

摘要

随着光通信技术的不断发展，不同类型的光网络不断出现，而与其对应的最佳光调制格式也在改变着。当信号要在不同网络间传输时，需要在网络之间的交换节点对信号进行光调制格式转换。非归零码(NRZ)和归零码(RZ)是光通信系统中最常见的两种光调制格式。因此 NRZ 和 RZ 之间的光调制格式转换将成为未来光网络的一项重要技术。

目前国内外实现上述调制格式的转换主要是基于非线性光纤和半导体光放大器(SOA)的非线性效应，这些调制格式转换器能直接在光域上实现格式转换操作，无需经过光-电-光的转换过程。基于非线性光纤构成的调制格式转换速度快、效率高，但是光纤的非线性性能较低，需要较长的光纤来达到所需的非线性量值；半导体光放大器的非线性性能高，但是作为有源器件它对输入光功率限制比较大，因此本课题采用硅光子波导器件（如硅光波导、硅微环器件等）来实现光通信中调制格式的转换，从而实现全光网络化和集成化。

硅光子波导器件具有显著的非线性效应，且满足薛定谔方程。利用 Matlab 实现硅光子波导器件的建模，在验证模型的正确性之后，通过 OptSim 光通信系统软件搭建基于该器件的光调制格式转换系统。当泵浦光和探测光耦合进入硅光子波导器件，会产生自相位调制(SPM)，交叉相位调制(XPM)，四波混频(FWM) 等非线性效应，进而引起两束输入光频谱的变化。通过合理地设置光学带通滤波器(OBPF)的中心频率和带宽，可以实现从 NRZ 到 RZ 的光调制格式转换。此外，硅光波导中双光子吸收(TPA)和自由载流子吸收(FCA)不仅会使信号衰减，而且会引起光谱畸变，TPA 会引起光谱变窄，FCA 会引起光谱蓝移，因此在调制格式转换的研究中 TPA 和 FCA 不能忽略。研究结果表明，RZ 信号的脉宽可以通过不同的方法实现脉宽可调；光学带通滤波器的带宽和失谐量，以及泵浦光的峰值功率和脉宽都可以改变系统的转化效率和 RZ 信号的质量。

关键词 光通信、格式转换、交叉相位调制、四波混频、硅光波导、硅基微环

Abstract

With the development of optical communication technology, different types of optical networks are emerging, and different networks have different optimal optical modulation formats. When the signal communicates across the network, it is necessary to convert the optical modulation format between the exchange nodes in the network. Non-return-to-zero (NRZ) and return-to-zero (RZ) are the most popular optical modulation formats in the optical communication system. So, the optical modulation format conversion between NRZ and RZ will become an important technology for future optical networks.

Now, the above modulation format conversion is mainly based on the nonlinear effects in nonlinear optical fibers and semiconductor optical amplifiers (SOA) at home and abroad. These modulation format converters can directly realize the format conversion in the optical domain, without the conversion procession of optical - electrical - optical. The optical modulation format conversion based on nonlinear fibers is with high speed and efficiency, but the low nonlinear coefficient of the nonlinear fibers results in a long interaction length. The nonlinear coefficient of SOA is high, but SOA is a kind of active device that requires current injection electronics and a heat-sink platform. So we use silicon photonic waveguide devices, such as silicon optical waveguides and silicon micro-ring devices, to achieve the optical modulation format conversion, in order to achieve the all-optical network and integrated.

Silicon photonic waveguide devices have significant nonlinear effects, and satisfy the Schrodinger equations. Model the silicon photonic waveguide devices using the Matlab software, and build the optical modulation format conversion system based on the devices by OptSim optical communication system software. When the pump and the probe are coupled into the silicon photonic waveguide devices, the two signals will produce the nonlinear effects of self-phase modulation (SPM), cross-phase modulation (XPM) and four-wave mixing (FWM), and cause the changes

of the input signals spectra. By setting the center frequency and bandwidth of the optical bandpass filter (OBPF) reasonably, we can achieve the optical modulation format conversion from NRZ to RZ. In addition, two-photon absorption (TPA) and free carrier absorption (FCA) in the silicon waveguide will not only reduce the optical power, but also cause the spectral distortion, so TPA and FCA can not be ignored in the optical modulation format conversion. The results show that the changeable bandwidth of the OBPF leads to tunable-pulsewidth RZ signal. The conversion efficiency (CE) and the pattern effect of the RZ signal are attributed to the parameters of the pump pulse and the OBPF.

Keywords: optical communication, format conversion, cross-phase modulation, four-wave mixing, silicon waveguide, silicon micro-ring

致谢

光阴似箭，马上就要离开玉泉校区了。回想起这两年半的硕士学习和生活，有欢乐和痛苦，有成功也有失败，但是点点滴滴都让我受益匪浅。

在论文完成之际，我要对我的导师宋牟平副教授致以最真挚的感谢。在攻读硕士学位期间，宋老师在生活、科研、学习上都给予了我很大的帮助和受益匪浅的指导。从我刚开始对科研的一无所知，到明确研究方向、独自承担项目、顺利的发表小论文到现在完成毕设，我的每一点进步都和宋老师的帮助有莫大的关系。此外，宋老师儒雅谦和、平易近人的学者风范，求是严谨的科研作风，深刻敏锐的学术见解，精益求精的科研态度都给我留下了极其深刻的印象，是我以后学习和工作的榜样。

同时，我要感谢很多同学的关心和帮助。感谢男友杨楠陪我共同走过这两年半的美好时光，在我不开心和失败时给我极大的鼓励，对我的科研也给予支持和配合。感谢邹良港师兄、邓圆博士、王皖君博士、邱晨博士对我的帮助和指导，感谢励志成、谢杭同学，和他们的交流拓宽了我的思路，为课题的推进起到了很大的帮助。和实验室的朋友们一起学习和科研的日子，是我美好的回忆。

最后感谢我的家人，二十多年来，他们给了我无私的爱和无限的关怀，他们的支持是我学习工作的动力来源。

张博琳
2012年1月4日

1 绪论

随着人们对信息量与日俱增的迫切需求，高速且超大容量传输系统已成为下一代全光网络的重要发展方向之一。为了适应这一发展趋势，波分复用技术(Wavelength Division Multiplexing, WDM)和光时分复用技术(Optical Time Division Multiplexing, OTDM)技术随之出现并发挥着重要作用^[1-3]。WDM 本质是光域的频分复用技术，它根据一定的频率(或波长)间隔将光纤的低损耗窗口划分为若干个信道，每个波长信道占用一段光纤的带宽，且多个信道同时在同一段光纤中进行传输。OTDM 技术是一种先把多个电时分复用信号(ETDM)调制成为具有同一光频的不同光信道，经复用后这些光信道能在同一根光纤中进行传输的扩容技术。在 OTDM 系统中，所有光信道中传输的光波的中心波长相同，而不同的光信道占用不同的时隙，这些不同光信道中传输的低速率数据流可以通过时分复用技术(TDM)而得到高速率的数据流^[4]。

WDM 和 OTDM 为高速超大容量全光网络系统的实现提供了有效的方法，且具有构建技术简单、光纤带宽资源利用率高、性能价格比合理、系统传输容量大等优势。未来的全光网络将会是 WDM 和 OTDM 的混合系统，两者的组合因互取技术优势而将更有效地提高光通信的容量和速率^[5]。

1.1 全光网路光调制格式转换

在构建高速超大容量的 WDM 和 OTDM 全光网络的过程中，所采用的全光信号处理技术起到了关键作用^[6]。全光信号处理完全是在光域内对光信号进行处理的，这样可以避免传统电信号处理和“光信号-电信号-光信号”处理过程中由电子瓶颈而带来的限制。

1.1.1 全光网络中常用光调制格式

在光通信系统中，光载波可以表示为 $E(t) = \hat{e}A \cos(\omega t + \phi)$ 。其中 \hat{e} 为信号的偏振态， A 为振幅， ω 是频率， ϕ 是相位。由上述公式知道，光载波可提供的调制参量包括偏振态、幅度、频率以及相位，对应这四种调制参量可以有四种把信息加载到光波上的方法。但是，由于普通光纤不能保持光信号的原偏振态，因而一般在实际光传输系统中较少使用偏振态调制技术；幅度调制技术相对比较简单，相位调制技术的传输性能优良，所以这

两种技术在全光网络中得到了很好的应用；光传输系统中的色散对频率调制技术的影响较大，在滤波时也很容易影响信号的质量，所以相对全光网络来说，频率调制技术主要被应用在无源光网络(PON)中。

