

分类号

密级

UDC<sup>注1</sup>

# 学 位 论 文

谐振腔增强型光电探测器的特性研究

(题名和副题名)

周 勇

(作者姓名)

指导教师姓名 张晓霞 教授 博导

电子科技大学 成都

(职务、职称、学位、单位名称及地址)

申请专业学位级别 硕士 专业名称 光学工程

论文提交日期 2009.4 论文答辩日期 2009.5

学位授予单位和日期 电子科技大学

答辩委员会主席

评阅人

2009 年 月 日

注 1: 注明《国际十进分类法 UDC》的

## 独 创 性 声 明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得电子科技大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

签名：\_\_\_\_\_ 日期：\_\_\_\_\_ 年 \_\_\_\_ 月 \_\_\_\_ 日

## 关于论文使用授权的说明

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

（保密的学位论文在解密后应遵守此规定）

签名：\_\_\_\_\_ 导师签名：\_\_\_\_\_

日期：\_\_\_\_\_ 年 \_\_\_\_ 月 \_\_\_\_ 日

## 摘 要

新一代光纤通信的发展依赖于半导体光电子器件方面的突破。谐振腔增强型光电探测器(Resonant Cavity Enhanced Photodiode, RCE-PD), 是一种新型垂直腔光电子器件, 通过将薄的吸收层置于谐振微腔中, 消除了传统 PIN 型光电探测器的量子效率和响应速率之间的制约关系, 因而可以同时获得高响应速率、高量子效率和波长选择性探测, 可在无外偏压下工作, 特别适用于对波长精度要求极高的 DWDM 光纤通信系统。本文针对光纤通信中光电探测器的特点及要求, 对谐振腔增强型光电探测器进行了详细的理论分析和数值模拟, 并对其进行了优化设计。

本文首先概述了光纤通信系统的发展, 以及波分复用系统中的解复用接收技术和 RCE 光电探测器产生的相关背景, 并对光纤通信用 RCE 光电探测器的发展历程作了详细综述。接着分析了 RCE 光电探测器的发展方向, 阐述本文的研究内容及意义, 为本文的研究工作做了铺垫。然后对 RCE 光电探测器的一般结构、器件的工作原理和进行理论分析用的光学传输矩阵分析方法做了详细的分析与推导, 为后文的分析奠定了理论基础。

其次对 RCE 光电探测器的材料、构成谐振腔的 DBR 反射镜的结构、器件的整体结构等进行了分析和研究。将现代光学薄膜技术中的“虚设层”理论引入 RCE 光电探测器的 DBR 反射镜的分析与设计中, 并设计出能用于光纤通信的 Si 基 SiGe 吸收层 PIN 型 RCE 光电探测器。对所设计的光电探测器的特性包括 DBR 反射镜的反射率、器件的量子效率等进行了数值模拟仿真和分析, 并针对谐振腔探测器的结构特点, 分析了驻波效应(SWE)对量子效率的影响和谐振腔的谐振增强效应。

最后, 结合对 RCE 光电探测器的数值模拟和分析结果, 对器件的结构进行了优化设计, 使得器件能够实现高量子效率、高响应速度, 对设计制造能符合要求的光纤通信用高性能谐振腔增强型光电探测器具有指导意义。

**关键词:** 光电探测器, 谐振腔, 分布布拉格反射镜, 量子效率, 虚设层

## **Abstract**

The development of a new generation of optical fiber communication is dependent on the breakthroughs of the semiconductor optoelectronic devices. The resonant cavity enhanced photodiode is a new type of vertical-cavity optoelectronic devices, the constraint relations between the quantum efficiency and the response rate in the traditional PIN photo detectors is eliminated by placing the thin absorbing layer in the resonant cavity. And the high response rate, high quantum efficiency and the wavelength selective detection are also obtained. This device can work without bias voltage, and it is especially suitable for the DWDM optical fiber communication systems, which is demanding for high precision wavelength.

Firstly, the development of optical fiber communication system is summarized, as well as the demultiplexing receiver technology in wavelength division multiplexing system and the relevant background of RCE photodetectors, and the development process of RCE photodetectors which are used for optical fiber communication is summarized in detail. And then, the direction of development for RCE photodetectors is analyzed and the main content and significance of this paper is also expatiated. All of this work is preparing for the researching. The general structure and the working principle of the device is analyzed, the optical transfer matrix method which is used for theoretical analysis is analyzed and derived in detail, and it provided a theoretical foundation for the analysis latter.

Then, the material, structure of the DBR mirrors in the resonant cavity and the overall structure of the RCE photodetector are analyzed and researched. The "absentee layer" theory in the modern optical thin film technology has been used for analysis and designing the DBR mirror in RCE photodetector. The Si based PIN RCE photodetector with SiGe absorption layer, which can be used in optical fiber communication system, is designed. The characteristics of photodetectors, which is designed, including the DBR mirror reflectivity and the quantum efficiency is analyzed and simulated in numerical. And the standing wave effects (SWE) for the quantum efficiency of the device and the resonant cavity enhanced effect of the resonant cavity are analyzed for the structural

## Abstract

characteristics of the RCE detector.

Finally, considering the numerical simulation and analysis results of the RCE photodetector, the structure of the device is optimal designed. These results offer high quantum efficiency and high response speed for the RCE photodetector. The designing and numerical simulation methods has been a guiding significance to design and manufacture the high-performance RCE photodetector to meet the requirements for the optical fiber communication.

**Keywords:** photodetector, resonant cavity, DBR, quantum efficiency, absentee layer

# 目录

<b>第一章 绪论 .....</b>	<b>1</b>
1.1 光纤通信技术的相关背景 .....	2
1.2 光器件及光电探测技术 .....	3
1.2.1 光纤通信系统中的波分复用技术及光器件 .....	3
1.2.2 谐振腔增强型光电探测技术 .....	6
1.3 光纤通信用光电探测器的发展历程 .....	7
1.3.1 新型光探测器简介 .....	7
1.3.2 RCE 光电探测器的发展历程 .....	9
1.4 RCE 光电探测器存在的问题及发展方向 .....	11
1.5 本论文的研究内容及意义 .....	13
<b>第二章 RCE 光电探测器的理论分析 .....</b>	<b>15</b>
2.1 RCE 光电探测器的基本结构 .....	15
2.2 光电探测器的工作原理 .....	17
2.2.1 半导体的光电效应 .....	18
2.2.2 RCE 光电探测器的工作原理 .....	19
2.3 光学传输矩阵分析方法 .....	20
2.4 小结 .....	24
<b>第三章 RCE 光电探测器的研究及结构设计 .....</b>	<b>25</b>
3.1 器件的材料 .....	25
3.1.1 常见 RCE 光电探测器的材料 .....	25
3.1.2 SiGe 材料的性质 .....	27
3.1.3 DBR 反射镜的材料 .....	30
3.1.4 吸收层的材料 .....	31
3.2 构成谐振腔的 DBR 反射镜的设计 .....	33
3.3 RCE 光电探测器的结构设计 .....	35
3.4 小结 .....	36
<b>第四章 RCE 光电探测器的数值模拟与分析 .....</b>	<b>38</b>
4.1 DBR 反射镜的反射率 .....	38

## 目录

4.2	器件的量子效率 .....	40
4.3	驻波效应对量子效率的影响 .....	46
4.4	谐振腔的谐振增强效应 .....	48
4.5	RCE 光电探测器的优化设计 .....	51
4.5	小结 .....	52
<b>第五章</b>	<b>总 结 .....</b>	<b>53</b>
5.1	工作总结 .....	53
5.2	工作展望 .....	53
<b>致 谢 .....</b>		<b>55</b>
<b>参考文献 .....</b>		<b>56</b>
<b>附录 .....</b>		<b>63</b>
附录一	光学传输矩阵法分析 DBR 反射镜 .....	63
附录二	归一化光场分布 .....	65
附录三	量子效率与吸收层的厚度的关系 .....	66
附录四	量子效率与波长关系 .....	67
附录五	内光场增强因子与 $\alpha L$ 的关系 .....	68
附录六	量子效率的极值与 $\alpha L$ 的关系 .....	69
附录七	量子效率的极值与 $R_b$ 的关系 .....	70
附录八	驻波效应与吸收层厚度的关系 .....	71
<b>攻读硕士学位期间取得的成果 .....</b>		<b>72</b>





## 第一章 绪论

我们所处的社会已经迈进了信息化的时代，信息的容量以超摩尔定律的速度飞速增长。信息的产生、传播和处理是现代生活和未来社会的一项最基本的活动。随着互联网技术发展，Internet 用户迅猛增加，人们可以轻松的通过 Internet 获取所需要的信息。视频、图像等快速增长的数字信息量已经远远超过了传统的语音信号等模拟信息量，占据了传输网络的主要带宽。而各种新兴的数字业务，如：数字电视、互动点播、高清视频等都具有较大的信息量并要求及时的传播，因而需要网络提供更宽的带宽和更快的传输速度。随着导波光学和光电子技术的进步，使得信息科学的发展进入到了一个崭新的电子学和光学相结合的领域。这方面具有代表性的技术包括光纤通信、光纤传感、光盘存储和显示及光信息处理等。光通信技术是世界新技术革命的重要标志，已经成为信息社会中传输各种信息的重要工具，这种新兴技术，作为信息技术的重要支撑平台，在信息社会中将起到十分重要的作用<sup>[1]-[5]</sup>。光纤通信不仅从深度和广度两方面促进了通信和光学的互相影响和渗透，而且与数理、材料等基础学科交叉形成许多前沿研究领域。更重要的是光纤通信已经形成产业，不仅与国民经济，而且与人们的日常生活息息相关。不管从哪个角度看，都完全可以说光技术对本世纪来说，就像电技术对上一世纪那样重要。

波分复用（WDM）技术作为光通信系统的支撑技术得到了人们的广泛关注。解复用接收器件是波分复用系统与全光通信网络中的一个关键光电器件，在光纤通信系统中得到了广泛的应用。为了解决由“解复用器/滤波器+探测器”组成的分立器件带来额外的插入损耗等，人们开始转而研究集成型解复用接收器件。谐振腔增强型光电探测器（RCE PD's）兼具波长选择和光场能量谐振增强的功能，作为集成解复用接收器件得到了研究者的关注。

本章概述了光纤通信系统的发展及谐振腔增强型（RCE）光电探测器产生的相关背景、光纤通信用光电探测器的发展历程和 RCE 光电探测器的发展方向，并综述了本文的主要研究内容及研究意义。

## 1.1 光纤通信技术的相关背景

光纤通信具有传输容量大、传输损耗小、中继距离大、抗干扰性好、保密性强、使用安全、质量轻、资源丰富等优点，在军事保密通信、民用通信系统等有着广泛的应用。以光纤通信系统为典型代表的光信息通信中，国家级干线通信网已经在中国、美国、加拿大等国完成，并且正在将有线电视、数据传输和公用通信融合起来。为适应光通信网络进入语音、图像、数据相融合的多媒体时代，光纤通信系统正在继续向大容量、高速、长距离光纤传输系统以及关键光器件及技术方向发展。光纤通信除了上述优点外，也存在一些缺点。例如：组建昂贵，光纤质地脆，机械强度低，连接比较困难，分路、耦合不方便，弯曲半径不宜太小等。这些缺点在技术上都是可以克服的，它不影响光纤通信的实用。近年来，光纤通信发展很快，它已深刻的改变了通信网的面貌，成为现代信息社会坚实的基础，并向人们展现了无限美好的未来。

新一代光纤通信技术的发展不仅需要理论和技术上的进步，而且还依赖于半导体光电子器件方面的突破<sup>[6]</sup>。半导体光电子技术及器件的研究及进展，在一定程度上影响着未来光纤通信系统和技术的发展。光电探测器是光纤通信系统中的关键光电器件，它把入射到器件中的光信号转变为电信号输出，进而采用电子学的方法进行处理。随着飞秒(fs)激光技术的发展、光信号的调制频率达到数十 GHz、高速大容量长距离光纤通信系统以及光电技术在微波系统中的应用等，对高响应速度高性能的光电探测器的需求越来越大<sup>[7]</sup>。自从 1962 年世界上第一只半导体激光器问世起，半导体光电子器件经过四十多年时间的发展，正经历着由分立器件向单片集成器件转变的重大转折，人们开始尝试研究在一个很小的芯片上单片集成光电子器件和微电子电路。

在集成光电子器件研究方面，随着波分复用技术的不断发展，波长选择性探测技术成为一大关键，它是波分复用技术能够应用于实际的光纤通信系统并发挥自身强大功能的保证<sup>[8]-[9]</sup>。对于上百个波长的复用、达几十 T bit/s 的传输速率的密集波分复用(DWDM)系统，要求解复用接收器件具有小于 0.8nm 的光谱响应线宽，大于几十 T bit/s 的响应速率。而对更高传输速率、更多复用波长数的密集波分复用系统，对光谱响应线宽和响应速率提出了更高的要求<sup>[10]</sup>。

谐振腔增强型光电探测器(Resonant Cavity Enhanced Photodiode, RCE PD)，是一种新型垂直腔光电子器件<sup>[11]-[12]</sup>。它的基本结构是通过将薄的吸收层置于一个微谐振腔中，利用谐振腔的波长选择性和谐振增强作用来消除传统 PIN 型光电探测

器的量子效率和响应速率之间的制约关系，进而可以获得高响应速率和高的量子效率，并且可以进行波长选择性探测。谐振腔结构的光电探测器可在无外偏压情况下工作，非常适合于波长精度要求较高的波分复用光纤通信系统<sup>[13]-[22]</sup>。而谐振腔增强型光电探测器、调制器、滤波器、垂直腔面发射激光器件都有非常相似的结构，因而可以在同一芯片上进行功能集成，并且易于与微电子电路集成制作成光电集成模块，这种单片集成是未来光纤通信技术发展的趋势<sup>[23]-[25]</sup>。因此从提出开始就受到人们的高度关注，近年来已获得了很大的发展，有望成为波分复用光纤通信系统中高灵敏度、高响应速度、高量子效率、波长选择性探测的新一代光电探测器<sup>[26]</sup>。

### 1.2 光器件及光电探测技术

波分复用(WDM) 技术以及密集波分复用(DWDM)技术作为未来光纤通信系统的支撑技术，成为当前光纤通信系统研究与应用的热点。在 WDM 和 DWDM 技术中，如何实现窄线宽、高量子效率、高响应度、波长选择性探测的光电探测器是其关键课题之一。

谐振腔增强型光电探测器主要应用在波分复用和密集波分复用光纤通信系统中。波分复用技术是为了充分利用单模光纤在低损耗区传输的带宽资源，而发展起来的光纤通信技术。根据每一信道光波的波长（或频率）把传输光纤的低损耗区域划分成若干个信道，信号的载波为光波。在发送端采用合波器（波分复用器）将不同波长（或频率）的光载波信号合在一起送入到一根光纤中并进行远距离传输。在光信号的接收端，由一个分波器（波分复用器）将这些承载着信号的不同波长（或频率）的光载波分开。最后由光电探测器完成光信号处理。

从一开始的  $1.31\mu\text{m}$  和  $1.55\mu\text{m}$  的双波长复用技术，到后来的粗波分复用（WDM）技术，再到今天的信道波长间隔小于  $0.8\text{nm}$  的密集波分复用(DWDM)技术，密集波分复用通信系统和全光网络的研究与开发已经成为世界各国的热点。

#### 1.2.1 光纤通信系统中的波分复用技术及光器件

光波具有很高的频率，利用光波作为信息载体在光纤中进行通信，具有巨大的可用带宽资源。尽管目前光纤通信单信道实用系统的传输速率达到  $10\text{Gb/s}$  以上，线路利用率有了很大提高，但是这与光纤巨大可用带宽相比是微不足道的。如何充分开发利用光纤巨大的频带资源，提高光纤通信系统通信容量，是光纤通信理

论和技术上的重要课题。由于受电子迁移速率的限制，进一步提高光纤通信速率比较困难，所以为了提高光纤频带利用率，采用光复用技术是比较合理的选择。

光复用技术包括时分复用、波分复用、频分复用、码分复用等，其中最常见的是光波分复用（wavelength division multiplexing, WDM），特别是日益实用化的密集波分复用（dense wavelength division multiplexing DWDM）。因此，研究和发明可用于 WDM 以及 DWDM 光纤通信系统的新技术和新器件具有极其重要的意义 [27]-[28]。

## 1、波分复用光纤通信系统

WDM 系统主要由以下六个部分组成：光发送机、光中继放大、光接收机、光合波/分波器（复用/解复用器）、光监控信道和网络管理系统。光发送机是 WDM 系统的核心，根据 ITU-T 的建议和标准除了对 WDM 系统中发射激光器的中心波长有特殊要求外，还要根据 WDM 系统的不同应用（主要是传输光纤的类型和无中继传输的距离）来选择具有一定色散容量的发送机。在发送端首先将来自终端设备（如 SDH 端机）输出的光信号，利用光转发器（OTU）把符合 ITU-T G.957 建议的非特定波长的光信号转换成稳定的特定波长的光信号；并利用合波器合成多通路光信号，通过光功率放大器放大输出多通路光信号。经过长距离传送后，需要对光信号进行光中继放大。同时，还需要考虑到不同数量的光信道同时工作的各种情况，能够保证光信道的增益竞争不影响传输性能。在接收端，光前置放大器放大经传输而衰减的主信道光信号，采用分波器从主信道光信号中分出特定波长的光信号。

波分复用器分为发端的合波器和接收端的分波器。合波器又称为复用器，其功能是将满足 G.692 规范的多个单通路光信号合成为一路合波信号，然后耦合进一根光纤传输。分波器又称解复用器，其作用是在接收端将一根光纤传输的合波信号还原成单路波长光信号，然后分别耦合进不同的光纤。大多数波分复用器都是可逆器件，即合波器反方向使用就成了分波器。光监控信道的主要功能是监控系统内的各信道的传输情况。网络管理系统通过光监控信道传送开销字节到其他节点或接收来自其他节点的开销字节对 WDM 系统进行管理。实现配置管理、故障管理、性能管理、安全管理等功能。

光波分复用/解复用器在超高速大容量波分复用系统中起着关键作用，其性能的优劣对于 WDM 系统的传输质量有决定性的影响，其性能指标有插入损耗和串扰。WDM 系统对光波分复用器/解复用器的特性要求是损耗及其偏差要小，信道

间的串扰要小，通带损耗平坦，通路间的隔离度高、偏振相关性小及温度稳定性好。常用的光波分复用器/解复用器器件有光栅型、干涉滤波器型、集成光波导型等多种类型。

解复用接收器件作为波分复用系统与全光通信网络中的关键器件之一，目前广泛采用的仍然是“解复用器/滤波器+探测器”的分立器件组合方式。这种解复用接收组合方式虽然有其应用上的优势，如结构简单、容易组装、可批量生产等，但也存在着分立器件组合带来的一些不可避免的缺点，如滤波器的插入损耗较大、组合器件的体积大及温度稳定性差等；同时，用于在接收端实现光电转换用的传统的 PIN PD 的量子效率和响应速度之间存在相互制约的关系<sup>[29]-[30]</sup>，在设计上需要采用一种折中方案来实现需要的结果。这种折中后的结果必然要引入新的补偿措施对量子效率和响应速度进行补偿，这又将对解复用接收器件乃至整个系统的性能产生新的影响，因此研究集成解复用接收器件来解决这些问题成为当前的主要任务。

## 2、光器件

高性能、大容量、灵活的全光网络（AON）是当前通信技术的发展主流，它以光纤为基本传播介质，采用 WDM 技术，以波长路由分配（RAW）为基础，在光节点采用光分插复用（OADM）和光交叉连接（OXC）技术来提高吞吐量，从而使得光网络具有高度灵活性和生存性。AON 的实现依赖于光器件和系统的发展，尤其是以 DWDM 为基础的全光网络引入光交叉连接和光分/插复用等一些全新的技术，这些功能的实现很大程度上取决于新型光器件，如集成光开关矩阵、滤波器、波长变换器、OADM 和 OXC 等的开发和研制。一般来说，光器件按结构形式可分为三种类型：体块型、全光纤型和波导型。

### （1）体块型光器件

体块型光器件是用分立式元件组成，因而也称为分立元件组合型。这种元件的缺点是不能直接与光纤线路连接，而是要通过插入耦合元件，因而损耗较大。

### （2）全光纤型光器件

全光纤型光器件全部由光纤做成，如直接耦合式光连接器、光纤型方向耦合器、星型耦合器、光纤型滤波器等。在这类元件中可能需要一些金属或介质材料，但那仅是作为结构或封装零件而不介入光路。用光纤构成光纤元件用到光纤切割、熔融、拉伸，光纤端面的研磨、抛光、镀膜等工艺。这种元件的优点是体积小、质量轻、结构紧凑、抗电磁干扰。特别是能够做成“在线元件”，直接接入光纤线

路，因而附加损耗很低。

### (3) 波导型光器件

光波导型器件是由平面光波导或带状介质光波导构成的。光波导有 SOI、掺铌的铌酸锂波导等。波导元件的优点是体积小、质量轻、热和机械稳定性好、功耗低、抗电磁干扰性强、适合批量生产。

近年来光器件发展有如下几个显著的趋势。

①尺寸小型化、微型化。无论是在系统传输设备中，还是在终端用户上，光器件在提供高性能功能同时，应占据尽可能小的空间和尽可能低的能耗。

②成本低。降低器件成本的有效途径包括提高成品率，提高器件制作自动化程度，以及规范各种光器件的标准，如达成多变协议以提高光器件间的兼容性等。

③多功能的集成。系统的发展对光器件功能要求也越来越多，要求单个器件能提供更多功能，或是将更多功能的光学元件集成在一个器件中。无论是器件尺寸的集成还是功能上的集成，都可以降低器件成本，提高器件竞争力。

## 1.2.2 谐振腔增强型光电探测技术

现代高性能的光通信、信号处理和测量系统，需要的光电检测器必须具有高的响应速度和高灵敏度。对于高带宽的光信号探测，需要光电探测器的最佳典型结构是薄的光吸收区。然而，薄的光吸收层必定导致半导体材料在吸收系数比较小的波长位置的量子效率减小。虽然带宽超过 200GHz 的光电探测器已研制成功，但带宽效率积仍然受材料特性的限制。

谐振腔增强效应(Resonant Cavity Enhanced Effect, RCEE)是借助于 F-P 腔的波长选择特性和共振特性使得谐振腔内的光场能量大幅度增强，进而使器件的性能得到了改善。谐振腔在光电子器件中有很广泛的应用，如将谐振腔引入到 LED 中可以使 LED 的自发辐射在单色性和方向性上得到很大提高；而在光电探测器中引入谐振腔可以使得薄的有源层获得高的量子效率，薄的有源层还能使光电探测器的响应速度更快，同时在谐振波长上能得到最大的量子效率<sup>[31]-[45]</sup>。

谐振腔增强型光电探测器结构是由 Katsumi Kishino 和 M. Selim ünlü 在 1991 年提出的<sup>[46]</sup>，它主要为了解决普通光电二极管的量子效率和响应带宽之间相互制约的关系而设计的。它的特点是在腔的谐振波长处获得高的量子效率，而在非谐振波长处，器件的量子效率将被抑制。这种器件的光谱响应具有显著的波长选择特性，与普通的 PIN 光电探测器相比具有更高的效率带宽积，从而使器件可以在

保证响应速度的情况下获得较高的量子效率。

集波长选择性探测、高响应速度、高量子效率等特性与一身的 RCE PD 一经问世就成了 WDM 系统解复用接收应用的理想选择。

### 1.3 光纤通信光电探测器的发展历程

现在商用光纤通信系统的速率已从 20 年前的 45Mb/s 增加到现在的数十 Gb/s, 而且正在朝着更高的方向发展。传统的 PIN 和 APD 光电探测器对数据率超过 10Gb/s 的响应存在着一定困难。高速大容量光纤通信系统考察光接收器件是否适用的主要指标有灵敏度、响应度、量子效率、暗电流、响应速度、3dB 响应带宽、响应波长范围等, 还有是否易于光电集成 (OEIC)、工艺难度和成本等参考因素。另外对于特定类型的光探测器还有特定的要求, 如响应频谱宽度和调谐范围等。

近年来对带宽的巨大需求必然要求光电探测器的工作速率也有相应的提高, 针对普通光电探测器响应速度和量子效率之间的相互制约关系, 人们分别提出了一些新颖的结构, 开发研制了各种性能优良或能满足一些特殊要求的新型光探测器, 本节将对一些较为成熟的光探测器做简单的介绍, 并主要介绍 RCE 光电探测器的发展。

