蚀调制器区高脊

为了在调制器区的形成高脊结构,首先需要形成光刻胶掩模对调制器区脊波导的顶部加以保护,然后采用 $\text{SBW}:\text{HBr}:\text{H}_2\text{O} = 1:1:5$ 溶液将调制器脊波导两侧的有源层刻蚀掉。由于受到套刻工艺的限制,最后得到的调制器高脊结构的宽度为 $6\sim 7\text{ }\mu\text{m}$ 。

3.5.7 沉积 SiO_2 绝缘层并形成电极窗口

首先利用磁控溅射或化学汽相沉积的方法在外延片表面沉积 250 nm 左右的 SiO_2 作为绝缘层,然后利用自对准方法形成光刻胶掩模,并用缓冲 HF 腐蚀液去除脊波导顶部的 SiO_2 层以形成电极窗口。

3.5.8 制作 p 侧图形电极

在制作了电极窗口的外延片表面,利用抬离的方法形成 p 测电极。由于采用图形电极,可以在进行抬离工艺的同时形成激光器与调制器的电极隔离。最后得到的器件隔离电阻的典型值为 $15\text{ k}\Omega$ 左右。

3.5.9 减薄并制作 n 电极

为了便于将制作完成后的集成器件解理为管芯,需要将外延片减薄至 $110\sim 120\text{ }\mu\text{m}$ 。随后,利用溅射或电子束蒸发的方法形成 n 电极。在完成了器件的 p 电极与 n 电极的制作后,为了改善电极的接触特性,可以对其进行退火处理。退火条件为 $350^\circ\text{C} \times 2\text{ min}$,在 N_2 氛围中进行。

3.5.10 端面镀膜

对调制器端面进行抗反镀膜可以减小调制器端面反射造成的光反馈,有利于改善集成光源的波长稳定性。对激光器端面实行高反镀膜可以提高集成器件的输出功率。然而实验表明,这会造成调制器的吸收饱和并导致消光比下降,同时输出的线性也受到影响。因此,我们对调制器端面进行了抗反镀膜,其反射率降低至 1% 以下,而对激光器端面不进行镀膜,保持为解理面。

3.5.11 管芯解理

最后,需要将集成器件解理为单个的管芯,以对其进行特性测试或进一步封装为模块。解理得到管芯尺寸为 $600 \times 300 \mu\text{m}^2$, 其中激光器部分腔长 $400 \mu\text{m}$ 左右,而调制器腔长 $150 \sim 200 \mu\text{m}$ 。

以上工艺流程中包括一系列光刻步骤,表 3-1 对各步光刻的工艺条件进行了总结。

表 3-1 集成器件管芯制作中的光刻工艺

工艺步骤	光刻胶型号	甩胶转速 (rpm)	前烘 (min)	曝光 (sec)		显影 (sec)	后烘 (min)
光栅制作	TSMR CRB2 (25cP)	6000	15	1.5	28	10	5
脊波导刻蚀	Microposit 1400-17	5000	20	3.5		5	20
电极隔离	Microposit 1400-25	4500	20	15		15	20
刻蚀高脊	Microposit 1400-25	3500	20	45		~ 30	20
开电极窗口	Microposit 1400-25	4500	20	15		15	20
电极抬离	Microposit 1400-25	4000	20	40		~ 20	--

注:

1. 光栅光刻胶按 TSMR CRB2 (25 cP):OFPR-800 Thinner = 3:1 的比例进行稀释
2. 光刻胶的前烘温度均为 90°C , 后烘温度为 125°C 。
3. 光栅曝光包括两步: 第一步采用光刻机进行曝光, 第二步为干涉曝光。
4. 除光栅制作采用干涉曝光系统外, 其余均采用光刻机进行曝光。
5. 干涉曝光系统曝光功率为 $30 \text{ mW}/\text{cm}^2$, 光刻机曝光功率为 $200 \text{ mW}/\text{cm}^2$ 。
6. 各步光刻工艺均采用 2.38% 的 NMD-3 显影液进行显影。
7. 除 TSMR CRB2 需要采用 106 去膜剂进行清洗外, 其余均采用丙酮清洗。

3.6 集成光源发射模块

为了将 DFB 激光器/EA 调制器集成光源应用于实际的光纤通信系统,我们将集成光源管芯封装为发射模块,并将其应用于 2.5 Gb/s 波分复用(WDM)系统中,对其传输特性进行了测试。

3.6.1 集成光源模块的结构

我们制作的集成光源发射模块采用 14 脚蝶型封装结构,图 3-18 为其内部结构及管脚排布示意图。它含有一个 DFB 激光器/EA 调制器集成器件管芯、一组用于进行光输出耦合的透镜和一个光隔离器,同时还包括一个对器件输出光功率进行监控的背光探测器。另外,模块内还封装有一个半导体制冷器(TEC)与一个热敏电阻。高频调制信号经过特性阻抗为 $50\ \Omega$ 的微带线耦合到 EA 调制器部分。同时,在 EA 调制器两端还并联有一个阻值为 $50\ \Omega$ 的电阻以实现的阻抗匹配。

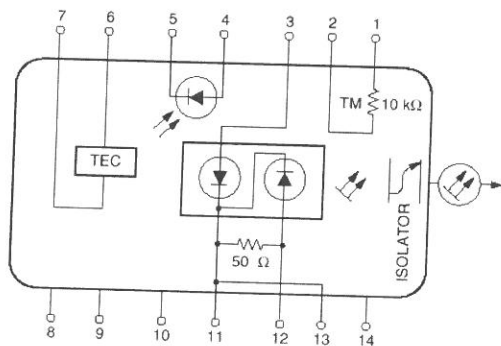


图 3-18 集成光源发射模块结构示意图

图 3-18 所示的发射模块的管脚排布与目前通用的直接调制激光器发射模块的管脚排布基本一致,因而可以方便地用它取代光纤通信系统中的直接调制激光器光源,这对实现集成光源模块的商品化极为有利。

有关集成光源模块的具体封装工艺将在第五章的“高速集成器件的封装”一节中进行仔细的介绍。

3.6.2 集成光源发射模块的特性

下面我们对集成光源发射模块的静态工作特性以及高频调制特性分别加以介绍。该模块采用的管芯为含有载流子限制光栅的部分增益耦合型 DFB 激光器/EA 调制器集成器件,其激射波长相对于光荧光谱峰的偏移量为 35 nm 左右。其中,二次外延后光荧光谱峰的蓝移量已经考虑在内。

1) 静态特性

图 3-19 所示为集成光源模块的静态调制特性。器件的阈值电流为 28 mA 左右。在注入电流为 75 mA 的情况下，出纤功率大于 2.7 mW。在调制器端的反向偏压为 3 V 时，可以得到大于 17 dB 的消光比。

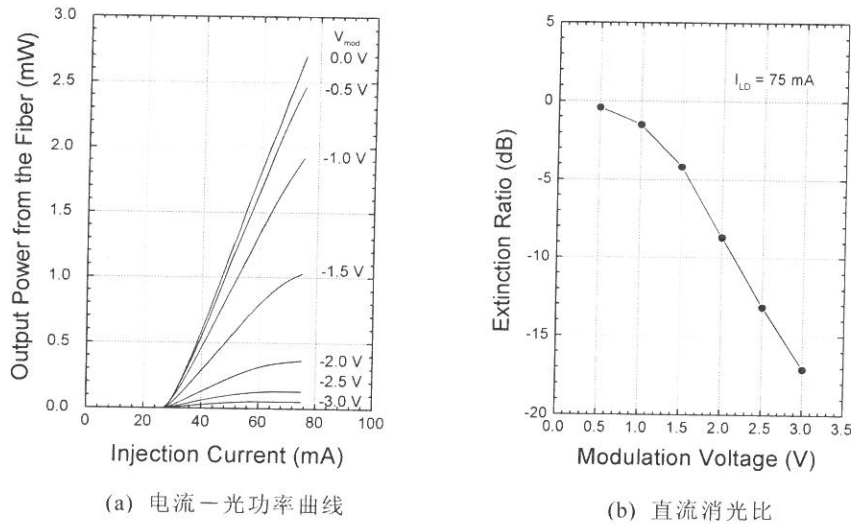


图 3-19 集成光源反射模块的静态调制特性

图 3-20a 为激光器注入电流 $I_{LD} = 40$ mA，调制器偏压 $V_{MOD} = 0$ V 时的激射谱。器件工作在单模激射状态，边模抑制比(SMSR)大于 35 dB。

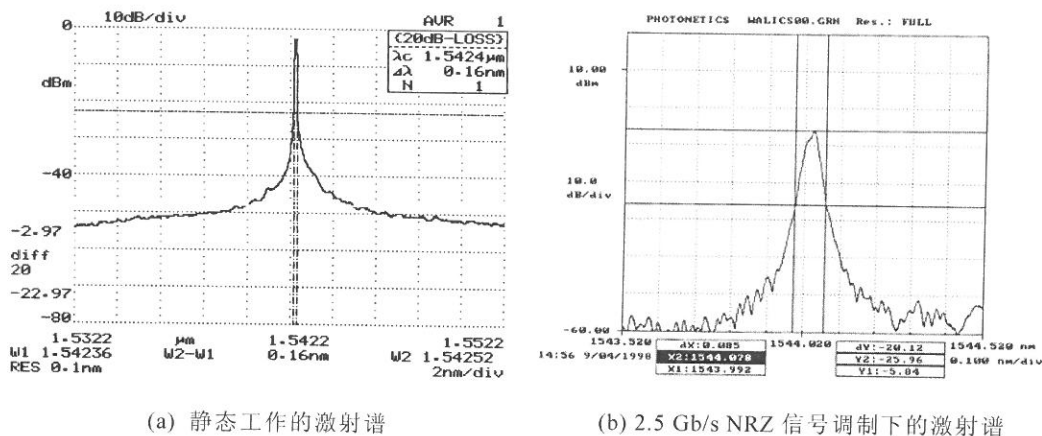
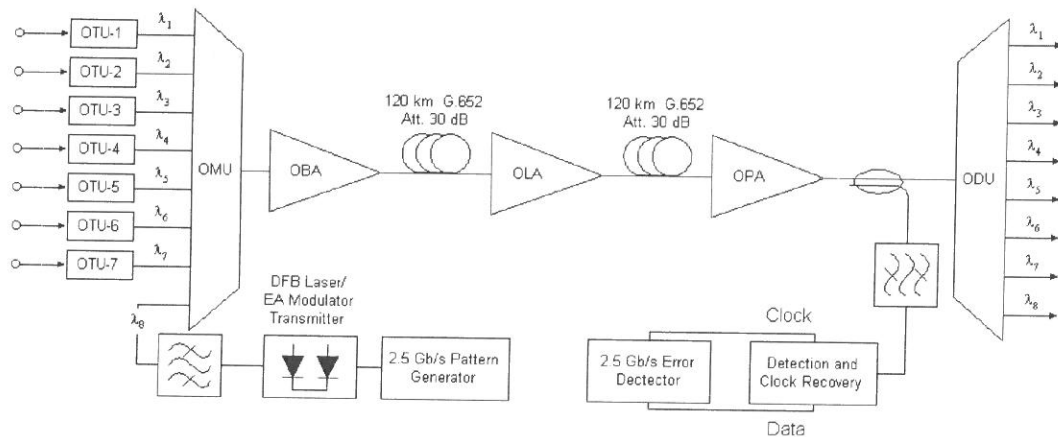


图 3-20 集成光源的激射谱

2) 2.5 Gb/s 传输实验

为了检验集成光源发射模块在实际光纤通信系统中的工作特性,我们将蝶型封装的集成器件应用于图 3-21 所示的 2.5 Gb/s WDM 传输系统中,对其进行了传输实验。


 图 3-21 8×2.5 Gb/s WDM 传输系统构成框图

在实验中,激光器部分的注入电流恒定为 70 mA,对调制器部分采用码长为 $2^{23}-1$ 的非归零(NRZ)伪随机码序列进行调制。调制信号的峰—峰值电压 $V_{pp} = 2$ V,调制器开态电压 $V_{on} = -0.7$ V。图 3-19b 为集成光源在 2.5 Gb/s NRZ 信号调制下的激光谱,峰值功率 1% 处的光谱宽度为 0.085 nm。

图 3-22 为集成光源发射模块的误码率特性曲线。在经过 240 km 普通单

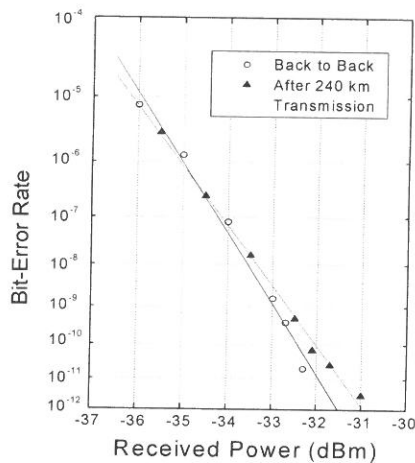


图 3-22 集成光源的误码率特性

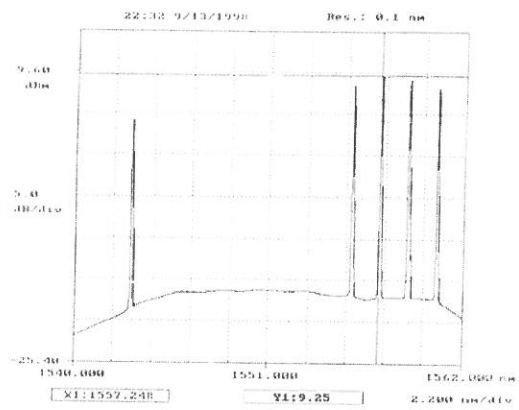


图 3-23 WDM 系统信道分布图

模光纤的传输后, 对应于 10^{-10} 误码率的功率代价小于 0.5 dB。如图 3-23 所示, 用于测试的集成光源的激光波长在 1544 nm 附近, 处于 WDM 系统的光纤放大器的增益平坦范围以外, 因此这一传输结果并不代表器件的最佳性能。但以上的实验结果已足以说明该类器件具有良好的应用前景, 下一步的工作将是对器件性能作进一步的优化, 并设法提高其调制带宽。

3.7 本章小结

本章详细讨论了同一外延层结构集成光源器件结构设计中的的一些重要问题, 同时对制作工艺中的一些关键步骤进行了研究, 从而确立了一整套器件制作工艺流程。在此基础上, 我们成功地制作了部分增益耦合型 DFB 激光器/EA 调制器集成光源, 并将其封装制为适用于 2.5 Gb/s 光纤通信系统的发射模块。

对集成光源发射模块的静态调制特性及 2.5 Gb/s 传输特性的测试结果表明, 同一外延层结构的集成光源可以获得良好的器件性能, 在未来高速率、长距离干线光通信系统中具有广阔的应用前景。