在全光网络中，常用的光调制格式主要分为两大类：幅度调制格式和相位调制格式（以及这两种调制格式的混合实现），如图1.1所示。由于不同的光调制格式有不同的波形和频谱特性，它们的传输性能和接收性能也有差异。非归零码(NRZ)的产生装置简单，成本较低；归零码(RZ)具有较高的光信噪比(SNR)和较好的非线性容限；载波抑制归零码(CS-RZ)的色散容限较高；差分相移键控码(DPSK)有很好的抗非线性能力，所采用的平衡接收器有高出3 dB的接收灵敏度；双二进制码(ODB)具有最窄的光谱宽度和最好的色散容限等。

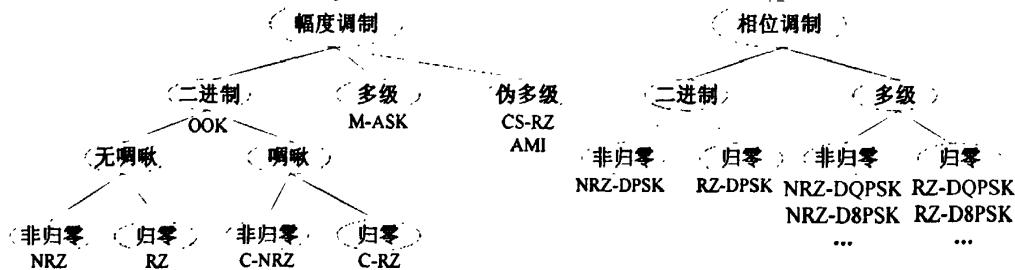


图1.1 光调制格式分类

1.1.2 光调制格式转换技术的研究背景

正如上面所探讨的那样，不同的光调制格式有其自身的优缺点。一般来说，用于短途距离传输的光调制格式希望其所在的光传输系统的接收端和发射端的成本较低；而长途距离传输的光调制格式对抗非线性能力、抗色散能力和带宽利用率的要求较高；对于用于接入网，特别是用于无源光网络中的光调制格式，则希望其在实现再调制的同时能方便接收。基于这样的需求，我们把光调制格式分为以下三类：1、城域网中所使用的光调制格式，包括NRZ和Duo-binary；2、广域网中长途距离传输使用的光调制格式，包括RZ，CSRZ，DPSK，RZ-DPSK，QPSK；3、接入网中所使用的光调制格式，包括FSK和DPSK。

针对不同类型的光纤传输网络的要求，需要应用不同的调制方法和调试格式以达到最优的效果。因此，在不同的网络接口处，需要有相应的光调制格式转换装置，使得在保持信息内容不变的情况下，不同的光网络能传输最适合自己的光调制格式，并且能实现无缝连接。随着光网络通信速率和容量等需求的增长，以及新型调制格式的不断出现，

近年来全光调制格式转换越来越受到重视。

1.1.3 光调制格式转换技术的研究现状

在国际上，丹麦技术大学(DTU)、法国三-五实验室、美国普林斯顿(Princeton)大学、朗讯(Lucent)公司、贝尔(Bell)实验室、日本NTT公司、荷兰埃因霍温技术大学、德国SHF公司、意大利比萨大学、日立公司、韩国光州大学等众多研究机构和大学已经开展了多年的研究工作，并取得了显著的研究成果。在国内，浙江大学、清华大学、上海交通大学、华中科技大学、北京邮电大学、香港理工大学、香港中文大学等也对其进行了深入研究，在某些方面也取得了突出成果。

实现全光调制格式转换的方法种类繁多，但是本质上都是利用有源或无源光学非线性器件来实现。如半导体放大器(SOA)及其干涉装置(SOA-MZI、SOALOM 等)^[7-10]、色散位移光纤(DSF)^[11]、光子晶体光纤(PCF)^[12,13]等。半导体光放大器的非线性性能高，但是作为有源器件它对输入光功率限制比较大。基于非线性光纤构成的光调制格式转换速度快、效率高，但是光纤的非线性系数较低，需要较长的光纤才能实现光调制格式转换所需要的非线性性能；因此本课题采用硅光子波导器件（如硅光波导、硅基微环器件等）来实现光通信中调制格式的转换，从而实现全光网络化和集成化。

1.2 硅光子波导器件

硅光子学将光子学和硅材料或者硅基材料结合在一起，形成了一个独特的学科研究方向，其研究内容是在硅材料或者硅基材料上实现多种硅光子波导器件的制作与集成^[14]。随着硅集成电路制造工艺的不断提高和用户对通信带宽的不断需求，基于成熟硅集成电路制造工艺的硅光子波导器件正逐步成为硅光子学的研究热点^[15]。

1.2.1 硅光波导特性

绝缘体上硅材料(SOI, Silicon-On-Insulator)和硅集成电路制造工艺的迅速发展使得高集成化硅光波导的研制成为可能。如图1.2所示，SOI是具有“顶层硅材料-绝缘氧化硅埋层-硅材料衬底”三层结构的材料。这种材料不仅与CMOS数字集成电路兼容，便于硅光子器件的集成，而且SOI顶层硅材料的薄膜厚度不受限制，可以制成截面尺寸较大的SOI硅光波导，便于降低硅光波导与光纤的耦合损耗。另外，SOI材料可以完全隔离硅光波导的薄膜材料和衬底材料，减轻衬底对硅光波导的影响，降低硅光波导对材料

的寄生效应，从而使硅光波导的工作性能得到很大提高^[16]。

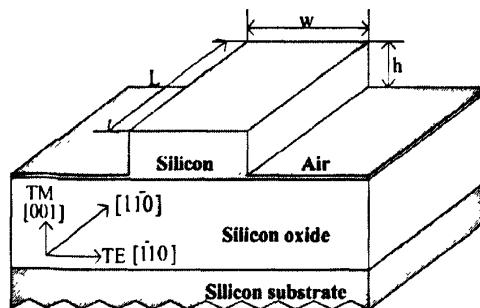


图1.2 SOI材料

由SOI材料研制的硅光波导在非线性应用方面表现出了巨大的优势。在基于SOI材料的硅光波导中，由于硅材料和空气之间的折射率差很大，且硅光波导的尺寸很小（一般在亚波长量级），因此硅光波导对输入光束具有很强的约束能力，即使是较弱的激光束也能够获得很高的光功率密度。目前硅光波导中的光功率密度是普通光纤的1000倍以上，这种现象使得基于硅光波导非线性效应的研究和应用成为可能，如分别基于硅光波导的自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)、和四波混频(FWM)效应能实现不同的光信号处理。

1.2.2 硅基微环谐振器特性

1969年，Mareatili等人在研究弯曲波导时，提出了环形谐振腔可以作为频带分割滤波器(Channel Dropping Filter)被应用在光信号处理中的方法，自此集成环形谐振腔的概念被提出^[17]。1971年，Weber首次在实验中验证了环形谐振腔的存在^[18]。他们在底面直径为10毫米的玻璃柱表面上覆盖着一层有源材料，该有源材料被用作硅光波导的芯层；然后他们利用棱镜耦合的方法将输入光耦合进环形谐振腔，并得到从环形谐振腔中耦合出来的光，从而制造出了环形激光器。20世纪八十年代到九十年代，利用扩散工艺且基于LiNbO₃材料和玻璃基而制作的环形谐振腔得到了发展，但由于采用扩散工艺而制作出来的硅光波导的折射率差较小，因此所对应的环形谐振腔的尺寸都较大。1998年，Little等人首次利用高折射率差的Si-SiO₂制作出了品质因子Q值约为250、半径仅为3微米的微型环形谐振腔^[19]。从此，基于SOI材料的环形谐振腔在微电子制作工艺的驱动下而得到迅速发展。

硅基微环谐振器的原理是利用波导来引导光场从而形成一个闭环，再通过一根或两根总线波导将环形谐振腔内的模式耦合出来，如图1.3所示。如果光场经过环形波导后

形成正反馈，则光场将在谐振腔内产生强烈的激励谐振模式。微环谐振器的谐振作用会进一步提高谐振器对位于谐振频率处的光场的非线性作用，这为使用硅基微环器件以获得高非线性效应提供了理论基础。由于SOI材料的折射率对比度很高，它能够更大程度地将光限制在微环谐振器中进行传输，同时它使得微环谐振器在半径为1~10 mm处仍能具有低的弯曲损耗，因此基于SOI的微环谐振器具有体积小和Q值高等优点。与传统的光学谐振器不同，多个硅基微环可以组合在一起，从而得到一些有特殊功能的硅基微环器件。比如，将多个微环并列耦合在一起，可以得到CROW结构；将多个微环串联组合在一起则可以得到SCISSOR结构，而它们都能完成硅基单环谐振器所不能完成的信号处理工作^[20]。