#### 1.3.1 新型光探测器简介

##### 1、晶格雪崩二极管

所谓超晶格结构就是在 P-N 结中, 夹着具有不同带隙能量的两种半导体材料的交替生长层, 由于两者的带隙不同, 使得两种界面上的导带和价带不连续, 运动中的电子可以从宽带隙层进入窄带隙层。假设超晶格中导带差  $\Delta E_c$  比较大, 而价带差  $\Delta E_v$  比较小, 在电子迁移过程中, 从宽禁带的垒区进入到窄禁带的阱区时会得到相当于导带差  $\Delta E_c$  的附加能量, 在这一过程中, 电子获得足够大的能量而加速, 最后形成碰撞电离, 从而激发更多的电子-空穴对。而空穴得到的附加能量  $\Delta E_v$  比较小, 并且空穴的有效质量较大, 空穴的离化率不会有较大增加。这样倍增区引入超晶格后提高了电子和空穴的离化率比, 增加了增益带宽并降低了倍增噪声。同 PIN 光电探测器相比, 超晶格雪崩二极管内部有光倍增, 其灵敏度优于 PIN 光电探测器, 但雪崩增益同时也导致它的暗电流噪声较大, 这使得带宽、噪声性能都大为改善。

## 2、光电晶体管

光电晶体管相当于一个光电二极管加上一级放大晶体管。这样在检测光信号的同时，还有放大作用。其工作原理为：入射光在基区被吸收，产生电子—空穴对。使用时，基极开路，加在发射极和集电极之间的偏压是基极和集电极的 P-N 结承受反偏压，当光生电子扩散到集电结耗尽层，被电场扫入集电区，基区留下光生空穴，大量空穴使基区电位升高，相当于给发射结加了正偏压，此时就产生了电流放大效应<sup>[43]</sup>。

光电晶体管用较低的偏压获得高增益，同时避免了附加噪声和碰撞电离带来的附加延时，其响应速度快，噪声低，量子效率高。

## 3、金属—半导体—金属光电探测器

金属—半导体—金属光电探测器本质上是两个背靠背的肖特基二极管。在相同光敏面积下，金属—半导体—金属结构的电容几乎要比 PIN 小 4 倍，这对器件的高速响应很有利。它的带宽主要由光生载流子的渡越时间和二极管的充放电时间决定，而后者主要决定于外部寄生电容。精心设计后寄生电容和二极管电容都可以做到 0.1pF 以下。这时器件的带宽可以达到 20~50GHz。金属—半导体—金属光电探测器工艺简单，特别易于同高速 FET 集成，便于实现高性能、高可靠性的光电子集成，这些优点使得它的发展十分迅速<sup>[37]</sup>。

## 4、单渡越载流子光电探测器

单渡越载流子光电探测器具有高速响应、高饱和输出、低偏压工作等优点，这是因为它有 D 型的光吸收层和宽带隙材料的电子收集层。在 D 型的光吸收层，空穴直接被收集不必渡越，只有电子需要渡越到电子收集层。电子的迁移速度要比空穴快很多，而且电子在收集层的速度过冲，这使得该器件有高速的响应。通常，空间充电效应产生的电场会破坏原来的内部电场而引起器件输出的饱和。在此器件中，由于没有空穴的空间充电效应，快的电子迁移速度及其与之伴随的电子收集层中的电子速度过冲有效的延缓了电子的空间充电效应的发生，这使得器件有高的饱和输出。高电子迁移率又使得器件可以低偏压工作。近期报道的单渡越载流子光电探测器的 3dB 带宽已经超过 150GHz，这是目前长波长光电探测器中的最好水平，具有可接收 100Gb/s 光信号的性能。该器件用于 40Gb/s 光接收端时，不使用宽带电放大器便可得到良好的误码特性。

## 5、波导型光电探测器



波导型光电探测器的原理是在其他各种探测器的基础上让入射光先被耦合进一段光波导，然后入射进探测器的吸收层。这样入射光可以更充分的被吸收，内量子效率增大。同时可以减小吸收层的厚度，使器件的响应速度提高<sup>[47]-[48]</sup>。

### 1.3.2 RCE 光电探测器的发展历程

#### 1、谐振腔增强型 PIN 光电探测器：

PIN 型光电探测器由于具有优良的噪声、暗电流特性，是高速光电探测的首选器件<sup>[20]</sup>。Dentai 等人第一个报道了 InGaAs / InGaAs / InP 结构 RCE PIN PD，工作波长在  $1.55\mu\text{m}$  附近<sup>[49]</sup>。探测器结构如图 1-1 所示，信号光正向入射，顶镜和底镜均由分布布拉格反射镜构成，恰当地设计反射镜结构可以控制它们的反射率，进而可以获得最优化的量子效率， $R_t$ 、 $R_b$  分别表示顶部反射镜和底部反射镜的反射率，当  $R_t=0.7$ ， $R_b=0.95$ ，InGaAs 的厚度为 200nm 时，器件的量子效率为 82%。

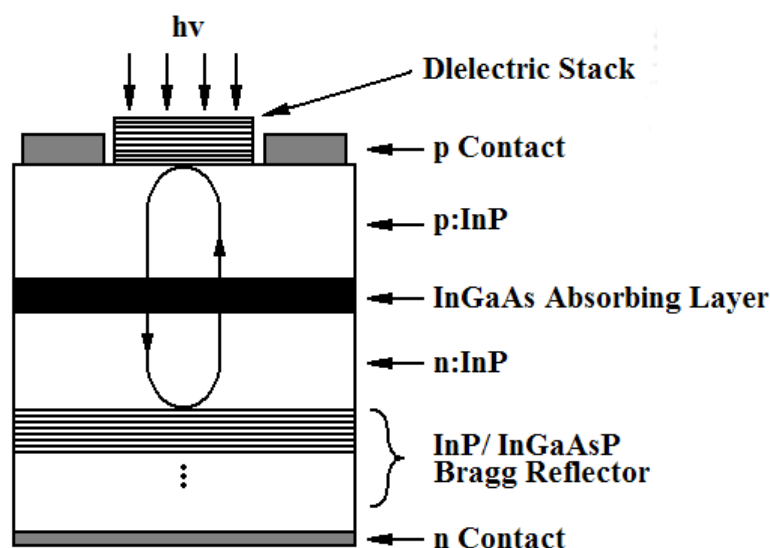


图 1-1 谐振腔增强型光电探测器结构示意图

Hunt 等人报道过一种具有 Si/SiO<sub>2</sub> 微腔结构的 RCE PIN PD<sup>[50]</sup>，它是在 InGaAs 光电探测器的入光面集成一个 Si/SiO<sub>2</sub> 微腔构成的。该光电探测器在 1350nm 波长处的响应光谱半高宽为 14nm，而从 1100nm 到 1700nm 的其它波长的光均被反射出腔外，不被吸收层所吸收，进而抑制了这些波长范围的光的响应。

#### 2、谐振腔增强型肖特基 (Schottky) 光电探测器：

肖特基型 InGaAs PD 是第一批被报道的 RCE 器件之一<sup>[51]</sup>。在肖特基光电探测

器中，金属接触层中的光损耗进一步受到顶部照射器件量子效率的限制，增加器件的响应度只能靠半透明的肖特基接触。最近几年发展的光电子器件新种类谐振腔增强结构光电探测器，也称为微腔光电二极管。该光电二极管主要就是针对一般光电二极管的量子效率和带宽之间的相互制约的关系而设计的，所以谐振腔增强型光电探测器对肖特基型光电检测器特别有吸引力<sup>[40]</sup>。

已经有报道的采用谐振腔结构的肖特基光电二极管的 3dB 响应带宽已做到 100GHz<sup>[52]</sup>。这种超高速的光电探测器是用分子束外延法（MBE）生长的，谐振腔的底镜是 GaAs / AlAs 材料的 DBR 反射镜，顶部反射镜为半透明的 Au 接触层，Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 增透膜生长在接触层之上。InGaAs 有源层在腔内的位置经过优化设计，减小了电子空穴对在其中的渡越时间，提高了响应速度。如图 1-2 所示，实际测得的谐振波长位于 895nm 处，量子效率约为 20%，远远低于理论计算得到的 70%，这是由于 DBR 的中心波长向长波偏移导致中心波长的反射率降低，只有 60%，进而影响到器件的量子效率。

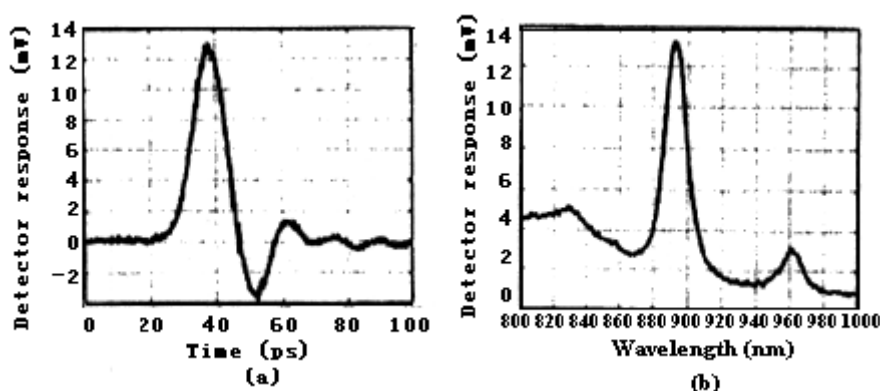


图 1-2 (a) 谐振腔增强型肖特基光电探测器的脉冲响应；(b) 响应光谱

### 3、金属-半导体-金属 (MSM) 结构谐振腔增强型光探测器：

金属-半导体-金属结构由于其电极的平面配置结构，它的电容要比 PIN 结构小 4 倍，所以很容易获得 20~50GHz 的响应带宽<sup>[53]-[54]</sup>，F-P 腔的加入将这种器件的光谱响应宽度进一步压缩。虽然 MSM 结构的光探测器能获得高响应带宽，但此种结构的器件的量子效率却仍然较低，对于毫瓦量级的入射光，其响应电流仅为 nA 量级。

### 4、谐振腔增强型雪崩光电二极管 (APD)：

谐振腔增强型雪崩光电二极管结构近年来也得到各国研究人员的关注，并取

得了一些研究成果<sup>[55]-[57]</sup>。谐振腔结构的引入使得雪崩光电二极管在很低的偏压下(约 9V)即可获得较大的增益,从而在给定外偏压下的增益区电场强度得到增强,进而允许器件在较小功率下工作。

### 5、单光子探测光电二极管:

近年来, Si 单光子探测技术也开始崭露头角,硅单光子雪崩二极管 (SPADs) 已经广泛的应用于单光子计数领域,和时间相关的单光子计数 (TCSPC) 的可见光谱范围可达 1 微米波长<sup>[32]-[33]</sup>。

## 1.4 RCE 光电探测器存在的问题及发展方向

谐振腔增强型光电探测器(RCE PD)的出现,在一定程度上解决了普通光电探测器的量子效率和响应速度之间存在的相互制约问题,波长选择性、高响应速度、高量子效率等特性的结合使得 RCE PD 这类解复用接收器件成为 WDM 光纤通信系统的理想选择,但 RCE PD 本身也存在着一些不足之处<sup>[58]-[61]</sup>。

普通 RCE PD 中 DBR 结构的顶镜理论上相对容易实现高反射率,但由于顶镜透射光的要求,反射率不宜过高。而 DBR 底镜的反射率一般要求越高越好,但是由于其采用埋入式结构埋入在芯片内部,制作工艺难度大,一般反射镜的反射率难以达到实际要求。加之腔内的吸收层由于本征吸收而产生损耗,两侧的宽能隙的介质层和 DBR 反射镜中的薄膜介质层也有散射损耗和自由载流子吸收损耗等<sup>[62]-[63]</sup>,这就使得实际的光谱响应带比理论计算得到的带宽宽,难以满足 DWDM 光纤通信系统的窄带要求。从谐振腔的整体特性来看,顶镜和底镜的反射率与谐振腔体的损耗决定了谐振腔的品质因素,也决定了器件的光谱响应线宽。因此传统 RCE 的有损腔特性和顶镜、底镜的反射率对器件量子效率的影响决定了其量子效率和光谱响应线宽之间必然存在着一种不同于一般的光电探测器的新的制约关系。目前已经报道的实际测得的 RCE 光电探测器的最好指标为:光谱响应半峰值宽度为 1.7nm,量子效率 73%,但是这几乎接近于理论极限,在保持高的量子效率的同时,很难再获得更窄的光谱响应线宽。此外,由于光电探测器内驻波效应的影响,使得器件的量子效率很大程度上受到吸收层所在器件内的位置的光场分布的影响<sup>[41]</sup>。当吸收层的厚度非常薄的时候,试图采用改变腔长或材料折射率的方法来进行调谐时,吸收层在器件中的位置的微小移动将会导致吸收层中的光场分布在最大与最小值之间波动,从而导致器件量子效率的发生急剧波动。

DWDM 光纤通信系统对传统的谐振腔增强型光电探测器提出了更高的要求,以促进 RCE 光电探测器向着更快的响应速度、更窄的响应带宽、更高的量子效率、更好的波长选择特性方向发展<sup>[64]-[77]</sup>。

1、要提高波分复用系统的信道容量,就需要在光纤低损耗区同时传输尽可能多的不同波长的光信号,同时提高每个信道的传输速率。相应的就对作为波分解复用光纤通信系统中的一部分的光电探测器的波长分辨率提出了更高的要求,也就是要求其探测能力要达到 DWDM 标准的 0.8nm 的光谱线宽。并且光电探测器的响应速度也应尽可能的提高以适应高速光纤传输 (>40Gbit/s) 系统。

2、全光网络的波分复用和解复用设备大量采用的是解复用器+探测器的分立组合形式的器件,成本高、尺寸大、且引入了额外的插入损耗。在波分复用光纤通信系统及波长路由全光网络中具有调谐能力、高精度的波长选择特性的光电探测器,在不采用分立组合复用器件的情况下可以在一定范围内改变探测的中心波长,且不使用分立元器件,因而具有相对低廉的成本、较小的尺寸,并且没有额外插入损耗等优点,成为可选择性探测全光网络的关键器件之一。

3、用于光纤接收端的传统 PIN 型光电探测器的量子效率和光谱响应速度之间存在相互制约的关系,因而在器件的结构设计和参数选择上一般采用一种折中的办法,这种折中后的结果必然要引入新的外部补偿措施对器件的量子效率和光谱响应速度进行补偿,这将对解复用接收器件乃至整个光纤通信系统的整体功能和性能都产生很大的影响。集成解复用接收技术正是反映了光电子技术的进步适应光通信市场的发展要求,如:宽带、大容量、低价格、小体积、高性能等。单片光电集成电路(OEIC)的特点是体积小、产量高,另外它省去了分立器件的组装和测试工序,最大限度地消除了因为分立组装而引入的寄生参量对器件的性能的影响,这进一步提高了响应速率和可靠性,同时也降低了制造成本。所以,集成解复用接收技术是实现未来光通信宽带、大容量、小体积、低成本、高可靠性等特性的关键技术之一。RCE 光电探测器作为未来光纤通信的重要解复用器件,也需要向着功能集成化、小型化方向发展。

4、对解复用接收技术的要求根据其所应用的不同光纤通信系统而有所不同,有的对信道波长分辨能力要求较高,有的对功耗、温度稳定性以及成本等要求较高。此外,对于可调谐解复用接收技术,其波长调谐能力也是对其性能进行评价的一个重要指标,不同类型的通信系统对这一指标有着不同的要求。

DWDM 光纤通信系统对解复用接收技术提出了很高的要求。可以预见,未来的 DWDM 解复用接收技术应该具有的重要特点包括:高速响应、信道中心波长可

调谐、单片集成等。同时也应具有的其他特点如：调谐时间短、调谐范围大、偏振无关、信道波长分辨能力强、温度稳定性好，结构紧凑、功能集成、成本低等。经过近年来各国研究人员的不断努力，谐振腔增强结构光电探测器已经具备了上述要求中的一部分特性如：光电响应度高、偏振无关、结构紧凑等。还有一部分特性没有很好体现<sup>[78]-[79]</sup>。因此，需要进一步对 RCE 探测器件的材料、结构、特性等进行更深入的研究和设计，以期能早日实现这些特性，并使其能成功应用于光纤通信系统中。

### 1.5 本论文的研究内容及意义

随着计算机模拟方法的广泛应用，近二十年来，材料和器件的计算机模拟也逐渐开展起来。器件性能的好坏很大程度上取决于材料性能的匹配和结构设计的是否合理。传统的器件试制包括制造中的许多反复实验，直到最后的设计条件被确定为止。随着器件结构的复杂化，这种反复实验的传统方法导致实验费用的高昂和时间的极大浪费。而在实验过程和器件发展中应用计算模拟的数值分析手段已经证明了是一种经济而又有效的方法。尽管这种分析结果不能完全取消反复实验，但是由于计算结果给实际制造条件提供一个很好预测，反复实验的次数可大大减少。通过计算机模拟预测器件的结构和材料的参数，找出最优化的器件结构和相应的材料参数，使器件性能达到最佳状态，从而减少实验次数，节省研究经费，提高研究效率。

本文针对 RCE 光电探测器进行了系统的理论分析及研究，设计出 Si 基 SiGe 吸收层 RCE 光电探测器的结构，并采用计算机模拟仿真的方法对器件的主要性能参数进行了数值模拟及分析，根据数值分析结果对器件结构进行优化设计，最后对本文的研究内容与分析结果进行总结得出结论。下面将分章节介绍本文的研究思路及内容。

第一章，综述光纤通信技术的发展及谐振腔增强型光电探测器的相关背景。介绍了光纤通信技术的相关背景包括波分复用技术、光器件和谐振腔增强型光电探测技术。然后对光纤通信用新型光电探测器进行了简要介绍，并对 RCE 光电探测器的发展历程进行了归纳和总结。接着指出传统 RCE 光电探测器存在的一些问题及将来的发展方向。最后阐述了本论文的主要研究内容。

第二章，对谐振腔增强型光电探测器的基本特性进行理论研究。分析了 RCE 光电探测器的基本结构、半导体的光电效应、RCE 光电探测器的工作原理等，最后

将现代光学技术中的光学传输矩阵分析方法应用于对构成谐振腔的 DBR 反射镜的特性分析中，并推导了 DBR 反射镜的特性计算公式。为后面的结构设计及数值分析奠定了理论基础。

第三章，主要对谐振腔增强型光电探测器的材料进行了分析和研究，并对器件结构进行设计。从 SiGe/Si 多量子阱材料的基本性质方面深入探索了提高硅基光电探测器性能的可能途径。提出了“虚设层”的概念，并将其引入到 RCE 光电探测器的谐振腔的设计中，打破传统的 DBR 反射镜为四分之一波长堆栈 (QWS's) 的做法，在顶镜和底镜的 QWS's 结构中的最上层加入了一层厚度为  $\lambda/2$  的附加层，从而得到一种新的反射镜结构，并与一般的 QWS's 作了对比分析，证明了虚设层理论的正确性。

第四章，主要对所设计的 RCE 光电探测器进行了系统的数值模拟与分析研究。在考虑 SiGe 吸收层的高折射率的影响下，分析了由不同对数 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的顶镜和底镜的反射率与波长的关系，并分析了不同波长下的反射相移。从吸收层中光场的分布出发详细推导了器件的量子效率公式，进行了数值仿真与分析。然后在考虑驻波效应的情况下分析了驻波效应对器件量子效率的影响，并给出了结论。最后分析了谐振腔的加入对 RCE 光电探测器的性能的影响，并进行了详细说明。通过对 Si 基 SiGe 吸收层的 RCE 光电探测器的设计和理论分析证明，本文的研究内容对设计制造光通信用高性能谐振腔增强型光电探测器具有指导意义。

第五章，经过对所设计的 RCE 光电探测器进行模拟分析后，对其进行优化设计，最后对本论文的研究工作进行总结和分析，并对 RCE 光电探测器的研究提出展望。

## 第二章 RCE 光电探测器的理论分析

在半导体光电子技术及器件的发展中出现了这样一类新的光电子器件，这类器件将 F-P 微谐振腔引入到器件中，并在谐振腔中置入有源结构，使得器件的性能大大增强。在引入了微谐振腔的器件结构中，器件的原有功能保持不变，但是由于谐振微腔的引入，光波在谐振腔内的往复行进使光波多次通过吸收层形成光电增强效应，使得探测器在波长选择性上有了大幅的改观，并且腔内的光场能量也获得了很大的增强，进而使得器件可以在较薄吸收层的情况下获得较高的量子效率。由于吸收层可以做得很薄，使得器件在提高量子效率的同时也减少了光生电子-空穴对在吸收层中的渡越时间，提高了器件的光谱响应速度。从而可能消除由载流子渡越时间限制的响应带宽分量与量子效率之间的相互制约关系，因而这种光电探测器在波分复用(WDM)光纤通信系统中有着非常重要的应用。

本章将主要对谐振腔增强型光电探测器的基本结构、器件的工作原理等进行分析和研究，并对构成谐振腔的 DBR 反射镜用光学传输矩阵分析方法进行详细的理论分析和推导。

### 2.1 RCE 光电探测器的基本结构

谐振腔增强型光电探测器结构与垂直腔面发射激光器(Vertical cavity surface emitting laser) 相类似。它是把薄的吸收层放入法布里-珀罗(Fabry-Perot)光学微谐振腔中，在保证器件的响应度的同时，利用谐振腔的共振增强作用，大大提高了吸收层中的光场能量，进而提高了器件的量子效率，其一般结构如图 2-1 所示。 $d$  是吸收层的厚度， $L$  为腔长。构成谐振腔的反射镜一边由空气-半导体薄膜、金属或 DBR 结构组成，另一边连接到衬底上。与衬底相连的 DBR 一般是由两种折射率差较大的半导体材料周期性交替组合而成的四分之一波长堆栈(Quarter Wave Stacks, QWS's)构成。折射率相差越大，实现高反射率所需要生长的半导体薄膜层数越少，从而降低材料的生长难度并降低器件的串联电阻，进而降低了制造成本。他们的禁带宽度一般应大于器件工作波段的光子能量，这样可以减少 DBR 反射镜材料对入射光能量的吸收，增加谐振腔内光场的能量。另外构成 DBR 反射镜的这两种半导体材料和衬底以及它们彼此之间都要有较好的晶格匹配，以避免因为生

长的 DBR 反射镜缺陷导致对器件的量子效率等特性的影响。

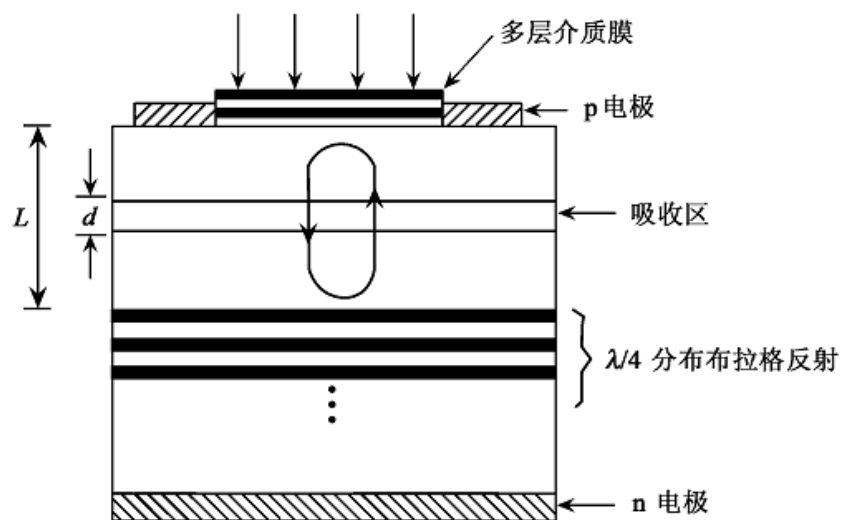


图 2-1 谐振腔增强型光电探测器的结构图

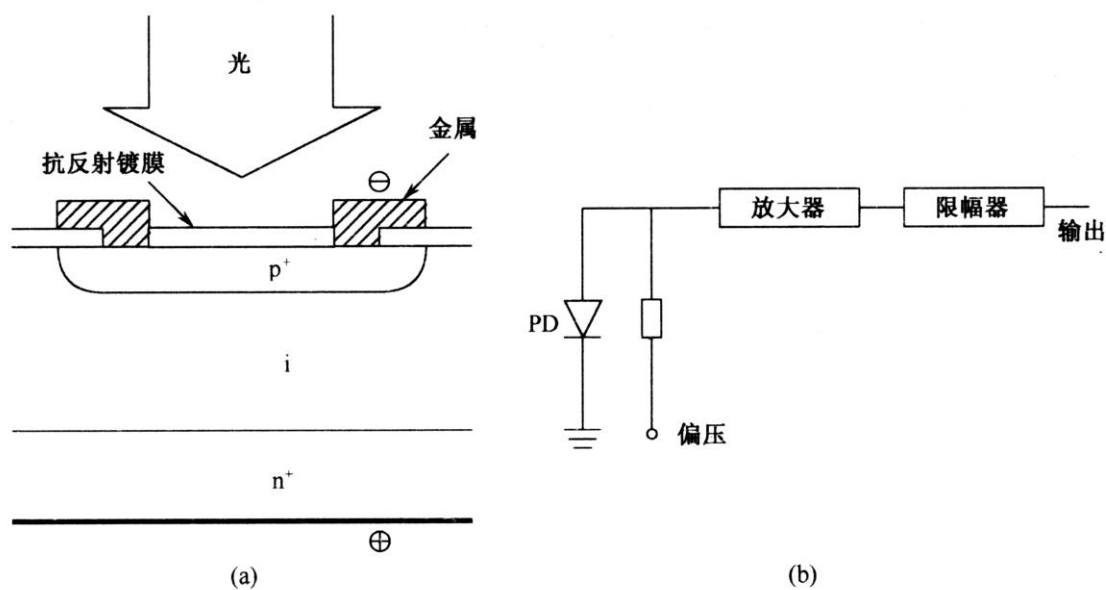


图 2-2 p-i-n 光电二极管的结构

对于 RCE 光电探测器，大体可以有 PIN 和 APD 两种类型。如图 2-2 所示为 PIN 型光电二极管的结构示意图，在  $p^+$  和  $n^+$  层之间含有一个本征 (i) 区域以抑制隧道效应，形成 p-i-n 结构。 $p^+$  区的价带电子吸收光子从价带跃迁到导带后所产生的空穴和电子分别流向各自的反偏电极。