第四章 集成光源的性能优化

在上一章中,我们讨论了集成光源的设计与制作,本章将在此基础上讨论对器件性能进行优化的问题。在同一外延层结构集成光源中,激射波长相对于量子阱材料激子吸收峰的红移量是决定器件性能的一个重要参数。为此,我们将仔细研究红移量对器件性能的影响,并通过实验确定最佳红移量。我们还将研究 DFB 激光器的耦合系数对集成器件波长稳定性的影响,特别是对折射率耦合型与增益耦合型器件的波长稳定性进行比较。最后,我们将对集成光源调制特性的偏振依存性进行讨论。

4.1 最佳波长红移量的确定

在同一外延层结构集成器件中,为了实现波长匹配,需要通过调整 DFB 激光器的光栅周期使其激射波长位于量子阱材料激子吸收峰的长波长方向。我们定义 DFB 激光器的激射波长 λ_{DFB} 相对于激子吸收峰 $\lambda_{Exciton}$ 的红移量为

$$\Delta\lambda = \lambda_{DFB} - \lambda_{Exciton} \quad (4-1)$$

波长红移量 $\Delta\lambda$ 是同一外延层结构集成器件的一个关键性参数,它对集成器件的整体性能具有决定性的影响。

在同一外延层集成器件中,激射波长处于有源区增益谱峰的长波长方向,而波长红移量 $\Delta\lambda$ 则决定了激射波长与增益谱峰的相对位置。如果红移量 $\Delta\lambda$ 过大,则激射波长将远离增益峰,造成 DFB 模式的增益不足,导致器件阈值电流升高。另一方面,红移量同时决定了调制器工作波长与量子阱材料的激子吸收峰的相对位置。如果红移量 $\Delta\lambda$ 过小,则激光器的激射波长与量子阱材料的吸收边相距很近,会造成调制器部分的插入损耗增大,导致集成光源的输出光功率减小,效率降低,器件的消光比也会受到影响。此外,波长红移量的选择还会影响到集成光源的频率啁啾特性。通过选取适当的波长红移量,有可能使集成器件实现零啁啾或负啁啾工作^[47]。具有负啁啾特性的集成光源可以克服普通单模光纤反常色散造成的脉冲展宽,从而有效地提高光纤传输的中继距离。

为了实现集成器件整体性能的最优化,需要仔细研究波长红移量对集

成器件性能的影响，从而确定器件的最佳波长红移量。所谓最佳波长红移量应当满足以下条件：首先，需要保证 DFB 模式具有足够的增益，以便获得较低的阈值电流；同时，在调制电压为零的状态下，对应于激射波长处的量子阱材料的残余吸收较小，以便降低调制器部分的插入损耗；此外，为了获得最佳的消光比，还应使激射波长位于量子阱材料的吸收系数随外加偏压变化最为明显的波长附近。

根据以上的讨论，可以看出同一外延层结构集成光源的最佳波长红移量是与用于器件制作的量子阱材料的特性密切相关的。对于特定的量子阱材料，其最佳的波长红移量需要通过实验加以确定。例如，Ramdane 等人报道，他们制作的同一外延层结构集成光源的波长红移量为 55 nm 左右。在该条件下，集成光源可以同时获得较低的阈值电流，满意的消光比，以及负啁啾等优越的特性^{[46][103]}。

下面，我们将通过实验来研究不同的波长红移量对激光器激射特性的影响，并由此来确定最佳的波长红移量。

4.1.1 波长红移量对激射特性的影响

为了研究波长红移量对 DFB 激光器激射特性的影响，我们制作了具有不同波长红移量的 DFB 激光器，并对它们的激射特性进行了比较。同时，我们还对具有相同波长红移量的分立激光器与集成光源的激射特性进行了比较。

为了使制作的激光器具有预先设定的波长红移量，需要根据测量得到的量子阱材料光荧光谱峰波长 λ_{PL} 以及设计的波长红移量 $\Delta\lambda$ 来确定激光器的光栅周期 Λ ：

$$\lambda_{Bragg} = \lambda_{PL} + \Delta\lambda \quad (4-2)$$

$$\Lambda = \frac{\lambda_{Bragg}}{2n_{eff}} = \frac{\lambda_{He-Cd}}{\cos\theta} \quad (4-3)$$

其中 λ_{Bragg} 为 DFB 激光器的 Bragg 波长，而 n_{eff} 为激光器波导结构的等效折射率，其数值可以通过实验确定或者求解波导的横向场分布得到， λ_{He-Cd} 与 θ 分别为如图 3-17 所示的干涉曝光系统中 He-Cd 激光器的输出波长与反射镜转角。通过调整光栅曝光角度 θ ，可以精确控制光栅的周期，从而实现对器

件红移量的控制。需要指出的是,量子阱材料的光荧光谱峰会在二次外延后发生 10 ~ 15 nm 的蓝移,必须在进行光栅制作时对其加以考虑。

图 4-1 为具有不同波长红移量的分立激光器的阈值以下发射谱,即电致荧光谱。各激光器的端面均保持为解理面,未进行镀膜。

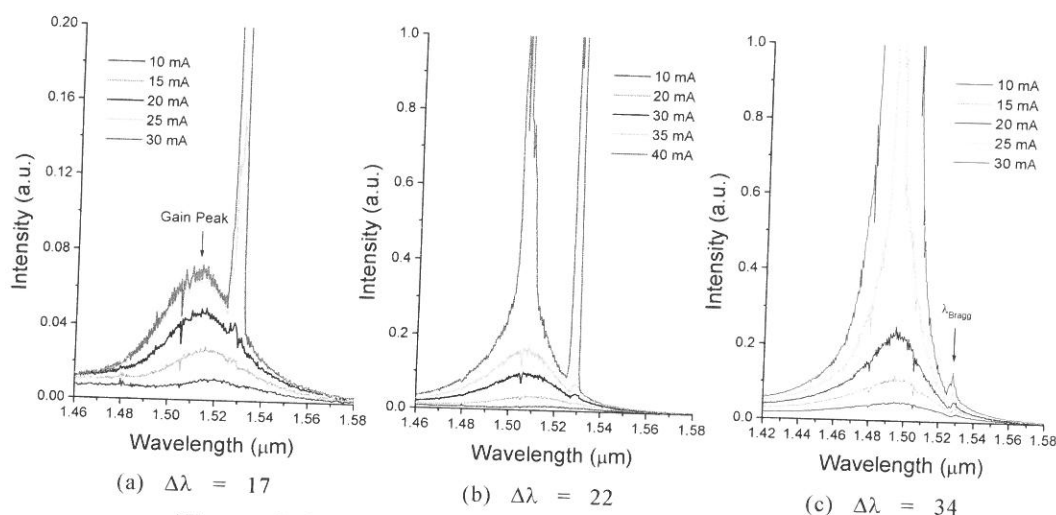


图 4-1 具有不同红移量的分立激光器的电致荧光谱

由图中可以明显看出,随着波长红移量的变化,激光器的激射特性也明显的不同。对于图 4-1a 所示器件,激射波长偏离于增益峰,因此可以确定激光器工作于 DFB 模式,其激射波长相对于增益峰的红移量为 $\Delta\lambda = 17$ nm。当波长红移量增大为 $\Delta\lambda = 22$ nm 时,DFB 模式与 FP 模式同时激射,如图 4-1b 所示。而对于图 4-1c 中的器件,红移量达到 $\Delta\lambda = 34$ nm,仅有 FP 模式能够激射。另外可以在 Bragg 波长处观察到一个 DFB 模式的发射峰,但无法形成激射。

为了对以上实验结果进行解释,我们首先考虑 FP 模式与 DFB 模式的阈值增益。对于 FP 模式,其阈值增益 g_{th}^{FP} 由下式给出:

$$\Gamma g_{th}^{FP} = \alpha_m + \alpha_i = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) + \alpha_i \quad (4-4)$$

其中, Γ 为有源层的光限制因子, α_m 为端面反射损耗, α_i 为光腔内其他各种损耗的总和, L 为激光器腔长, R_1 和 R_2 为器件端面反射率。另一方面, DFB 模式的阈值增益 g_{th}^{DFB} 由下式决定:

$$\Gamma g_{th}^{DFB} = \alpha_{DFB} + \alpha_i \quad (4-5)$$

其中, α_{DFB} 为 DFB 模式损耗, 它由归一化耦合系数 κL 以及端面反射率 R_1 与 R_2 决定。由于光栅的分布反馈作用, DFB 模式损耗 α_{DFB} 小于端面反射损耗 α_m , 即有 $\alpha_{DFB} < \alpha_m$ 。

当波长红移量较小时, Bragg 波长 λ_{Bragg} 处的增益与增益谱峰 λ_{gp} 处的增益相近, 即 $g(\lambda_{Bragg}) \sim g(\lambda_{gp})$ 。由于 $\alpha_{DFB} < \alpha_m$, 随着注入的加大, DFB 模式首先激射。当红移量增大时, Bragg 波长远离增益峰, 导致 Bragg 波长处的增益随之下降, 因而 DFB 模式与 FP 模式有可能同时满足激射条件。如果进一步加大红移量, Bragg 波长处的增益进一步下降, 以至于 $g(\lambda_{Bragg}) \ll g(\lambda_{gp})$ 。此时, 器件将工作于 FP 模式状态, 而不能形成 DFB 模式的激射。

作为比较, 我们还测量了具有类似波长红移量的集成器件的电致荧光谱, 如图 4-2 所示。该集成器件与图 4-1c 中的激光器是采用同一多量子阱材料外延片制作的, 而且输出端面也均未进行镀膜处理。将图 4-2 与图 4-1c 相比较, 可以清楚地看出, 虽然二者的红移量均为 35 nm 左右, 但是与分立的激光器不同, 集成器件工作于 DFB 模式。我们还制作了具有更大的波长红移量的集成器件, 发现即使红移量达到 60 nm, 器件仍能保持 DFB 模式工作, 只是阈值电流显著增大。

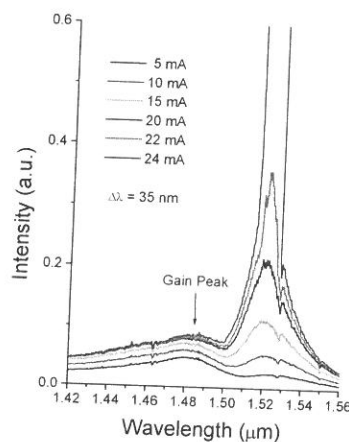


图 4-2 集成器件的电致荧光谱

集成器件能够在较大的波长红移量下保持 DFB 模式工作的主要原因是调制器部分的残余吸收抑制了 FP 模式的激射。同时, 实验结果表明, 对于 35 nm 左右的红移量, 集成器件的阈值电流并无明显提高, 仍保持在 25 mA 左右。

4.1.2 最佳红移量的确定

为了研究波长红移量对调制器部分的影响, 我们测量了多量子阱材料的光电流谱, 如图 4-3 所示。用于测试的样品是在对如图 3-1 所示的量子阱材料进行了二次外延, 并制作了正负电极以后得到的。由于压应变量子阱激光器的输出光以 TE 模式为主, 因此, 在光电流谱的测量中, 入射光偏振方

向取为 TE 方向。

由图 4-3 可以看出, 当外加偏压为 0 V 时, 量子阱材料激子吸收峰波长为 1480 nm 左右。当对样品施加反向偏压时, 由于量子限制 Stark 效应, 材料的吸收边向长波长方向扩展, 激子吸收峰随之移动。同时, 激子吸收峰的强度随外加偏压的增加而减弱, 并发生展宽。这主要是由于 InGaAsP 量子阱的阱材料与垒材料的导带不连续量 ΔE_c 较小, 场致激子电离和载流子隧穿比较严重, 从而引起激子吸收峰明显地减弱和展宽^[104]。

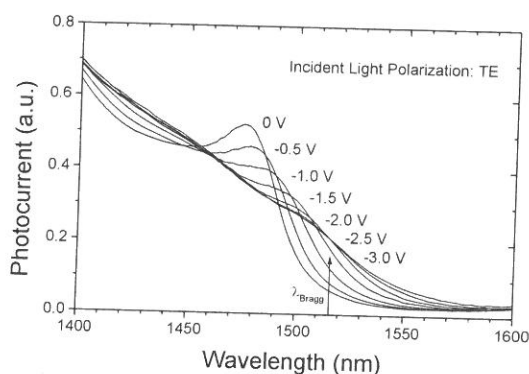


图 4-3 量子阱材料的光电流谱

由图 4-3 可以看出, 在零偏压下, 1515 nm 波长附近的吸收电流较弱, 同时其光电流强度随外加偏压的变化非常明显。因此, 如果将调制器工作波长设定在 1515 nm 附近, 则可以同时获得较小的调制器插入损耗和较大的消光比。如果将这一波长作为集成器件激光器的激射波长, 则对应的波长红移量大约为 35 nm。

根据以上的讨论, 并结合上一节的实验结果, 我们发现 35 nm 左右的波长红移量不但可以保证 DFB 激光器具有较低的阈值电流, 同时还能使 EA 调制器的插入损耗处于较低的水平, 并可以获得较大的消光比。因此, 我们认为对于采用图 3-1 所示量子阱材料制作的同一外延层结构集成光源, 其最佳波长红移量应当选择在 30 ~ 40 nm, 这是由多量子阱材料的结构特性决定的。

4.1.3 具有最佳波长红移量的集成光源

为了制作具有最佳波长红移量的集成器件, 必须精确控制器件的激射波长与量子阱材料激子吸收峰的相对位置。然而, 在前面的讨论中我们提到, 如果根据量子阱材料在一次外延后的光荧光谱峰位置来确定光栅周期, 则会因二次外延后的光荧光谱峰蓝移造成一定的不确定性。另一方面, 由于光电

流谱测试样品是经过二次外延以后制作完成的,所以光电流谱数据已经包含了由于量子阱材料互扩散引起的带隙增大的影响。如果采用光电流谱来确定的激射波长,就可以避免二次外延后光荧光谱峰蓝移带来的不确定因素,从而可以制作出具有最佳波长红移量的集成器件。

因此,在进行器件制作之前,应首先采用相同的量子阱材料制作光电流谱测试样品,并对不同偏压下的光电流谱进行测量。根据这些数据,我们可以确定出最佳的激射波长与最佳波长红移量,并由此选择激光器的光栅周期,进行集成器件的制作。

我们根据以上的讨论制作了具有最佳波长红移量的集成器件,其激射谱如图 4-4 所示。其中,图 4-4a 为集成器件的激光器端输出光谱,而图 4-4b 为对同一器件的调制器端的输出光谱。

由激光器端的输出光谱可以看出,器件的激射波长相对于增益谱峰的红移量为 35 nm 左右。当对调制器端施加反向偏压时,激光器端的输出基本保持不变。另一方面,调制器端的输出光谱随调制电压的变化非常明显。在零调制偏压下,由于调制器的吸收作用,DFB 模式短波长方向的光输出受到很大的衰减,而 DFB 模式长波长方向的光谱形状基本未受到的影响。当对调制器施加反向调制电压时,量子阱材料的吸收边发生红移,导致 DFB 模式的输出光功率明显下降,DFB 模式两侧的光输出也同时受到衰减。