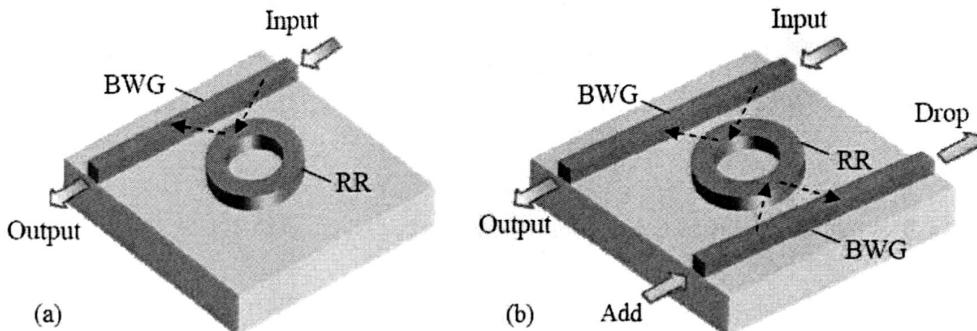


图1.3 (a)单总线耦合的微环谐振器; (b)双总线耦合的微环谐振器的结构图。RR: 微环谐振器(Ring Resonator), BWG: 总线波导(Bus Waveguide)

1.3 论文的主要内容与章节安排

本论文主要对基于硅光波导非线性效应的非归零码到归零码的光调制格式转换进行理论研究和模拟仿真，所使用的非线性效应有自相位调制(SPM)，交叉相位调制(XPM)和四波混频(FWM)效应。同时也对硅光波导中存在的双光子吸收(TPA)和自由载流子效应(FC)进行研究，探讨这些效应对光调制格式转换的影响程度。由于硅基微环谐振器的谐振腔特性能进一步提高它的非线性性能，本文也对硅基微环谐振器进行了探讨，并利用硅基微环谐振器的交叉相位调制进行非归零码到归零码的光调制格式转换，这将进一步提高光调制格式转换器的集成化和芯片化。论文的主要结构如下：

第一章简要介绍全光网络中常用光调制格式，光调制格式转换技术的研究意义和现状，硅光波导和硅基微环器件的特性以及利用它们的非线性效应实现光调制格式转换的优势。

第二章先详细介绍自相位调制、交叉相位调制、四波混频、双光子吸收和自由载流子效应的理论；然后对硅光波导进行建模，通过模拟仿真实现基于交叉相位调制的非归零到归零码的光调制格式转换，并对仿真结果进行分析。

第三章对硅光波导进行建模，通过模拟仿真实现基于四波混频和交叉相位调制的单通道非归零码到四通道归零码的光调制格式转换，并对仿真结果进行分析。

第四章分别详细介绍硅基微环谐振器的线性特性和非线性特性，对硅基微环进行建模，实现基于硅基微环交叉相位调制的非归零码到归零码光调制格式的转换。

在课题研究中，本人所做的工作主要分为以下几个部分：

第一，查找和阅读国内外与该研究课题有关的文献，对现有的光调制格式转换技术有一个比较全面的了解。对硅光波导和硅基微环谐振器中的自相位调制、交叉相位调制、四波混频、双光子吸收和自由载流子效应等机理做了深入的分析与响应的数值推导，并利用Matlab软件对硅光波导和硅基微环进行建模。

第二，采用光通信专业仿真软件OptSIM搭建光调制格式转换系统，通过模拟仿真实现基于硅光波导各种非线性效应以及硅基微环交叉相位调制的非归零码到归零码的格式转换，并得到相应的结果。

2 基于硅光波导 XPM 的 NRZ 到 RZ 的光调制格式转换

非归零码(NRZ)和归零码(RZ)是光通信系统中两种最常见的光调制格式。因此NRZ和RZ之间的光调制格式转换将成为未来光网络的一个重要技术。

2.1 理论分析

非线性光学器件中的非线性效应包括两种：第一种是散射效应，即受激布里渊区散射(SBS)和受激拉曼散射(SRS)等；第二种与折射率密切相关的克尔效应，包括自相位调制(SPM)，交叉相位调制(XPM)和四波混频效应(FWM)。其中前二者会引起光谱的展宽，FWM效应会在两个边带处分别产生新的频率的光，而本文就是基于这种克尔效应进行研究的。此外非线性光学器件中还会产生双光子吸收(Two photon absorption, TPA)，进而又会引起自由载流子效应(Free carrier effects, FC效应)，包括自由载流子色散(Free carrier dispersion, FCD)和自由载流子吸收(Free carrier absorption, FCA)。在输入光功率比较小的情况下，我们可以忽略双光子吸收效应和自由载流子效应的作用。但是当输入光功率较大时，双光子吸收和自由载流子效应会影响输出光的效果，此时我们不能忽略这两种效果。

2.1.1 硅光波导中的非线性效应

对于硅光波导中非线性效应的强弱，我们通常使用非线性相移(ϕ_{NL})来表示：

$$\phi_{NL} = \gamma PL_{eff} \quad (2.1)$$

该式对应自相位调制引起的非线性相移，而交叉相位调制引起的非线性相移是自相位调制效应的两倍。式中 γ 是非线性系数， P 是峰值功率， L_{eff} 是有效长度，且满足式子 $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha$ 。在有效长度的式子里， α 是硅光波导中的线性损耗系数， L 为硅光波导的实际长度。在理想情况下，硅光波导中无线性损耗，则 $L_{eff} = L$ ，但是实际中的有效长度 L_{eff} 要比 L 要小。

光信号在硅光波导中传输时，受到线性损耗、色散、自相位调制、交叉相位调制和四波混频等影响，此时其传输信号满足如下的非线性薛定谔方程^[21]：

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A_s - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + i\gamma_s (|A_s|^2 + 2|A_p|^2 + 2|A_c|^2 + 2|A_{sat}|^2) A_s \\ & + (i\gamma_s A_p^2 A_c^* + 2i\gamma_s A_p A_{sat} A_s^*) \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A_p - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + i\gamma_p (|A_p|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_c|^2 + 2|A_{sat}|^2) A_p \\ & + (i\gamma_p A_s^2 A_{sat}^* + 2i\gamma_p A_s A_c A_p^*) \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_c}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A_c - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_c}{\partial t^2} + i\gamma_c (|A_c|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_p|^2 + 2|A_{sat}|^2) A_c \\ & + (i\gamma_c A_p^2 A_s^* + 2i\gamma_c A_p A_s A_{sat}^*) \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{sat}}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A_{sat} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_{sat}}{\partial t^2} + i\gamma_{sat} (|A_{sat}|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_p|^2 + 2|A_c|^2) A_{sat} \\ & + (i\gamma_{sat} A_s^2 A_p^* + 2i\gamma_{sat} A_s A_p A_c^*) \end{aligned} \quad (2.5)$$

式(2.2)~(2.5), $A_{s,p,c,sat}$ 分别表示输入探测光、输入泵浦光、反斯托克斯光(由四波混频效应产生的高频边带)、斯托克斯光(由四波混频过程产生的低频边带), 包含幅度和相位信息。 α 表示硅光波导中的线性损耗系数, β_2 表示硅光波导的二阶色散系数。 $\gamma_{s,p,c,sat}$ 分别表示输入探测光、输入泵浦光、反斯托克斯光和斯托克斯光的非线性系数, 且 $\gamma = (n_2 \omega) / (c A_{eff})$ 。其中 n_2 为非线性折射率系数, ω 为不同的光对应的角频率, c 为光速, A_{eff} 为波导有效面积。

式(2.2)右边第一项 $-\frac{\alpha}{2} A_s$ 表示探测光在硅光波导中传输时所受到的线性损耗; 第二项 $-\frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2}$ 表示硅光波导对探测光产生的二阶色散效应; 第三项中的 $i\gamma_s |A_s|^2 A_s$ 表示探测光对其本身产生的自相位调制效应, $i\gamma_s (2|A_p|^2 + 2|A_c|^2 + 2|A_{sat}|^2) A_s$ 表示探测光对泵浦光、反斯托克斯光和斯托克斯光产生的总的交叉相位调制效应; 第四项 $(i\gamma_s A_p^2 A_c^* + 2i\gamma_s A_p A_{sat} A_s^*)$ 表示探测光、泵浦光、斯托克斯光和反斯托克斯光发生四波混频效应后的结果。

在一般情况下, 式(2.2)~(2.5)所表示的非线性薛定谔方程不适合解析求解^[22],

为了表达硅光波导的非线性效应，我们通常需要对上述非线性薛定谔方程做数值处理。目前这些数值方法可以分为两类，有限差分法和伪频谱法。同时分布傅立叶方法已经被广泛应用到解非线性色散介质的脉冲传输问题中^[23]，相对于大多数有限差分法来说，该方法有较快的处理速度，下面对分布傅立叶方法的原理进行介绍和修正。