如图 2-3 所示为雪崩型光电二极管的结构示意图，和 p-i-n 光电二极管一样， $n^+$  区中价带电子吸收光子后从价带跃迁到导带，产生光生电子空穴对。pn 结反置



偏压，形成的电场把  $p^+$  区和  $p$  区导带中产生的电子驱赶到电极，形成电流。当反向偏置足够高时，出现雪崩现象，光生电流因而得到放大。

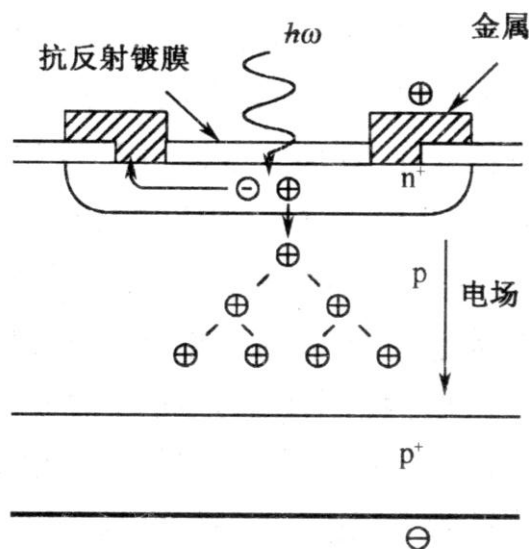


图 2-3 雪崩光电二极管的结构

## 2.2 光电探测器的工作原理

光电探测器是指将接收到的光信号转化为电信号的一种半导体光电子器件。为了探测入射光，需要先将光信号转化为与入射光强度成正比的电信号进而进行测量。早在 1873 年，英国的 W. Smith 发现材料硒的电导率随入射光强的变化而变化，具有典型的光电导效应。也在这一年，Simens 将铂金丝缠绕在硒棒上制成了世界上第一块光电池。但是由于对光电效应的本质缺乏更深入的了解和研究，致使该领域的发展速度曾一度放缓。一直到 1905 年爱因斯坦(Einstein)发表了关于金属材料光照下产生光电效应的解释，以及普朗克(Planck)采用量子假设成功解决了黑体辐射问题之后，半导体光电探测领域才重新得以迅速发展。

半导体光电探测器是利用半导体的内光电效应进行探测的。半导体材料吸收光子能量，使得电子从材料内部逸出产生电子空穴对，在外围电路回路中就会产生光电流。半导体光电探测器在日常的生产生活中有非常广泛的应用，并显示了其优异的性能<sup>[80]</sup>。

光电探测器的基本工作原理主要可以概括为以下三个阶段：

- (1) 入射光照射在探测器的光敏面上，从而产生光生载流子；
- (2) 光生载流子在器件内部进行输运或在电流增益机制下产生倍增效应；

(3) 外围电路对产生的光电流进行作用，并输出电信号。

### 2.2.1 半导体的光电效应

目前在实际应用中大量使用的光探测器都是利用半导体的光电效应制成的。半导体 P-N 结的光电效应是指能量足够大的光子照射到 P-N 结上时，价带的电子吸收光子的能量，从价带越过禁带到达导带，在导带中出现光电子，在价带中出现光空穴，即产生光电子—空穴对。电子—空穴对总称为光生载流子。光生载流子在外加负偏压和内建电场的作用下，在外电路中形成光电流，如图 2-4 (a) 所示。这样，在电阻  $R$  上有跟随输入光信号变化的电压输出。图 2-4 (b) 是 P-N 结及其附近的能带分布图。图中能带以电子（负电荷）的电位表示，电位越低，能带越高。

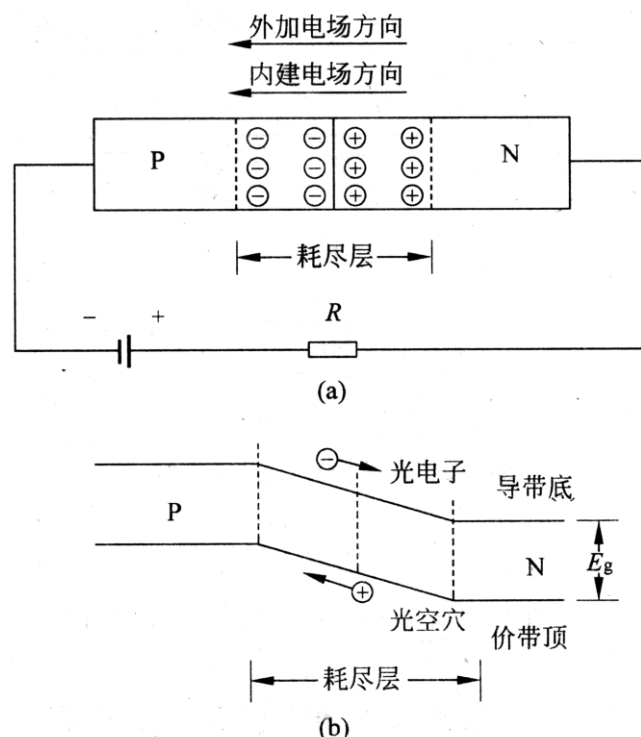


图 2-4 半导体材料的光电效应示意图

由图 2-4 可见，外加负偏压产生的电场方向与内建电场方向一致，使耗尽层加宽。

若光子能量为  $hf$ ，禁带宽度为  $E_g$  产生光生载流子显然必须满足  $hf \geq E_g$ ，或写为  $f_c = E_g/h$ ，将  $f_c$  换为波长  $\lambda_c$ ，则  $\lambda_c = hc/E_g$ 。这就是说，只有当入射光波的

波长  $\lambda < \lambda_c$  的光，才能使这种材料产生光生载流子，故  $\lambda_c$  称为截止波长； $f_c$  称为截止频率。

还应指出在 P-N 结区同时存在两个过程：一是光子被吸收，产生光电子—空穴对；另则是所产生的光电子—空穴对又可能复合。

### 2.2.2 RCE 光电探测器的工作原理

从图 2-1 所示 RCE 光电探测器的基本结构可以看出，该器件在吸收区的上下两侧各加入一个由  $\lambda/4$  波长堆栈构成的分布布拉格反射镜(Distributed Bragg Reflector, DBR)，谐振腔的中心波长附近的入射光将在这两个反射镜之间来回振荡，增加了入射光穿越吸收层的次数，从而间接提高了吸收层的吸收系数，增大了量子效率。

入射到谐振腔中的光场在构成谐振腔的两个反射镜之间来回振荡反射，对于具有高反射率和低损耗特性的谐振腔来说，量子效率可以得到很大的提高。由于谐振腔增强型光电探测器的吸收层一般做得很薄，而薄的吸收层可以减少光生载流子在吸收层中的渡越时间，一般比普通的非谐振腔型光电二极管的渡越时间减少约 20 倍。通过对器件的结构和尺寸大小等参数进行优化设计，可以降低器件的寄生电容，并且可以使光谱响应带宽大大增加，同时还可以获得高的量子效率<sup>[42]</sup>。

如果构成谐振腔的顶部反射镜和底部反射镜的反射率分别为  $R_t$  和  $R_b$ ，吸收层的厚度和谐振腔长分别为  $d$  和  $L$ ， $\alpha$  表示吸收层的吸收系数， $\phi_t$  和  $\phi_b$  分别为在谐振腔的两个反射面上反射所引起的反射相移，则该光电探测器的的外量子效率可以写为<sup>[13]</sup>：

$$\eta = \frac{(1 + R_b e^{-\alpha d}) \times (1 - e^{-\alpha d}) \times (1 - R_t)}{1 - 2\sqrt{R_t R_b} e^{-\alpha d} \cos[(4\pi L/\lambda) + \phi_t + \phi_b] + R_t R_b e^{-2\alpha d}} \quad (2-1)$$

从式 2-1 我们可以得出以下结论：上下两反射面的反射率  $R_t$  和  $R_b$  对谐振腔型光电探测器量子效率的大小有着决定性的影响；同时，量子效率也依赖于吸收层材料的对中心波长光的吸收系数与吸收层厚度的乘积  $\alpha d$ ；光场在两个反射镜面之间反射所引起的相位差也对量子效率有影响。在式 2-1 中，光波在腔内来回反射一次所引起的反射相移为  $(4\pi L/\lambda) + \phi_t + \phi_b$ ，当  $(4\pi L/\lambda) + \phi_t + \phi_b = 2\pi m$ ，(m 为正整数)，也即波长满足如下表达式时：

$$\lambda = \frac{4\pi L}{2m\pi - \phi_t - \phi_b} \quad (2-2)$$

光波会在谐振腔的反射镜之间来回振荡，产生共振增强效应，使吸收层对光场的吸收大为增强，探测器在此波长范围内的量子效率将达到最大值：

$$\eta = \frac{(1 + R_b e^{-\alpha d}) \times (1 - e^{-\alpha d}) \times (1 - R_t)}{(1 - \sqrt{R_t R_b} e^{-\alpha d})^2} \quad (2-3)$$

当入射光波长偏离共振中心波长时，如果反射相移为 $\pi$ 的奇数倍时，也即 $(4\pi nL/\lambda) + \phi_t + \phi_b = \pi m$ ，（ $m$  为正整数），则向两个方向传播的行波将会产生相互抵消的干涉作用，使得吸收层的吸收能量小于 $1 - e^{-\alpha d}$ 。如果 $\alpha d$  足够大，或者说吸收区厚度足够厚时，即使 $R_b$  不为 0，大部分入射光场很快被吸收层所吸收，从而不会在谐振腔中产生共振，因而其光电转换效率与没有谐振腔的 PIN 光电二极管相同。当吸收层的厚度  $d$  较薄时，对于不同值的 $R_t$  和 $R_b$ ，总会在 2-2 式所决定的中心波长处获得最大量子效率，尤其对于具有高反射率、低损耗的谐振腔更是如此。由此可见，采用谐振腔型的 PIN 光电探测器，即使在 $\alpha d$  很小的情况下，也可以获得很高的量子效率。

从 RCE 光电探测器的基本工作原理可以看出，如果对器件的结构、材料、和特性参数如： $R_t$ 、 $R_b$ 、 $\alpha$ 、 $d$  等进行合理选择和优化设计，在所需探测波长处可以获得尽可能高的量子效率，并且也可以获得尽可能大的光谱响应度。同时，由于这种结构的吸收层厚度  $d$  很薄，光生载流子所需渡越时间很短，使得整个器件的寄生电容等参数可以很小，因而可以用来设计高响应速度的探测器。

## 2.3 光学传输矩阵分析方法

光学传输矩阵法是研究多层薄膜理论的现代方法，对于基本特性研究和数值计算，它具有快捷，普遍的优点。本节将采用光学传输矩阵法对 DBR 反射镜进行分析和研究。

反射镜根据材料和组分的不同，大致可以分为金属反射镜、分布布拉格反射镜(DBR)和金属-DBR 混合反射镜三种类型，如图 2-5 所示。对于金属反射镜和混合反射镜，当金属层较厚时，由于金属材料的吸收，导致其透射率非常小，大大影响到器件的整体性能。图 2-6 为分别由金属和 DBR 构成的谐振腔的反射镜的反射谱<sup>[12]</sup>。相比而言，金属反射镜的高反射带很宽，而 DBR 反射镜只是在较窄的带宽范围内有较高的反射率。

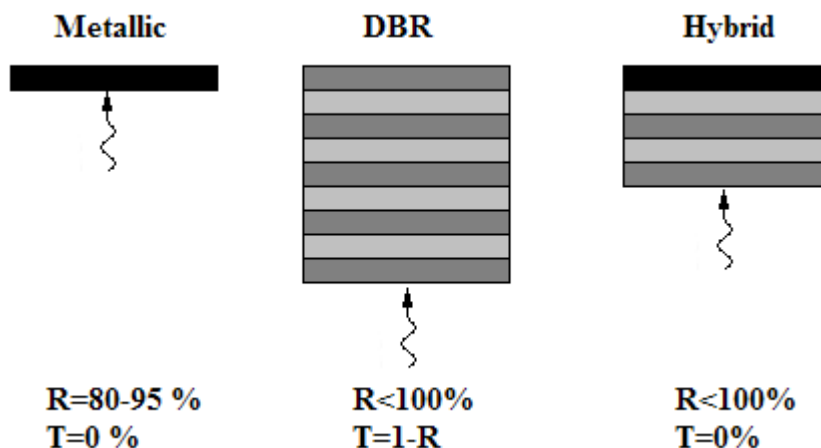


图 2-5 不同材料的反射镜的种类

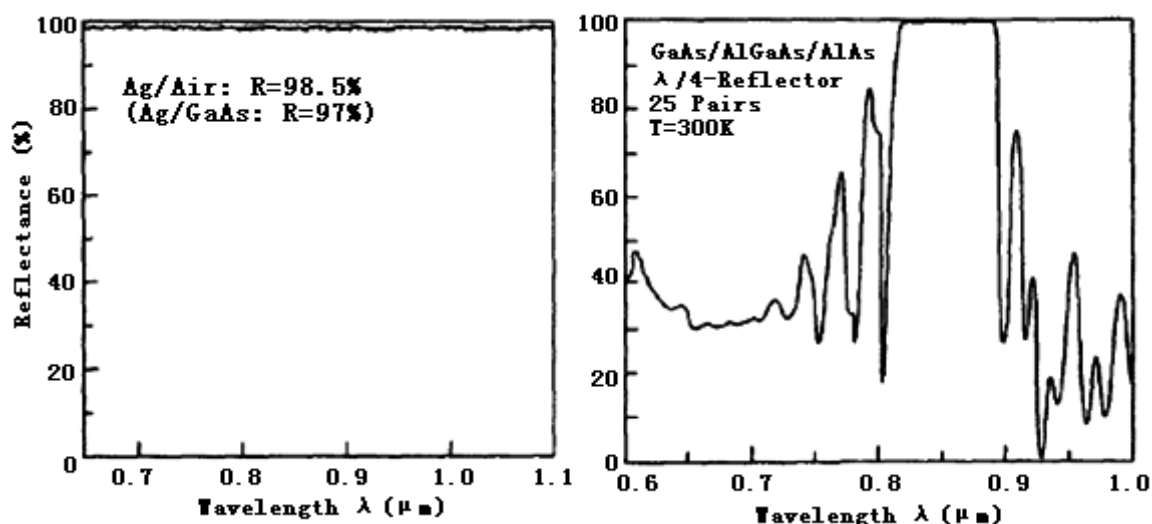


图 2-6 金属（左）和 DBR（右）构成的反射镜的反射谱

DBR 反射镜是用高低折射率交替生长的半导体多层薄膜组成，每层厚度分别为  $\lambda_0/4$ ，其中  $\lambda_0$  为反射镜的中心波长。此时，从半导体多层膜系所有界面上反射回来的光，当它们到达前表面时都具有相同的位相，从而产生相长干涉。对于这样一组半导体多层膜系，理论计算可以得到接近于 1 的反射率。设顶镜和底镜的反射系数分别为  $r_t(\lambda)$  和  $r_b(\lambda)$ ，简单记为  $r_t$  和  $r_b$ ，利用现代光学薄膜技术中的传输矩阵法可以精确分析多层半导体膜系的光学特征<sup>[38],[81]</sup>。

对于单层薄膜，如图 2-7 所示，膜层和基底的组合导纳是  $Y$ ，并且  $Y = H_0/E_0$ ，式中， $H_0 = H_0^+ + H_0^-$ ， $E_0 = E_0^+ + E_0^-$ 。

单层膜的反射系数可表示为  $r = (\eta_0 - Y)/(\eta_0 + Y)$ ，只要确定了组合导纳  $Y$ ，就可以方便的计算单层膜的反射和透射特性。

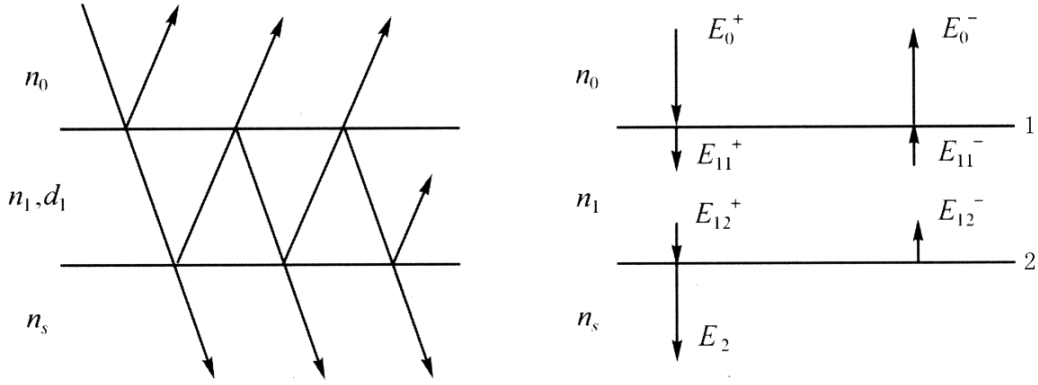


图 2-7 单层薄膜的等效界面

如图 2-8 所示，薄膜上下界面上有无数次反射，为便于处理，我们规定所有同方向的波，正方向取“+”号，负方向取“-”号。用矩阵形式表示则有：

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} \quad (2-4)$$

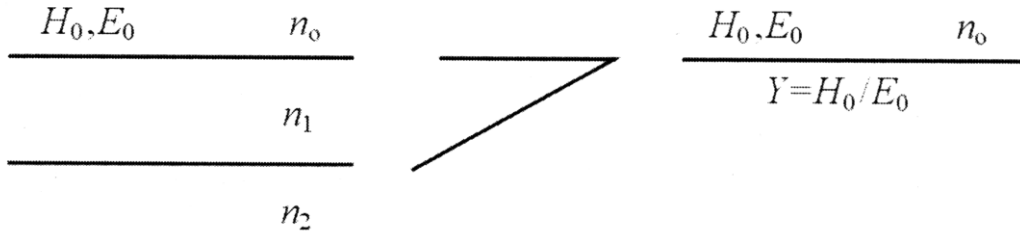


图 2-8 单层膜的电场

因为  $E$  和  $H$  的切向分量在界面两侧是连续的，而且由于在基片中仅有一正向行进的波，所以式 (2-1) 就把入射界面的  $E$  和  $H$  的切向分量与透过最后界面的  $E$  和  $H$  的切向分量联系起来。又因为  $H_0 = YE_0$ ， $H_2 = \eta_2 E_2$ ，于是式 (2-4) 可写成

$$E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} E_2 \quad (2-5)$$

令

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} \quad (2-6)$$

则矩阵  $\begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix}$  称为薄膜的特征矩阵。它包含了薄膜的全部有用的参

数, 其中  $\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \cos \theta_1$ ; 对 p-分量,  $\eta_1 = n_1 / \cos \theta_1$ , 而对 s-分量,  $\eta_1 = n_1 \cos \theta_1$ 。

矩阵  $\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix}$  定义为基片和薄膜组合的特征矩阵。能量反射率  $R$  为

$$R = rr^* = \frac{(\eta_0 - \eta_2)^2 \cos^2 \delta_1 + (\eta_0 \eta_2 / \eta_1 - \eta_1)^2 \sin^2 \delta_2}{(\eta_0 + \eta_2)^2 \cos^2 \delta_1 + (\eta_0 \eta_2 / \eta_1 + \eta_1)^2 \sin^2 \delta_2} \quad (2-7)$$

由  $\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix}$  矩阵的表达式可以知道, 当薄膜的有效光学厚度为  $1/4$  波长的整数倍时, 即

$$n d \cos \theta = m \frac{\lambda_0}{4} \quad (m=1, 2, 3, \dots) \quad (2-8)$$

在参考波长处会出现一系列极值, 如图 2-9 所示。

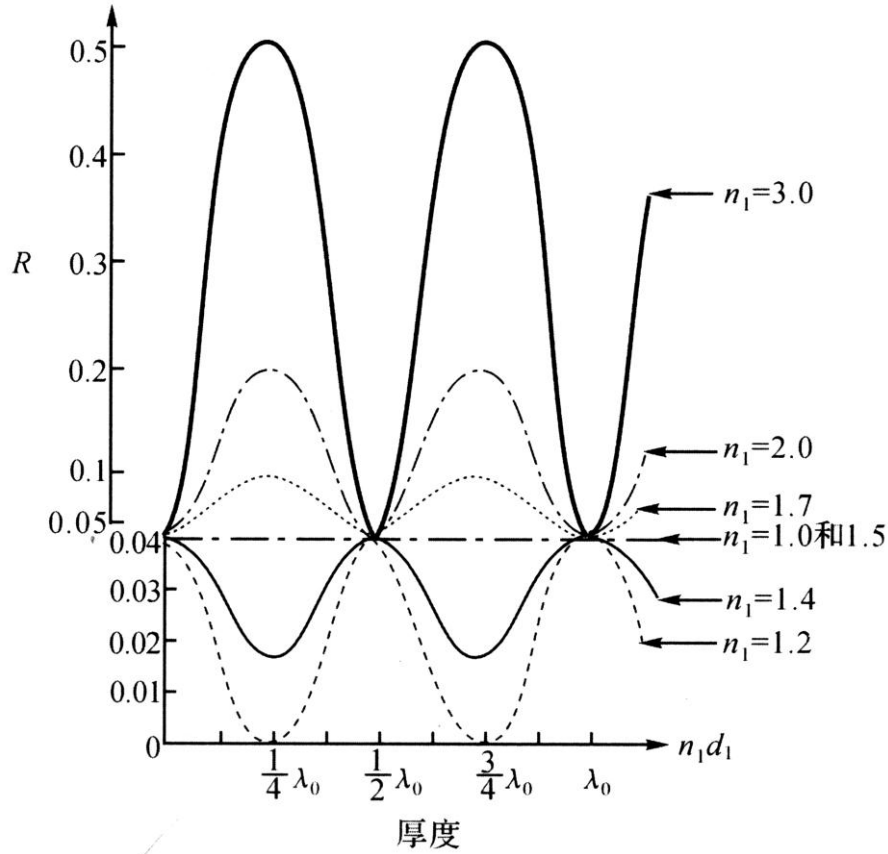


图 2-9 单层介质膜的反射率随其光学厚度的变化关系, 膜的折射率为  $n_1$ ,  $n_0 = 1.0$ ,  $n_2 = 1.5$ , 入射角  $\theta_0 = 0$

对于多层薄膜则有  $E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ Y \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{j=1}^K \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \frac{i}{\eta_j} \sin \delta_j \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_{K+1} \end{bmatrix} E_{K+1}$ , 这样, 膜系