图 4-4 所示的集成器件的阈值电流为 25 mA,在 3 V 的调制电压下可以实现大于 15 dB 的消光比。同时,当调制电压在 0 ~ 3 V 范围内变化时,器

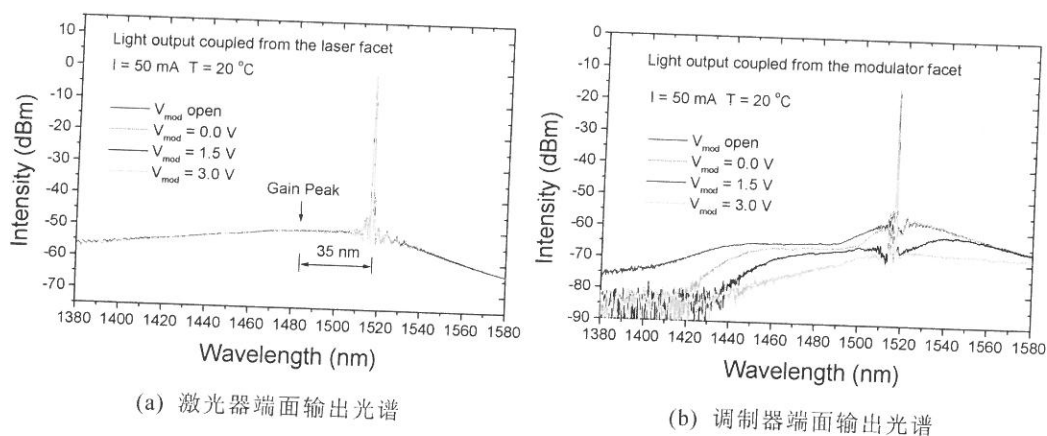


图 4-4 集成器件在不同调制电压下的激射谱

件的边模抑制比始终保持大于 35 dB。

4.2 集成光源的波长稳定性

随着掺铒光纤放大器的出现, 光纤损耗已不再成为光纤通信系统传输距离的制约因素, 而光纤色散和光源频率啁啾成为主要的限制。光源的啁啾是指光源的输出信号不但存在强度调制, 同时伴随有相位或频率调制。由于色散的作用, 光脉冲在光纤中传播一定的距离后会发生展宽。这将引起传输信号的码间干扰, 导致系统的误码率恶化, 限制了信号的传输距离。根据色散与频率啁啾的性质的不同, 光源的啁啾有可能加剧或缓和光纤色散造成的光脉冲展宽, 因此它对信号的传输距离以及系统的误码率特性有着极大的影响。

由于半导体材料复折射率的实部与虚部之间存在 Kramers-Krönig 关系, 因此在利用 EA 调制器对光信号进行强度调制的同时会对其相位产生调制, 这是 EA 调制器固有的啁啾特性, 一般用啁啾因子 α 来表征。在集成光源中, 除 EA 调制器本身的频率啁啾外, 还存在因调制器端面反射引起的光反馈造成的频率啁啾。由于调制器端面会不可避免地存在一定的光反射, 这些反射光将对激光器的相位条件产生影响。在调制状态下, 反射光的强度和相位会随 EA 调制器上的调制电压的变化而改变, 导致激光器的激射波长随之发生起伏。

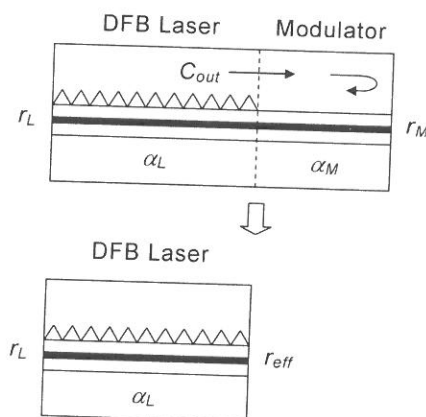


图 4-5 集成光源等效模型

4.2.1 集成光源波长起伏的理论分析

我们采用如图 4-5 所示的等效模型对集成光源的波长稳定性进行分析。其中, 集成光源的 EA 调制器部分被等效为一个具有可变反射率的反射端面, 其等效反射系数为

$$r_{eff} = r_M C_{out}^2 e^{-j2\beta_M L_M} k^{(1+j\alpha_M)} \quad (4-6)$$

其中, r_M 为调制器端面的反射率, C_{out} 为激光器与调制器两部分之间的光耦合因子, β_M 为调制器区的传播常数, L_M 为调制器腔长, k 为调制器消光比, α_M 为调制器的啁啾因子。调制过程中, 消光比 k 随调制电压发生变化, r_{eff} 也随之改变。

利用等效反射率的概念, 可以将集成光源视为端面反射率为 r_L 和 r_{eff} 的 DFB 激光器, 并对其激光波长随 r_{eff} 的变化规律进行分析^{[52][105]}。如图 4-6 为根据这一模型计算得到的集成光源

输出波长随调制器消光比的变化曲线。该集成光源为折射率耦合型器件, 激光器腔长 $L = 300 \mu\text{m}$, 归一化耦合系数 $\kappa L = 2$ 。器件的激光器端面实行了高反镀膜, 而调制器端面实行了抗反镀膜。由图中可以看出, 器件的输出波长随着消光比的变化而发生起伏。同时, 波长起伏的大小与调制器端面的反射率密切相关。如果调制器端面具有良好的抗反镀膜, 则器件的波长稳定性会得到很大的改善。

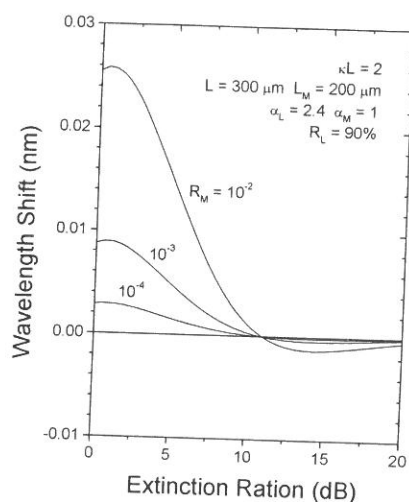


图 4-6 集成光源输出波长的起伏

需要指出, 图 4-6 是在假定 DFB 激光器光栅相位一定的情况下计算得到的。在实际的集成光源中, 光栅的相位是由器件端面的解理位置决定的, 无法进行人工控制。为了对具有不同光栅相位的器件的波长稳定性进行模拟, 可以分别计算出具有不同光栅相位的集成器件的波长变化特性, 然后对结果进行统计, 以确定波长起伏小于一定数值的器件所占的百分比^[106]。如图 4-7 即是对各种光栅相位情况下的波长起伏进行计算后得到的统计结果。计算中采用的集成器件的模型与图 4-6 中的类似: 激光器端面为高反镀膜, 其反射率 $R_L = |r_L|^2 = 90\%$, 而调制器端为抗反镀膜, 反射率为 $R_M =$

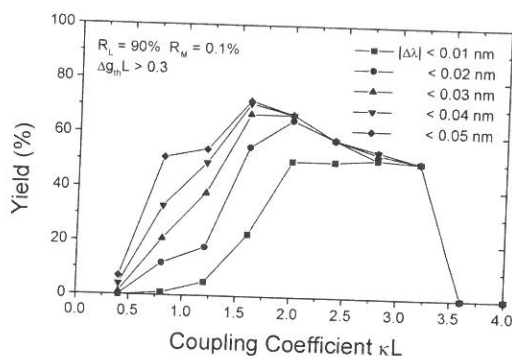


图 4-7 耦合系数对波长稳定性的影响

计算结果。计算中采用的集成器件的模型与图 4-6 中的类似: 激光器端面为高反镀膜, 其反射率 $R_L = |r_L|^2 = 90\%$, 而调制器端为抗反镀膜, 反射率为 $R_M =$

$|r_M|^2 = 0.1\%$ 。为了考察集成器件在实际系统中应用的可能性,除了对其波长起伏进行一定的限制以外,还要求器件具有良好的模式选择能力,以保证其单模工作特性。这里,我们要求器件的阈值模式与边模的增益差 $\Delta g_{th}L > 0.3$ 。由图 4-7 可以看出,耦合系数 κL 的数值对集成器件的波长稳定性有很大影响。通过增大器件的耦合系数可以改善其波长稳定性。然而,过大的耦合系数会导致器件的模式选择能力下降,同样不能满足通信系统的要求,如图 4-7 所示。

4.2.2 耦合系数对波长稳定性的影响

我们首先研究耦合系数对含有折射率耦合型 DFB 激光器的集成器件的波长稳定性的影响。为此,我们制作了具有不同耦合系数 κL 的折射率耦合型集成光源。在制作过程中,通过选择光栅的刻蚀深度,即可以对折射率耦合系数的大小进行控制。

图 4-4 为两个具有不同耦合系数的折射率耦合型集成器件的激射谱。为了便于观察耦合系数对器件波长稳定性的影响,器件的端面均未进行镀膜处理。图 4-8a 所示的集成光源的耦合系数较小, $\kappa L \sim 1$ 。当在此器件的调制器端施加反向调制电压时,其激射波长有明显的移动。而对于图 4-8b 中的集成光源,其耦合系数为 $\kappa L \sim 4$ 。在不同调制电压下,器件的激射波长保持稳

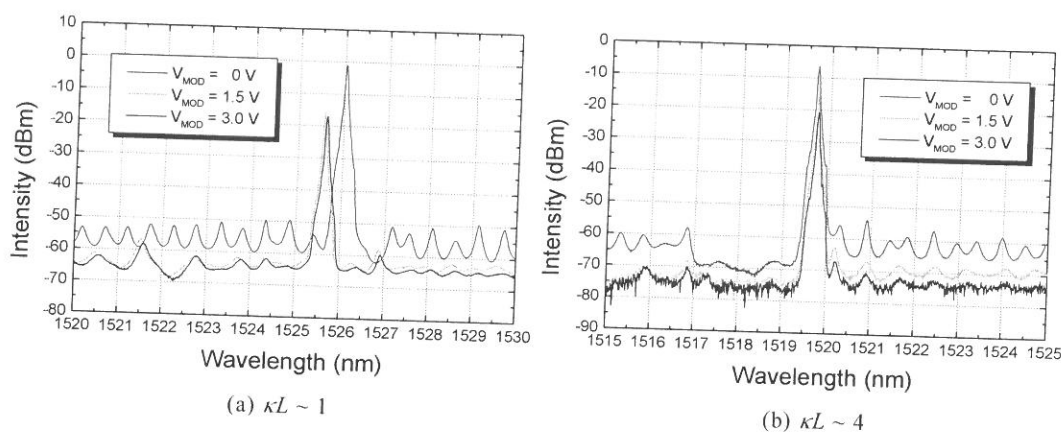


图 4-8 折射率耦合型集成光源的波长稳定性

定不变。

对于以上的实验结果的解释是：在耦合系数较大的集成器件中，由于光栅的作用明显，光场主要被集中在激光器光腔内，使得端面反射率的变化对激光器工作状态的影响较小。所以，器件在不同的调制电压下能够保持良好的波长稳定性。

虽然增大激光器的耦合系数能够改善器件的波长稳定性，但是由于光场集中在光腔内部，使得器件的量子效率下降。同时，过大的耦合系数会造成载流子的空间烧孔现象，导致激光器在大注入条件下的模式不稳定。因此，无法利用增大耦合系数的方法同时获得良好的波长稳定性与单模工作特性。

另一方面，增益耦合型 DFB 激光器具有对外界光反馈不敏感的特点^[107]，因此可以通过在激光器部分引入增益耦合机制来降低因光反馈造成的波长起伏。同时，引入增益耦合机制还有利于提高器件的单模成品率，因而在保证单模工作特性的前提下改善集成光源的波长稳定性。

图 4-9 所示为含有吸收光栅的增益耦合型集成器件的激射谱。与图 4-8 中的器件类似，此器件的调制器端面也未作镀膜处理。通过对阈值以下光谱的拟合，我们确定了该器件的折射率耦合系数 $\kappa_i L \sim 1$ ，增益耦合系数 $\kappa_g L \sim 0.2$ 。由图中可以看出，由于引入了增益耦合机制，器件的波长稳定性得到了很大的改善。当然，该器件仍然存在比较严重的波长移动，所以需要对调制器端面进行减反镀膜，以进一步改善其波长稳定性。

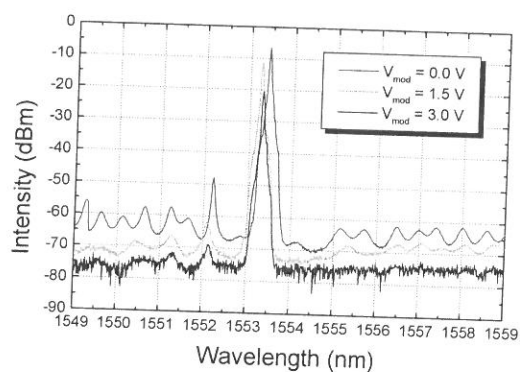


图 4-9 增益耦合型器件的波长稳定性

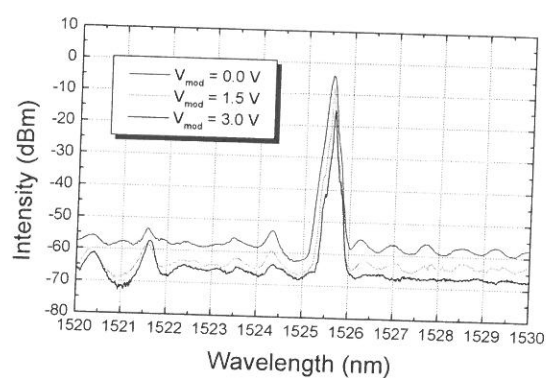


图 4-10 端面镀膜对波长稳定性的影响

4.2.3 端面镀膜对波长稳定性的影响

如图 4-10 所示为对调制器端面进行了小于 1% 的抗反镀膜以后的折射率耦合型集成光源的激射谱。器件的归一化耦合系数 $\kappa L \sim 1$ 。将图 4-10 与图 4-8a 相比较,可以看出在镀膜后,器件的波长稳定性得到了明显的改善。另外,在镀膜后的激射谱 DFB 模式两侧的 FP 模式受到了明显的抑制,这在图 4-11 中可以看更为清楚。由于光腔中的 FP 模式受到抑制,所以镀膜后器件的边模抑制比也有所改善。图 4-11b 所示的集成器件的边模抑制比在不同的调制偏压下保持大于 45 dB。