为了了解分布傅立叶方法的基本原理，把上述非线性薛定谔方程改写为如下形式^[24]：

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (2.6)$$

其中 \hat{D} 是差分算符，它表示硅光波导的线性损耗和色散； \hat{N} 是非线性算符，它决定了硅光波导对其中传输的光脉冲的非线性效应，包括自相位调制、交叉相位调制和四波混频效应。

分步傅立叶方法假定沿硅光波导传输方向上的传输过程中，光场每通过一小段距离 h ，色散和非线性效应是分别作用的，从而得到相应的结果。更准确地说，从坐标 z 到坐标为 $z+h$ 的传输过程中分三步进行，且把这距离为 h 的小段平分为两个小半段。图 2.1 表示的是用于数值计算的对称分布傅立叶方法，如此可以比较方便的得出方程(2.6)的数值解。

第一步，在第一个距离为 $h/2$ 的小半段内，光场只受到色散和线性损耗的作用，此时方程(2.6)中的 \hat{N} 为 0，则有

$$A(z + \frac{h}{2}, t) \approx \exp(\frac{h}{2} \hat{D}) A(z, t) \quad (2.7)$$

第二步，在坐标为 $z + \frac{h}{2}$ 的位置处，光场只受到非线性作用，此时方程中的 \hat{D} 为 0，则

$$A'(z + \frac{h}{2}, t) \approx \exp(h \hat{N}) A(z + \frac{h}{2}, t) = \exp(i\gamma \left| A(z + \frac{h}{2}, t) \right|^2 h) A(z + \frac{h}{2}, t) \quad (2.8)$$

第三步，在第二个距离为 $h/2$ 的小半段内，光场又只受到色散和线性损耗的作用，此时 \hat{N} 为 0，则有

$$A(z + h, t) \approx \exp(\frac{h}{2} \hat{D}) A'(z + \frac{h}{2}, t) \quad (2.9)$$

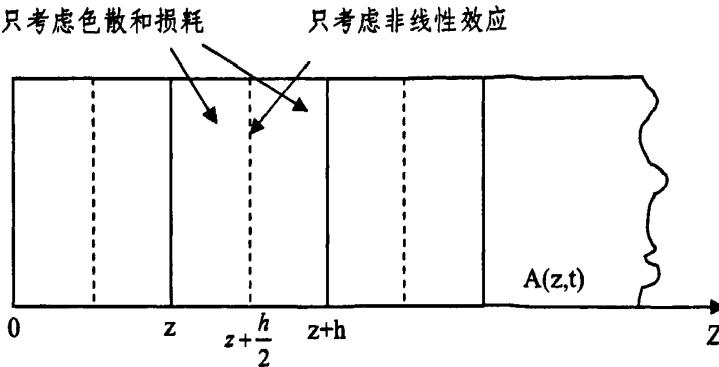


图 2.1 用于数值计算的对称分步傅立叶方法示意图

求解方程(2.6)数值解的一个难点是对式(2.7)和(2.8)中包含的差分算符 \hat{D} 的处理, 该算符包含了光场对时域 t 的二阶导数, 用 $i\omega$ 替代微分算符 $\partial/\partial t$, 则对 \hat{D} 的处理则转化到傅立叶域内进行。

$$A(z + \frac{h}{2}, t) = \exp(\frac{h}{2} \hat{D}) A(z, t) = F_T^{-1} \left\{ \exp\left[\frac{h}{2} \hat{D}(i\omega)\right] F_T A(z, t) \right\} \quad (2.10)$$

式中, F_T^{-1} 表示反傅立叶运算, ω 为傅立叶中的频率, F_T 表示傅立叶运算。因此, 一旦确定了输入光信号的初始幅度值 $A(0, t)$, 就可以通过以上公式得到传输一定距离后的信号。值得一提的是, 虽然此方法相对简捷, 但是需要小心选择步长以保证精度要求。为了提高计算精度, 有时需要减小步长, 不过这样会消耗很大的计算机内存和计算时间。

2.1.2 双光子吸收和自由载流子效应

双光子吸收是最常用的多光子吸收过程, 指在强光激发下, 介质分子同时吸收两个光子后从基态跃迁到高能级激发态的过程, 当然在吸收光子的同时, 介质会消耗在其中传输的光信号功率。在输入的光功率比较小时, 可以忽略由 TPA 引起的光功率损耗; 当输入光功率较大时, 就必须考虑由 TPA 引起的功率损耗, 而且这种损耗与入射光功率的平方成正比, 所以随着输入光功率的逐渐增大, 这种功率损耗也将越来越大。在双光子吸收发生的同时, 介质形成了电子-空穴对, 从而生成了自由载流子(Free Carrier), 自由载流子吸收使光信号得到进一步的衰减, 自由载流子色散还会对光信号的光谱产生影响。因此我们在研究硅光波导时, 要考虑硅光波导中的双光子吸收和自由载流子效应。

光信号在硅光波导中传输时，考虑到线性损耗，二阶色散，自相位调制，双光子吸收和自由载流子效应，对应的传输方程用如下表示：

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma_e |A|^2 A + i\beta' A \quad (2.11)$$

式中 A 表示输入的信号光， α 是硅光波导中的线性损耗系数， β_2 是硅光波导的二阶色散系数； $i\gamma_e |A|^2 A$ 项包括了自相位调制和双光子吸收效应，其中的 γ_e 是电子非线性系数； $i\beta' A$ 项体现了自由载流子效应，且 γ_e 和 β' 分别用以下式子表示：

$$\gamma_e = \gamma + \frac{i}{2} \frac{\beta_T}{A_{eff}} \quad (2.12)$$

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}} \quad (2.13)$$

$$\beta' = \frac{n_0}{n_i} \left[\frac{\omega_0}{c} n_f + \frac{i}{2} \alpha_f \right] \quad (2.14)$$

在(2.12)式中， β_T 是双光子吸收系数， A_{eff} 是硅光波导的有效模场面积。在(2.13)式中， n_2 是非线性折射率系数， ω 是输入信号光对应的角频率， c 光速；式(2.14)中， $n_0 = 3.48$ 是材料折射率， $n_i = 2.76$ 表示硅光波导的有效折射率， n_f 和 α_f 分别表示自由载流子色散系数和自由载流子吸收系数，它们都和硅光波导中电子-空穴对的浓度有关。

$$n_f = -8.8 \times 10^{-22} N_e - 8.5 \times 10^{-18} N_h^{0.8} \quad (2.15)$$

$$\alpha_f = 8.5 \times 10^{-18} N_e + 6.0 \times 10^{-18} N_h \quad (2.16)$$

N_e 、 N_h 分别表示硅光波导中电子和空穴的浓度，它们的单位是 cm^{-3} ； α_f 的单位是 cm^{-1} ， n_f 无量纲。假如硅光波导中的电子和空穴都是由双光子吸收效应引起的，那么电子和空穴的浓度相等，即 $N_e = N_h = N$ ，其中 N 是自由载流子浓度。此时(2.15)和(2.16)可以简化为

$$n_f = -8.8 \times 10^{-22} N - 8.5 \times 10^{-18} N^{0.8} \quad (2.17)$$

$$\alpha_f = \sigma_{FCA} N = 1.45 \times 10^{-17} N \quad (2.18)$$

其中 σ_{FCA} 的单位是 cm^2 。

2.1.3 载流子浓度

要对传输方程(2.11)进行数值计算，我们还需要知道硅光波导中的载流子浓度 N 。硅光波导中的自由电子和空穴在生成之后，它们可能会发生如下三种运动：(1)扩散运动，即自由电子和空穴随着分子热运动从浓度高的地方向浓度低的地方扩散；(2)漂移运动，即自由电子向硅光波导中电势高的地方漂移，空穴向电势低的地方漂移；(3)自由电子和空穴对的重新结合。从整体来看，扩散运动、漂移运动和自由电子-空穴对的重新结合会使载流子浓度减小，双光子吸收的存在会使载流子浓度增大，因此在整个过程中，硅光波导中载流子浓度 N 是一个动态变化量^[25]。TPA 的强度与入射光功率的平方成正比，因此载流子浓度 N 也与硅光波导中的光功率有关，且由下述方程描述

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\beta_T |A|^4}{2\hbar\omega_0 A_{eff}^2} - \frac{N}{\tau_c} \quad (2.19)$$

式中，第一项表示自由载流子快速产生的过程；第二项表示自由载流子缓慢消亡的过程。其中 β_T 是双光子吸收系数， $|A|^4$ 为光强的平方， \hbar 为普朗克常数； τ_c 是自由载流子寿命，大约在亚纳秒量级，它表示自由电子和空穴发生上述三种运动所需要的时间。