的特征矩阵为

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{j=1}^K \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \frac{i}{\eta_j} \sin \delta_j \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_{K+1} \end{bmatrix} \quad (2-9)$$

对 p-偏振波和 s-偏振波, 膜层的位相厚度都是  $\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} n_j d_j \cos \theta_j$ ,  $\eta_j = n_j / \cos \theta_j$ ,

矩阵  $\begin{bmatrix} \cos \delta_j & \frac{i}{\eta_j} \sin \delta_j \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix}$  称为第 j 层膜的特征矩阵。显然多层膜和基片的组合导

纳为  $Y = C/B$ , 则多层膜的反射率 R 可表示为:

$$R = \left( \frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right) \left( \frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right)^* \quad (2-10)$$

考虑光传输过程中各层材料的吸收, 则薄膜的透射率 T 可写为:

$$T = (1 - R) \frac{\eta_{K+1}}{\text{Re}(BC^*)} = \frac{4\eta_0 \eta_{K+1}}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*} \quad (2-11)$$

反射相位变化为

$$\phi = \arctan \left( \frac{i\eta_0(CB^* - BC^*)}{\eta_0^2 BB^* - CC^*} \right) \quad (2-12)$$

## 2.4 小结

本章针对谐振腔增强型(RCE)光电探测器进行了系统的研究与分析。介绍了 PIN 型和 APD 型 RCE 光电探测器的基本结构, 并对半导体的光电效应和 RCE 光电探测器的工作原理进行了介绍和说明。将现代光学薄膜技术中的光学传输矩阵分析方法应用于对构成谐振腔的 DBR 反射镜的研究, 并对 DBR 反射镜的特性进行了详细的理论分析和推导, 得出了反射镜的反射率的计算公式, 为后面 RCE 光电探测器的结构设计及数值分析奠定了理论基础。

下一章我们将分析构成 RCE 光电探测器的材料及其性质, 并设计一种结构简单的 DBR 反射镜, 最后对 RCE 光电探测器的整体结构进行设计和分析。



## 第三章 RCE 光电探测器的研究及结构设计

RCE 光电探测器的性能主要取决于低损耗谐振腔和对所选择波长范围的光具有较高吸收系数的吸收层。因此, DBR 反射镜和吸收层的材料将会对 RCE 光电探测器的性能产生影响。构成谐振腔的反射镜的 QWS's 的对数取决于所选材料的相对折射率, 并且 DBR 反射镜的材料晶格常数必须相匹配, 以免这种缺陷被引入到 QWS's 中。为了实现谐振腔的低损耗, 要求构成谐振腔的材料对入射光的吸收系数较低, 吸收层的材料的带隙要求比谐振腔略小, 所以吸收层的材料要求具有良好的电子学特性, 如: 低的暗电流等。不同的材料制成的光电探测器对不同波长范围的光的探测能力不同, 我们将着重对用于光纤通信系统的  $1.3\sim 1.55\mu\text{m}$  波长范围进行讨论。

本章将主要对用于光纤通信系统的谐振腔增强型光电探测器的特性及结构进行研究与设计。从 SiGe/Si 多量子阱材料的基本性质方面入手对硅基光电探测器进行了深入的研究, 并对 RCE 光电探测器的整体结构和 DBR 反射镜进行了分析, 以设计出能实际应用于光纤通信系统的工作于  $1.3\mu\text{m}\sim 1.55\mu\text{m}$  波段的硅基光电探测器, 为下一章的数值模拟分析提供一个模型, 同时也为进一步的分析打下基础。

### 3.1 器件的材料

20 世纪中叶以来, 晶体管和集成电路的发明诞生了以半导体 Si 单晶材料为基础的半导体工业。到目前为止, Si 仍是半导体工业中的主导材料, 在可预见的将来, 这一状况仍将延续下去。Si 作为一种广泛应用的半导体材料, 在现代社会的各个方面都发挥着重要作用。各种以 Si 为主要材料制造的微电子器件的优良特性将 Si 材料的性质发挥得淋漓尽致, 以 Si 材料为基础的大规模集成工艺也达到了前所未有的水平<sup>[82]-[83]</sup>。本文将采用 Si 材料作为光电探测器的基底材料, 来设计可实际用于光纤通信系统的 RCE 光电探测器。

#### 3.1.1 常见 RCE 光电探测器的材料

##### 1、AlGaAs/GaAs/InGaAs

这种材料组合用分子束外延法很容易制备。GaAs 有比较好的电子学特性如低载流子复合速率, 与 AlAs 较好的晶格匹配。另外, GaAs 和 AlAs 有高的相对折射率, 因而可以用来作为构成谐振腔的底镜的 QWS's。InGaAs 还可以将探测波长延伸至 GaAs 不能吸收的范围。GaAs 谐振腔增强型光电探测器在 850nm-980nm 波长范围内有重要的应用<sup>[84]-[87]</sup>。

## 2、InP/InGaAs/InAlAs

$In_{0.53}Ga_{0.47}As / In_{0.52}Al_{0.48}As$  材料与 InP 基底晶格匹配, 这种组合适用于入射光在 1.33 $\mu$ m-1.55 $\mu$ m 波长范围内<sup>[88]-[91]</sup>, 但是 InGaAs 和 InAlAs 材料的相对折射率较低, 要获得接近于 1 的反射率需要生长至少 35 对的 QWS's 薄膜, 不适合作为 DBR 反射镜材料。InGaAs 的带隙非常接近 1.55 $\mu$ m, 所以 InGaAs/InAlAs 材料限制在长波长范围内适用。 $In_{0.525}Ga_{0.475-x}Al_xAs$  与 InP 基的晶格匹配度较好, 可以探测的波长范围较宽<sup>[92]</sup>。

## 3、AlAs/GaAs/Ge

Ge 材料的引入, 将 GaAs 基光电探测器的探测波长延伸至 1.55 $\mu$ m 以外, 所以它更适用于红外光探测的应用, 并且这种材料组合与 GaAs 有很好的晶格常数匹配, 同时 Ge 还具有低载流子复合速率和中等的吸收系数。因为界面扩散等原因导致载流子难以在这两种材料的异质结附近集结, 并且在 Ge 材料上生长 GaAs 也十分困难。

## 4、Si/SiGe

Si 基光电探测器在超过 1 $\mu$ m 的波长探测中应用非常广泛。Si/SiGe 材料将 Si 基光电探测器的探测波长延伸到了更长波长<sup>[93]-[94]</sup>。这种材料组合最明显的优势就是可以与 Si 电子器件集成。 $Si / Si_{0.8}Ge_{0.2}$  制成的反射镜可以为 1.55 $\mu$ m 波长的光进行优化, 并且 SiGe/Si 谐振腔光电探测器能够应用于近红外光电的探测。

## 5、Si/SiO<sub>2</sub>

在 RCE 光电探测器中, SiO<sub>2</sub> 可以用来作为反射镜的材料。由于 Si/SiO<sub>2</sub> 具有高的相对折射率, 因此要获得较高的反射率只需要很少的 QWS's 对。因为很多生长技术都可以制备 Si 光电探测器, 因而这种材料在 RCE 光电探测器中有广泛应用<sup>[95]-[96]</sup>, 并且具有高的光电性能、较长的载流子寿命和高量子效率。

## 6、Si/AlP/GaP

这种材料可以生长于 Si 基底上，并且可以与 Si 电子器件进行集成。采用这种材料组合制成的光电探测器适合对可见光波长范围内的探测。GaP 的能带宽度为 2.2eV，但是它的吸收系数比用于蓝光探测的谐振腔增强型光电探测器的 Si 要低。GaP 和 AlP 的折射率差也比 GaAs/AlAs 小，因此为了得到较高的反射率，需要生长更多的 QWS's。

## 7、AlAsSb/GaInAsSb/GaSb

这种材料组合可以将 RCE 光电探测器的探测波长范围延伸至大于  $2\mu\text{m}$ <sup>[97]</sup>，这对于低损耗的光纤通信系统。 $\text{AlAs}_{0.083}\text{Sb}/\text{GaSb}$  可以构成高反射率的 DBR 反射镜。这种材料组合制成的 RCE 光电探测器的峰值量子效率可以达到 85%。 $\text{AlGaAsSb}$  可以形成晶格匹配的结构，为异质结光电晶体管提供更高的增益，并获得高的量子效率。

### 3.1.2 SiGe 材料的性质

虽然以 Si 材料为基础制作的 PIN、MSM 光电探测器具有较高的性价比,得到了非常广泛的应用。由于 Si 和 Ge 及其合金都是间接带隙材料，它们的吸收系数比直接带隙材料小，如图 3-1 所示。因而采用 Si 和 Ge 及其合金材料制作而成的光电探测器的响应速率和量子效率都非常低<sup>[98]</sup>，因此此类材料在光通信领域的应用具有很大的局限性。

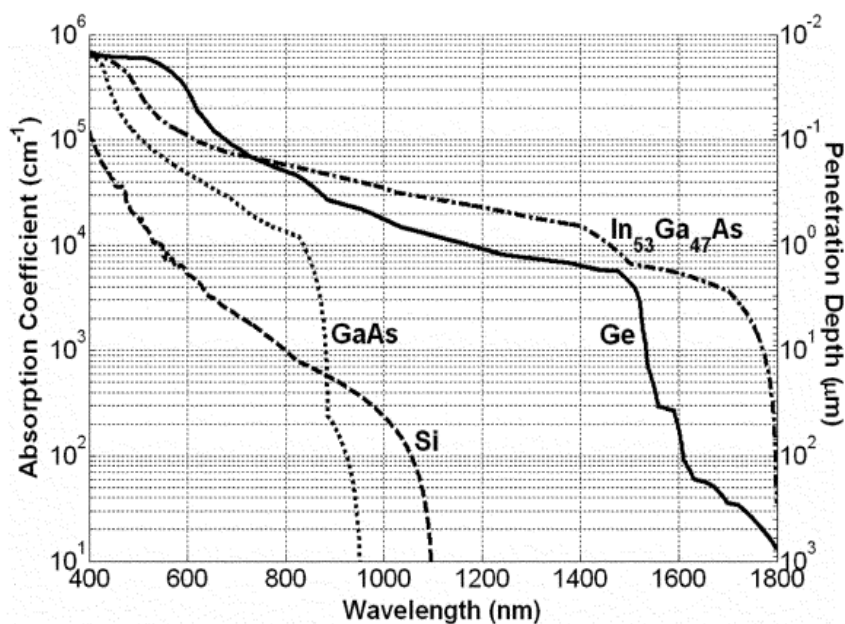


图 3-1 不同材料的吸收系数与波长的关系

随着材料科学技术的发展以及生长工艺和设备的不断提高，通过能带工程、纳米工程、Si 化合物等方法，改变了 Si 基材料应用的局限性。Si 基单片集成的可行性以 IV-IV 材料的优异性能为根本，依靠材料制备工艺和设备的不断进步和进步，探索可与硅基微电子电路实现单片集成的硅基光电子器件再次成为近年来的研究热点。Si 和 Ge 可形成连续固溶体，器件应用的该固溶体材料一般都是在 Si 衬底上生长的薄膜，即  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 异质结（或超晶格）材料。 $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 异质结构的高质量和高性能以及受到的高度重视正是对上述观点的最好诠释<sup>[99]</sup>。

Si、Ge 的晶格常数分别为  $a_{Si} = 0.357nm$ ， $a_{Ge} = 0.357nm$ ，相差 4.2%。对薄膜材料，其晶格常数随 x 值线性变化：

$$a = a_{Si} + (a_{Ge} - a_{Si})x \quad (3-1)$$

其晶格失配率：

$$l_m = (a_{Ge} - a_{Si})x / a_{Si} = 0.0227x / 0.357 = 0.0636x \quad (3-2)$$

亦与 x 成线性变化。可以看到，只要  $x \neq 0$  或 1，这种材料中就会由于晶格失配而产生应变。但采用先进的外延生长技术，可以使这种晶格失配的材料进行共度生长，使材料中基本不形成位错。 $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 外延层临界厚度与 Ge 组分 x 的关系如图 3-2 所示。

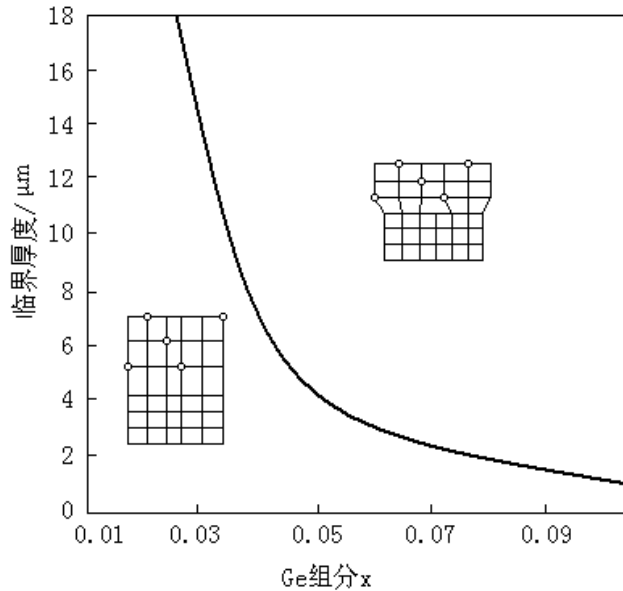


图 3-2  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 外延层层临界厚度与 Ge 组分的关系

其基本原理是：只要外延层厚度小于一定的临界值（临界厚度），外延层晶格受失配应力调节而发生弹性应变，使其晶格常数与衬底相同而不致产生失配位错。

### 第三章 RCE 光电探测器的研究及结构设计

如果外延层超过这一临界厚度，则其中的应变将通过产生失配位错而得以释放。

表 3-1 所示为非应变体  $Si_{1-x}Ge_x$  材料的基本性质及其与 Si、Ge 材料的对比<sup>[82]</sup>。

表 3-1 Si、Ge 和非应变体  $Si_{1-x}Ge_x$  材料的基本性质（300K）

性 质	Si	Ge	$Si_{1-x}Ge_x$
晶体结构	金刚石	金刚石	金刚石（“随即”合金）
原子密度/cm <sup>-3</sup>	$5 \times 10^{22}$	$4.42 \times 10^{22}$	$(5.00 - 0.58x) \times 10^{22}$
密度/(g/cm <sup>3</sup> )	2.329	5.323	$2.329 + 3.439x - 0.499x^2$
介电常数	11.7	16.2	$11.7 + 4.5x$
电子有效质量 ( $m_0$ )			
纵向 $m_l$	0.92	1.59	约 0.92 ( $x < 0.85$ ) 约 1.59 ( $x > 0.85$ )
横向 $m_t$	0.19	0.08	约 0.19 ( $x < 0.85$ ) 约 0.08 ( $x > 0.85$ )
空穴有效质量 ( $m_0$ )			
重空穴 $m_{hh}$	0.54	0.33	—
轻空穴 $m_{lh}$	0.15	0.043	—
晶格常数/nm	0.5431	0.5658	$0.5431 + 0.02x + 0.0027x^2$
带隙（间接）/eV	1.12	0.66	$1.12 - 0.41x + 0.008x^2$ ( $x < 0.85$ ) $1.86 - 1.2x$ ( $x > 0.85$ )
有效导带态密度/cm <sup>-3</sup>	$2.8 \times 10^{19}$	$1.0 \times 10^{19}$	约 $2.8 \times 10^{19}$ ( $x < 0.85$ ) 约 $1.0 \times 10^{19}$ ( $x > 0.85$ )
有效价带态密度/cm <sup>-3</sup>	$1.8 \times 10^{19}$	$0.5 \times 10^{19}$	—
击穿电场/ (V/cm)	$3 \times 10^5$	$1 \times 10^5$	$< 3 \times 10^5$
电子迁移率 /[cm <sup>2</sup> /(V·s)]	1450	3900	$1450 - 4325x$ ( $0 \leq x < 0.3$ )
空穴迁移率 /[cm <sup>2</sup> /(V·s)]	450	1900	$450 - 865x$ ( $0 \leq x < 0.3$ )
折射率	3.42	4.0	$3.42 + 0.37x + 0.22x^2$
弹性模量/GPa			
C <sub>11</sub>	165.8	128.5	$165.8 - 37.3x$
C <sub>12</sub>	63.9	48.3	$63.9 - 15.6x$
C <sub>44</sub>	79.6	66.8	$79.6 - 12.8x$
体模量/GPa	98	75	$98 - 23x$
泊松比（100）	0.28	0.26	$0.28 - 0.02x$
熔点/℃	1412	937	$1412 - 738x + 263x^2$ (固相线) $1412 - 80x - 395x^2$ (液相线)
热导率/[W/(cm·K)]	1.3	0.58	约 $0.046 + 0.084x$ ( $x < 0.85$ )
线胀系数/ (1/K)	$2.6 \times 10^{-6}$	$5.9 \times 10^{-6}$	$(2.6 + 2.55x) \times 10^{-6}$ ( $x < 0.85$ ) $(7.53x - 0.89) \times 10^{-6}$ ( $x > 0.85$ )

对于 Si 基 SiGe 吸收层的光电探测器, 选择不同的 Ge 组分可以使探测器工作在光纤传输的三个低损耗窗口  $\lambda=0.8\mu\text{m}$ 、 $1.31\mu\text{m}$  和  $1.55\mu\text{m}$  附近。 $0.8\mu\text{m}$  波段可以用作芯片中的光互联, 一方面可以利用价格相对低廉的 GaAs 激光器做光源, 另一方面这个波长范围内的光可以直接采用 Si 光电探测器进行探测。采用应变 SiGe 量子阱材料作为有源层的光电探测器可以实现  $1.31\mu\text{m}$  波段的短距离城域网光纤通信系统。 $1.55\mu\text{m}$  波段的红外光电探测器可以用在长距离干线光纤通信系统中, 这通常需要生长更高组分的 Ge 材料。

### 3.1.3 DBR 反射镜的材料

为了制备出高光学品质的分布式布拉格反射镜, 对于构成 DBR 反射镜的材料有三点最基本的要求:

- (1) 和衬底晶格匹配
- (2) 材料间的折射率差大
- (3) 对工作波长的光透明

在化合物半导体中, 材料的折射率随着禁带宽度的收缩而增加。由于构成 DBR 材料的禁带宽度必须要大于有源区的禁带宽度, 这限制了 DBR 材料可能获得的折射率差的大小。从而对 DBR 高反射带的宽度, 反射率等产生影响。构成谐振腔的分布布拉格反射镜(DBR)的设计是整个器件设计的关键, 因为它不仅影响到谐振腔的波长选择特性, 同时也与探测器的量子效率有着密切的关系。为了改善传统光电探测器的响应速率和量子效率特性, 通常的设计方案是在 SiGe/Si 多量子阱波导光电探测器波导结构的两端分别加上 DBR 结构的顶镜和底镜构成谐振腔。DBR 反射镜材料的选取主要根据光学薄膜的增反原理。与 Si 相关的反射镜材料主要涉及到两大类, 一是 Si/SiO<sub>2</sub>、Si/air, 另一类则是 SiGe/Si 介质膜体系。其中第一类 Si/SiO<sub>2</sub>、Si/air 介质膜系的相对折射率差较大, 是理想的反射镜材料。与此相类似的还有 Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 材料等, 但是这些介质膜材料属于非晶或多晶态, 直接使用外延设备无法生长。而现在商用的 SOI、SIMOX 等利用掩埋在硅片中间的 SiO<sub>2</sub>, 可获得较大的反射率, 因而可以用于在 Si RCE 光电探测器的制作中<sup>[60]</sup>。C. Li 等人利用 Sol-Gel 键合技术成功制作了掩埋型 Si/SiO<sub>2</sub> 反射镜的硅基片, 并且获得较高的反射率<sup>[61]</sup>。

在本文中我们将采用 Si/SiO<sub>2</sub> 介质薄膜作为 DBR 反射镜, 来设计用于 RCE 光电探测器的谐振腔, 并对构成谐振腔的反射镜的反射率及谐振腔的特性等进行分析研究。

### 3.1.4 吸收层的材料

在半导体 Si 微电子技术快速发展的同时,一些与 Si 工艺兼容又可制备处某些性能更好的器件和电路的材料及工艺得到了发展。此处所说硅基材料是指 SiGe(固溶体)材料、SOI 材料等。

早在二十世纪五十年代,  $Si_{1-x}Ge_x$  材料的一些特性就已经引起了许多研究者的注意,但由于受到当时工艺水平和生产条件的限制,使得对材料的深入研究遇到困难,在相当长的时期内,  $Si_{1-x}Ge_x$  材料的性质研究、生长与应用等一直没有取得实质性的进展。随着科技的不断进步,薄膜生长技术也开始有了新的进展,特别是 Si 分子束外延生长技术(MBE)的成熟,使得生长异质外延材料的质量有了根本的提高,为  $Si_{1-x}Ge_x$  材料充分展现出其优良的特性提供保证。

到了八十年代, Bell 实验室及 AEG 利用分子束外延技术研究出性能优良的应变  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 异质结构,并且具有十分诱人的能带结构,成为半导体材料领域颇受重视的新的发展热点。

第一个  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 异质结双极晶体管(HBT) 在 1987 年研制成功,开创了将  $Si_{1-x}Ge_x$  材料成功应用于电子器件的先河。在以后的几年内,  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 异质结双极晶体管的截止频率得到很大的提高,并于 1992 年首次发表了 SiGe HBT Bi CMOS 工艺。1994 年,在直径 200mm Si 片上制取成功。1996 年制造出大功率的 SiGe HBT。2002 年,峰值  $f_T=350\text{GHz}$  的 SiGe HBT 研制成功。与此同时,  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 材料研制的光电子器件也取得了很大的进步,  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 异质结红外光探测器及其面阵系列也相继研制成功。从这时开始,对  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 光电探测器的研究跃上了一个新的台阶。 $Si_{1-x}Ge_x$  器件性能和制备技术的不断提高使人们有理由对全 Si 光电集成的前途充满信心<sup>[100]</sup>。

由于  $Si_{1-x}Ge_x$  为间接带隙材料,在  $1.3\mu\text{m}\sim 1.55\mu\text{m}$  波段吸收系数非常小,要使其对  $1.3\mu\text{m}$  以上波长的光具有高的吸收,材料中 Ge 组分应大于 0.5。在这个条件下,临界厚度将成为限制量子效率的主要因素。为了增加探测器的量子效率,人们最初开始研制的  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 多量子阱探测器均为波导结构。

1986 年, Bell 实验室首先提出了  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 多量子阱波导型 PIN 光电探测器结构<sup>[66]</sup>,并第一次研制出工作在光纤通信低损耗窗口  $1.31\mu\text{m}$  的  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 多量子阱探测器,量子效率为 10%。中科院半导体所采用 RCE 结构研制出  $1.3\mu\text{m}$  的  $Si_{1-x}Ge_x$  / Si 多量子阱光电探测器<sup>[67]</sup>,如图 3-3 所示。

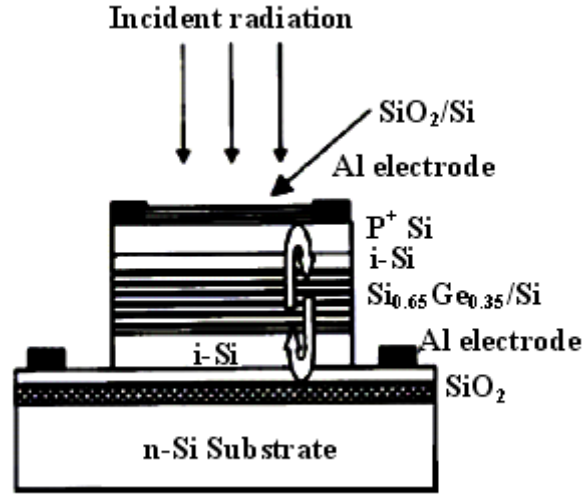


图 3-3 SiGe/Si 多量子阱材料的 RCE-PIN 探测器的器件结构

另外,由于 Si 和 Ge 材料的晶格失配度达到 4.2%,在 Si 衬底上外延生长  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  合金材料需要遵循一定的原则。在 Si 衬底上直接生长的应变  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  合金层是不稳定的,应变能会随着应变层厚度的增加而增加,当层厚超过某一临界厚度  $h_c$  时,就会发生应变弛豫现象,导致界面两侧的不同原子的排列错开,进而使得应变减小。共度生长的单个应变层的临界厚度值  $h_c$  满足如下方程<sup>[71]</sup>:

$$h_c = \frac{1}{\varepsilon} \frac{b(1-\nu \cos^2 \theta)}{8\pi(1+\nu) \cos \lambda} \ln \left( \frac{4h_c}{b} \right) \quad (3-3)$$