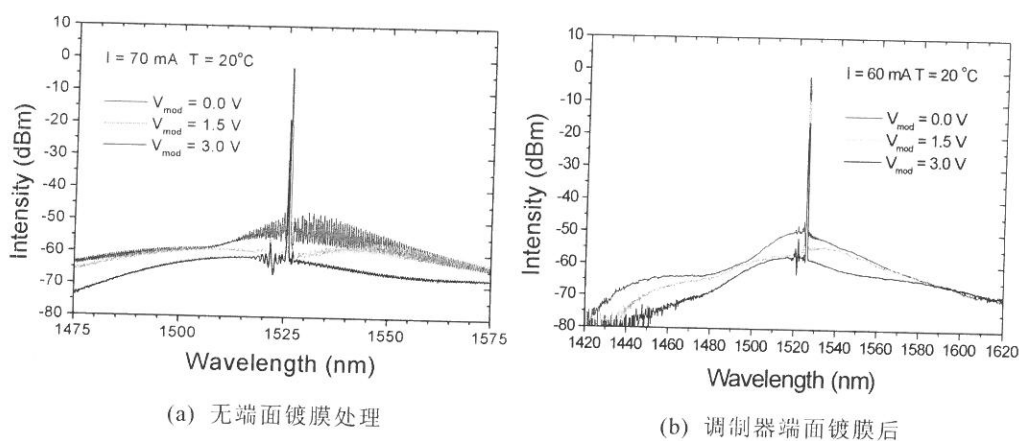


图 4-11 端面镀膜对集成器件激射谱的影响

对于增益耦合型集成器件,在进行调制器端面镀膜后,其波长稳定性同样可以得到极大的改善。在第三章中我们介绍了含有载流子限制光栅的部分增益耦合型集成光源发射模块,它在 2.5 Gb/s NRZ 信号调制下测得的谱宽为 0.085 nm。这说明在进行端面抗反镀膜处理后,增益耦合型集成器件可以获得十分稳定的输出波长。

4.3 调制特性的偏振相关

众所周知,在普通的折射率耦合型 DFB 激光器的光谱中存在一个截止带(stop-band),截止带内的光辐射受到明显抑制,在激射谱中表现为在 Bragg 波长附近出现的一个凹陷。根据端面反射率和光栅相位的不同,激射模式位于截止带的长波长侧或短波长侧。

在对集成光源的激光谱进行测量的过程中，我们发现一个有趣的现象：在调制过程中，可以在器件的激光谱中观察到两个凹陷，即出现了两个截止带，如图 4-12 所示。其中与激光模式相伴的截止带的凹陷深度随调制电压的增加而减小，而另一个处于短波长方向的截止带只有当输出光强受到明显衰减时才可以观察到。

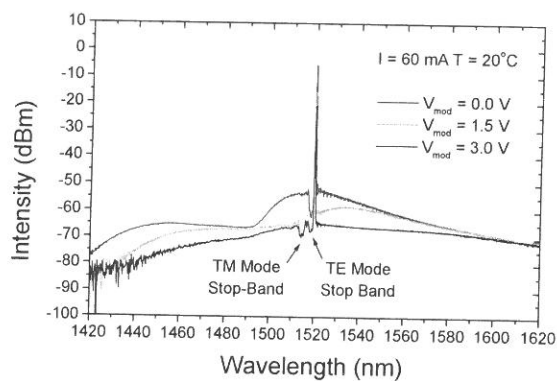


图 4-12 双截止带现象

我们对这一实验现象的解释是：光谱中两个凹陷分别对应于 TE 模式和 TM 模式的截止带。与激光模式相伴的凹陷为 TE 模式的截止带，而位于短波长方向的凹陷则是 TM 模式的截止带。出现两个截止带的原因是 TE 模式和 TM 模式的等效折射率不同，因而与之相应的 Bragg 波长也略有不同。

由于我们的集成光源采用压应变量子阱作为激光器部分的有源层，TE 偏振态的增益占主导地位，因此输出光为 TE 偏振态的受激辐射与 TM 偏振态的自发辐射。同时，调制器部分采用相同的压应变量子阱作为吸收层，所以对 TE 偏振态入射光的吸收明显大于对 TM 偏振态的吸收。在零调制偏压下，TM 偏振态的自发辐射光被 TE 模式的受激辐射光所掩盖，所以无法观察到 TM 模式的截止带。在调制过程中，TE 偏振光受到强烈衰减，而 TM 偏振光基本不受影响，此时可以观察到对应于 TM 偏振光的截止带。

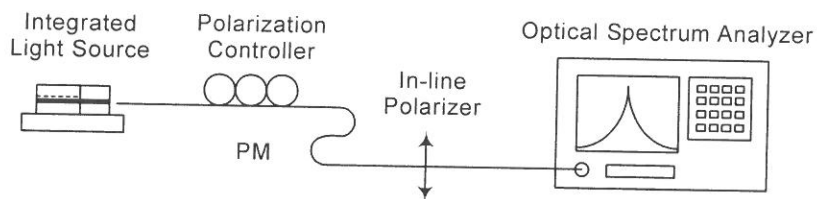


图 4-13 集成光源调制性能偏振相关性测试系统

为了通过实验来验证以上的分析，我们建立了如图 4-13 所示的实验系统。实验中，我们首先通过光谱分析仪对无检偏器时的光谱进行测量。其次，通过调整偏振控制器，使接收的激光模式的光功率为最大，并测量其光谱。我们认为这时记录下的是 TE 偏振态的光谱数据。然后，改变偏振控制器的

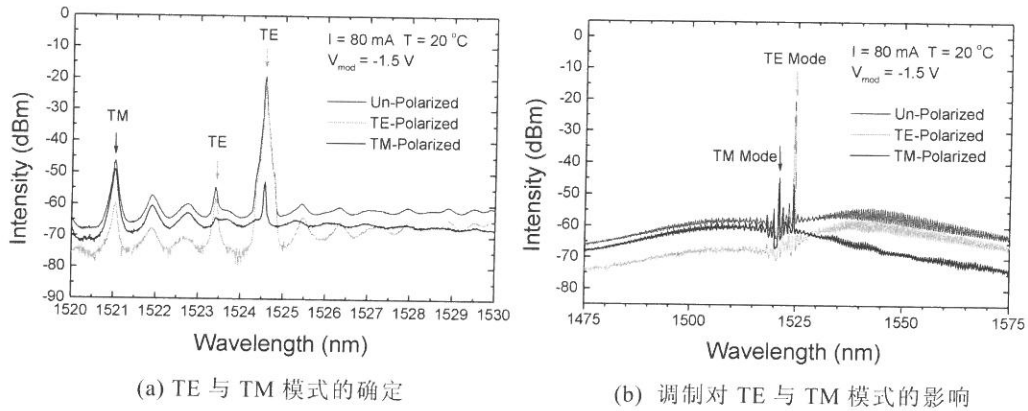


图 4-14 不同偏振模式的光谱

状态使得接收到的激光模式功率为最小。此时测量得到的是 TM 偏振态的光谱。在以上三种情况下得到的光谱数据如图 4-14 所示。由于未对被测器件进行端面镀膜, 因此可以在激光模式中观察到明显的 FP 模式。

由图中可以清楚地看出, 激光光谱中短波长方向的凹陷确实对应于 TM 模式的截止带。在图 4-14 所示的调制状态下, 短波长方向的 TE 偏振光受到衰减,

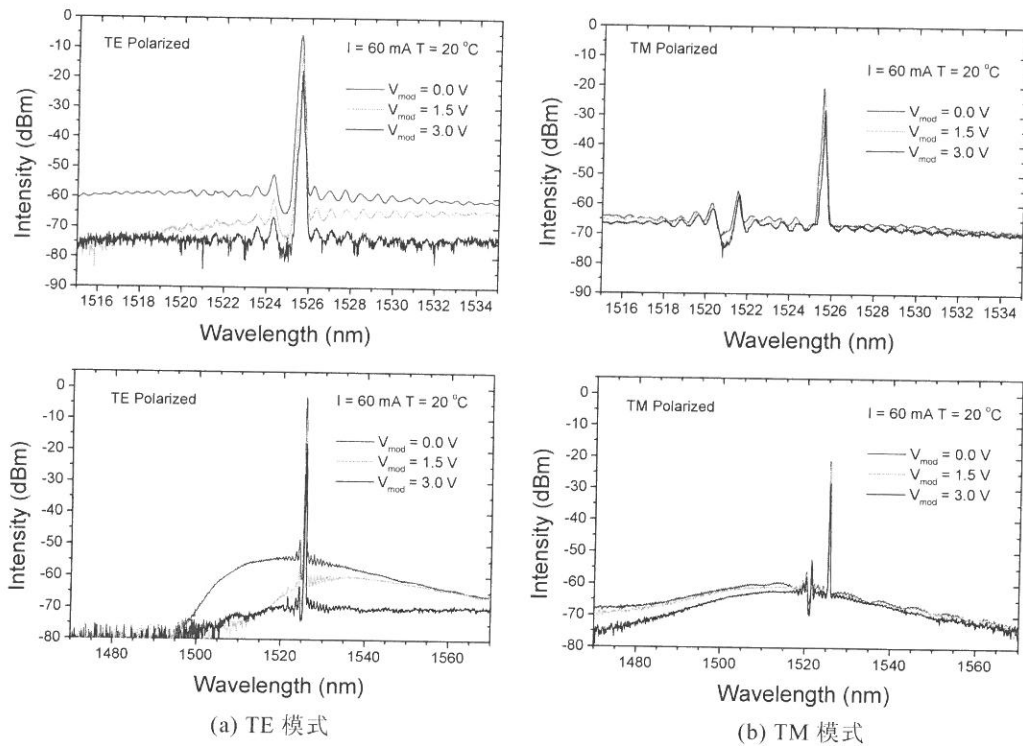


图 4-15 不同偏振模式的调制特性

其强度已经低于 TM 偏振光截止带凹陷处的光强。因而此时可以在无检偏器情况下测量得到的光谱中观察到两个截止带。

图 4-15 所示为进行了镀膜处理的集成器件在不同调制电压下的 TE 模式与 TM 模式的发射谱。由图中可以看从, 随调制电压的增大, TE 偏振态的输出光强明显减弱, 而 TM 偏振态的输出光强基本保持不变。这也就解释了在图 4-12 所示的光谱中, TE 模式的截止带凹陷深度会随调制电压的增大而减小的原因。

图 4-15b 所示的 TM 模式光谱的长波长方向存在一些起伏, 这主要是由检偏器的抗反射镀膜不够理想造成的。

4.4 本章小结

本章主要讨论了集成器件性能优化的问题。为了确定能够实现同一外延层集成器件最佳性能的波长红移量, 我们首先研究了波长红移量对激光器激射特性的影响。在此基础上, 我们根据不同偏压下的光电流谱非常直观地确定了集成器件的最佳波长红移量。实验结果表明, 对于我们所采用的量子阱材料, 最佳的波长红移量为 30 ~ 40 nm 左右。其次, 我们还对集成光源中因调制器端面反射引起的波长起伏进行了研究。我们研究了耦合系数对折射率耦合型集成器件的波长稳定性的影响, 并对折射率耦型与增益耦合型集成器件的波长稳定性进行了比较。根据实验结果, 我们发现通过引入增益耦合型机制并配合端面镀膜, 可以使集成光源具有良好的波长稳定性。最后, 我们对实验中观察到的双截止带现象进行了分析, 指出它们分别对应于不同的偏振模式, 并通过实验对其进行了验证。

第五章 集成光源的高速调制

本章将集中讨论集成光源的高频调制带宽的测量以及对器件高频响应的改善。首先,我们讨论集成光源图形电极的设计及其对器件高频调制特性的影响。然后,我们对实际测量得到的集成器件高频响应进行分析,并在此基础上对 EA 调制器图形电极进行改进,以提高器件的调制带宽。最后,我们对集成光源的封装进行介绍,并讨论封装对器件高频调制特性的影响。

5.1 集成光源图形电极的设计

对于 DFB 激光器/EA 调制器集成光源,其调制速率主要受到 EA 调制器部分的器件电容的限制。因此,为了实现集成光源的高速调制,必须设法减小 EA 调制器的电容。调制器电容包括反向偏置的 p-n 结势垒电容与调制器电极电容。为了减小 p-n 结势垒电容,调制器部分采用了高脊结构以减小调制器部分 p-n 结的面积。另一方面,为了减小器件的电极电容,需要尽量减小调制器电极的面积。此外,在进行器件电极设计的同时还必须考虑尽量减小调制器与激光器两部分电极之间的微波耦合,以避免高频调制信号对激光器工作特性的影响。为此,我们设计了如图 5-1 所示的集成器件图形电极。

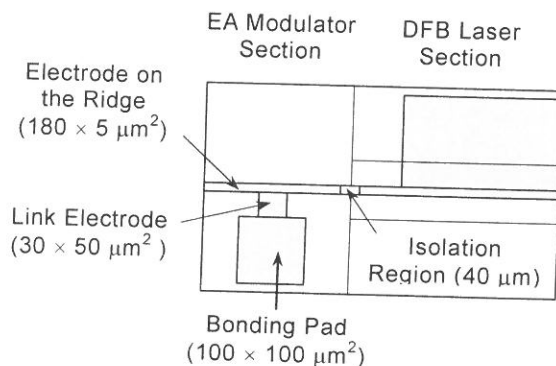


图 5-1 集成器件图形电极示意图

调制器部分的电极包括脊波导顶部的接触电极与用来焊接电极引线的电极焊盘,两者之间由过渡电极相连接。我们采用 $\varnothing 50\text{ }\mu\text{m}$ 的金丝制作引线,其焊点的直径大约为 $80\text{ }\mu\text{m}$ 。因此,我们将电极焊盘的尺寸设计为 $100\times 100\text{ }\mu\text{m}^2$ 。同时,我们在器件制作过程中特别保留了电极焊盘下的外延层以构成电极支撑台,如图 3-16 所示。采用这一结构可以增大电极焊盘与 n 型衬底的间距,从而达到减小其电容的目的。

为了减小调制器电极与激光器电极之间的高频耦合, 激光器部分也采用了图形电极。我们将激光器部分的电极焊盘设计为靠近激光器端面, 以增大它与调制器焊盘之间的距离。同时, 我们将激光器部分的电极焊盘与调制器部分的电极焊盘置于脊波导的异侧, 这样可以尽量减小两部分电极之间的耦合。

5.2 集成光源的高频调制特性

为了保证光纤通信系统具有良好的传输特性, 系统光源的输出信号应当满足一定的消光比。例如, 一般的数字光纤通信系统要求光源的消光比大于 10 dB。根据第三章的实验结果, 我们的集成光源在直流偏压下的静态消光已经达到了这一要求。然而, 在实际的光通信系统中, 器件工作于高频调制状态, 其消光比相对于静态值会有所下降。如果调制信号的频率不断升高, 器件的消光特性也将随之不断恶化, 最终导致输出信号的消光比无法满足系统的要求。

通常, 我们采用调制带宽对器件的高频性能进行表征。为了保证传输效果, 要求器件的调制带宽大于系统的传输速率。因此, 集成器件调制带宽的测试及其提高对于器件在实际光纤通信系统中的应用有着重要的意义。