采用差分方法对方程(2.19)中的微分算符进行近似处理， $t=z/(c/n_i)$ ，则

$$\frac{c}{n_i} \frac{N_{i+1} - N_i}{z} = \frac{\beta_T |A|^4}{2\hbar\omega_0 A_{eff}^2} - \frac{N_i}{\tau_c} \quad (2.20)$$

如 z 取半个步进 $h/2$ ，同时令

$$\bar{G} = \frac{\beta_T |A|^4}{2\hbar\omega_0 A_{eff}^2} \quad (2.21)$$

则可以推出

$$N_{i+1} = \left(1 - \frac{hn_i}{2c\tau_c}\right)N_i + \frac{hn_i\bar{G}}{2c} \quad (2.22)$$

类似第 2.1.1 节的推导过程，我们同样可以采用分步傅立叶方法对方程(2.11)进行数值计算：在第一个距离为 $h/2$ 的小半段内， A 只受到线性损耗、色散和自由载流子效应的作用；在坐标为 $z+h/2$ 的位置处， A 只受到非线性效应和双光子吸收效应的作用；在第二个距离为 $h/2$ 的小半段内， A 又只受到线性损耗、色散和自由载流子效应的作用。

2.2 工作原理

图 2.2(a)是基于硅光波导交叉相位调制实现 10 Gb/s 非归零码到归零码光调制格式转换的系统框图，图 2.3 是用 OptSim 搭建的对应的仿真结构图。在 NRZ-OOK 发射器中，中心波长为 1540 nm (λ_s)的连续光输入到马赫-曾德尔调制器(MZM)中，同时该马赫-曾德尔调制器被 10 Gb/s 长度为 $2^8 - 1$ 的伪随机二进制序列(PRBS)驱动，此时产生 10 mW 的 NRZ 信号作为探测光，其对应的光谱如图 2.2(b)所示。脉冲源产生 10 GHz 的周期脉冲序列作为泵浦光，对应的中心波长是 1553.5 nm (λ_p)，平均功率值是 50 mW，脉宽是 2.7 ps，脉冲的时间周期是 100 ps。光延迟线(ODL)使泵浦光和探测光同步输入到硅光波导中，在交叉相位调制的作用下，从硅光波导里输出的 NRZ 信号如图 2.2(c)所示，从此图中可以看出 NRZ 信号的频谱发生展宽。后面用来提取 RZ 信号的可调光带通滤波器(OBPF)是个三阶的带通贝塞尔滤波器，该滤波器对应的传递函数 $H(\omega)$ 的表达式是：

$$H(\omega) = \frac{15}{(15 - 6\omega_L^2) - j(\omega_L^3 - 15\omega_L)} \quad (2.23)$$

$$\omega_L = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{B\omega} \quad (2.24)$$

在上式中， $B = 2.39 \times 10^{11}$ rad/s 是 OBPF 的 3-dB 带宽，此值对应的波长带宽是 0.3 nm， ω_0 是 OBPF 的中心频率。此外 OBPF 的中心波长是 1542 nm，对应的波长失谐量（即 OBPF 和探测光的中心波长之差）是 2 nm，此时提取出来的 RZ 信号的频谱如图 2.2(d)所示。

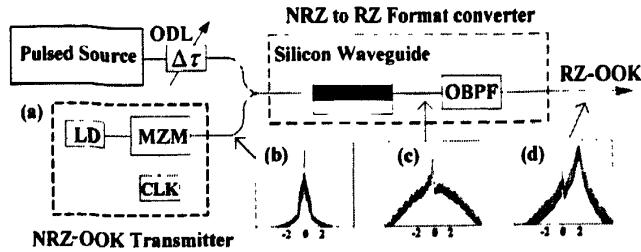


图 2.2 (a) 基于硅光波导实现 NRZ-OOK 到 RZ-OOK 光调制格式转换的系统框图; (b)-(d) 分别表示输入 NRZ 信号、从硅光波导中输出的 NRZ 信号和转换后的 RZ 信号的频谱图。

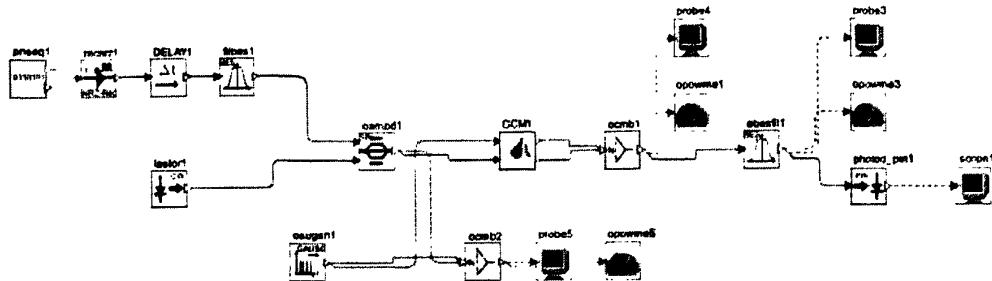


图 2.3 OptSim 搭建的仿真结构图

硅光波导中的非线性过程可以用非线性薛定谔方程来表示，考虑自相位调制、交叉相位调制、双光子吸收和自由载流子效应，输入到硅光波导中的信号用以下公式表示：

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_s - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + i \beta' s A_s + (i \gamma_s - \frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}}) (|A_s|^2 + 2 |A_p|^2) A_s \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_p - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + i \beta' p A_p + (i \gamma_p - \frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}}) (\lvert A_p \rvert^2 + 2 \lvert A_s \rvert^2) A_p \quad (2.26)$$

$$\gamma_i = \frac{n_i \omega_i}{c A_{eff}}, (i=s, p) \quad (2.27)$$

$$\beta^f_i = \frac{n_0}{n_{\text{eff}}} \left(\frac{\omega_i}{c} n_f + \frac{i}{2} \sigma_f \right), \quad (i = s, p) \quad (2.28)$$

$$n_f = -8.8 \times 10^{-22} N - 8.5 \times 10^{-18} N^{0.8} \quad (2.29)$$

$$\sigma_f = 1.45 \times 10^{-17} N \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial N(z,t)}{\partial t} = \frac{\beta_{TPA}}{2\hbar\nu_0} \left(|A_s(z,t)|^2 + |A_p(z,t)|^2 \right)^2 - \frac{N(z,t)}{\tau_c} \quad (2.31)$$

而在此仿真中，各参量所取值大小如表 2.1 所示：

表 2.1 仿真中各参量所对应的数值大小

仿真中所取参数	参数符号 (量纲)	参数大小
线性损耗	$\alpha(\text{dB/cm})$	3.5 [26]
双光子吸收系数	$\beta_{TPA}(\text{m/W})$	5×10^{-12} [27]
硅光波导有效面积	$A_{\text{eff}}(\mu\text{m}^2)$	0.12
硅材料折射率	n_0	3.48 [28]
硅光波导有效折射率	n_{eff}	2.76
非线性折射率系数	$n_2(\text{m}^2/\text{W})$	8×10^{-18}
自由载流子寿命	$\tau_c(\text{ns})$	1.5 [29]

该光调制转换的原理图如图 2.4 所示，图 2.4 (a)表示输入的 NRZ 信号及和其同步的周期脉冲序列。在硅光波导交叉相位调制影响下，泵浦光脉冲上升沿的频率啁啾值是负，对应红移成分；泵浦光脉冲下降沿的频率啁啾值是正，对应蓝移成分，如图 2.4 (b)所示，且这些瞬时感应的频移值在泵浦光脉宽的范围内。只有 OBPF 的中心波长为合适值时，它才能传播感应的频移部分，然后 RZ 信号就能从 NRZ 信号的展宽频谱中提取出来。图 2.4 (c)和图 2.4 (d)分别表示从蓝移成分和红移成分提取出来的 RZ 信号的时域图。

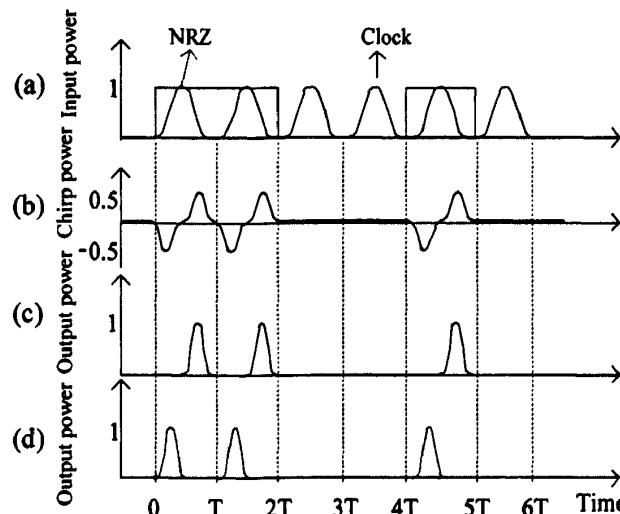


图 2.4 (a)同步的泵浦光和探测光；(b)由 XPM 引起的频率啁啾；(c)从蓝移成分提取出的 RZ 信号时域图；(d)从红移成分提取出的 RZ 信号时域图。