对于 SiGe 应变层,参数  $\nu=0.28$  (为泊松比),  $\cos \lambda = \cos \theta = 0.5$ ,  $b$  为 Burgers 矢量,大小约 0.4nm,因此式 3-3 可以简化为:

$$h_c = \frac{0.023}{\varepsilon} \ln \left( \frac{4h_c}{b} \right) \quad (3-4)$$

设 SiGe 层的厚度为  $h$ , Si 层的厚度为  $H$ ,共度生长在 Si (100) 衬底上的包含  $N$  个周期的 SiGe/Si 多层应变层结构总的厚度  $T=N(h+H)$ 。在每层 SiGe 厚度均低于临界厚度的前提下,对应于  $N$  个周期的 SiGe 层的总临界厚度满足:

$$Nh = \frac{0.223}{\varepsilon} \ln \left( \frac{4N(h+H)}{b} \right) = \frac{0.55}{x} \ln [10N(h+H)] \quad (3-5)$$

以上式子即 Matthews-Blakeslee 模型,它反映了位错弛豫的热平衡过程。上式反映出材料的生长应尽量增加有源层的厚度,以增加其对光的吸收系数。考虑到 SiGe 合金具有的间接带隙材料的性质,因此在设计和制作探测器过程中,一方面



要加大 Ge 组分、增加有源层的厚度以增加吸收系数，另一方面也要对器件结构进行优化设计以增加探测器的效率。在本论文中，我们将采用 SiGe 量子阱材料作为器件的吸收层，对 RCE 光电探测器的结构进行合理设计，并对探测器的特性进行分析研究。

### 3.2 构成谐振腔的 DBR 反射镜的设计

在 RCE 光电探测器中，对构成谐振腔的两个反射镜的反射率有严格要求，同时要求反射谱的中心波长和谐振腔的谐振波长相匹配。而且在 RCE 光电探测器中，反射镜一般是由多层半导体薄膜构成的 DBR，DBR 形成同型异质结会引入很大的串联电阻，为了实现器件的高速响应，要求对构成谐振腔的 DBR 的材料和结构进行优化设计<sup>[35]</sup>。

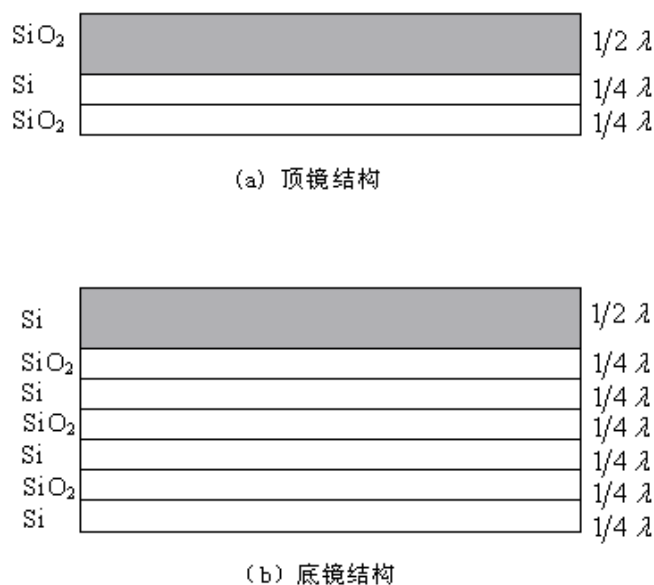


图 3-4 加入虚设层的 DBR 反射镜的结构示意图

在 DBR 反射镜的生长工艺中，随着生长周期数的增加，由于每一层厚度控制都有误差，特别是生长的均匀性的误差，整个 DBR 反射镜与设计的理想反射镜相比误差就会越来越大，要获得高质量的理想的反射镜也就越困难<sup>[34]</sup>。另外，太多的 DBR 周期数会增加器件的串联电阻，降低器件的性能。所以在设计的时候要在获得高量子效率的同时，考虑尽量减少每个 DBR 生长的周期数，以有利于器件的制作。为了解决这个问题，我们设计了图 3-4 所示的 DBR 反射镜的结构。顶镜

和底镜均由若干对的 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成。

在本文 RCE 光电探测器的谐振腔的设计中，我们打破了传统的 DBR 反射镜为四分之一波长堆栈（QWS's）的做法，在顶镜和底镜的 QWS's 结构中的最上层加入了一层厚度为  $\lambda/2$  的附加层，从而得到一种新的反射镜结构<sup>[62]</sup>。在顶镜和底镜中加入的这层厚度为  $\lambda/2$  的薄膜称为“虚设层”，通常用于平滑膜系的分光特性。根据光学薄膜理论的分析，光垂直入射进入薄膜中时，在中心波长  $\lambda_0$  处，虚设层并不影响其原来膜系的反射和透射特性。但在其他波长处，薄膜的特征矩阵不再是单位矩阵，对膜系的反射和透射特性是有影响的<sup>[81]</sup>。虚设层的加入使得光入射的各层介质的折射率高低交替变化，使得反射镜在较低的 Si-SiO<sub>2</sub> 层的对数的情况下得到较高的反射率，避免了为提高反射率而生长更多的 Si-SiO<sub>2</sub> 层，导致了对工艺要求的增加。

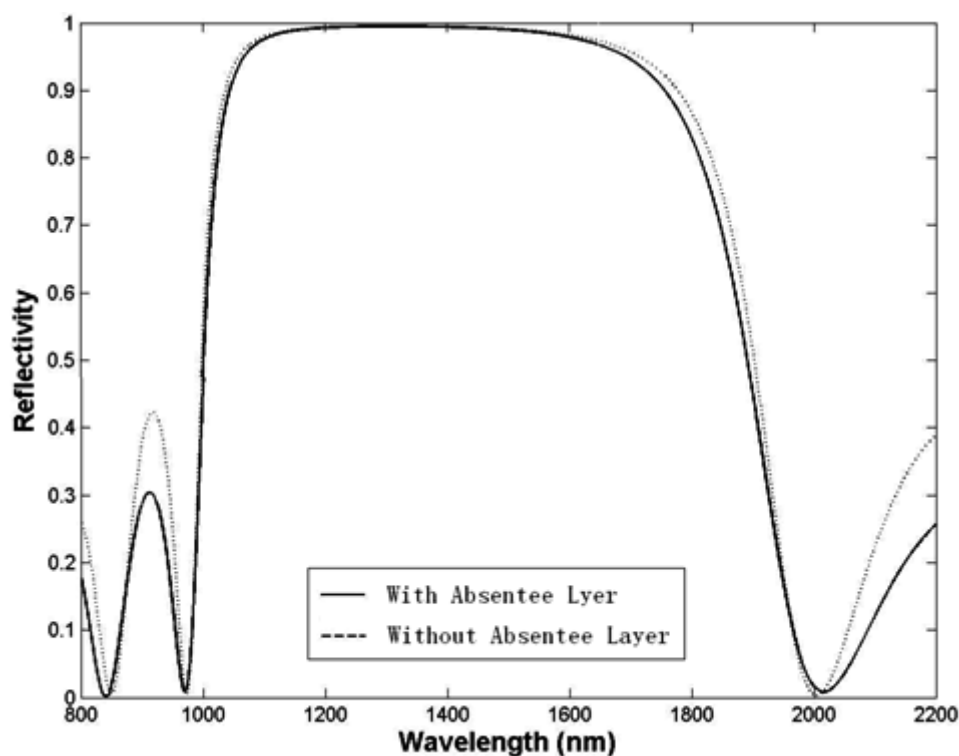


图 3-5 加入虚设层的底镜与普通 QWS's 的反射率比较，底镜由 4 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成

从图 3-5 中可以看出，4 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的底镜的反射率在中心波长附近已经接近 100%，加入了虚设层的底镜的反射率在中心波长附近与普通的 QWS's 几乎没有差别，但是在其他波长处，加入虚设层的底镜对非中心波长的反射率的抑制较普通的 QWS's 更强，增强了谐振腔的波长选择特性，进而提高了器件的光谱

响应灵敏度。

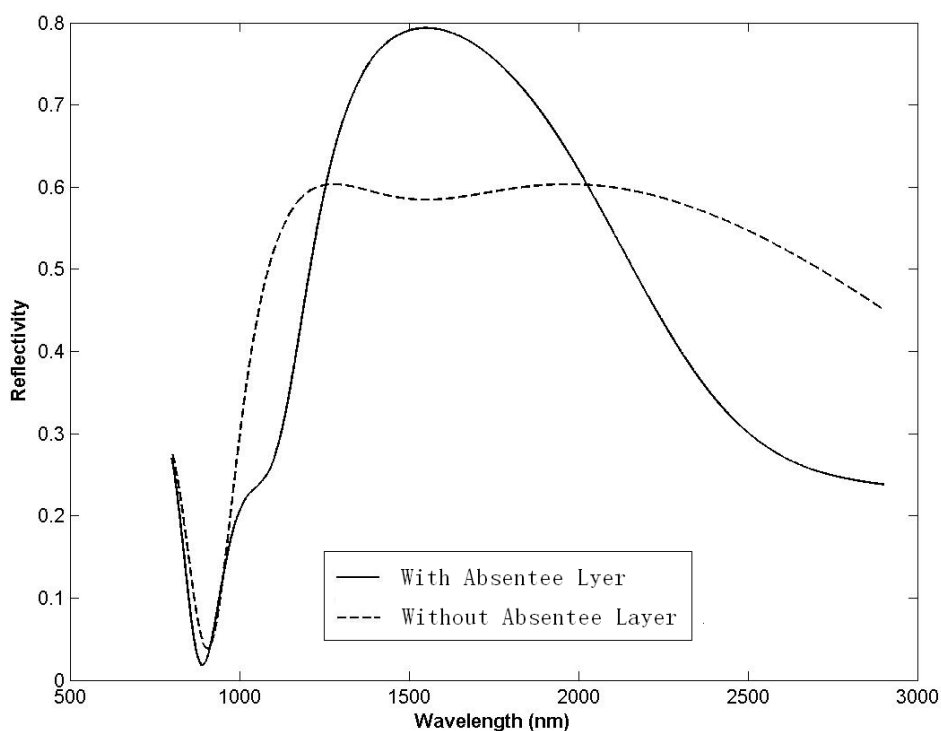


图 3-6 加入虚设层的顶镜与普通 QWS's 的反射率比较，顶镜由 1 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成

图 3-6 所示为加入了虚设层的 DBR 顶镜的反射率与波长的关系，虚线为没加入虚设层的普通 QWS's 反射镜。从图中可以明显看出，加入了虚设层的顶镜的反射率较普通 QWS's 反射镜的反射率明显提高，并且中心波长的反射率更为突出，对其他波长处的反射率的抑制作用加强。这证明了上面分析的“虚设层”理论的正确性。

### 3.3 RCE 光电探测器的结构设计

通常的 RCE 光电探测器结构都是采用正入射的方式，即采取图 3-7 所示的器件结构，在衬底上依次生长下 DBR、p-i-n 激活层、上 DBR。为了简化器件的结构，上 DBR 还常常直接利用空气-半导体界面的反射，其反射率约为 34%。

本文中，我们将采用 3.2 节设计的加入了虚设层的 DBR 反射镜构成的谐振腔和 SiGe 材料作为吸收层来设计用于光通信波长范围的 RCE 光电探测器，其结构如图 3-8 所示。顶镜和底镜的最上层的厚度均为二分之一中心波长，入射光从顶镜进入 RCE 光电探测器，在顶镜与底镜构成的谐振腔的作用下光场在其中反射，并

得到谐振增强，SiGe 吸收层吸收其中的光场能量，并将其转换为电信号输出。下一章我们将采用此结构图对 Si 基 SiGe 吸收层的 PIN 型 RCE 光电探测器的特性进行分析研究。

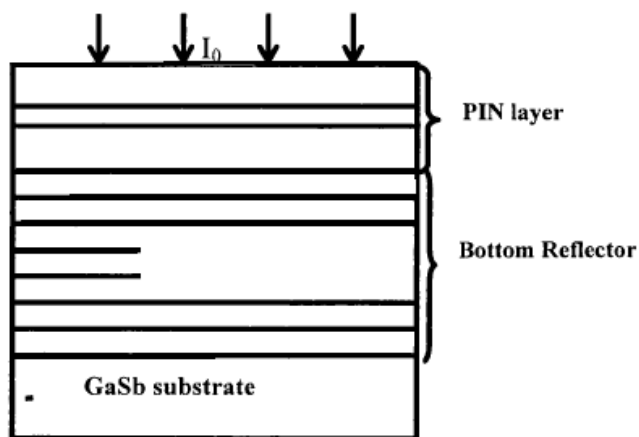


图 3-7 典型的 RCE 光电探测器结构，谐振腔在衬底与空气—半导体界面组成的上反射镜之间

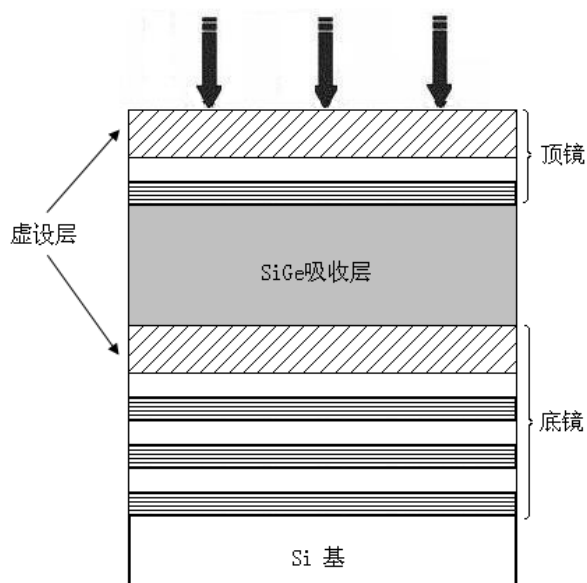


图 3-8 Si 基 SiGe 吸收层的 RCE 光电探测器结构

### 3.4 小结

本章主要对谐振腔增强型光电探测器的材料及结构进行了分析和研究。介绍了 SiGe/Si 多量子阱材料的基本性质，并探索了提高硅基光电探测器性能的可能途径。在设计 DBR 反射镜的时候，提出了“虚设层”的概念，并将其引入到 RCE

### 第三章 RCE 光电探测器的研究及结构设计

光电探测器的谐振腔的设计中，打破传统的 DBR 反射镜为四分之一波长堆栈 (QWS's) 的做法，在顶镜和底镜的 QWS's 结构中的最上层加入了一层厚度为  $\lambda/2$  的附加层，从而得到一种新的反射镜结构，并与普通的 QWS's 作了对比分析，证明了虚设层理论的正确性。最后一节在综合本章讨论的材料和谐振腔的基础上设计了 PIN 型 RCE 光电探测器的结构，并进行了分析说明，为后面的模拟分析和研究奠定了结构基础。

下一章将针对本章设计的 RCE 光电探测器的主要特性，如反射镜的反射率、量子效率、驻波效应、谐振腔的谐振增强效应等进行数值模拟和分析，并得出结论。

## 第四章 RCE 光电探测器的数值模拟与分析

谐振腔增强型光电探测器相比普通的 PIN 型光电探测器由于加入了谐振微腔，因而使得器件具有高量子效率、高响应速度、波长选择性探测等特性。本章将针对上一章设计的 RCE 光电探测器进行系统的数值模拟与分析。在考虑 SiGe 吸收层的高折射率的影响下，分析由不同对数 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的顶镜和底镜的反射率与波长的关系，并分析了不同波长下的反射相移。从吸收层中光场的分布出发详细推导了器件的量子效率公式，进行了数值仿真与分析。然后在考虑驻波效应的情况下分析了驻波效应对器件量子效率的影响，并给出了结论。最后详细分析了谐振腔的加入对 RCE 光电探测器的性能的影响，并进行了说明。

综合本章的分析研究，我们对 Si 基 SiGe 吸收层的 RCE 光电探测器的设计和理论证明，对设计制造光通信用高性能谐振腔增强型光电探测器具有指导意义。

### 4.1 DBR 反射镜的反射率

许多研究者在已发表的论文中对 QWS's 反射镜反射率的计算和测量是在自由空间中进行的，但是在真实器件中，SiGe 材料因为 Ge 组分的引入，使得 SiGe 材料的折射率要高于 Si。因此，受吸收层高折射率的影响，膜系的反射率会发生变化。本文中，我们用传输矩阵法计算膜系的反射率的时候，考虑了吸收层高折射率的影响，模拟仿真得到了真实器件中 DBR 反射镜的反射率随波长的变化关系，如图 4-1 和 4-2 所示。

从图 4-1 中可以看到，当底镜 Si-SiO<sub>2</sub> 层取四对的时候，得到了顶部非常平坦的反射率曲线，其在 1.31 $\mu$ m 和 1.55 $\mu$ m 这两个通信窗口处的反射率都接近 99%，得到了比较理想的结果。再增加 Si-SiO<sub>2</sub> 层的对数，反射率的增加幅度很小，而且会增加对生长工艺的要求，进而增加成本。因此，底镜对数的选取应根据设计要求并兼顾制造成本综合考虑。

#### 第四章 RCE 光电探测器的数值模拟与分析

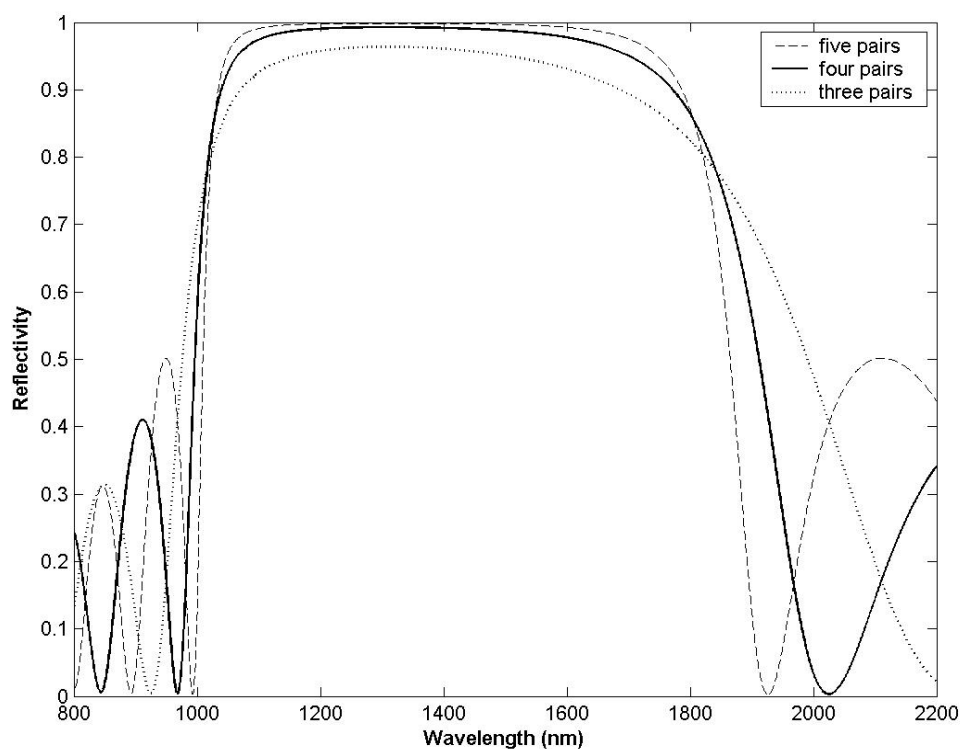


图 4-1 考虑吸收层影响的真实器件中不同对数 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的底镜的反射率

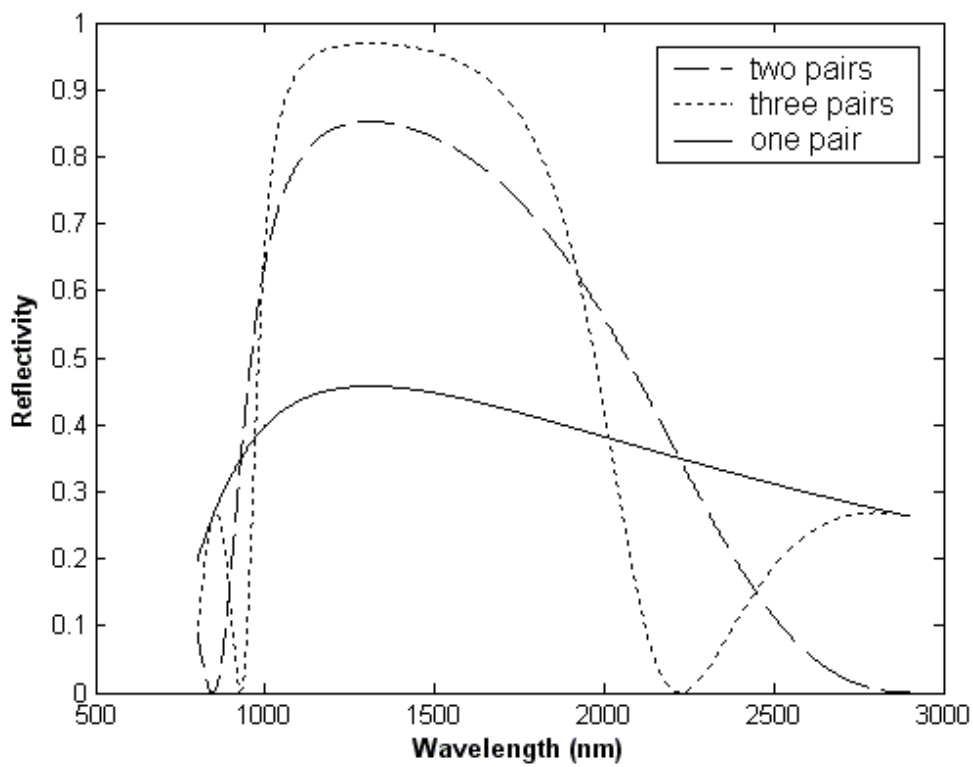


图 4-2 考虑吸收层影响的真实器件中不同对数 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的顶镜的反射率

在图 4-2 中, 随着构成顶镜的 Si-SiO<sub>2</sub> 层对数的增加, 顶镜的反射率也随之增加, 并且波长的通带范围也随着变窄。但是, 考虑到顶镜进光的作用, 其反射率不宜过高。

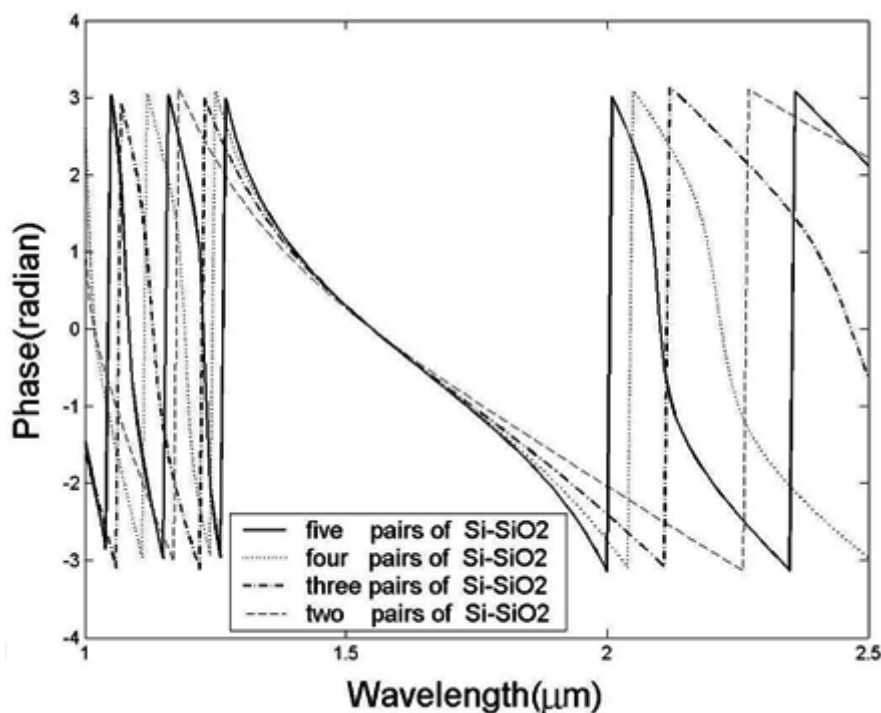


图 4-3 不同对数 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成底镜的反射相移与波长的关系

图 4-3 所示为不同对数 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的底镜的反射相移与波长的关系。从图中可以看出, 反射镜的反射相移是随波长变化而变化的, 因此在计算器件的量子效率的时候必须考虑反射镜的反射相移的影响。另外, 在 1.55 $\mu\text{m}$  处, 反射镜的反射相移几乎为 0, 在计算时可以忽略。