5.2.1 调制带宽的定义

对于不同类型的调制器, 限制其调制带宽的主要因素不尽相同。例如, 对于采用行波电极的 Mach-Zehnder 型调制器, 其调制带宽主要受限于微波调制信号与光波的相速失配。而对于采用集总参数电极的 EA 调制器, 其高频调制带宽主要受限于器件的电容。

由于电吸收调制器的结构尺寸很小, 一般采用集总参数的等效电路对其进行分析。如图 5-2a 所示为仅考虑器件电容时的微波等效电路。其中, C 为调制器电容, R_s 为微波信号源内阻。微波调制信号通过特性阻抗为 Z_c 的传输线加载到调制器两端。为了实现阻抗匹配, 需要在调制器两端并联一个匹配电阻 R_L 。在通常的微波系统中, 传输线的特性阻抗 Z_c 与微波源的内阻 R_s 均为 $50\ \Omega$, 因此匹配电阻 R_L 的阻值也选择为 $50\ \Omega$ 。此等效电路具有低通

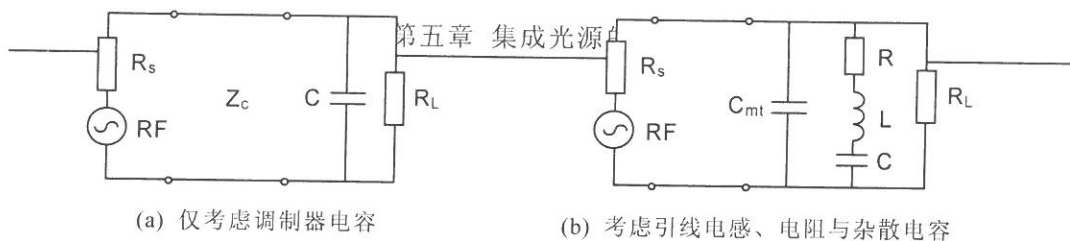


图 5-2 EA 调制器部分的高频等效电路

特性：当微波信号源的频率升高时，调制器两端的电压会随之下降，导致器件在高频调制下的消光比发生恶化。

通常，我们采用小信号频率响应法对器件的调制带宽进行测量。在测量中采用小功率微波正弦信号对器件进行调制，输出光信号的强度随之发生周期性的起伏。通过测量输出光信号强度起伏随调制信号频率的变化，就可以得到器件的小信号频率响应，并由此确定器件的带宽。

对于小信号调制带宽存在两种不同的定义，即 3 dB 光带宽和 3 dB 电带宽。首先，可以根据输出光强的起伏幅度随调制频率的变化来定义器件的调制带宽。据此定义的带宽称为光带宽，记为 BW_{3dB0} ，它对应于输出光强的起伏幅度下降为其低频值二分之一的调制频率。

在高频调制带宽测试系统或实际的光纤通信系统中，均需要在接收端采用光探测器将受调光信号转换成电信号。因此，可以根据光探测器输出的微波电信号的功率随调制频率的变化来定义器件的调制带宽。由此定义的带宽称为电带宽，记作 BW_{3dBe} ，它对应于光探测器输出的微波信号功率下降为其低频值一半时的调制频率。

由于探测器输出电信号的幅值正比于入射光信号的光强，所以器件的 3 dB 光带宽实际上对应于 6 dB 电带宽。如果采用图 5-2a 所示的等效电路，可以采用下面的公式对器件的调制带宽进行估计：

$$BW_{3dBe} = \frac{1}{\pi RC} \quad (5-1)$$

$$BW_{3dB0} = \frac{\sqrt{3}}{\pi RC} \quad (5-2)$$

其中 $R = R_L = R_s = 50 \Omega$ 。在推导上面的公式时，我们假定器件输出光强的起伏与调制电压成正比。在小信号调制的情况下，这一假定是基本成立的。除了小信号调制带宽以外，在实际系统中还经常用最大非归零码调制速率对器件的高频调制特性进行描述。在 WDM 传输系统中，为了减小信号的频谱宽度，一般采用非归零码对光信号进行调制。对应于这种调制方式，存在一

个器件的最大非归零码调制速率，记为 R_{NRZ} 。在该调制速率下，器件的响应刚好能够满足系统传输的最低要求。实验表明，最大非归零码调制速率的数值介于以上两种小信号调制带宽之间，并存在以下经验公式：

$$BW_{3dBc} = 0.8R_{NRZ} \quad (5-3)$$

$$BW_{3dB0} = (1 \sim 1.5)R_{NRZ} \quad (5-4)$$

对于(5-3)式可以作以下的解释：考虑如图 5-3 所示的 0101 非归零码序列，其傅立叶频谱展开的基频为非归零码传输速率的二分之一。因此，对于 0101 非归零码序列，器件的最大调制速率为其电带宽的两倍左右。对于实际的传输系统，考虑到传输信号的随机性等因素，器件的最大非归零码调制速率 R_{NRZ} 与器件的电带宽 BW_{3dBc} 两者之间有(5-3)式的关系成立。

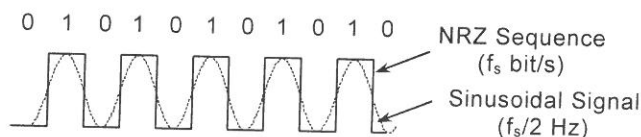


图 5-3 非归零码调制速率

在实际的应用中，为了保证器件输出的光信号具有足够的消光比，通常采用的调制电压峰—峰值在 $2 \sim 3 \text{ V}$ 左右，属于大信号调制。因此，与小信号调制带宽相比，最大非归零码调制速率可以更为准确地反映器件在实际系统中的工作性能。不过，由于小信号调制带宽便于测量，并可以用于对器件的高频调制特性作定性评价，所以器件的小信号调制带宽成为衡量器件高频调制性能的重要指标。另外，在实际的光纤通信系统中，一般均以器件的电带宽 BW_{3dbc} 作为衡量器件性能的指标。因此，在下面有关集成器件的调制带宽的讨论中，我们所指的均为电带宽。

5.2.2 调制带宽的测试

为了对集成器件管芯的高频调制特性进行测量，首先需要将经过端面镀膜处理后的管芯焊接到过渡热沉上。过渡热沉采用特殊的陶瓷材料制成，它具有很好的导热和电绝缘特性，同时还具有很小的微波损耗，可以避免因热沉的损耗而影响器件的高频响应。此外，在过渡热沉上还制作有阻值为 50Ω 的薄膜电阻，以实现器件的阻抗匹配。在进行测试前，需要用金丝引线

将调制器电极与薄膜电阻连接起来。由于引线的电感会对调制器的高频响应产生不利影响，因此在焊接时应注意尽量缩短引线的长度。

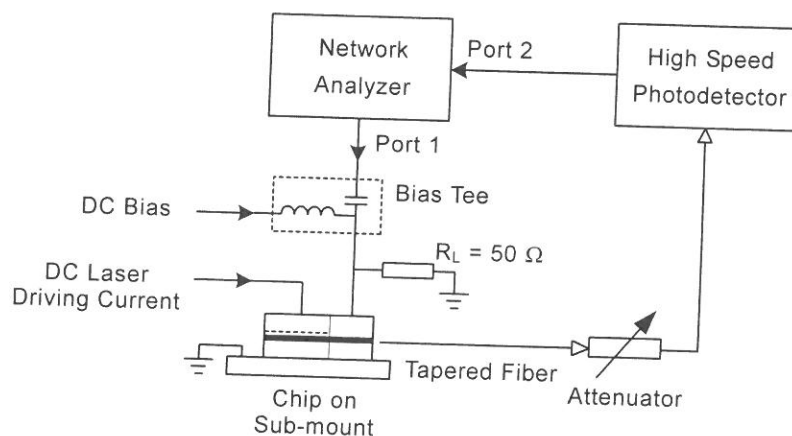


图 5-4 集成光源管芯小信号频率响应测试系统示意图

我们采用图 5-4 所示的高频响应测试系统对集成器件的调制带宽进行测量。在测试过程中，器件的激光器部分采用直流驱动，以保持激光器部分的输出稳定。由网络分析仪端口 1 输出的微波扫频信号经由微波探针耦合到器件的调制器部分。同时，调制器的直流偏置电压也经过交直流合路器加到调制器电极上。经过调制的输出光信号由尖锥光纤耦合后被送入高速光探测器并转换为电信号。最后，光探测器输出的微波电信号被送入网络分析仪的端口 2。由网络分析仪测量得到的 S_{21} 参数即为集成器件的频率响应。

在采用以上的测试系统对器件的高频响应进行测量之前，必须首先对网络分析仪进行校准，以保证测量结果的可靠性。同时，测试中采用的微波探针以及过渡热沉均会对集成器件的高频响应产生一定的干扰。为了消除这些寄生效应的影响，需要对测量得到数据进行适当的修正^[108]。

5.2.3 高频响应的测试结果

如图 5-5 为集成器件小信号高频调制响应的测量结果。由图中可以看出，该器件的调制带宽大约为 $BW_{3dB} = 2.8$

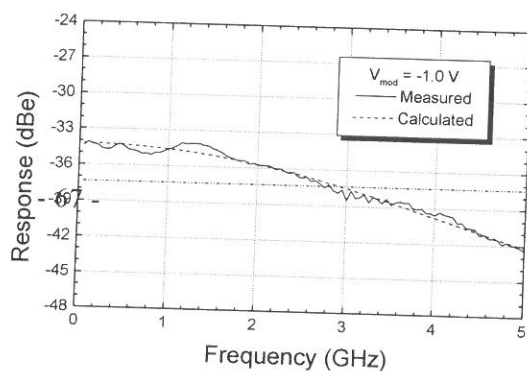


图 5-5 集成器件小信号高频调制响应

GHz。测量中，调制器的反向直流偏置电压为 1 V，而网络分析仪输出的微波扫频信号的功率为 0 dBm 左右。如果增大调制器的反向偏置电压，有利于减小 p-n 结反向势垒电容，可以使器件的调制带宽有所提高。然而，这会造成调制器部分的插入损耗增大，导致集成光源的输出光功率下降。

我们采用如图 5-2b 所示的等效电路对实验数据进行了拟合计算。与图 5-2a 所示的等效电路相比，这里我们不但考虑了调制器的电容，还考虑了引线电感以及过渡热沉引入的杂散电容对调制器高频带宽的影响。其中 L 为引线电感， R 为电极电阻，它包括引线电阻以及调制器电极的接触电阻，而 C_{mt} 则代表了过渡热沉以及微波探针等引入的杂散电容的影响。

我们将测试结果与拟合结果一同在图 5-5 中显示出来，以便对二者进行比较。拟合得到的器件等效电路参数为 $C = 2.1$ pF， $L = 1.0$ nH， $R = 11$ Ω ， $C_{mt} = 0.2$ pF。可以看出，调制器的电容 C 是限制器件调制带宽的主要因素。为了减小调制器的电容，需要对器件进行重新的设计与制作。

5.3 调制带宽的提高

为了提高集成器件的调制带宽，必须设法进一步减小调制器部分的电容。为此我们对器件的图形电极进行了重新设计，并对改进后的集成器件的高频调制特性进行了测试。

5.3.1 图形电极的改进设计

为了降低调制器部分的电容，我们重新设计了集成光源的图形电极，如图 5-6 所示。与图 5-1 相比，其主要的改进之处在于：首先，我们将原来 100×100 μm^2 的方形电极焊盘改为 $\varnothing 80$ μm 的圆形焊盘。其次，我们把过渡电极的尺寸由原来的 30×50 μm^2 缩小为 6×5 μm^2 。通过以上的改进，大大减小了调制器电极电容。另外，我们在激光

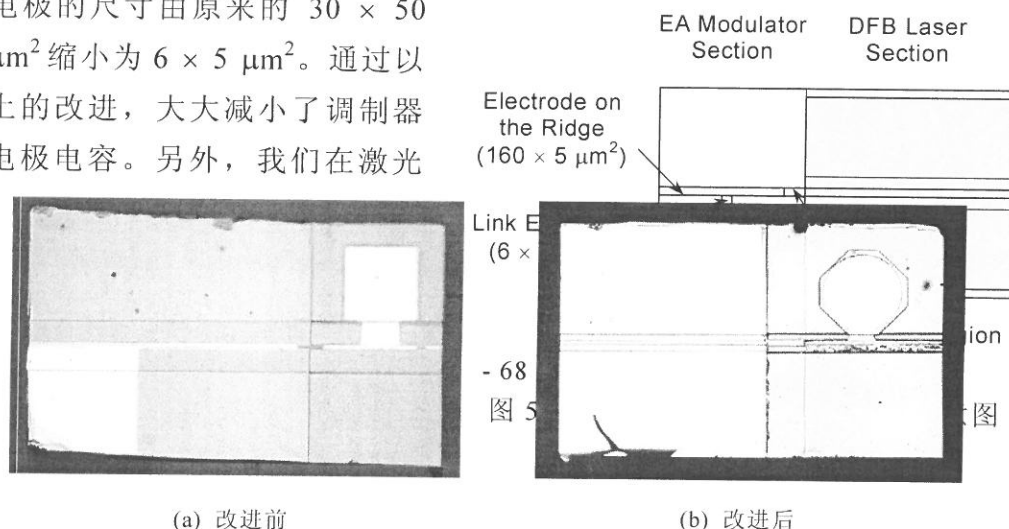


图 5-7 集成光源管芯外观

器部分采用了大面积电极。这主要是为了便于在带宽测试的过程中使用探针
对激光器部分进行电流注入。图 5-7 为改进前后的集成光源管芯外观图。

5.3.2 高频调制特性

如图 5-8 为采用新型图形电极的集成器件的高频响应。可以看出, 在对
调制器部分的电极进行了重新设计以后, 集成器件的频率响应得到明显的改
善。图 5-8 所示的集成器件的调制带宽接近 8 GHz。根据微波等效电路对器
件高频响应进行拟合后得到的等效电路参数为: $C = 0.7 \text{ pF}$, $L = 0.4 \text{ nH}$, $R =$