2.3 仿真结果

在光通信系统中，消光比(Extinction Ratio, ER)这个指标很重要，它的定义为全“1”时的平均光功率和全“0”时的平均光功率之比。高的消光比值可以提高光通信系统的性能，消光比的不足容易引起对码元的误判等一系列问题。图 2.5 所示的是第 2.2 节所取参量情况下的 NRZ 信号和 RZ 信号的 ER 值，它们的计算方法如下：

$$ER_{NRZ} = 10 \log\left(\frac{1}{0.09}\right) dB = 10.5 dB \quad (2.32)$$

$$ER_{RZ} = 10 \log\left(\frac{1}{0.02}\right) dB = 17.0 dB \quad (2.33)$$

从上式可以明显看出，RZ 信号的 ER 值提高了 6.5 dB。当输入信号的 ER 值适度改变时，输出 RZ 信号的 ER 值基本保持在 17 dB 不变，这是因为转换后的 RZ 信号是从输入 NRZ 信号的上升沿和下降沿提取出来的，从而导致 NRZ 信号的 ER 值对 RZ 信号的 ER 值影响不大。在实际生产中，由于设备及环境差异的问题，消光比很难控制，此时我们只需将消光比控制在某一范围内即可。

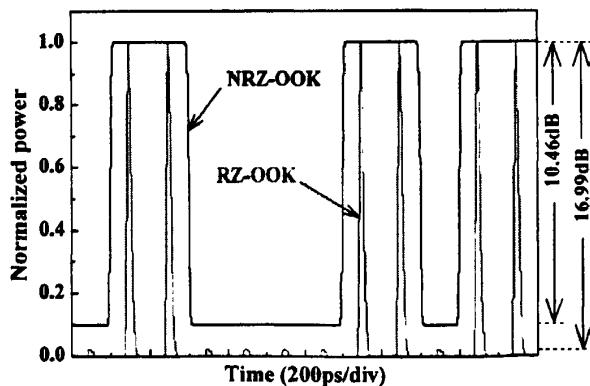


图 2.5 NRZ 信号和 RZ 信号之间的 ER 值对比

在高速光纤通信系统中，定时抖动的存在严重影响着整个系统的传输性能。为了进一步研究系统的定时性能，我们通过减弱输入 NRZ 信号的功率来使其失真，然后把 NRZ 信号通过掺铒光纤放大器 (EDFA) 来增加自发放大辐射(ASE)。图 2.6 的两幅插图分别表示 NRZ 信号和 RZ 信号的眼图。当增加 NRZ 信号的噪声时，即减小光信号的信噪比(OSNR)时，其对应的 NRZ 信号和 RZ 信号定时抖动值的均方根都会随着增加，如图 2.6 中的实线所示。因为图中的实线在斜率为

1 的虚线下面，所以从 NRZ 信号到 RZ 信号发生转换后，其对应的定时抖动值会减小，且随着输入光信噪比的减小，转换后的 RZ 信号定时抖动的减小值会增加。

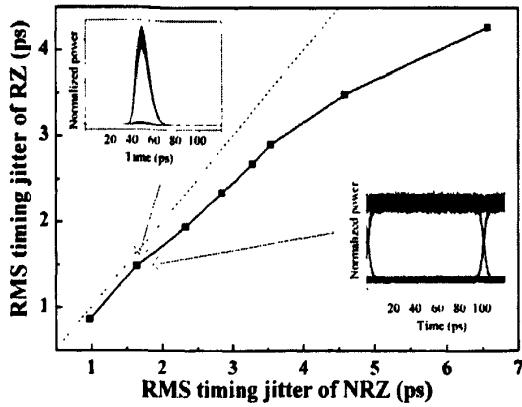


图 2.6 NRZ 信号和 RZ 信号定时抖动均方根的对比和光信噪比的关系

当 OBPF 的中心波长分别位于 NRZ 信号展宽频谱的红移边带 1542 nm（红色曲线）和蓝移边带 1538 nm（黑色曲线）处时，OBPF 带宽和 RZ 信号脉宽之间的关系如图 2.7 所示。两条曲线都明确显示 RZ 信号的脉宽和 OBPF 的带宽成反比。此外，RZ 信号的脉宽很明显大于泵浦光的脉宽，而且从红移处提取出来的 RZ 信号和从蓝移处提取出来的 RZ 信号一样，其脉宽都具有可调性。我们都知道，对于非啁啾高斯脉冲来说，傅立叶变换有限值 k_B 是个重要参数，其表达式为：

$$k_B = \sqrt{\frac{2 \ln 2}{a}} \sqrt{\frac{2a \ln 2}{\pi}} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \approx 0.441 \quad (2.34)$$

其中 a 是高斯参数。从图 2.7 我们可以计算出 k_B 的平均值为 0.458，接近于 0.441。

当改变 OBPF 的带宽时，高质量的 RZ 信号可以通过这种方式实现脉宽可调。

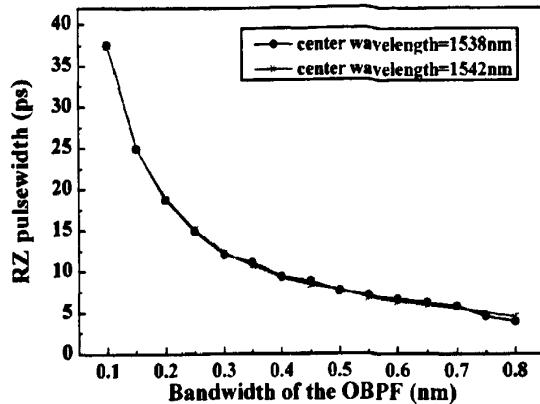


图 2.7 RZ 信号脉宽和 OBPF 带宽之间的关系

考虑到双光子吸收效应，RZ 信号的功率值逐渐达到最大值，如图 2.8 所示，当双光子吸收效应引起的功率损耗大于输入光功率的增加值时，RZ 信号的功率值将逐渐减小。转换后的 RZ 信号的转换效率(CE)依赖于 RZ 信号的功率值，所以 CE 的曲线会和 RZ 功率值的曲线类似。从插图中我们知道模式效应会引起非线性模式(NLP)，而 NLP 的定义是 RZ 信号峰值功率的最大值和最小值的比值。在图 2.8 中，当泵浦光峰值功率增加时，NLP 值会先减小，然后再保持稳定。原因在于泵浦光的峰值功率会影响 NRZ 信号的瞬时频移，从而会影响 NRZ 信号频谱展宽的范围。泵浦光的高峰值功率会保持 OBPF 的起始中心波长依然位于 NRZ 信号频谱展宽的范围内，然而随着峰值功率的降低，减小的频谱展宽范围使中心波长为 1542 nm 的 OBPF 不再提取出高质量的 RZ 信号。因此，为了减小模式效应，提高 RZ 信号的转换效率，泵浦光的峰值功率应该取相对较大的值。

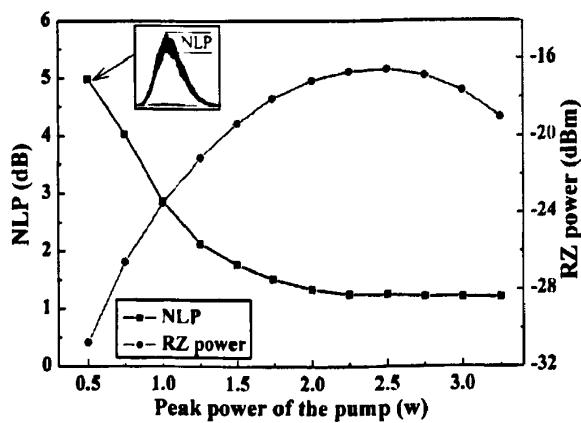


图 2.8 当 OBPF 波长失谐量为 2 nm 时，NLP 值、RZ 功率和泵浦光峰值功率的关系

当泵浦光峰值功率值保持不变时, 图 2.9 (a)显示 NLP 值和泵浦光脉宽之间的关系。随着泵浦光脉宽的增加, 高斯脉冲的上升沿和下降沿变得平坦, 从而引起频率啁啾值的下降, 因此 XPM 效应引起的感应频谱的展宽范围会减小。在这种情况下, 有较低失谐量 ($< 2 \text{ nm}$) 的 OBPF 会降低模式效应, 7.5 ps 脉宽的泵浦光可以改善此模式效应, 如图 2.9 (b)黑色曲线所示。相同的方法也适用于泵浦光的峰值功率较低的情况, 如图 2.9 (b)红色曲线所示, 是峰值功率为 0.75 W 的情况。因此, 为了提高光调制格式转换器的性能, 我们一般采用短脉冲序列做为泵浦光。