从本节对构成谐振腔的 DBR 反射镜的数值模拟仿真及分析中我们可以看到, 在 1.31 $\mu\text{m}$  和 1.55 $\mu\text{m}$  这两个通信窗口处, 采用一对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的顶镜的反射率约为 45%, 采用四对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的底镜的反射率可以达到 98.4%, 并且由于顶镜和底镜的 Si-SiO<sub>2</sub> 层的对数都不多, 因此降低了对生长工艺的要求, 同时也降低了制作成本, 对实际设计制作 RCE 光电探测器的反射镜具有指导意义。

## 4.2 器件的量子效率

半导体材料中的光吸收包括带间吸收、能带同杂质能级之间的吸收和自由载流子吸收。只有那些吸收光子产生光生载流子的过程才会对光电流有贡献。在 PIN



#### 第四章 RCE 光电探测器的数值模拟与分析

光电二极管中，i 层为一本征材料层，在反向偏压下完全耗尽。光子在耗尽层中被吸收，电场很快将其产生的电子和空穴分隔开来。而空间电荷区之外产生的载流子在被收集之前会复合掉，从而导致光生载流子浓度的降低。在吸收层的两边采用宽带隙材料，加以足够的反偏压，使吸收层完全耗尽，就可以排除这种复合效应。采用量子效率来描述每一个入射光子产生电子-空穴对的几率，其定义为：

$$\eta = \frac{\text{生成的电子-空穴对数量}}{\text{入射光子数量}} \quad (4-1)$$

RCE 光电探测器的特点是将薄的吸收层放入 Fabry-Perot 腔中，借助于 F-P 腔的谐振增强效应，从而使得器件的响应速度得到提高的同时，保证了器件的量子效率。量子效率是 RCE 光电探测器中最重要的一个特性参数，量子效率定义为每个入射光子产生的贡献于光电流的电子数目，它反映了入射光子转换成光电子的效率。为了提高量子效率，可以采用以下的方法：提高吸收层的吸收效率，即让吸收层尽量吸收入射光子；提高少子寿命，减少复合率。对于图 3-8 所示的器件结构，我们从器件的光场分布出发来推导出器件的量子效率。

在吸收层中，总的光场分布可表示为： $E(x) = E_f(x) + E_b(x)$ ， $E_f(x)$  和  $E_b(x)$  分别代表前向传输光场和后向传输光场。基于多电场干涉理论，

$$E_f(x) = E_{f1}(x) + E_{f2}(x) + \dots = \frac{tE_i e^{\frac{\alpha}{2}x} e^{j\beta x}}{1 - r_b r_t e^{-\alpha L} e^{j(2\beta L + \phi_t + \phi_b)}} \quad (4-2)$$

$$E_b(x) = \frac{tE_i e^{\frac{\alpha}{2}x} r_b e^{j\beta[(2L-x) + \phi_b]}}{1 - r_b r_t e^{-\alpha L} e^{j(2\beta L + \phi_t + \phi_b)}} \quad (4-3)$$

式中， $E_i$  为入射场； $\alpha$  为吸收层的吸收系数； $\beta$  为传输常数； $L$  为吸收层的厚度。 $\phi_t$ 、 $\phi_b$  分别代表顶镜和底镜的反射相移，并忽略  $N^+$  和  $P^+$  接触层的厚度。总的光场分布可表示为：

$$|E(x)|^2 = \frac{E_i^2 (e^{-\alpha x} + r_b^2 e^{-\alpha(2L-x)} + 2r_b^2 e^{-\alpha L} \cos(2\beta(L-x) + \phi_b))}{1 + r_b^2 r_t^2 e^{-2\alpha L} - 2r_b r_t e^{-\alpha L} \cos(2\beta L + \phi_t + \phi_b)} \times (1 - r_t^2) \quad (4-4)$$

(4-11) 式的前提是假设所有的光生载流子都能到达电极，并且考虑了波长与反射率、反射相移的关系。因此得到，

$$E_{abs}^2 = \int_0^L \alpha |E(x)|^2 dx \quad (4-5)$$

从而由量子效率的定义得到：

$$\eta = \frac{E_{abs}^2}{E_i^2} = \frac{(1 - e^{-\alpha L} + r_b^2(e^{-\alpha L} - e^{-2\alpha L}) + \frac{\alpha}{\beta} r_b^2 e^{-\alpha L} (\sin(\phi_b + 2\beta L) - \sin \phi_b))}{1 + r_b^2 r_t^2 e^{-2\alpha L} - 2r_b r_t e^{-\alpha L} \cos(2L\beta + \phi_t + \phi_b)} \times (1 - r_t^2) \quad (4-6)$$

化简后得到：

$$\eta = \frac{(1 + r_b^2 e^{-\alpha L}) \times (1 - e^{-\alpha L}) + \frac{\alpha}{\beta} r_b^2 e^{-\alpha L} (\sin(\phi_b + 2\beta L) - \sin \phi_b)}{1 + r_b^2 r_t^2 e^{-2\alpha L} - 2r_b r_t e^{-\alpha L} \cos(2L\beta + \phi_t + \phi_b)} \times (1 - r_t^2) \quad (4-7)$$

式 (4-7) 是考虑了顶镜和底镜的反射相移的波长依赖性，并假设所有的光生载流子都能被电极接收时器件的量子效率。从上式可以看出，谐振腔的谐振增强效应表现在  $\sin$  和  $\cos$  这两项中。随着吸收层的厚度及波长的变化，量子效率在最大值与最小值之间变化。使得器件最终只对某些特定的波长具有较高的量子效率，而在其他的波长处，量子效率被抑制，在由  $2\beta L + \phi_t + \phi_b = 2m\pi$ ，( $m=1, 2, 3, \dots$ ) 决定的共振点处量子效率被周期性的增强。从 4-7 式可以得到在共振点处的量子效率极值为

$$\eta_{\max} = \frac{1 + r_b^2 e^{-\alpha L}}{(1 - r_t r_b e^{-\alpha L})^2} \times (1 - r_t^2)(1 - e^{-\alpha L}) \quad (4-8)$$

在无共振效应的点，即  $2\beta L + \phi_t + \phi_b = (2m+1)\pi$ ，( $m=1, 2, 3, \dots$ ) 处，由于前向传播的光场与后向传播的光场之间的振幅干涉作用，整个腔内的电场振幅被压缩，导致量子效率在此处被抑制。

上述的分析中，我们忽略了谐振腔中不同区域折射率的不同，更进一步的分析需要考虑不同区域折射率的变化以及吸收系数的变化，具体可以参考文献 [36],[39],[59]。

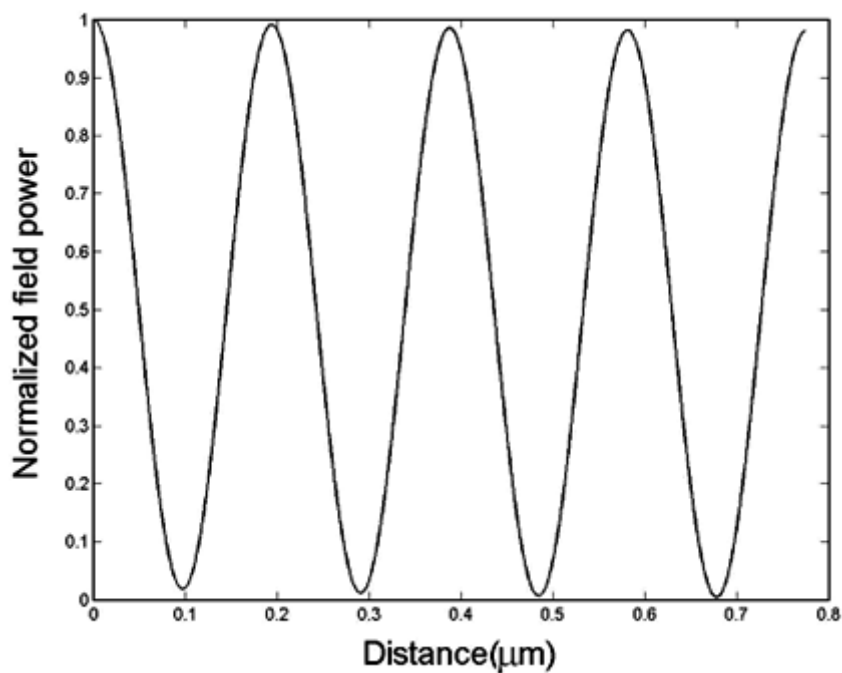


图 4-4 吸收层中归一化的光场分布

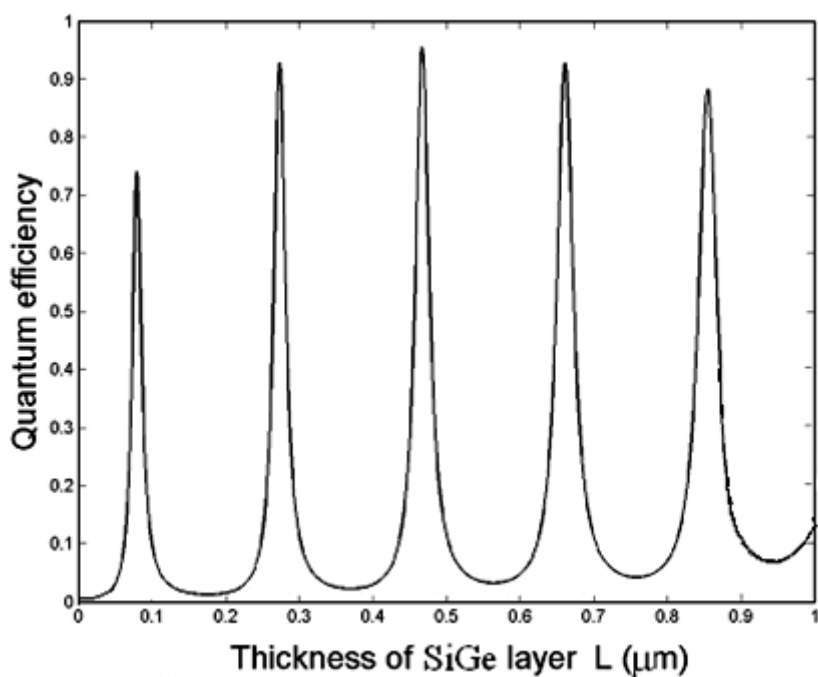


图 4-5 在  $1.55\mu\text{m}$  波长处，量子效率与 SiGe 吸收层厚度的关系

图 4-4 为考虑了驻波效应和反射相移的影响，顶镜取 1 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层，底镜取 4 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层时，吸收层中的归一化的光场分布情况。从图中可以看出，为了使  $1.55\mu\text{m}$  波长的光在吸收层中相长干涉，吸收层的光学厚度应取为半波长的整数倍，

在本文的设计中，取半波长的 4 倍， $3.1\mu\text{m}$  作为吸收层的光学厚度，则吸收层的物理厚度约为  $0.86\mu\text{m}$ 。

图 4-5 所示为器件的量子效率与 SiGe 吸收层的厚度的关系，其中顶镜取 1 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层，底镜取 4 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层，中心波长为  $1.55\mu\text{m}$ 。图 4-5 对设计制作 RCE 光电探测器具有重要的意义，根据图中所示，对于确定的探测中心波长，我们可以选择合适的吸收层的厚度使得器件的量子效率达到最大。对于  $1.55\mu\text{m}$  的中心波长，从图中可以看出，当吸收层的厚度取  $0.28\mu\text{m}$ 、 $0.47\mu\text{m}$ 、 $0.67\mu\text{m}$ 、 $0.86\mu\text{m}$  时，器件的量子效率可以达到极大值。

图 4-6 和 4-7 表示对于分别由 4 对和 3 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的底镜，不同顶镜构成的器件的量子效率与入射光波长的关系，其中器件结构已经为  $1.55\mu\text{m}$  波长的探测作了优化。通过对比图 4-6 和图 4-7 可以发现，器件的量子效率会随着底镜中 Si-SiO<sub>2</sub> 层的对数的增加而增加，结合图 4-1 可以知道，在顶镜不变的情况下，器件的量子效率会随着底镜反射率的增加而增加，并且在  $1.55\mu\text{m}$  波长处，顶镜为 1 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层，底镜由 4 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的器件的量子效率明显比顶镜无 Si-SiO<sub>2</sub> 层，底镜由 3 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的器件高。

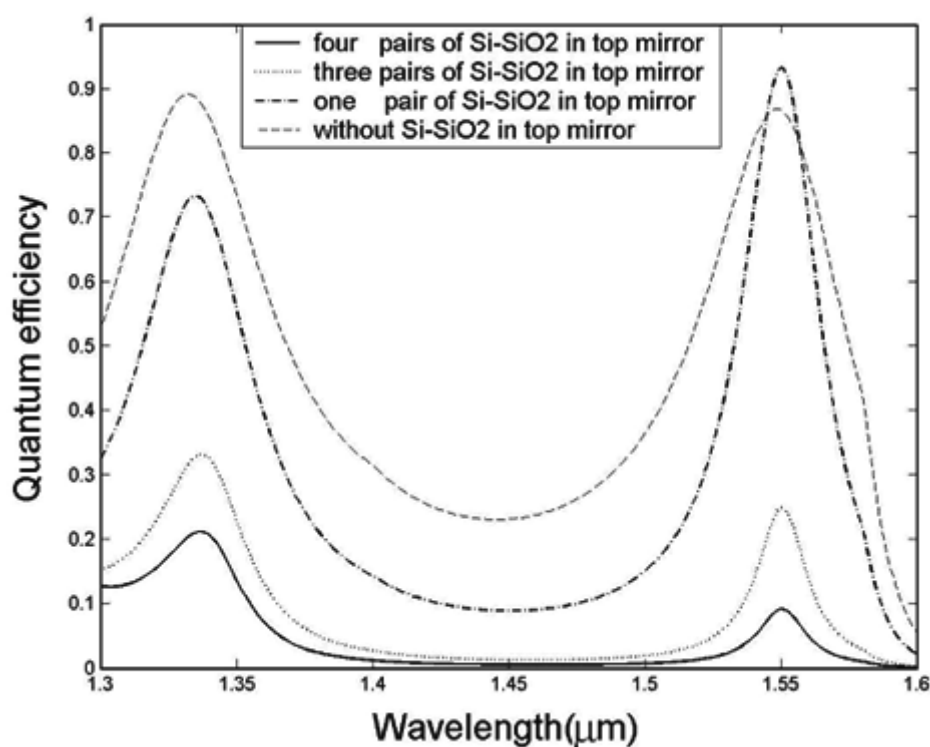


图 4-6 器件的量子效率随波长的变化，其中底镜由 4 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成

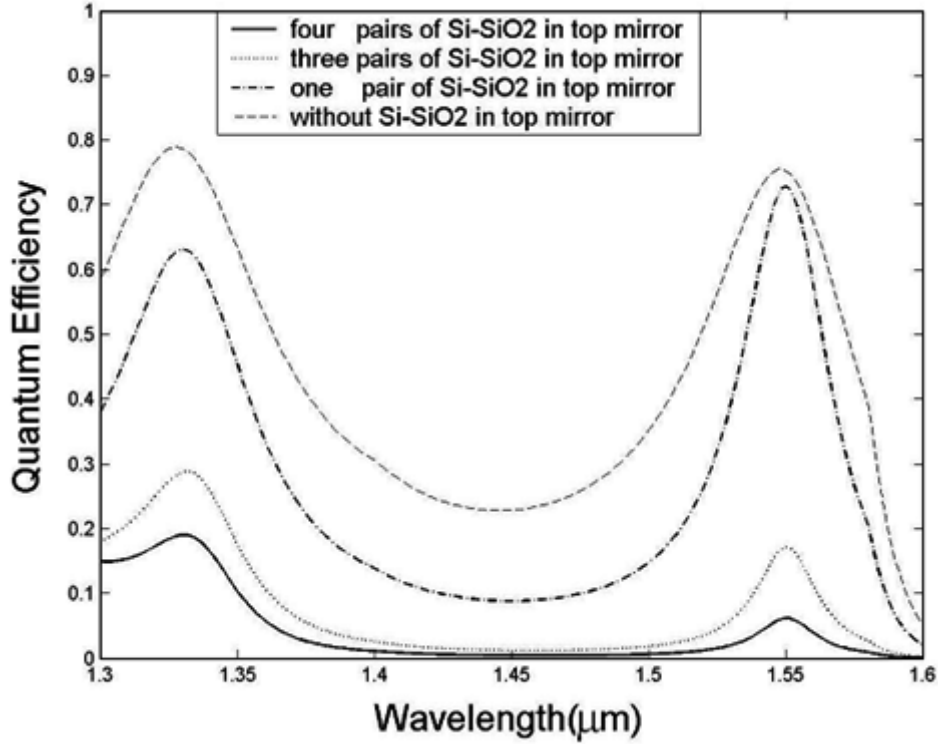


图 4-7 器件的量子效率随波长的变化，其中底镜由 3 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成

但是在图 4-6 中，器件在 1.55μm 处的量子效率并不是简单的随着顶镜反射率的变化而变化，而是对于一个确定的底镜反射率，有一个最优化的顶镜反射率，使得器件的量子效率达到最大值。在这个条件下，量子效率的表达式 4-7 可以简写为：

$$\eta_{\max} = \frac{1 + r_b^2 e^{-\alpha L}}{(1 - r_t r_b e^{-\alpha L})^2} \times (1 - r_t^2)(1 - e^{-\alpha L}) \quad (4-9)$$

此时，顶镜和底镜的反射率应满足关系：

$$r_t^2 = r_b^2 e^{-2\alpha L} \quad (4-10)$$

在图 4-6 中，底镜的反射率的理论值为 98.4%，按照式 4-10 的计算，为了达到最大的量子效率，顶镜的反射率应为 40%。从以上的模拟分析中可以看出，对于普通的顶部反射镜，在 1.55μm 处，其反射率约为 26%，由 1 对 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的顶镜的反射率约为 45%，已经比较接近最优化的顶镜反射率 40%。在图 4-6 中，底镜的反射率约为 86%。在实际的 RCE 光电探测器的设计制作中，不管是 Si-SiO<sub>2</sub> 层的对数，还是构成 Si-SiO<sub>2</sub> 层的 Si 和 SiO<sub>2</sub> 的厚度均可以改变，以满足实际探测

器件的要求。

从本节对 RCE 光电探测器的量子效率的推导分析和数值模拟中可以看到，器件的量子效率会随着顶镜和底镜的反射率、吸收层的吸收系数及厚度、波长等因素的变化而变化。因此在设计应用于光纤通信系统的光电探测器的时候，应充分考虑到上述因素对量子效率的影响，对于选定波长范围的光，合理选择相关参数进行器件的设计，以满足实际设计中的最优化条件，进而得到最大的量子效率。

### 4.3 驻波效应对量子效率的影响

在上面的分析中，光波的空间分布被忽略。实际上量子效率随着吸收层的位置的不同而变化，这就是所谓的驻波效应。当探测器的吸收层很厚，以至于达到几个驻波波长时，可以忽略驻波效应，但在吸收层很薄时，以至于其光学厚度不到一个驻波周期，驻波效应则表现得非常明显，此时在量子效率的计算中则必须考虑驻波效应，把  $\alpha$  用  $\alpha_{eff}$  代替：

$$\alpha_{eff} = SWE\alpha \quad (4-11)$$

其中

$$SWE = 1 + \frac{2R_2}{\beta L(1+R_2^2)} [\sin \beta L \cos(\beta L + \varphi_2)] \quad (4-12)$$

上式表明 SWE 直接依赖于底镜的反射率和相移，同时通过共振条件  $2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2 = 2m\pi$ ，间接依赖于顶镜的相移。对于一个理想的底镜 ( $R_2 = 1$ ,  $\varphi_2 = 0$ ) 和顶镜 ( $\varphi_1 = 0$ ) 的谐振腔来说，SWE 可以简化为：

$$SWE = 1 + \cos(\pi) \frac{\sin \beta L}{\beta L} = 1 \pm \frac{\sin \beta L}{\beta L} \quad (4-13)$$

式 4-13 中 “+” 和 “-” 对应于吸收层处于驻波的波腹和波节处。

图 4-8 为驻波效应与吸收层厚度的线性关系，图 4-9 为吸收层厚度取对数的时候与驻波效应的关系。从这两幅图中可以看出，当吸收层的厚度非常小（小于  $1\mu\text{m}$ ）时，驻波效应的存在使得吸收层的吸收系数在  $0-2\alpha$  之间剧烈的变化，极大的影响了器件的量子效率，而当吸收层的厚度逐渐增大时，驻波效应的影响也逐渐减小趋于平稳。

#### 第四章 RCE 光电探测器的数值模拟与分析

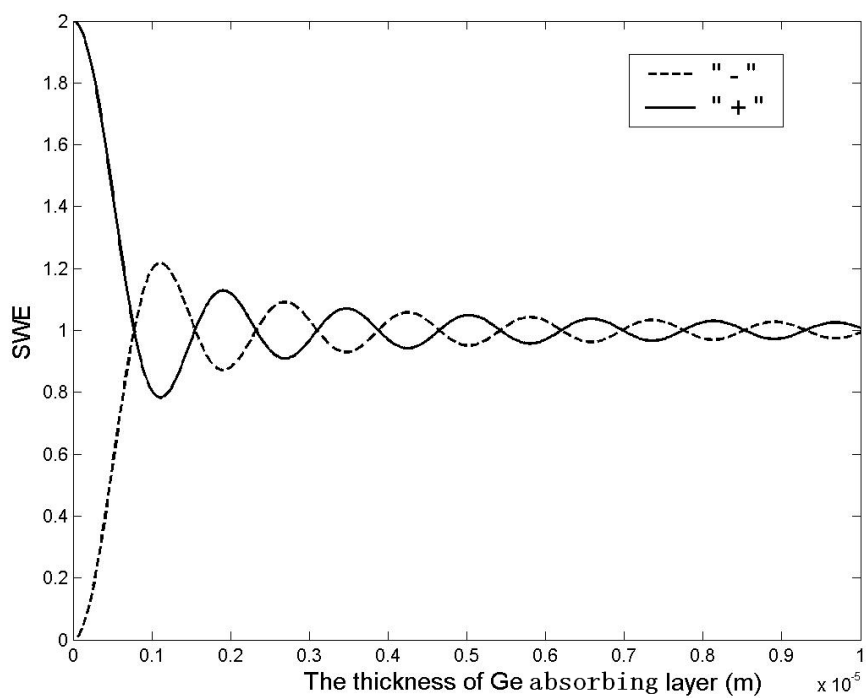


图 4-8 SWE 与吸收层厚度的关系

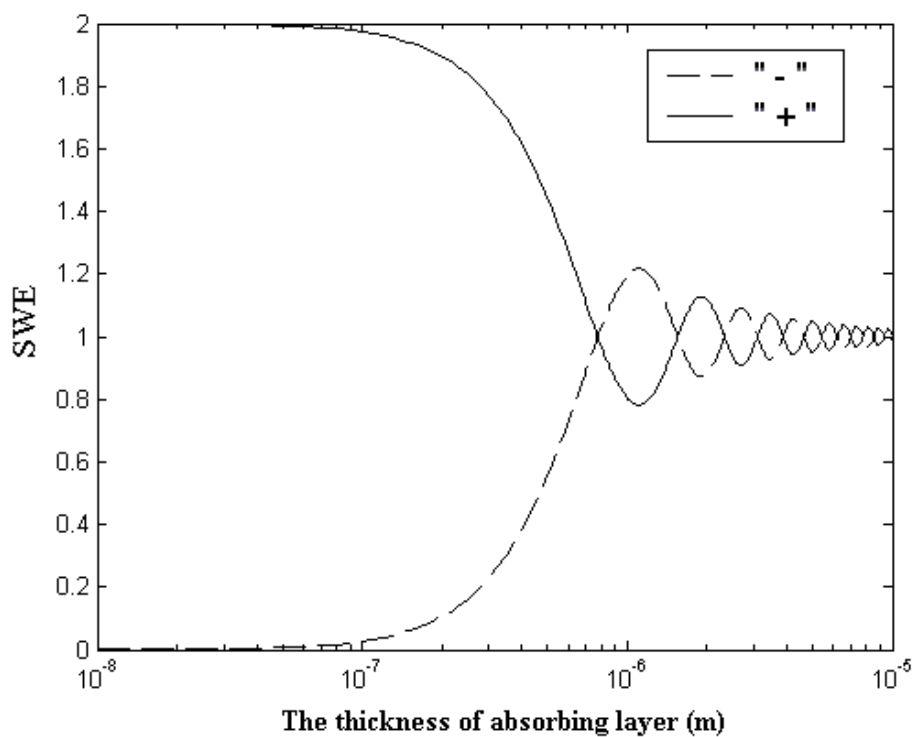


图 4-9 SWE 与吸收层厚度的对数关系

综合以上分析，器件的量子效率可以表示为：

$$\eta = \frac{(1 + r_b^2 e^{-SWE\alpha L}) \times (1 - e^{-SWE\alpha L}) + \frac{\alpha}{\beta} r_b^2 e^{-SWE\alpha L} (\sin(\varphi_b + 2\beta L) - \sin \varphi_b)}{1 + r_b^2 r_t^2 e^{-2SWE\alpha L} - 2r_b r_t e^{-SWE\alpha L} \cos(2L\beta + \varphi_t + \varphi_b)} \times (1 - r_t^2) \quad (4-14)$$