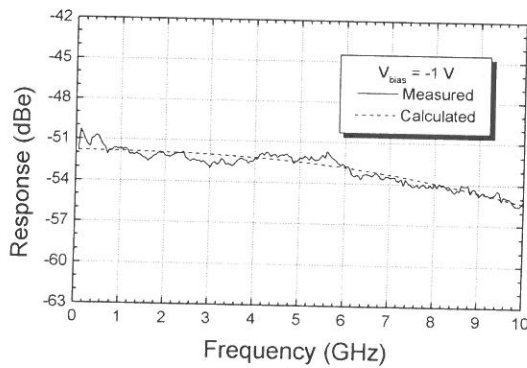


图 5-8 改进后的集成光源的频率响应

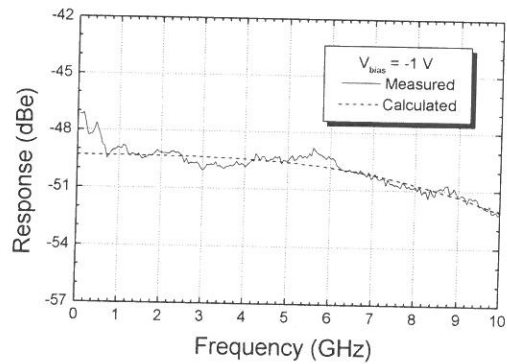


图 5-9 频率响应低频端的陡降

9.5Ω , $C_{mt} = 0.1 \text{ pF}$ 。可见, 改进后的集成器件的器件电容有明显的减小。

如图 5-9 为另一集成光源管芯的高频响应的测试结果, 其中在低频端可
以观察到一个明显的下降, 造成了器件调制带宽的恶化。由于这一现象在我
们的测试结果中比较普遍, 因此有必要对其起因进行仔细的分析。我们认为
有以下的几个可能的原因: 首先, 调制响应在低频端的陡降可能是由测试系
统的系统误差造成的。这主要是指由网络分析仪和光探测器的饱和导致的低
频端测试结果失真。其次, 低频端的陡降还可能是由于测试中所使用的微波探
针以及高频接头等引入的干扰造成的。我们将在今后的研究中对频率响应低
频端陡降的起因及其消除方法作进一步的研究, 以便找到提高器件调制带宽
的途径。

我们在不考虑低频端数据的情况下对图 5-9 所示的频率响应进行了拟
合, 得到的器件参数为: $C = 0.7 \text{ pF}$, $L = 0.4 \text{ nH}$, $R = 6.5 \Omega$, $C_{mt} = 0.1 \text{ pF}$,

与图 5-8 所示器件的拟合结果基本一致。因此，我们有理由相信图 5-9 中低频端的陡降并非器件本身的原因造成的。

为了进一步减小器件的电容，可以采用聚酰亚胺(polyimide)作为调制器电极焊盘下方的填充介质。聚酰亚胺为具有较小介电常数的绝缘材料，用其作为填充介质可以增大电极焊盘与 n 型衬底的间距，有效地减小焊盘的电容。此外，采用聚酰亚胺材料作为填充介质还有利于实现器件工艺的平面化。我们将在今后的工作中对聚酰亚胺的工艺进行研究。

5.4 集成器件的封装及其对调制带宽的影响

为了将集成器件应用于实际的光通信系统，需要将集成器件管芯封装制作成发射模块。在封装过程中引入的杂散电容与电感会对制成模块的调制带宽产生影响。因此，需要对管芯在封装前后的频率响应进行比较，由此确定合理的封装工艺，以保证封装后模块的调制带宽。

5.4.1 管芯的封装

我们采用了两种不同的管壳对集成器件管芯进行封装。首先，我们采用如图 5-10a 所示的工业标准的 14 脚蝶型封装结构成功地制作了调制速率为 2.5 Gb/s 的集成光源模块，其工作性能已经在第三章进行了介绍。由于蝶型封装在高频下的驻波系数较大，难以实现良好的阻抗匹配。为了解决这一问题，我们采用了图 5-10b 所示的 SMA 接头管壳对集成器件进行封装，以期获得更高的调制速率。

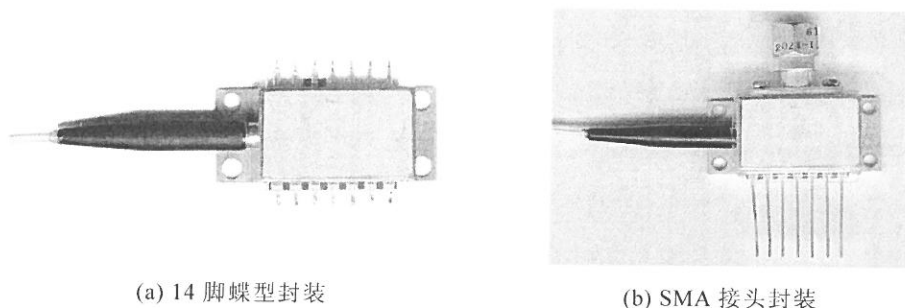


图 5-10 集成光源封装形式

在进行集成器件管芯的封装时,我们首先将管芯焊接到 SiC 材料的过渡热沉上。然后,我们将过渡热沉焊接在铜制热沉上,并把热沉固定到装置于管壳底部的半导体制冷器上。同时,我们将热敏电阻固定在铜制热沉上,以实现管芯温度的监控。

随后,我们进行用于输出光信号耦合的透镜、光隔离器以及拉锥尾纤的安装,并在完成光路对准后利用 YAG 激光点焊将各光学器件固定。光隔离器位于一组共焦透镜之间,其隔离度大于 35 dB,用以防止来自尾纤接头的外部光反馈。另外,还需要在管芯后方安装背光监测光电二极管,以便对器件的输出光功率进行监测。

最后,需要进行激光器电极引线以及调制器微波信号馈线的制作。由于激光器部分处于直流工作状态,我们直接用金丝作为馈电引线。而对于调制器部分,我们采用特性阻抗为 50 Ω 的微带线将高频调制信号由输入管脚耦合至调制器电极,并用金丝将微带线终端与调制器电极连接起来。在焊接时注意尽量减小金丝长度,以减小引线带来的电感。

5.4.2 封装对频率响应的影响

我们先后采用了两种不同的方法来实现微波阻抗匹配。首先,我们采用阻值为 50 Ω 的普通表面贴装金属膜电阻作为匹配电阻,将其并联在调制器电极两端。为了实现良好的匹配,需要将电阻尽量靠近微带线终端。在第三章介绍的适用于 2.5 Gb/s 传输系统的蝶型封装发射模块就是采用这种方式进行阻抗匹配的。图 5-11 为采用表面贴装电阻进行阻抗匹配的集成器件发射模块的频率响应。可以看出,器件的调制带宽大于 3 GHz,因而可以应用于调制速率为 2.5 Gb/s 的传输系统中。

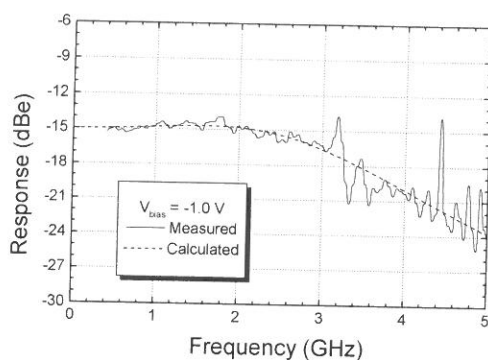


图 5-11 封装后集成器件的高频响应

虽然采用表面贴装电阻进行阻抗匹配可以满足调制速率为 2.5 Gb/s 的

发射模块的要求,但是由于贴片电阻的特性频率较低,在高频下不再呈纯阻性,这将造成很大阻抗失配。为了满足调制速率为 10 Gb/s 的器件的要求,我们采用了薄膜电阻进行阻抗匹配。与普通贴片电阻相比,薄膜电阻具有良好的频率特性,可以在很宽的频率范围内实现阻抗匹配。

图 5-12 为采用薄膜电阻进行阻抗匹配的集成光源模块在封装前后的小

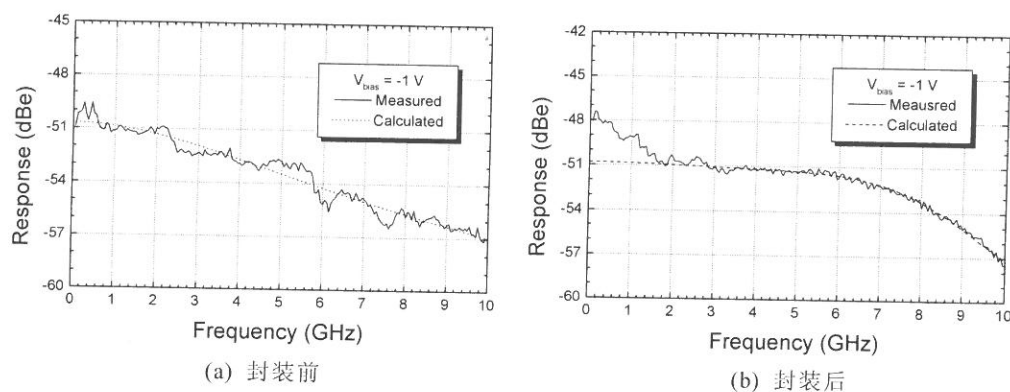


图 5-12 集成器件封装前后的频率响应

信号高频调制响应。封装前测量的管芯调制带宽约为 6 GHz,其等效电路拟合结果为: $C = 0.7 \text{ pF}$, $L = 0.3 \text{ nH}$, $R = 18.5 \Omega$, $C_{mt} = 0.4 \text{ pF}$ 。封装后测量的频率响应在低频端发生明显的下降,其原因尚未确定。如果忽略该频率范围的数据,拟合得到器件参数为: $C = 0.7 \text{ pF}$, $L = 0.9 \text{ nH}$, $R = 14 \Omega$, $C_{mt} = 0.6 \text{ pF}$ 。可以看出,封装带来的引线电感对封装后的器件的调制带宽有较大的影响。同时,我们注意到器件的频率响应的高频部分在封装后无明显恶化,说明薄膜电阻能够实现较好的阻抗匹配。

在对封装后集成器件的频率响应进行测试时,我们发现半导体制冷器对模块的频率响应有较大的影响。这是由于半导体制冷器会引入较大的杂散电容,因此在封装过程中需要特别注意对半导体制冷器引线的布置,以减小其寄生电容对模块带宽的影响。

5.5 本章小节

在这一本章中,我们首先讨论了集成光源图形电极的设计及其对器件高频调制特性的影响。然后,我们讨论了集成器件的调制带宽的定义及其测

量方法。我们采用小信号调制方法对集成器件管芯的频率响应进行了测试。测量结果表明,集成器件的调制带宽主要受到调制器电容的限制。为了减小器件电容以提高器件的调制带宽,我们对器件的图形电极进行了重新设计。改进后的集成器件管芯得到了 8 GHz 的调制带宽。最后,我们讨论了集成器件的封装及其对器件调制带宽的影响。通过对封装后的集成器件的调制带宽的测量,我们发现采用贴片电阻进行阻抗匹配模块可以获得大于 3 GHz 的调制带宽,完全可以适用于 2.5 Gb/s 的传输系统。而采用薄膜电阻进行阻抗匹配模块可以获得更高的调制带宽,有希望制作出能够应用于 10 Gb/s 传输速率的光通信系统。

结束语

DFB 激光器/EA 调制器集成光源因其具有体积小、成本低、可靠性高等优点,成为现代长距离、高速率光纤通信系统的理想光源,将广泛地应用于 WDM 光纤通信系统中。因此,对集成光源的研究不但具有十分重要的理论意义,同时还具有很强的实用性。

本论文对同一外延层结构集成光源的性能优化问题进行了仔细的研究。首先,论文通过理论分析证明了采用同一外延层结构实现集成器件波长匹配的可行性,并为用于器件制作的多量子阱材料结构实际提供了理论依据。随后,论文详细讨论了集成器件的结构设计与制作工艺中的关键问题,并介绍了我们设计并制作的应用于 2.5 Gb/s 传输系统的部分增益耦合型集成器件发射模块的特性。接着,论文讨论了对同一外延层结构集成光源的性能优化问题,着重讨论了最佳波长红移量的选择以及器件波长稳定性的改善。最后,论文讨论了集成器件高频调制特性的测量及其调制带宽的提高。

本论文的主要成果如下:

- 1) 对同一外延层结构集成光源的波长匹配问题进行了理论分析研究,为用于器件制作的多量子阱材料结构设计提供了理论依据。
- 2) 成功地制作出 2.5 Gb/s 部分增益耦合型 DFB 激光器/EA 调制器单片集成光源发射模块,并在 WDM 系统中对其进行了 240 km 的传输试验,证明其总体性能与国外同类产品相当。
- 3) 仔细研究了激光器激射波长相对于量子阱材料激子吸收峰的波长红移量对同一外延结构集成器件的工作性能的影响,并通过实验确定了器件的最佳波长红移量。
- 4) 对集成光源输出波长的稳定性进行了细致的研究,提出引入增益耦合机制并结合端面镀膜可以有效地提高集成光源输出波长的稳定性。
- 5) 对集成光源高频调制带宽进行了测试,并对集成光源的电极结构进行了改进,获得了 8 GHz 的调制带宽。
- 6) 论文工作的实验结果处于国内领先水平。与国际同行相比,在器件结构、制作工艺上有自己的特色。

参考文献

- [1] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, *et al.*, " $\lambda/4$ -Shifted InGaAsP/InP DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-22, no. 7, pp. 1042-1051, 1986.
- [2] Y. Luo, Y. Nakano, and K. Tada, "Fabrication and characteristics of a gain-coupled distributed-feedback laser diode," *Extended Abstracts of 20th International Conference of Solid State Devices and Materials*, pp. 327-330, Tokyo, 1988.
- [3] Y. Luo, Y. Nakano, K. Tada, *et al.*, "Fabrication and characteristics of the gain-coupled distributed feedback semiconductor lasers with a corrugated active Layer," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 6, pp. 1724-1731, 1991.
- [4] Y. Luo, H.L. Cao, M. Dobashi, *et al.*, "Gain-coupled distributed feedback semiconductor laser with an absorptive conduction-type-inverted grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 7, pp. 692-695, 1992.
- [5] T.L. Koch, and I. Koren, "Semiconductor photonic integrated circuits," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 3, pp. 641-653, 1991.
- [6] J. E. Zucker, K. L. Jones, M. Newkirk, *et al.*, "Quantum well interferometric modulator monolithically integrated with 1.55 μm tunable distributed Bragg reflector laser," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 20, pp. 1888-1889, 1992.
- [7] T. Tanbun-Ek, P. F. Sciortino, Jr., A.M. Sergent, *et al.*, "DFB lasers integrated with Mach-Zehnder optical modulator fabricated by selective area growth MOVPE technique," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 9, pp. 1019-1021, 1995.
- [8] D. M. Adams, C. Rolland, N. Puetz, *et al.*, "Mach-Zehnder modulator integrated with a gain coupled DFB laser for 10 Gbit/s, 100 km NDSF transmission at 1.55 μm ," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 5, pp. 485-486, 1996.
- [9] M. Suzuki, Y. Noda, H. Tanaka, *et al.*, "Monolithic integration of InGaAsP/InP distributed feedback laser and electroabsorption modulator by vapor phase epitaxy," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, no. 9, pp. 1277-1285, 1987.
- [10] H. Soda, M. Furutsu, K. Sato, *et al.*, "High-power and high-speed semi-insulating BH structure monolithic electroabsorption modulator/DFB laser light source," *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 1, pp. 9-10, 1990.
- [11] H. Yamazaki, Y. Sakata, M. Yamaguchi, Y. Inomoto, and K. Komatsu, "Low drive voltage (1.5 Vp.p.) and high power DFB-LD/modulator integrated light sources using bandgap energy controlled selective MOVPE," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 2, pp. 109-111, 1996.
- [12] H. Tanaka, M. Suzuki, M. Usami, *et al.*, "5-Gb/s Performance of Integrated Light Source Consisting of $\lambda/4$ -Shifted DFB Laser and EA Modulator with SI InP BH Structure," *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, no. 9, pp. 1357-1362, 1990.
- [13] M. Suzuki, H. Tanaka, H. Taga, *et al.*, " $\lambda/4$ -Shifted DFB Laser/electroabsorption modulator integrated light source for multigigabit transmission," *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, no. 1, pp. 90-95, 1992.
- [14] P. Ojala, C. Pettersson, B. Stoltz, *et al.*, "DFB laser monolithically integrated with an absorption modulator with low residual reflectance and small chirp," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 10, pp. 859-860, 1993.
- [15] S. Oshiba, K. Yamada, S. Arahira, *et al.*, "Generation of transform-limited optical