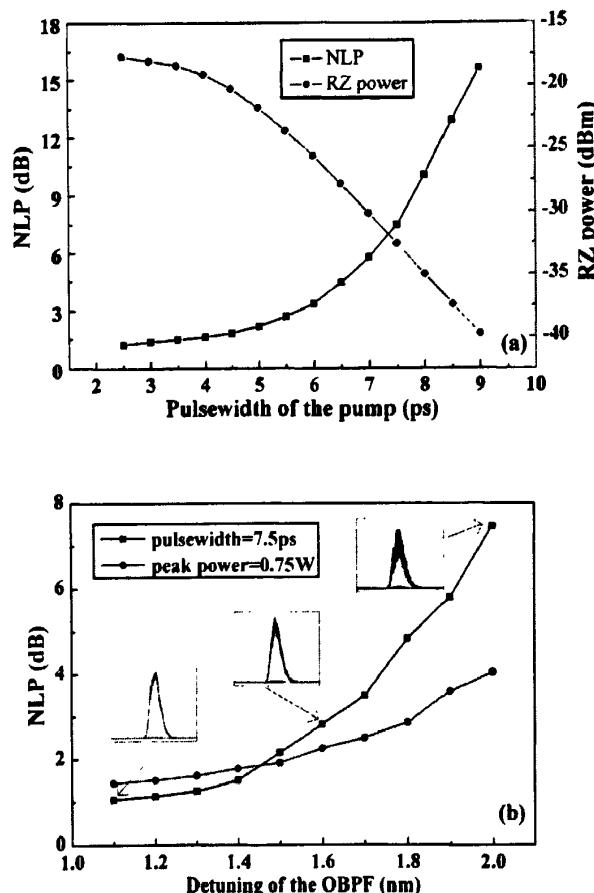


图 2.9 (a) 当 OBPF 失谐量为 2 nm 时, NLP 值、RZ 功率值和泵浦光脉宽值的关系; (b)当泵浦光脉宽为 7.5ps, 峰值功率为 0.75W 时, NLP 值和 OBPF 失谐量的关系。

2.4 本章小结

本章介绍了硅光波导的非线性效应、双光子吸收和自由载流子效应，并对这些效应的光传输方程进行理论推导和仿真建模。然后基于硅光波导的交叉相位调制效应实现非归零码到归零码的光调制格式转换，并讨论了输入泵浦光的脉宽、峰值功率以及光带通滤波器（OBPF）的带宽对该方案产生的 RZ 信号的影响。实验结果表明，RZ 信号的脉宽和光带通滤波器的带宽成反比；泵浦光周期脉冲序列的脉宽和 OBPF 的参量影响着 RZ 信号的转换效率和模式效应，且转换后的 RZ 信号的定时抖动值低于输入的 NRZ 信号。

3 基于硅光波导 XPM 和 FWM 的 NRZ 到 RZ 的光调制格式转换

3.1 硅光波导中的四波混频

介质中的束缚电子在光场作用下而发生的非线性响应成为参量过程，其大小由非线性电极化率 χ 决定。参量过程根据其对应的是二阶电极化率 $\chi^{(2)}$ 还是三阶电极化率 $\chi^{(3)}$ ，分为二阶或三阶参量过程。通常，三阶参量过程涉及到四个光波的相互作用，包括三次谐波的产生、四波混频(Four-wave Mixing, FWM)和参量放大等现象。参量过程和受激散射过程不同：在受激拉曼散射和受激布里渊散射的情况下，相位匹配条件自动满足，使非线性介质作为主动介质参与了此散射过程；而参量过程则要求选择特定的频率和折射率，以满足相位匹配条件。显著的四波混频效应就只有当相位失配几乎为零时才会发生，同时由于四波混频过程能有效的产生新的光波而被人们关注，其主要特点可通过方程(3.1)来解释。

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : EEE \quad (3.1)$$

式中， P_{NL} 是感应非线性极化， ϵ_0 是真空中的电介质常数， E 是电场。

若四个光波的角频率分别为 ω_1 、 ω_2 、 ω_3 和 ω_4 ，且它们的线偏振方向都沿着 x 轴，传播方向都沿 z 轴，则四个光波引起的总场强分布可表示为：

$$E = \frac{1}{2} \tilde{x} \sum_{j=1}^4 E_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + c.c \quad (3.2)$$

其中 E_j 表示四个光波的场强， $k_j = n_j \omega_j / c$ 表示传输常数， n_j 为在不同光波对应的折射率，将(3.2)代入到(3.1)中可得到：

$$P_{NL} = \tilde{x} \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 P_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + c.c \quad (3.3)$$

P_4 表示为：

$$\begin{aligned} P_4 = & \frac{3\epsilon_0}{4} \chi^{(3)} [|E_4|^2 E_4 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 \exp(i\theta_+) \\ & + 2E_1 E_2 E_3 \exp(i\theta_-)] \end{aligned} \quad (3.4)$$

其中 θ_+ 和 θ_- 分别定义为：

$$\theta_+ = (k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t \quad (3.5)$$

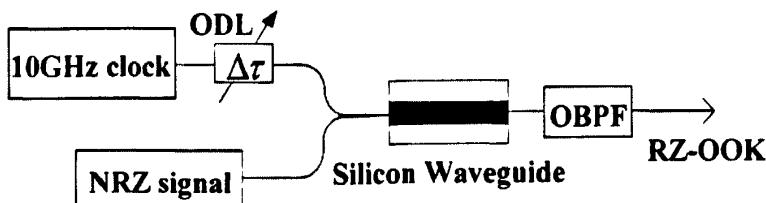
$$\theta_- = (k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t \quad (3.6)$$

式(3.4)中正比于 E_4 的项对应于 SPM 和 XPM 效应，其余两项分别对应着两类不同的四波混频效应。含有 “ θ_+ ” 项对应着频率为 ω_1 、 ω_2 和 ω_3 的三个光子合成一个频率为 ω_4 光子的情形，这种情况很难满足相位匹配条件；含有 “ θ_- ” 项对应频率为 ω_1 和 ω_2 的两个光子的湮灭，同时生成两个频率为 ω_3 和 ω_4 的新光子的情形，且 $\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2$ ^[16]。当 $\omega_1 = \omega_2$ 的特定条件下，满足相位匹配条件相对容易，故硅光子器件中的四波混频大多数属于这种情形，且在这个过程中光子的净能量和动量保持守恒。

四波混频把强泵浦光的能量传输给相对于泵浦频率 ω_1 发生了上、下频移的两个波，只要泵浦光进入硅光子器件并且满足相位匹配条件，频率为 ω_3 的斯托克斯光和频率为 ω_4 和反斯托克斯光就能从噪声中形成。此外，若频率为 ω_3 的弱信号也同泵浦光一起进入硅光子器件，此信号将被放大，同时产生频率为 ω_4 的新波，我们也把这种过程称为参量增益。

3.2 工作原理

图 3.1 是基于硅光波导非线性效应实现 NRZ 到 RZ 的光调制格式转换系统。其中硅光波导参数为：长 5 mm，有效场面积 $A_{eff} = 0.11 \mu\text{m}^2$ ，线性损耗系数 $\alpha = 3.7 \text{ dB/cm}$ ^[30]，非线性折射率系数 $n_2 = 8 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ 。硅光波导中的总色散系数 $\beta_2 \approx 0.0022 \text{ ps/nm}$ ，因此这里忽略硅波导中色散的作用。泵浦光 S_p 采用 10 GHz 的时钟脉冲序列，对应的中心频率是 ν_p ，探测光 S_s 采用 NRZ-OOK 信号，对应的中心频率为 ν_s 。