将谐振条件  $\cos(2\beta L + \varphi_t + \varphi_b) = 1$  带入上式，得到谐振波长处的量子效率峰值：

$$\eta = \frac{(1 + r_b^2 e^{-SWE\alpha L}) \times (1 - e^{-SWE\alpha L}) + \frac{\alpha}{\beta} r_b^2 e^{-SWE\alpha L} (\sin(\varphi_b + 2\beta L) - \sin \varphi_b)}{(1 - r_t r_b e^{-SWE\alpha L})^2} \times (1 - r_t^2) \quad (4-15)$$

当忽略顶镜和底镜的反射相移时，谐振波长处的峰值量子效率可以简写为：

$$\eta = \frac{1 + r_b^2 e^{-S W \cdot \alpha L}}{(1 - r_t r_b e^{-S W \cdot \alpha L})^2} \times (1 - r_t^2) \times (1 - e^{-S W \cdot \alpha L}) \quad (4-16)$$

式 4-16 表明 RCE 光电探测器的量子效率与器件结构材料参数存在着优化的对应关系。如果满足优化条件：

$$R_t = R_b e^{-2\alpha L} \quad (4-17)$$

此时 RCE 光电探测器能得到的最大量子效率为：

$$\eta_{\max} = \frac{(1 + r_b^2 e^{-S W \cdot \alpha L}) \times (1 - e^{-S W \cdot \alpha L})}{1 - r_t r_b e^{-S W \cdot \alpha L}} \quad (4-18)$$

#### 4.4 谐振腔的谐振增强效应

在谐振腔增强型光电探测器中，特别是对于由高品质因素的谐振腔构成的 RCE 光探测器，由于谐振腔内光场能量大幅度提升，导致更多的光场能量被吸收层吸收，使得器件的量子效率得到提高。与普通的光电探测器(即没有反射镜  $R_t=R_b=0$ )相比，在吸收层厚度相同的情况下，谐振腔对量子效率的增强效应反应在量子效率公式中含有  $R_t$  和  $R_b$  的项。将量子效率公式中含有  $R_t$  和  $R_b$  的项合在一起记为内光场能量增强因子 IPEF(Internal Power Enhancement Factor)，则 IPEF 的表达式如下：



$$IPEF = \left\{ \frac{(1 + R_b e^{-\alpha L})}{1 - 2\sqrt{R_t R_b} e^{-\alpha L} \cos(2\beta L + \varphi_t + \varphi_b) + R_t R_b e^{-2\alpha L}} \right\} \times (1 - R_t) \quad (4-19)$$

忽略非吸收层对光场能量的吸收后，根据式 4-19 可计算得到谐振腔增强型光电探测器在底镜反射率为 0.99、0.9，顶镜的反射率分别为 0.9、0.3、0.05 时，内光场能量增强因子（IPEF）随  $\alpha L$  的变化关系如图 4-10 所示。当谐振腔的  $\alpha L$  很小时，IPEF 可以超过 10。特别当 DBR 反射镜的反射率很高时，IPEF 甚至可以超过 50。从图 4-10 可以看出随着  $\alpha L$  的增加，IPEF 迅速下降，特别是对于由高反射率的反射镜构成的谐振腔来说，IPEF 还可以降到 1 以下。这主要是因为随着吸收层厚度的增加，吸收层对入射光的吸收能力也同时增强，入射光场在到达底镜之前大部分就已经被吸收层所吸收，从而使得  $E_b$  大大降低。

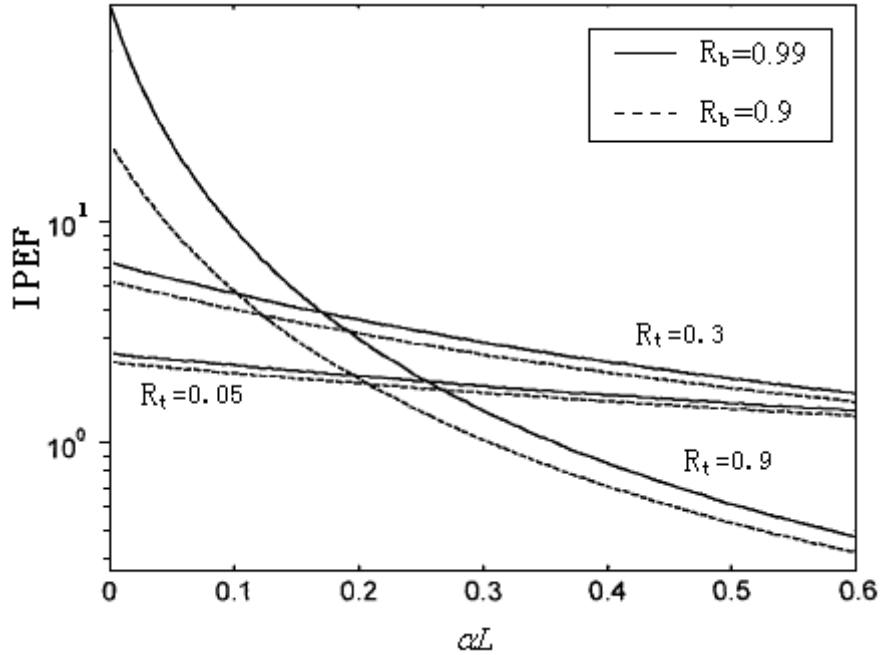


图 4-10 IPEF 在不同的  $R_t$ 、 $R_b$  下随  $\alpha L$  的变化关系

将式 4-19 两端乘以  $(1 - e^{-\alpha L})$  即可得到量子效率的表达式。假设  $R_b = 0.99$ ， $R_t$  分别为 0.9、0.5、0.05 时，可以计算得到器件的量子效率随  $\alpha L$  变化的关系，如图 4-11 所示。图 4-11 中对比了底镜反射率为 0.99，顶镜反射率分别为 0.05、0.3、0.5、0.9 时探测器的量子效率与  $\alpha L$  的关系，图中还同时给出了传统的 PIN 型光电探测器（即  $R_t = 0.3$ ， $R_b = 0$  时）的量子效率随  $\alpha L$  变化的关系作为对比。从图中可以看出，RCE 型光电探测器的量子效率相比普通无谐振腔的 PIN 型光电探测器有了很大的提高，其最大值甚至接近于 1（ $R_b = 0.99$ ）。从图 4-12 中我们还可以看到，顶镜和底

镜反射率的高低直接影响到 RCE 光电探测器的量子效率。底镜反射率越大，量子效率的最大值就越大；顶镜反射率越大，量子效率的最大值就越小。同时，量子效率的最大值位置也会随着顶镜反射率的增大而向着  $\alpha L$  减小的方向移动。

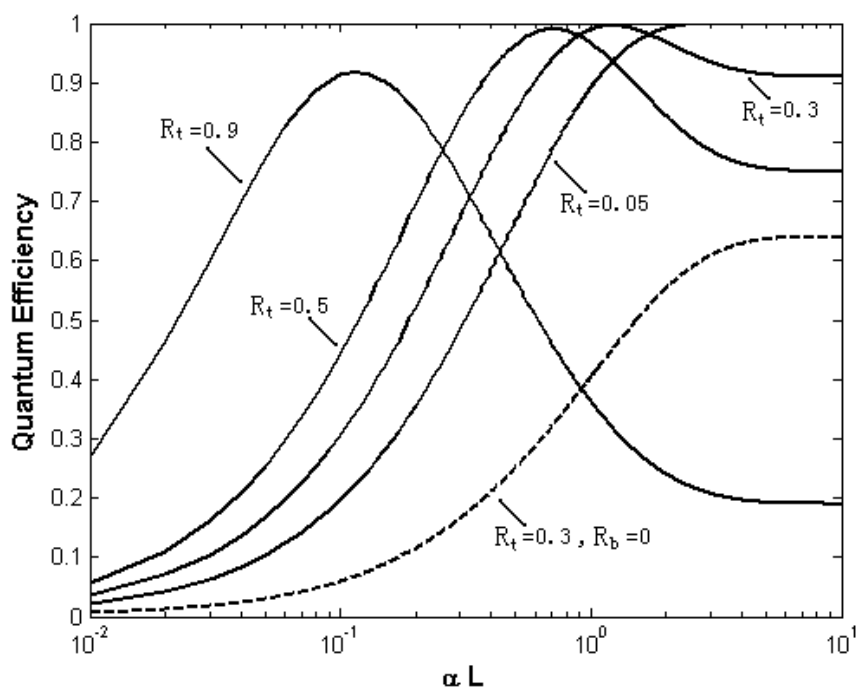


图 4-11 不同的  $R_t$  下，量子效率随  $\alpha L$  的变化关系，其中  $R_b=0.99$

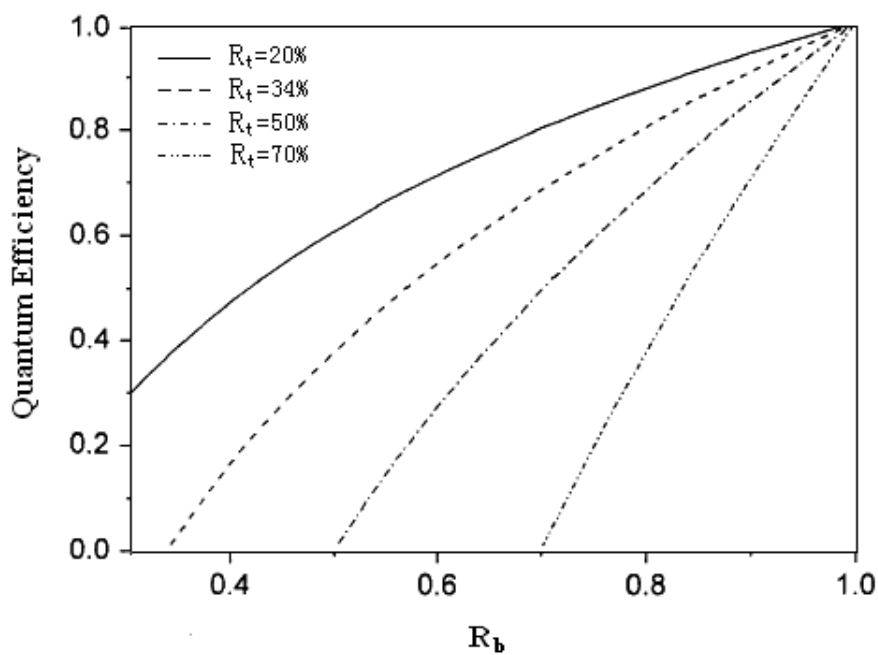


图 4-12 量子效率随极值  $R_b$  的变化关系

对式 4-7 两边微分，我们可以得到当满足条件  $R_t = R_b e^{-2\alpha L}$  的时候，器件的量子效率取最大值。图 4-12 给出了在满足上述条件时，对于不同的顶镜反射率，器件的量子效率最大值随底镜反射率  $R_b$  变化的关系。实际上当  $R_b=1$  时，量子效率在理想情况下最大值都可以取到 1。

#### 4.5 RCE 光电探测器的优化设计

从谐振腔增强型光电探测器结构的提出到近年来，对谐振腔增强型光电探测器已经有了很多研究，并对 DBR 材料及构成的顶镜和底镜的反射率、吸收层材料和厚度、器件的结构等影响器件性能的几个关键因素的设计与优化做了分析。但这些分析只是针对某一项或某几项因素，而 RCE PD's 的各项因素是互相关联，相互影响的。当有几项设计达到最优时，其他因素可能没有达到优化条件或者工艺实现困难，这样难以实现器件的整体优化设计。本节从设计一个实际的用于光纤通信的长波长 RCE PD's 出发，充分考虑器件各个因素的相互制约关系，系统的分析了 RCE PD's 特性，对器件整体设计进行了优化。

首先，根据实际所需探测波长选择材料系。本文中对于光纤通信用光电探测器，我们选择吸收层为  $Si_xGe_{1-x}$  材料系，构成顶镜和底镜材料为 Si/SiO<sub>2</sub> 对。

然后确定底镜的对数和反射率。因为底镜的反射率越高越好，因此，在兼顾制作成本和工艺的前提下，尽可能的提高底镜的反射率，也就是增加构成底镜的 Si/SiO<sub>2</sub> 层的对数。从图 4-1 可以看出，当构成底镜的 Si-SiO<sub>2</sub> 层取四对的时候，得到了顶部非常平坦的反射率曲线，其在 1.31μm 和 1.55μm 这两个通信窗口处的反射率都接近 99%，得到了比较理想的结果。再增加 Si-SiO<sub>2</sub> 层的对数，反射率的增加幅度很小，而且会增加对生长工艺的要求，进而增加成本。因此在本文中，优化设计底镜的 Si-SiO<sub>2</sub> 层的对数为 4 对，理论计算得到其反射率约为 98.4%。

接下来，确定吸收层的厚度及顶镜对数。本文中，通过数值模拟吸收层中的光场分布、器件量子效率与吸收层的厚度的关系等，对 SiGe 吸收层的厚度在 1.55μm 处进行优化设计。再根据最大量子效率条件：

$$r_t^2 = r_b^2 e^{-2\alpha L} \quad (5-1)$$

结合底镜的反射率、吸收层的物理厚度和吸收系数，可以计算出顶镜的最佳反射率，然后结合不同 Si-SiO<sub>2</sub> 层对数构成的顶镜的反射率和波长的关系的数值模拟图可以得出顶镜 Si-SiO<sub>2</sub> 层对数为 1 对时，其最优化反射率最接近最佳反射率。最后考虑驻波效应等因素对器件量子效率的影响，对吸收层的吸收系数用有效吸收系

数代替，从而得到更精确的分析结果。

以上对谐振腔增强型光电探测器的分析和优化设计可以用来指导实际的器件设计和制作，并通过计算机模拟预测器件的结构和材料的参数，找出最优化的器件结构和相应的材料参数，可以使器件性能达到最佳状态，从而减少实验次数，节省研究经费，提高研究效率。

## 4.5 小结

本章针对上一章设计的 RCE 光电探测器的特性进行了系统的数值模拟与分析。在考虑 SiGe 吸收层的高折射率的影响下，分析了由不同对数 Si-SiO<sub>2</sub> 层构成的顶镜和底镜的反射率与波长的关系，并分析了不同波长下的反射相移。从吸收层中光场的分布出发详细推导了器件的量子效率公式，进行了数值仿真与分析。然后在考虑驻波效应的情况下分析了驻波效应对器件量子效率的影响，并给出了结论，详细分析了谐振腔的加入对 RCE 光电探测器的性能的影响，进行了相关说明。最后从光纤通信系统的实际应用出发，对 RCE 光电探测器的结构进行了分析研究和优化设计。

综合本章的分析，我们对 Si 基 SiGe 吸收层的 RCE 光电探测器的设计和数值模拟，对设计制造光通信用高性能谐振腔增强型光电探测器具有指导意义。

## 第五章 总结

目前,随着光纤通信技术的迅猛发展,人们对光纤通信用光电探测器的要求也越来越高,谐振增强型光电探测器(RCE PD's)的出现,较好的满足了对高速高量子效率光电探测器的需求,各种新型结构的谐振强增强型光电探测器也不断被人们研究出来,并向商用化发展。作为光纤通信波段十分重要的探测器材料——SiGe/Si 多量子阱以其易与硅基光回路集成,低成本等优势,长期以来受到人们的广泛关注。本章将结合本文对器件的分析和设计以及数值分析得到的结果,进行总结和对光纤通信用 RCE 光电探测器进行展望。

### 5.1 工作总结

本文首先介绍了波分复用系统中的解复用接收技术的发展以及 RCE 光电探测器的产生和相关背景,并对光纤通信用 RCE 光电探测器的发展历程作了详细介绍,分析了 RCE 光电探测器的发展方向,为本文的研究工作做了铺垫。然后对 RCE 光电探测器的一般结构、器件的工作原理和进行理论分析用的光学传输矩阵分析方法做了详细的分析与推导,使后文的分析有了理论基础。接下来对 RCE 光电探测器的材料、构成谐振腔的 DBR 反射镜的结构、器件的整体结构等进行了分析和研究。将现代光学薄膜技术中的“虚设层”理论引入 RCE 光电探测器的 DBR 反射镜的设计中,并设计出能用于光纤通信的 Si 基 SiGe 吸收层 PIN 型 RCE 光电探测器。最后对所设计的光电探测器的特性包括 DBR 反射镜的反射率、器件的量子效率等进行了数值模拟仿真和分析,并针对谐振腔探测器的结构特点,分析了驻波效应对量子效率的影响和谐振腔的谐振增强效应。

综合本文的分析研究,我们对 Si 基 SiGe 吸收层的 RCE 光电探测器的设计和数值模拟方法,对设计制造能符合要求的光纤通信用高性能谐振腔增强型光电探测器具有指导意义。

### 5.2 工作展望

光纤通信中的波分复用系统对解复用接收技术有很高要求。可以预见,未来

的 WDM 解复用接收技术应该具有的重要特点包括：高速响应，信道中心波长位置可调谐，单片集成。同时也应具有的其他特点：调谐时间短，偏振无关，信道波长分辨能力强，温度稳定性高，结构紧凑，成本低廉等。谐振腔增强型光电探测器在一定程度上解决了 PD 的量子效率和响应速度之间存在相互制约的问题，波长选择性和高响应速度与高量子效率等特性使得 RCE PD 一经问世就成了 WDM 系统解复用接收应用的理想选择。但还有一部分特性没有很好体现：如可调谐，良好的通带特性、可与其他器件集成等。因此，需要进一步开发 RCE 光电探测器件的性能以实现这些特性。可以预见，在不久的将来，RCE 光电探测器作为光纤通信用解复用器件必将得到更大的发展和应用。

## 致 谢

## 致 谢

本论文的研究工作是在我的导师张晓霞教授的悉心指导和热情关怀之下完成的。从文献的阅读、论文的选题，到数值模拟仿真、阶段性的指导以及论文结构安排、论文修改等，每一项工作都凝聚了张老师的心血和汗水。在三年的研究生阶段学习中，张老师扎实的理论知识，严谨求实的治学态度，诲人不倦的工作作风和高度的工作责任感使我受益良多。在生活中，张老师心胸豁达开阔，平易近人，对我们的在校生活十分关心，在地震时期始终惦记着我们，并时刻嘱咐我们注意身体健康和生命安全，使我们感受到了长辈的和蔼可亲。张老师还对我们的个人发展提出了许多有益的指导和建议。三年来，从张老师那里汲取到的许多有益的思想和工作经验以及生活上的许多做人做事的方法和态度，将会对我一生的学习、工作和生活产生积极的影响。在此向张老师致以最衷心的感谢和最诚挚的敬意！

感谢熊彩东副校长、廖云处长等研究生院领导和研究生招生办公室唐灿主任以及研究生院其他老师们，是他们在工作中给了我耐心的指导和帮助，使我能尽快熟悉所负责的工作，并减少我的工作量和工作时间，为我的论文撰写提供了充足的时间保障！

这里还要感谢我的兄弟王欢和毛谨师兄在 **MATLAB** 数值模拟仿真方面对我的帮助，以及教研室的王仕超、王祥斌、王栋、陈煦、陈青松、顾一弘、张伟、王炳义、朱琳等同学，是大家的相互学习和交流使我在学习和生活等各个方面有了更多的收获和感悟。另外，还要特别感谢我的家人和女朋友在生活方面给予的关心和照顾，你们是我成长的幕后英雄！也谢谢这三年来相识、相交、甚至只有一面之缘的各位朋友！

最后，感谢为审阅我的论文而付出辛勤劳动的专家学者们！

## 参考文献

- [1] 闻和, 顾婉仪. 长距离光纤传输关键技术. 通信世界, 2003, 4: 43-44
- [2] 王加莹. 5490km Ultra long haul WDM system. 光通信技术, 2004, 10: 4-7
- [3] 黄章勇. 光纤通信用光电子器件和组件. 北京: 北京邮电大学出版社, 2001, 167-205
- [4] 徐素妍, 计国, 高丽鹃. 现代光纤通信系统. 北京: 科学出版社, 2005, 127-139
- [5] 顾培夫, 白胜元, 李海峰等. 密集型波分复用薄膜干涉滤光片的设计. 光学学报, 2002, 22(7): 794-797
- [6] 王启明. 支撑光网络发展的光电子器件研发现状与趋势. 中国科学院院刊, 2002, 2: 89-94
- [7] Y. M. El-Batawy, M. J. Deen. Resonant cavity enhanced photodetectors (RCE-PDs) structure, material, analysis and optimization. Proc. of SPIE, 2003, Vol. 4999: 363-378
- [8] T. Watanabe, Y. Inoue. Polymeric arrayed waveguide grating multiplexer with wide tuning range. Electron Lett, 1997, Vol. 33(18): 1547-1548
- [9] D. Sadot, E. Boimovich. Tunable optical filters for dense WDM networks. IEEE Communications Magazine, 1998, Vol. 36(12): 50-55
- [10] J. A. Jervase, Y. Zebda. Characteristic analysis of resonant-cavity-enhanced(RCE) photodetectors. Quantum Electron, 1998, Vol. 34(7): 1129-1134
- [11] 陈荔群, 李成. 硅基波导共振增强型光电探测器的设计与模拟. 半导体学报, 2006, 8: 1476-1479
- [12] L. W. Tu, E. F. Schubert, Kopf, et al. Vertical cavity surface emitting lasers with semitransparent metallic mirror and high quantum efficiencies. Appl. Phys. Lett, 1990, Vol. 57, 2045-2047
- [13] M. S. Ünlü, S. Strite. Resonant cavity enhanced photonic devices. Appl. Physics. Reviews, 1995, Vol. 78(2): 607-639
- [14] H. Tan, E. L. Hu, J. E. Bowers, et al. Modeling and performance of waferfused resonant cavity enhanced photodetectors. IEEE J. Quantum. Electron, 1995, Vol. 31(10): 1863-1875
- [15] M. S. Unlu, B. M. Onat, Y. Leblebici. Transient simulation of hetero-junction photodiodes-Part2: analysis of resonant cavity enhanced photodetectors. Lightwave Technology, 1995, Vol. 13(3): 406-415
- [16] Y. M. El-Batawy, M. J. Deen, N. R. Das. Analysis, optimization and SPICE modeling of