- pulses up to 20 GHz from a monolithic electronabsorption modulator/DFB laser," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 17, pp. 1528-1530, 1993.
- [16] P. I. Kuindersma, P. P. G. Mols, G. L. A. v. d. Hofstad, *et al.*, "Packaged integrated DFB/EA-MOD for repeaterless transmission of 10 Gbit/s over 107 km standard fiber," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 21, pp. 1876-1878, 1993.
- [17] K. Morito, R. Sahara, K. Sato, *et al.*, "High power modulator integrated DFB laser incorporating strain-compensated MQW and graded SCH modulator for 10Gbit/s transmission," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 12, pp. 975-976, 1995.
- [18] G. Raybon, P.B. Hansen, U. Koren, *et al.*, "Gain-switching of DBR laser monolithically integrated with electroabsorption modulator for RZ transmission," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 2, pp. 188-190, 1992.
- [19] K. Sato, I. Kotaka, K. Wakita, *et al.*, "Strained-InGaAsP MQW electroabsorption modulator integrated DFB laser," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 12, pp. 1087-1088, 1993.
- [20] K. Wakita, K. Sato, I. Kotaka, *et al.*, "20 Gbit/s 1.55 μ m Strained-InGaAsP MQW modulator integrated DFB laser module," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 4, pp. 302-303, 1994.
- [21] B. Mason, G.A. Fish, S.P. DenBaars, *et al.*, "Widely tunable sampled grating DBR laser with integrated electroabsorption modulator," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 6, pp.638-640, 1999.
- [22] M. Aoki, H. Sato, M. Suzuki, *et al.*, "Novel structure MQW electroabsorption modulator/DFB-laser integrated device fabricated by selective area MOCVD growth," *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 23, pp. 2138-2140, 1991.
- [23] M. Aoki, M. Takahashi, M. Suzuki, *et al.*, "High-Extinction-Ratio MQW electroabsorption-modulator integrated by in-plane bandgap energy control technique," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 6, pp. 580-582, 1992.
- [24] T. Kato, T. Sasaki, K. Komatsu, *et al.*, "DFB-LD/Modulator integrated light source by bandgap energy controlled selective MOVPE," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 2, pp. 153-154, 1992.
- [25] M. Aoki, M. Suzuki, H. Sano, *et al.*, "InGaAs/InGaAsP MQW electroabsorption modulator integrated with a DFB laser fabricated by band-gap energy control selective area MOCVD," *IEEE J. Quantum. Electron.*, vol. 29, no. 6, pp. 2088-2096, 1993.
- [26] M. Aoki, N. Kikuchi, K. Sekine, *et al.*, "Low drive voltage and extremely low chirp integrated electroabsorption modulator/DFB laser for 2.5 Gbit/s 200 km normal fibre transmission," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 22, pp. 1983-1984, 1993.
- [27] T. Tanbun-EK, Y. K. Chen, J. A. Grenko, *et al.*, "Integration of DFB-DBR laser modulator grown by selective area metalorganic vapor phase epitaxy growth technique," *J. Crystal Growth*, vol. 145, pp. 902-906, 1994.
- [28] R. M. Lammert, D. V. Forbes, G. M. Smith, *et al.*, "InGaAs-GaAs quantum-well lasers with monolithically integrated intracavity electroabsorption modulators by selective-area MOCVD," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 1, pp. 78-80, 1996.
- [29] T. Tanbun-Ek, L. E. Adams, G. Nykolak, *et al.*, "Broad-band tunable electro-absorption modulated laser for WDM application," *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, vol. 3, no. 3, pp. 960-967, 1997.
- [30] Y. Katoh, K. Yamada, T. Kunii, *et al.*, "Integrated tunable DBR laser with

- EA-modulator grown by selective area MOVPE," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E80-C, no. 1, pp. 69-73, 1997.
- [31] M. Ishizaka, M. Yamaguchi, Y. Sakata, *et al.*, "Modulator integrated DFB lasers with more than 600-km transmission capability at 2.5 Gb/s," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 10, pp. 1406-1408, 1997.
- [32] D. Delprat, A. Ramdane, L. Silvestre, *et al.*, "20-Gb/s integrated DBR laser-EA modulator by selective area growth for 1.55- μ m WDM application," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 7, pp. 898-903, 1997.
- [33] J. E. Johnson, P. A. Morton, Y. K. Park, *et al.*, "High-speed integrated electroabsorption modulators," in *High-Speed Semiconductor lasers for Communication*, N. S. Kwong and R. Nagarajan, eds, *Proceedings of SPIE*, vol. 3038, pp. 30-38, 1997.
- [34] K. Kudo, Y. Muroya, T. Nakazaki, *et al.*, "Different-wavelength modulator-integrated DFB-LDs for 1.58 μ m band WDM systems," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 20, pp. 1946-1947, 1998.
- [35] K. Kudo, M. Ishizaka, T. Sasaki, *et al.*, "1.52-1.59- μ m Range different-wavelength modulator-integrated DFB-LD's Fabricated on a Single Wafer," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 7, pp. 929-931, 1998.
- [36] H. Ribot, K. W. Lee, R. J. Simes, *et al.*, "Disordering of GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures by thermal annealing for monolithic integration of laser and phase modulator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, no. 7, pp. 672-674, 1989.
- [37] S. O'Brien, J. R. Shealy, and G. W. Wicks, "Monolithic integration of an (Al)GaAs laser and an intracavity electroabsorption modulator using selective partial interdiffusion," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 13, pp. 1363-1365, 1991.
- [38] J. H. Marsh and A. C. Bryce, "Fabrication of photonic integrated circuits using quantum well intermixing," *Materials Sci. Eng.*, vol. B28, pp. 272-278, 1994.
- [39] A. Ramdane, P. Krauz, E. V. K. Rao, *et al.*, "Monolithic integration of InGaAsP-InP strained-layer distributed feedback laser and external modulator by selective quantum-well interdiffusion," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 9, pp. 1016-1018, 1995.
- [40] S. Tarucha, H. Kobayashi, Y. Horikoshi, *et al.*, "Carrier-induced energy-gap shrinkage in current-injection GaAs/AlGaAs MQW heterostructures," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 23, no. 7, pp. 874-878, 1984.
- [41] P. Blood, E. D. Fletcher, P. J. Hulyer, *et al.*, "Emission wavelength of AlGaAs-GaAs multiple quantum-well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, pp. 1111-1113, 1986.
- [42] A. Tomita and A. Suzuki, "Carrier-induced lasing wavelength shift for quantum well laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, no. 7, pp. 1155-1159, 1987.
- [43] S. H. Park, J. I. Shim, K. Kudo, *et al.*, "Bandgap shrinkage in GaInAs/GaInAsP/InP multi-quantum well lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 72, no. 1, pp. 279-281, 1992.
- [44] A. Ramdane, A. Ougazzaden, F. Devaux, *et al.*, "Very simple approach for high performance DFB laser-electroabsorption modulator monolithic integration," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 23, pp. 1980-1981, 1994.
- [45] Y. Luo, R. Pu, C. Sun, *et al.*, "Very simple integrated DFB laser/EA modulator utilizing gain coupling," in *IOOC '95 Tech. Dig.*, ThD2, 1995.
- [46] A. Ramdane, F. Devaux, N. Souli, *et al.*, "Monolithic integration of multiple-quantum-well modulators for high-speed transmission," *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, vol. 2, no. 2, pp. 326-335, 1996.

- [47] D. Delprat, A. Ramdane, A. Ougazzaden, *et al.*, "Integrated multiquantum well distributed feedback laser-electroabsorption modulator with a negative chirp for zero bias voltage," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 1, pp. 53-55, 1997.
- [48] P. Steinmann, B. Borchert, and B. Stegmüller, "Improved behavior of monolithically integrated laser/modulator by modified identical active layer structure," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 12, pp. 638-640, 1997.
- [49] 蒲锐, "增益耦合光栅及其在半导体光电子集成器件中的应用," 硕士学位论文, 北京: 清华大学电子工程系, 1995.
- [50] M. Suzuki, H. Tanaka, S. Akiba, *et al.*, "Electrical and optical interactions between integrated InGaAsP/InP DFB lasers and electroabsorption modulators," *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, no. 6, pp. 779-785, 1988.
- [51] H. Tanaka, M. Suzuki, and Y. Matsushima, "Reduction of thermal interference on lasing wavelength for DFB LD/EA modulator integrated light source," *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 2124-2125, 1990.
- [52] D. Marcuse, "DFB laser with attached external intensity modulator," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 2, pp. 262-269, 1990.
- [53] 司伟民, "多量子阱增益耦合型分布反馈激光器/电吸收型调制器单片集成光源研究," 博士学位论文, 北京: 清华大学电子工程系, 1994.
- [54] T. H. Wood, "Multiple quantum well (MQW) waveguide modulators," *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, pp. 743-757, 1987.
- [55] J. A. J. Fells, M. A. Gibbon, I. H. White, *et al.*, "Transmission beyond the dispersion limit using a negative chirp electroabsorption modulator," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 14, pp. 1168-1169, 1994.
- [56] F. Koyama, and K. Iga, "Frequency chirp in external modulators," *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, no. 1, pp. 87-93, 1988.
- [57] J. A. J. Fells, I. H. White, M. A. Gibbon, *et al.*, "Controlling the chirp in electroabsorption modulators under digital modulation," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 24, pp. 2066-2067, 1994.
- [58] J. A. J. Fells, M. A. Gibbon, G. H. B. Thompson, *et al.*, "Chirp and system performance of integrated laser modulators," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 11, pp. 1279-1281, 1995.
- [59] K. Yamada, K. Nakamura, Y. Matsui, *et al.*, "Negative-chirp electroabsorption modulator using low-wavelength detuning," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 10, pp. 1157-1158, 1995.
- [60] K. Morito, R. Sahara, K. Sato, *et al.*, "Penalty-free 10 Gb/s NRZ transmission over 100 km of standard fiber at 1.55 μm with a blue-chirp modulator integrated DFB laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 431-433, 1996.
- [61] K. Wakita, K. Yoshino, I. Kotaka, *et al.*, "Blue-chirp electroabsorption modulator with very thick quantum wells," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 9, pp. 1169-1171, 1996.
- [62] H. Takeuchi, K. Tsuzuki, K. Sato, *et al.*, "NRZ operation at 40 Gb/s of a compact module containing an MQW electroabsorption modulator integrated with a DFB laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 5, pp. 572-574, 1997.
- [63] A. Ramdane, D. Meichenin, E. Vergnol, *et al.*, "Tunable distributed Bragg reflector laser-electroabsorption modulator based on identical active layer monolithic integration approach," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 19, pp. 1637-1639, 1999.

- [64] K. Kudo, K. Yashiki, T. Sasaki, *et al.*, "1.55- μ m Wavelength-selectable microarray DFB-LD's with monolithically integrated MMI combiner, SOA, and EA-modulator," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 242-244, 2000.
- [65] Y. Luo, G.-P. Wen, C.-Z. Sun, *et al.*, "2.5 Gb/s electroabsorption modulator integrated with partially gain-coupled distributed feedback laser fabricated using a very simple device structure," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 5A, pp. L524-L526, 1999.
- [66] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*. New York: Wiley, 1995.
- [67] D. Ahn and S. -L. Chuang, "Optical gain in a strained-layer quantum-well laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, pp. 2400-2406, 1988.
- [68] D. Ahn and S. L. Chuang, and Y.-C. Chang, "Valence-band mixing effects on the gain and the refractive index change of quantum-well lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, pp. 4056-4064, 1988.
- [69] L. C. Andreani, A. Pasquarello, and F. Bassani, "Hole subbands in strained GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells: Exact solution of the effective-mass equation," *Phys. Rev. B*, vol. 36, pp. 5887-5894, 1989.
- [70] S. L. Chuang, "Efficient band-structure calculations of strained quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 43, pp. 9649-9661, 1991.
- [71] J. Minch, S. H. Park, T. Keating, *et al.*, "Theory and experiment of In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} and In_{1-x-y}Ga_xAl_yAs long-wavelength strained quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, no. 5, pp. 771-782, 1999.
- [72] C.-S. Chang and S. L. Chuang "Modeling of strained quantum-well lasers with spin-orbit coupling," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 1, no. 2, pp. 218-229, 1995.
- [73] S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*. New York: Wiley, 1992.
- [74] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, *et al.*, "Band-edge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined Stark effect," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, pp. 2173-2176, 1984.
- [75] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, *et al.*, "Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures," *Phys. Rev. B*, vol. 32, pp. 1043-1060, 1985.
- [76] L. A. Coldren, and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. New York: John Wiley & Sons, 1995.
- [77] S. R. Chinn, P. S. Zory, Jr., and A. R. Reisinger, "A model for GRIN-SCH-SQW diode lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 11, pp. 2191-2214, 1988.
- [78] W. W. Chow, S. W. Koch, and M. Sergent III, *Semiconductor-Laser Physics*. Berlin, Germany: Springer, 1994.
- [79] D. Ahn and S. L. Chuang, "The theory of strained-layer quantum-well lasers with bandgap renormalization," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 350-365, 1994.
- [80] D. Ahn, "Theory of non-markovian gain in semiconductor lasers," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 1 no. 2, pp. 301-307, 1995.
- [81] S. H. Park, S. L. Chuang, J. Minch, *et al.*, "Intraband relaxation time effects on non-Markovian gain with many-body effects and comparison with experiment," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 15, no. 2, pp. 203-208, 2000.
- [82] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, *et al.*, "Variational calculations on a

- quantum well in an electrical field," *Phys. Rev. B*, vol. 28, pp. 3241-3245, 1983.
- [83] G. D. Sanders and Y.-C. Chang, "Theory of photoabsorption in modulation-doped semiconductor quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 35, pp. 1300-1315, 1987.
- [84] G. D. Sanders and K. K. Bajaj, "Electronic properties and optical-absorption spectra of GaAs-Al_xGa_{1-x}As quantum wells in externally applied electric fields," *Phys. Rev. B*, vol. 35, pp. 2308-2320, 1987.
- [85] J. P. Loehr and J. Singh, "Effect of biaxial strain on acceptor-level energies in In_yGa_{1-y}As/Al_xGa_{1-x}As (on GaAs) quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 41, pp. 3695-3701, 1990.
- [86] S.-L. Chuang, S. Schmitt-Rink, D. A. B. Miller, *et al.*, "Exciton Green's-function approach to optical absorption in a quantum well with an applied electric field," *Phys. Rev. B*, vol. 43, pp. 1500-1509, 1991.
- [87] C. Y.-P. Chao and S. L. Chuang, "Momentum-space solution of exciton excited states and heavy-hole-light-hole mixing in quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 48, pp. 8210-8221, 1993.
- [88] W. T. Tsang, F. S. Choa, M. C. Wu, *et al.*, "Long-wavelength InGaAsP/InP distributed feedback lasers incorporating gain-coupled mechanism," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 4, No.3, pp. 212-215, 1992.
- [89] F. Devaux, E. Bigan, A. Ougazzaden, *et al.*, "InGaAsP/InGaAsP multiple-quantum-well modulator with improved saturation intensity and bandwidth over 20 GHz," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 720-723, 1992.
- [90] F. Devaux, S. Chelles, A. Ougazzaden, *et al.*, "Electroabsorption modulators for high-bit-rate optical communications: a comparison of strained InGaAs/InAlAs and InGaAsP/InGaAsP MQW," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 10, pp. 887-901, 1995.
- [91] H. Kogelnic and C. V. Shank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 2327-2335, 1972.
- [92] K. David, G. Morthier, P. Vankwikelberge, *et al.*, "Gain-coupled DFB lasers versus index-coupled and phase-shifted DFB lasers: A comparison based on spatial hole burning corrected yield," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1714-1723, 1991.
- [93] W. T. Tsang, F. S. Choa, M. C. Wu, *et al.*, "Semiconductor distributed feedback lasers with quantum well or superlattice gratings for index or gain-coupled optical feedback," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, pp. 2580-2582, 1992.
- [94] C. Kazmierski, D. Robein, D. Mathoorasing, *et al.*, "1.5- μ m DFB lasers with new current-induced gain gratings," *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, vol. 1, no. 2, pp. 371-374, 1995.
- [95] Z. M. Chuang, C. Y. Wang, W. Lin, *et al.*, "Very-low-threshold, high efficient, and low-chirp 1.55- μ m complex-coupled DFB lasers with a current-blocking grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 1438-1440, 1996.
- [96] C.-Y. Wang, Z.-M. Chuang, H. H. Liao, *et al.*, "Resistance to external optical feedback of low-chirp strained-quantum-well complex-coupled distributed-feedback laser," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 2685-2688, 1997.
- [97] Y. Luo, G.-P. Wen, Y.-N. Gan, *et al.*, "1.5 μ m InGaAsP/InP strained MQW gain-coupled DFB laser with an improved periodically modulated injection-carrier grating," *J. Korea Phys. Society*, vol. 34, Iss. S, pp. S101-S103, 1999.
- [98] K. Kudo, J. I. Shim, K. Komori, *et al.*, "Reduction of effective linewidth enhancement factor α_{eff} of DFB lasers with complex coupling coefficients," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 6, pp. 531-534, 1992.

- [99] 文国鹏, “2.5 Gb/s 1/5 μm 增益耦合型 DFB 激光器/EA 调制器单片集成光源的研究,” 博士学位论文, 北京: 清华大学电子工程系, 1999。
- [100] M. Aoki, T. Tsuchiya, K. Nakahara, et al., “High-power and wide-temperature-range operations of InGaAsP/InP strained MQW lasers with reverse-mesa ridge-waveguide structure,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 13-15, 1995.
- [101] A. Mircea, A. Ougazzaden, G. Primot, et al., “Highly thermally stable, high-performance InGaAsP:InGaAsP MQW structures for optical devices by atmospheric pressure MOVPE,” *J. Crystal Growth*, vol. 124, pp. 737-740, 1992.
- [102] M. Aoki, M. Komori, T. Tsuchiya, et al., “InP-based reversed-mesa ridge-waveguide structure for high-performance long-wavelength laser diodes,” *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 672-683, 1997.
- [103] A. Ramdane, D. Delprat, F. Devaux, et al., “Integrated laser-modulator with 36 GHz bandwidth and negative chirp,” in *Tech. Dig. 21st Eur. Conf. Optical Communication (ECOC'95)*, pp. 893-896, 1995.
- [104] K. Wakita, *Semiconductor Optical Modulators*. Boston/Dordrecht/London: Kluwer Academic Publishers, 1998.
- [105] W. Si, Y. Luo, D. Li, et al., “Analysis of distributed feedback semiconductor laser-electroabsorption modulator integrated light source, including gain-coupled structure,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 1260-1264, 1995.
- [106] Y. Kotaki and H. Soda, “Analysis of static and dynamic wavelength shifts in modulator integrated DFB lasers,” *Proc. ECOC'93*, Wep8.6, 1993.
- [107] Y. Nakano, Y. Deguchi, K. Ikeda, et al., “Reduction of excess intensity noise induced by external reflection in a gain-coupled distributed feedback semiconductor laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 6, pp. 1732-1735, 1991.
- [108] P. Debie, L. Martens, “Correction technique for on-chip modulation response measurements of optoelectronic devices,” *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. 43, no. 6, pp. 1264-1269, 1995.

致 谢

本论文是罗毅教授的悉心指导和帮助下完成的。罗老师在光电子学领域具有丰富的实践经验,对本论文工作进行了十分有益的指导,使作者获益匪浅。他严谨的科研作风以及对学科前沿动态的敏锐洞察力也给作者留下了深刻的印象。在此谨向他致以最诚挚的谢意。同时,作者还感谢王健华副教授在器件评价方面的指导以及李素新老师在实验室事务方面的帮助。

作者特别向曾经共同进行集成光源研究工作的文国鹏同学表示衷心的感谢。本论文的许多实验数据是作者与他共同努力的结果。与他进行的许多学术讨论开阔了作者的思路,使论文工作得以顺利进行。

在本论文的写作过程中,郝智彪同学与作者在材料生长方面进行了多次讨论,使作者受到很大启发。而熊兵同学作为集成光源课题组成员,对课题的完成作出了重要贡献,并帮助作者查阅了大量的文献资料。在此作者特向他们表示诚挚的谢意。此外,作者还向在论文期间给予过帮助的实验室成员,特别是周丹、郭文平、郭春雷等同学一并表示感谢。

本论文的部分实验工作是在武汉邮电科学研究院完成的。在武汉期间,作者得到了武汉电信器件公司杨新民、王任凡、张冬香、胡常炎、王彩玲、黄涛、周宁、刘涛、吴又生、顾亮、黄格凡、丁国庆、刘自力、张哲民、金锦炎等研究人员的帮助和支持。李同宁与漆启年总工程师也曾给予作者极大的指导与协助。此外,半导体研究所祝宁华研究员曾在器件高频特性测试中给予了巨大帮助。在此,作者向他们表示由衷的感谢。

在论文工作期间,作者还曾赴日本东京大学中野研究室进行了为期一年半的合作研究,并获得了大量富有价值的实验结果。在此,作者向在日期间的指导教官中野义昭先生表示特别感谢,并向曾给予作者无私帮助的二口尚树、加藤正树、户田知郎、井上大介、竹中充、深津公良、Weerachai、马炳真等诸位中野研究室成员深表谢意。

最后,论文作者还特别向 the University of Illinois at Urbana-Champaign 的 S. L. Chuang 教授表示感谢。与他的通信交流使作者在应变量子阱材料的能级理论方面得到了莫大的帮助。

个人简历

孙长征，男，1970年10月25日出生。

1990~1995年就读于清华大学电子工程系，并于1995年7月获得物理电子与光电子技术专业学士学位。

1995~2000年期间，作为直接攻读博士研究生在清华大学电子工程系进行硕士和博士阶段的研究工作，并于1997年通过硕士资格认定。

其中，1998~2000年曾赴日本东京大学中野研究室进行为期一年半的学术交流访问。

研究成果

在博士论文工作期间，作为核心骨干承担并完成了“863”国家重点科技攻关项目中的“10 Gb/s 量子阱 DFB 激光器/EA 调制器光子集成器件的研制。”项目在国际相同研究领域具有特色，整体水平国内领先。

论文期间已发表或待发表的学术论文

期刊论文：

- [1] Yi Luo, Guo-Peng Wen, Chang-Zheng Sun, *et al.*, “2.5 Gb/s electroabsorption modulator integrated with partially gain-coupled distributed feedback laser fabricated using a very simple device structure,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 5A, pp. L524-L526, 1999.
- [2] 姜艾庆, 郝智彪, 孙长征 等, “基于快速热退火量子阱无序技术的新型半导体激光器”, 半导体学报, 第20卷, 第7期, 584-588页, 1999.
- [3] 罗毅, 孙长征, 文国鹏 等, “2.5 Gb/s 1.55 μm InGaAsP/InP 分布反馈激光器/电吸收调制器单片集成器件,” 半导体学报, 第20卷, 第5期, 416-420页, 1999.
- [4] Ai-Qing Jiang, Chang-Zheng Sun, Zhi-Biao Hao, *et al.*, “Novel Laser Structures Based on MQW Interdiffusion Using Rapid Thermal Annealing Technique,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol.4, No.4, pp.736-740, 1998.
- [5] 罗毅, 文国鹏, 孙长征 等, “1.55 μm InGaAsP/InP 部份增益耦合分布反馈式激光器/电吸收调制器集成器件,” 半导体学报, 第19卷, 第7期, 557-560页, 1998.

- [6] 罗毅, 蒲锐, 孙长征 等, “GaAlAs/GaAs 多量子阱增益耦合型 DFB 激光器/电吸收型调制器单片光子集成器件,” 半导体学报, 第 17 卷, 第 5 期, 347-352 页, 1996.
- [7] Yi Luo, Chang-Zheng Sun, Yoshiaki Nakano, *et al.*, “Analysis of Gain and Index Coupling Coefficients of DFB Semiconductor Lasers Using a Practical Model,” *International Journal of Optoelectronics*, vol. 10, No. 5, pp.331-335, 1995.
- [8] Chang-Zheng Sun, Bing Xiong, Guo-Peng Wen, *et al.*, “Influence of wavelength detuning on device performance of electroabsorption modulator integrated distributed feedback lasers based on identical epitaxial layer approach,” *Submitted to IEICE Trans. Electron.*
- [9] Changzheng Sun, Bing Xiong, Yi Luo, “A study on the resistance to external optical feedback of index- and gain-coupled DFB lasers by using a very simple experimental setup,” *To be submitted to IEEE Photon. Technol. Lett.*

国际会议论文:

- [1] Yi Luo, Chang-Zheng Sun, Zhi-Biao Hao, *et al.*, “Research on compound semiconductor based optoelectronic devices for fiber telecommunications,” *Optics and Optoelectronic Inspection and Control (OEC 2000)*, O6-7, Beijing, China, November 2000.
- [2] Changzheng Sun, Guopeng Wen, Bing Xiong, *et al.*, “Optimal wavelength detuning for electroabsorption modulator integrated distributed feedback lasers based on identical epitaxial layer approach,” *Optical Amplifiers and Their Applications and Integrated Photonics Research (OAA00/IPR00)*, IThI2, Quebec, Canada, July 2000.
- [3] Chang-Zheng Sun, Guo-Peng Wen, Yi Luo, *et al.*, “Influences of Wavelength Detuning on Device Performance of Modulator Integrated DFB Lasers Fabricated Using Identical Epitaxial Layer Scheme,” *5th Optoelectronics and Communications Conference (OECC2000)*, 12C3-3, Chiba, Japan, July 2000.
- [4] Chang-Zheng Sun, Guo-Peng Wen, Bing Xiong, *et al.*, “Electroabsorption Modulator Integrated Distributed Feedback Lasers for Trunk Line Fiber Communication,” *Abstracts of The 4 th International Conference on Thin Film Physics and Applications*, OT-05, p. 324, Shanghai, China, May 2000.
- [5] Yi Luo, Chang-Zheng Sun, Guo-Peng Wen, *et al.*, “1550 nm InGaAsP/InP DFB+EA Integrated Light Source for Trunk Line Fiber Communication,” *5th Asia-Pacific Conference on Communications and 4th Optoelectronics and Communications Conference (APCC/OECC'99)*, Beijing, China, October 1999.
- [6] Yi Luo, Guopeng Wen, Changzheng Sun, *et al.*, “Design and Fabrication of 2.5 Gb/s EA Modulator Integrated DFB Laser Module with an Identical Epitaxial Layer Structure,” *5th IUMRS International Conference on Advanced Materials (IUMRS-ICAM'99)*, Beijing, China, June 1999.
- [7] Yi Luo, Changzheng Sun, Guopeng Wen, *et al.*, “2.5 Gb/s Electroabsorption Modulator Integrated Partially Gain-Coupled Distributed Feedback Laser Module Based on a Simple Device Structure,” *9th European Conference on Integrated Optics (ECIO'99)*, Torino, Italy, April 1999.
- [8] Yi Luo, Guopeng Wen, Changzheng Sun, *et al.*, “1.55 μm InGaAsP/InP partially gain-coupled distributed feedback laser/electroabsorption modulator integrated device for trunk line communication,” *Proceedings of SPIE, Semiconductor Lasers III*, vol.

- 3547, pp. 1-3, 1998.
- [9] Yi Luo, Ai-Qing Jiang, Chang-Zheng Sun, *et al.*, "Simple Laser Structures Made by Rapid Thermal Annealing Technique" *Proceedings of the Fifth China-Japan Symposium on Thin Films*, B21, pp.183-188, Xi'an, China, November 1998.
- [10] Yi LUO, Zhi-Biao HAO, Chang-Zheng Sun, *et al.*, "Novel photonic device structures by using thermal rapid annealing induced disordering," *Proceedings of SPIE* vol. 3547, pp.367-374, 1998.
- [11] Yi Luo, Chang-Zheng Sun, Wen Wang, *et al.*, "Fabrication of gain-coupled DFB semiconductor laser and its integration with electroabsorption modulator," *Abstracts of XXVth General Assembly of the International Union of Radio Science*, D7.7, Lille, France, pp.192-192, August 1996.
- [12] Yi Luo, Shun Yao, and Chang-Zheng Sun, "Theoretical analysis for negative chirp in InGaAsP/InP multi quantum well electroabsorption modulators," *Technical Proceedings of International Topic Meeting on Photoelectronics*, pp.93-96, Beijing, China, October 1997.
- [13] Yi Luo, Rui Pu, Chang-Zheng Sun, *et al.*, "Very Simple Integrated DFB Laser/EA Modulator Utilizing Gain Coupling," *Technical Digest of Tenth International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication*, vol. 3, ThD2-1, Hong Kong, China, June 1995.