## 参考文献

- resonant cavity enhanced PIN photodetector. *Lightwave Technology*, 2003, Vol. 21(9): 2031-2043
- [17] Z. Djuric, P. Krstajic, M. Smiljanic. Influence of carrier diffusion on the response of a resonant cavity enhanced detector. *Quantum Electronics*, 2002, Vol. 38(2):197-202
- [18] H. H. Tung, C. P. Lee. Design of a resonant-cavity-enhanced photodetector for high speed applications. *Quantum Electronics*, 1997, Vol. 33(5):753-760
- [19] Gokkavas, M. S. Unlu, O. Dosunmu, et al. Resonant cavity enhanced photodiodes with a broadened spectral peak. *LEOS 2001*, Vol. 2, 768-769
- [20] M. K. Emsley, O. Dosunmu, M. S. Unlu, High-speed resonant-cavity-enhanced silicon photodetectors on reflecting silicon-on-insulator substrates. *Photonic Technology*, 2002, Vol. 14(4):519-521
- [21] D. I. Babic, S. W. Corzine. Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors. *Quantum Electronics*, 1992, Vol. 28(2): 514-524
- [22] 刘凯, 黄永清, 任晓敏. 考虑不同层材料折射率差时的谐振腔增强型光电探测器分析. *光电子·激光*, 1998, 9(5):360-371
- [23] F. Y. Huang, A. Salvador, X. Gui, et al. Resonant-cavity GaAs/InGaAs/AlAs photodiodes with a periodic absorber structure. *Appl. Phys. Lett*, 1993, Vol. 63(2):141-143
- [24] E. Ozbay, M. S. Islam, et al. Fabrication of high-speed resonant schottky photodiodes. *Photonics Technol. Lett*, 1997, Vol. 9(5): 675-677
- [25] N. Dahan, A. Niv, G. Biener, et al. Coherent control of thermal emission from SiC due to coupled resonant cavity structure. *LEOS*, 2008, 1-2
- [26] S. Chung, Y. T. Lee, A method to tune the cavity-mode wavelength of resonant cavity-enhanced photodetectors for bidirectional optical interconnects. *Photonic Technology Letters*, 2006, Vol. 18(1):46-48
- [27] 董天临. 光纤通信与光纤通信网. 北京:清华大学出版社, 2005, 139-152
- [28] 韩一石, 强则焯, 许国良. 现代光纤通信技术. 北京:科学出版社, 2005, 147-161
- [29] S. V. Gryshchenko, A. A. Dyomin, V. V. Lysak. Theoretical study of the quantum efficiency of InGaAs\_GaAs resonant cavity enhanced photodetectors. *OPT 2007*, 20-22
- [30] A. Beling, J. C. Campbell. InP based high-speed photodetectors. *Lightwave Technology*, 2009, Vol. 27(3):343-355
- [31] J. Guo, Y. Zuo, Y. Zhang, et al. Simulation research of nonlinear behavior induced by the

- charge-carrier effect in resonant-cavity-enhanced photodetectors. *Lightwave Technology*, 2007, Vol. 25(9):2783-2790
- [32] M. Ghioni, A. Gulinatti, I. Rech, et al. Progress in silicon single photon avalanche diodes. *Quantum Electronics*, 2007, Vol. 13(4):852-862
- [33] M. Ghioni, G. Armellini, P. Maccagnani, et al. Resonant cavity enhanced single-photon avalanche diodes on reflecting silicon substrates. *Photonics Technology Letters*, 2008, Vol. 20(6):413-415
- [34] 王小东, 吴旭明, 王青等. 数值分析渐变 DBR 对垂直腔面发射激光器谐振腔模的影响. 2006, 27(11): 1021-1024
- [35] 唐海侠, 王启明. 构成谐振腔的光子晶体端面反射镜的设计. *光子学报*, 2008, 37(1): 19-49
- [36] 田招兵, 顾溢, 张永刚. InP 基  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  光电探测器的量子效率优化. *红外与毫米波学报*, 2008, 27(2): 18-58
- [37] A. K. Ganguly, A. Ganguly, M. Bhoumic, et al. High-speed metal-semiconductor-metal photodiode. *ICIIS*, 2008, 1-4
- [38] S. V. Gryshchenko, A. A. Demin, V. V. Lysak. Quantum efficiency and reflection in resonant cavity photodetector with anomalous dispersion mirror. *CAOL 2008*, 229-232
- [39] S. V. Gryshchenko, A. A. Demin, V. V. Lysak, et al. Optical absorption and quantum efficiency in the resonant-cavity detector with anomalous dispersion layer. *NUSOD 2008*, 77-78
- [40] M. Casalino, L. Sirleto, L. Moretti, et al. Fabrication and characterization of resonant cavity enhanced silicon photodetectors at 1.55  $\mu\text{m}$ . *5th IEEE International Conference on*, 2008, 1-3
- [41] S. V. Gryshchenko, A. A. Dyomin, V. V. Lysak, et al. Influence of anomalous dispersion layer thickness and position on optical absorption and quantum efficiency in the resonant-cavity detector. *MMET 2008*, 133-135
- [42] M. Casalino, L. Sirleto, L. Moretti, et al. Silicon resonant cavity enhanced photodetectors based on internal photoemission effect. *Proc. of SPIE*, 2007, Vol. 6619, 311-314
- [43] Y. G. Xiao, Z. Q. Li, Z. M. Simon. Modeling of resonant cavity enhanced separate absorption charge and multiplication avalanche photodiodes by Crosslight APSYS. *Proc. of SPIE*, 2007, Vol. 6660, 141-148
- [44] N. Quack, P. Rust, S. Blunier, et al. Mid-infrared tunable resonant cavity enhanced detectors employing vertically moving comb drive actuated MEMS micromirrors. *LEOS*, 2008, 174-175

## 参考文献

- [45] M. Garrigues, R. Gil-Sobraques, J. Leclercq, et al. High performance InP/InGaAs strained quantum well interband photodiodes for nir resonant photodetection. IRPM, 2008, 1-4
- [46] K. Kishino, M. S. Ünlü Resonant cavity enhanced (RCE) photodetectors. Quantum Electronics, 1991, Vol. 27(8):2025-2034
- [47] 武鹏, 黄永清, 任晓敏等. 新型的波长选择波导光电探测器的研究. 光电子·激光, 2005, 16(2):129-134
- [48] G. Abaeiani, V. Ahmadi, K. Saghafi. Design and analysis of resonant cavity enhanced waveguide photodetectors for microwave photonics applications. Photonics Technology Letters, 2006, Vol. 18(15):1597-1599
- [49] A. G. Dentai, R. Kuehnbhotla, J. C. Campbell, et al. High quantum efficiency, long wavelength InP/InGaAs microcavity photodiode. Electron.Lett, 1991, Vol. 27(23):2125-2126
- [50] N. E. Hunt, E. F. Schubert, G. J. Zydzik. Resonant-cavity PIN photodetectors utilizing an electron-beam evaporated Si-SiO<sub>2</sub> micro cavity. Appl. Phys. Lett, 1993, Vol. 63(3):391-393
- [51] M. Gokkavas, B. M. Onat, M. S. Unlu, et al. Design and optimization of high-speed resonant cavity enhanced Schottky photodiodes. Quantum Electronics, 1999, Vol. 35(2):208-215
- [52] B. M. Onat, M. Gokkavas, et al. 100GHz resonant cavity enhanced schottky photodiodes. Photonics Technol. Lett, 1998, Vol. 10(5):707-709
- [53] U. Prank, et al. MSM photodetector with integrated fabry-perot resonator for wavelength demultiplexing high bandwidth receivers. Appl. Phys. Lett, 1993, Vol. 62(2):129-130
- [54] S. L. Zhou, D. P. Peng, Y. L. Qin, et al. On the performance analysis and design of a novel shared-layer integrated device using RCE p-i-n PD/SHBT. Proc. of SPIE, 2007, Vol. 6782, 0J1-0J8
- [55] S. S. Murt, K. A. Anselm, et al. Resonant-cavity-enhanced (RCE) separate absorption and multiplication (SAM) avalanche photodetector (APD). Photonics Technol. Lett. 1995, Vol. 7(12):1486-1488
- [56] R. Kuchibhotla, A. srinivasan, et al. Low-voltage high-gain resonant-cavity avalanche photodiode. Photonic Technology Letters, 1991, Vol. 3(4):354-356
- [57] E. Mao, D. R. Yankelevich, et al. Wavelength-selective semiconductor in-line fiber photodetectors. Electronics Letters, 2000, Vol. 36(6):515-516
- [58] K. Liu, Y. Q. Huang, X. M. Ren. Exact numerical analysis of resonant cavity enhanced photodetectors with matrix simulation. Proc. of SPIE, 1998, Vol. 3532, 122-126
- [59] V. S. Sinnis, M. Seto, W. T. Hooft, et al. Silicon-based resonant-cavity-enhanced photodiode

with a buried SiO<sub>2</sub> reflector. Appl. Phys. Lett, 1999, Vol. 74:1203-1205

- [60] C. Li, Q. Q. Yang, Q. M. Wang, et al. Fabrication of silicon-on-reflector for Si-based resonant cavity enhanced photodetectors. 50<sup>th</sup> Electronic Components and Technology Conference, 2000, 1486-1488
- [61] M. K. Emsley, Silicon based resonant cavity enhanced photodetectors for optical interconnects. LEOS, 2004, Vol. 1, 146-147
- [62] 任晓敏, 刘立义, 黄永清等. 谐振腔增强新光电探测器:沿革与现状. 高技术通讯, 2000, 3:102-106
- [63] 朱彬, 韩勤, 李文兵等. 高功率共振腔增强型光电探测器研究进展. 半导体光电, 2007, 28(3):306-311
- [64] N. Quack, S. Blunier, J. Dual. Tunable resonant cavity enhanced detectors using vertical MEMS mirrors. OPT 2007, 165-166
- [65] R. People. Direct band gap of coherently strained Ge Si bulk alloys on<001>silicon substrates. Phys. Rev, 1985, Vol.32:1405
- [66] H. Temkin, T. P. Pearsall, J. C. Bean, et al. GeSi strained-layer superlattice waveguide photodetectors operating near 1.3 $\mu$ m. Appl. Phys. Lett, 1986, Vol. 48(15):963-965
- [67] C. Li, Q. Q. Yang, H. J. Wang, et al. Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si resonant-cavity-enhanced photodetectors with asilicon-on-oxide reflector operation near 1.3 $\mu$ m. Appl. Phys. Lett, 2000, Vol. 77(2):157-159
- [68] L. Colace, G. Masini, G. Assanto. Ge-on Si approaches to the detection of near-infrared light. Quantum Electron, 1999, Vol. 35(12):1843-1852
- [69] G. Luo, T. H. Yang, E. Y. Chang, et al. Growth of high-quality Ge epitaxial layers on Si(100). Appl Phys, 2003, Vol. 42:L517-L519
- [70] Z. Huang, J. Oh, C. Joe. Back-side-illuminated high-speed Ge photodetector fabricated on Si substrate using thin SiGe buffer layer. Appl. Phys. Lett, 2004, Vol. 85(15):3286-3288
- [71] M. S. Unlü. Resonant cavity enhanced photonic devices. Appl. Phys. 1995, Vol. 78 (2):607-639
- [72] J. A. Jervase, Y. Zebda. Characteristic analysis of resonant-cavity-enhanced(RCE) photodetectors. Quantum Electron, 1998, Vol. 34 (7):1129-1134
- [73] Y. M. El-Batawy, M. J. Deen, N. R. Da. Analysis, optimization, and SPICE modeling of resonant cavity enhanced p-i-n photodetector. Lightwave Technol, 2003, Vol. 21(9):2013-2043
- [74] H. H. Tung, C. P. Lee. Design of a resonant-cavity-enhanced photodetector for high-speed applications. Quantum Electron , 1999, Vol. 33(5):753-761
- [75] J. A. Jervase, H. Bourdouce. Design of resonant-cavity-enhanced photodetectors using genetic

## 参考文献

- algorithms. Quantum Electron, 2000, Vol. 36(3):325-332
- [76] M. S. Leeson. Analysis of optically preamplified receivers using resonant cavity enhanced photodiodes. Optoelectronic Integration and Switching, 1997, 711-715
- [77] 任晓敏, 黄永清, J. C. Campbell 等. 一种新型高性能光电探测器结构的研究. 光电子·激光, 1998, 9(4):271-274
- [78] 王文娟, 黄辉, 黄永清等. 新型长波长可调谐光电探测器. 光电子·激光, 2006, 17(11):1283-1286
- [79] 黄永清, 刘凯, 任晓敏等. 可调谐外腔 RCE 光探测器的实验研究. 中国激光, 2000, 27(9):801-804
- [80] 傅英, 陆卫. 半导体量子器件物理. 北京:科学出版社, 2005, 230-232
- [81] 唐晋发, 顾培夫, 刘旭等. 现代光学薄膜技术. 浙江:浙江大学出版社, 2006, 20-30
- [82] F. Schaffler. Silicon-Germanium ( $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ), In: Levinshtein M, Rumyantsev S and shur M ed. Properties of advanced semicon mater. UK: John Wiley & Sons Inc, 2001. 149-155
- [83] J. D. Gressleer, G. Niu. "Silicon-Germanium hetero-junction bipolar transistors" Norwood, MA, USA: Artech house Inc, 2003. 1-25
- [84] O. I. Dosunmu, D. D. Cannon, M. K. Emsley, et al. High-speed resonant cavity enhanced Ge photodetectors on reflecting Si substrates for 1550-nm operation. Photonic Technology Lett, 2005, Vol. 17(1):175-177
- [85] T. Knodl, H. K. H. Choy, J. L. Pan, et al. RCE photodetectors based on VCSEL structures. Photon. Tech. Lett. 1998, 11:1289-1291
- [86] N. Biyikli, I. Kimukin, M. S. Unlu, et al. 45-GHz bandwidth-efficiency resonant cavity enhanced ITO-Schottky photodiodes. Photon. Technol. Lett. 2001, 13:705-707
- [87] M. Gokkavas, et al. High-speed high efficiency large area resonant cavity enhanced PIN photodiodes for multimode fiber communications. Photon. Technol. Lett. 2001, 13: 1349-1351
- [88] C. Lenox, et al. Resonant cavity InGaAs-InAlAs avalanche photodiodes with gain-bandwidth product of 290GHz. Photon. Technol. Lett. 1999, 11:1162-1164
- [89] H. Nie, K. A. Anselm, C. Hu, et al. High-speed low-noise resonant cavity avalanche photodiodes. Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1996, 392-393
- [90] S. S. Murtaza, K. A. Anselm, J. C. Campbell, et al. RCE separate absorption and multiplication avalanche photodetector (APD). Photon. Technol. Lett. 1995, 7:1486-1488
- [91] J. Kovac, et al. InAlGaAs-InGaAs-InP RCE PIN photodiode for 1300nm wavelength region. 8<sup>th</sup> Int. Conf. on Indium Phosphide and Related Materials, 1996, 219-222

- [92] 王琦, 黄永清, 任晓敏等. 新型长波长 InP 基谐振腔增强型光探测器. 中国激光, 2004, 31(12):1487-1490
- [93] M. S. Unlu, K. Kishino, H. J. Liaw, et al. A theoretical study of resonant cavity enhanced photodetectors with Ge and Si active regions. J. Appl. Phys. 1992, 71:4049-4058
- [94] S. S. Murtaza, H. Nie, J. C. Campbell, et al. Short wavelength high speed Si-based resonant cavity photodetector. Photon. Technol. Lett. 1996, 8:927-929
- [95] J. D. Schaub, R. Li, J. C. Campbell, et al. RCE high-speed Si photodiode grown by epitaxial lateral overgrowth. Photon. Technol. Lett. 1999, 11:1647-1649
- [96] J. C. Bean, J. Qi, J. C. Campbell, et al. High-speed polysilicon RCE photodiode with SiO<sub>2</sub>-Si bragg reflectors. Photon. Technol. Lett. 1997, 9:806-808
- [97] Y. Shi, J. H. Zhao, J. Sarathy, et al. RCE heterojunction phototransistors based on GaInAsSb-AlGaAsSb grown by MBE. Photon. Technol. Lett. 1998, 10:258-260
- [98] O. I. Dosunmu, D. D. Cannon, M. S. Unlu, et al. Resonant cavity enhanced Ge photodetectors for 1550 nm operation on reflecting Si substrates. Quantum Electronics, 2004, Vol. 10(4): 694-701
- [99] 邓志杰, 郑安生. 半导体材料. 北京: 化学工业出版社, 2004, 96-100
- [100] J. D. Gressler, G. Niu. Silicon-Germanium hetero-junction bipolar transistors. Norwood, MA, 2003, 1-25

## 附录

## 附录一 光学传输矩阵法分析 DBR 反射镜

```

function w=reflect(n,d,lampda,theta0)
nH=3.42;
nL=1.52;
n0=3.8;
ng=3.42;
n=[nH,nL,nH,nL,nH,nL,nH,nL,nH];
lampdamax=2200;
lampdamin=800;
lampda=lampdamin:lampdamax;
theta0=0;
d=[1550/(2*nH),1550/(4*nL),1550/(4*nH),1550/(4*nL),1550/(4*nH),1550/(4*nL),155
    0/(4*nH),1550/(4*nL),1550/(4*nH)];
nl=length(n);
for j=1:nl
    if j==1
        theta(j)=asin(1*sin(theta0)/n(j));
    else
        theta(j)=asin(n(j-1)*sin(theta(j-1))/n(j))
    end
end
theta_g=asin(n(nl)*sin(theta(nl))/3.42);
lm=length(lampda)
for lm=1:length(lampda)
    yita0=n0*cos(theta0);
    nn=n.*d.*cos(theta);
    delta=2*pi*nn./lampda(lm);

```

```
yita=n.*cos(theta)
for k=1:nl
M(:,k)=[cos(delta(k)),i*sin(delta(k))/yita(k);i*sin(delta(k))*yita(k),cos(delta(k))];
end
yita_g=3.42;
Mg=[1;yita_g];
Mt=[1,0;0,1];
for k=1:nl
Mt=Mt*M(:,k);
end
Mt=Mt*Mg;
Y=Mt(2)/Mt(1);
r=(yita0-Y)/(yita0+Y);
R(lm)=r*r';
end
%其中中心波长、折射率、DBR 反射镜中 Si-SiO2 层对数以及每层的厚度都可调整
```



## 附录二 归一化光场分布

```

%
%
    phi_t=0;
    phi_b=0;
    %反射相移，根据需要设定;
    lambda=560*10^(-9);
    beta=2*pi/lambda;
    L=1*10^(-6);
    %4.6*10^(-3)cm-1
    rb=sqrt(0.98);
    rt=sqrt(0.34);
    alpha=4.6*10^(5);
    for j=1:1000
        T(j)=j/1000;
        x(j)=T(j)*10^(-6);

        field_distribution(j)=(exp(-alpha*L)+rb^2*exp(-alpha*(2*L-x(j)))+2*rb^2*exp(-alpha*
        L)*cos(2*beta*(L-x(j))+phi_b))*(1-rt^2)/(1+rb^2*rt^2*exp(-2*alpha*L)-2*rb*rt*exp(-
        alpha*L)*cos(2*L*beta+phi_t+phi_b));
    end

```

### 附录三 量子效率与吸收层的厚度的关系

```
%
%
    phi_t=0;
    phi_b=0;
    %反射相移，根据需要设定，这里先设定为 0;
    lambda=560*10^(-9);
    beta=2*pi/lambda;
    rb=sqrt(0.98);
    rt=sqrt(0.34);
    alpha=4.6*10^(5);
    for j=1:1000
        T(j)=j/1000;
        L(j)=T(j)*10^(-6);

eta(j)=(1+rb^2*exp(-alpha*L(j))*(1-exp(-alpha*L(j)))+alpha/beta*rb^2*exp(-alpha*L(j))
)*(sin(phi_b+2*beta*L(j))-sin(phi_b)))*(1-rt^2)/(1+rb^2*rt^2*exp(-2*alpha*L(j))-2*r
b*rt*exp(-alpha*L(j))*cos(2*L(j)*beta+phi_t+phi_b));
    end
```

## 附录四 量子效率与波长关系

```

%
%
clear;
clc;

phi_t=0;
phi_b=0;
%反射相移，根据需要设定;
alpha=4.6*10^(5);
L=1*10^(-6);
for i=1:1000
    T(i)=i*1;
    lambda(i)=(800+300*T(i)/1000)*10^(-9);
    %lambda(i)=T(i)*10^(-9);
    beta(i)=2*pi/lambda(i);
    rb(i)=reflect_rb(lambda(i));
    rt(i)=reflect_rt(lambda(i));

eta(i)=(1+rb(i)^2*exp(-alpha*L)*(1-exp(-alpha*L))+alpha/beta(i)*rb(i)^2*exp(-alpha*
L)*(sin(phi_b+2*beta(i)*L)-sin(phi_b)))*(1-rt(i)^2)/(1+rb(i)^2*rt(i)^2*exp(-2*alpha*L
)-2*rb(i)*rt(i)*exp(-alpha*L)*cos(2*L*beta(i)+phi_t+phi_b));
end

```

## 附录五 内光场增强因子与 $\alpha L$ 的关系

```
%
%
clear;
clc;

phi_t=0;
phi_b=0;
%反射相移，根据需要设定;
lambda=560*10^(-9);
beta=2*pi/lambda;
alpha=4.6*10^(5);
L=1*10^(-6);
Rb=0.99;
Rt=0.3;
% hold on 之后进行修改
disp(' Rb 和 Rt， 根据需要修改')
for i=1:100
    T(i)=0.6*i/100;
    L(i)=T(i)*10^(-6);

IPEE(i)=(1+Rb^2*exp(-alpha*L(i)))*(1-Rt^2)/(1-2*Rt*Rb*exp(-alpha*L(i))*cos(2*beta*L(i)+phi_t+phi_b)+(Rb*Rt)^2*exp(-alpha*L(i)));
end
```

附录六 量子效率的极值与  $\alpha L$  的关系

```

%
%
clear;
clc;

phi_t=0;
phi_b=0;
%反射相移，根据需要设定，这里先设定为 0;
lambda=560*10^(-9);
beta=2*pi/lambda;
alpha=4.6*10^(-5);
L=1*10^(-6);
Rb=0.99;
Rt=0.9;
%根据需要修改参数;
disp('根据需要修改 Rt。')
for i=1:1000
    aL(i)=1*i/100;

ate_Max(i)=(1+Rb*exp(-aL(i)))*(1-Rt^2)*(1-exp(-aL(i)))/(1-Rb*Rt*exp(-aL(i)))^2;
end

```

## 附录七 量子效率的极值与 $R_b$ 的关系

```
%  
%  
clear;  
clc;  
  
phi_t=0;  
phi_b=0;  
%反射相移，根据需要设定，这里先设定为 0;  
lambda=560*10^(-9);  
beta=2*pi/lambda;  
alpha=4.6*10^(5);  
L=1*10^(-6);  
Rt=0.7;  
%根据需要修改参数  
disp('!!! 按照本图的要求，根据需要修改 Rt。')  
for i=1:70  
    Rb(i)=0.3+i/100;  
  
    ate_Max(i)=(1+Rb(i)^2*exp(-alpha*L))*(1-Rt^2)*(1-exp(-alpha*L))/(1-Rb(i)*Rt*exp(-  
alpha*L))^2  
end  
plot(Rb,ate_Max,'- b');  
xlabel('Rb','FontSize',12,'FontWeight','bold');  
ylabel('Quantum Efficiency','FontSize',12,'FontWeight','bold');
```

## 附录八 驻波效应与吸收层厚度的关系

```
%  
%  
%  
clear;  
clc;  
Lmin=0.01*10^(-6);  
Lmax=10*10^(-6);  
L=Lmin:0.01*10^(-6):Lmax;  
beta=2*pi/(1.55*10^(-6));  
betaL=L.*beta;  
swe=1+(sin(betaL)./betaL);  
plot(L,swe,'-k');  
xlabel('The thickness of absorbing layer (m)','fontweight','bold');  
ylabel('SWE','fontweight','bold');  
hold on;
```

## 攻读硕士学位期间取得的成果

- [1] 张晓霞, 周勇, 张金令, 刘永智. 基于掺钕磷酸盐玻璃沟道光波导的离子交换技术条件. 发明专利, 申请号: 200910059416. X
- [2] 周勇, 张晓霞, 王仕超, 王祥斌, 陈沛然, 冷洁. 谐振腔增强型红外光电探测器的反射镜的分析与优化设计[J]. 红外, Vol. 30, No. 6, 2009. 6.
- [3] 王仕超, 张晓霞, 周勇, 王祥斌, 陈沛然, 冷洁. 基于 MZI 光波导的 MOEMS 压力传感器的设计[J]. 仪表技术与传感器. 已录用.
- [4] 王仕超, 张晓霞, 周勇, 王祥斌, 陈沛然, 冷洁. M-Z 型 MOEMS 压力传感器的研究[J]. 传感器世界. 已录用.
- [5] 王仕超, 张晓霞, 王祥斌, 周勇, 陈沛然, 冷洁. MOEMS 压力传感器的研究进展[J]. 红外, 2008, 29(11): 36-40.
- [6] 冷洁, 张晓霞, 王仕超, 周勇, 王祥斌, 陈沛然. 铒镜共掺光波导激光器的稳态特性研究[J]. 中国光学与应用光学. 已录用.
- [7] 王祥斌, 张晓霞, 王仕超, 陈沛然, 周勇, 冷洁. 铒镜共掺光波导放大器的优化[J]. 红外, 2008, 29(10): 42-48.
- [8] 陈沛然, 张晓霞, 王祥斌, 王仕超, 周勇, 冷洁. 基于 DM642 的嵌入式可见光图像识别系统硬件设计与实现[J]. 光电技术应用, 已录用.