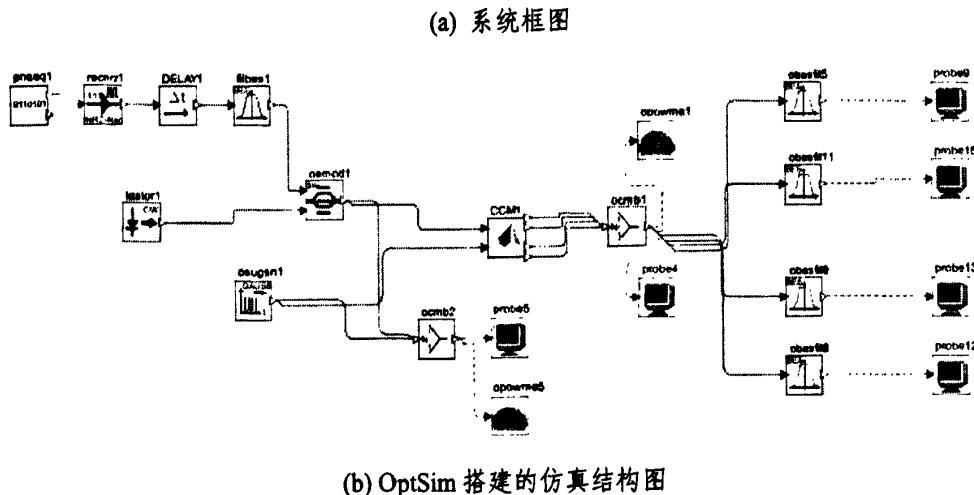


图 3.1 基于硅光波导实现 NRZ 到 RZ 的光调制格式转换系统

其工作原理如图 3.2 所示，调整泵浦光使其与探测光同步，并将两束光同时输入到硅光波导中，利用硅光波导的 FWM 和 XPM 非线性效应来实现 NRZ 到 RZ 光调制格式转换：

(1)FWM—当泵浦光和探测光满足相位匹配时会发生 FWM 效应，它表现为在光谱的两个边带处产生两个新频率的光波，分别为斯托克斯光 S_{sat} (中心频率 $\nu_{sat} = 2\nu_p - \nu_s$)和反斯托克斯光 S_c (中心频率 $\nu_c = 2\nu_s - \nu_p$)，且这两个新产生的光波会携带输入光的调制信息。该过程可以用泵浦光和探测光通过“与门”来描述，当探测光 NRZ 码为“1”时，输出信号为“1”；当 NRZ 码为“0”时，输出信号为“0”，从而 NRZ 码到 RZ 码的转换得到实现。设置带通滤波器(OBPF)的中心频率分别位于 ν_{sat} 和 ν_c 处，并选择合适带宽，得到的 S_{sat} 和 S_c 信号是上述两种 RZ 信号。

(2)XPM—在硅光波导 XPM 效应下，泵浦光脉冲前沿附近的频率啁啾为负，且探测光频谱产生红移现象；泵浦光脉冲后沿附近的频率啁啾为正，且探测光频谱移向蓝端，此时探测光频谱发生展宽。合适的 OBPF 只能传输发生感应频移的成分，从而另外两种 RZ 信号 S_o 和 S_r 分别从探测光展宽频谱的红移和蓝移处提取出来，该过程同样也可以用“与门”描述。

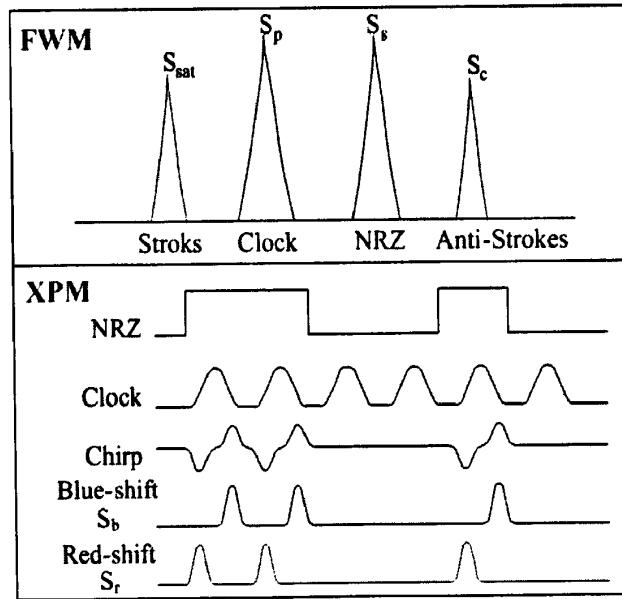


图 3.2 基于硅光波导 FWM 和 XPM 效应实现 NRZ 信号到 RZ 信号转换的原理图

泵浦光和探测光在硅光波导里发生非线性效应的过程可以用下列非线性方程表示：

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A_p - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + i \beta' p A_p + (i \gamma_p - \frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}} s) (|A_p|^2 + 2 |A_s|^2) A_p \\ & + (i \gamma_p t - \frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}} st) [(2 |A_c|^2 + 2 |A_{sat}|^2) A_p + (A_s^2 A_{sat}^* + 2 A_s A_c A_p^*)] \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A_s - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + i \beta' s A_s + (i \gamma_s - \frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}} s) (|A_s|^2 + 2 |A_p|^2) A_s \\ & + (i \gamma_s t - \frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}} st) [(2 |A_c|^2 + 2 |A_{sat}|^2) A_s + (A_p^2 A_c^* + 2 A_p A_{sat} A_s^*)] \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{sat}}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A_{sat} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_{sat}}{\partial t^2} + i \beta' sat A_{sat} + (i \gamma_{sat} t - \frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}} st) (|A_{sat}|^2 + 2 |A_p|^2 \\ & + 2 |A_s|^2 + 2 |A_c|^2) A_{sat} + i \gamma_{sat} t (A_s^2 A_p^* + 2 A_s A_p A_c^*) \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_c}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A_c - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_c}{\partial t^2} + i \beta' c A_c + (i \gamma_c t - \frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}} st) (|A_c|^2 + 2 |A_p|^2 + 2 |A_s|^2 + 2 |A_{sat}|^2) A_c \\ & + i \gamma_c t (A_s^2 A_p^* + 2 A_p A_s A_{sat}^*) \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\gamma_i = \frac{n_2 w_i}{c A_{\text{eff}}}, (i = p, s, \text{sat}, c) \quad (3.11)$$

式中 A_p 、 A_s 、 A_{sat} 和 A_c 分别表示泵浦光、探测光、斯托克斯光和反斯托克斯光的幅度， γ_i 是非线性系数， $\beta_{\text{TPA}} = 5 \times 10^{-12} \text{ m/W}$ ^[27] 是双光子吸收系数；参数 β^f 反映自由载流子效应，包括自由载流子吸收和自由载流子色散，且和 TPA 引起的自由载流子密度 N 密切相关：

$$\beta^f_i = \frac{n_0}{n_{\text{eff}}} [-(8.8 \times 10^{-4} N + 8.5 N^{0.8}) \frac{\omega_i}{c} + i 7.25 N] \times 10^{-18}, (i = p, s, \text{sat}, c) \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2 h \nu_0} \left(|A_p(z, t)|^2 + |A_s(z, t)|^2 + |A_{\text{sat}}(z, t)|^2 + |A_c(z, t)|^2 \right)^2 - \frac{N(z, t)}{\tau_c} \quad (3.13)$$

式中 $n_0 = 3.48$ ^[31] 是材料的折射系数， $n_{\text{eff}} = 2.76$ 是硅光波导的有效折射系数， $\tau_c = 1.5 \text{ ns}$ ^[32] 是自由载流子寿命。

在(3.7)~(3.10)中，当 $s=t=1$ 时，硅光波导中有 SPM、XPM、FWM 效应和 TPA 效应；当 $s=0, t=1$ 时，硅光波导中有 SPM、XPM 和 FWM 效应，但是无 TPA 效应；当 $s=1, t=0$ 时，硅光波导中有 SPM、XPM 和 TPA 效应，但是无 FWM 效应，这种情况见第二章；当 $s=t=0$ 时，硅光波导中无 FWM 和 TPA 效应，只有 SPM 和 XPM 效应。

3.3 仿真结果

泵浦光的中心频率 ν_p 为 192.98 THz（中心波长 λ_p 为 1553.5 nm）、平均功率为 65 mW (18 dBm)，取一阶高斯脉冲脉宽为 7 ps，相邻两脉冲间间隔为 100 ps；探测光 NRZ 信号的中心频率 ν_s 为 194.67 THz（中心波长 λ_s 为 1540 nm），功率为 40 mW (16 dBm)。当泵浦光和探测光经过硅光波导的 FWM 和 XPM 效应后得到的输出信号如图 3.3(a)所示。由于泵浦光对探测光、斯托克斯光和反斯托克斯光的 XPM 效应，导致它们的频谱都发生展宽，而泵浦光自身发生 SPM 效应，它的频谱也有一定程度的展宽。此时的泵浦光功率较小，TPA 效应不明显，产生的自由载流子数量较少，从而忽略 TPA 和自由载流子对输出光频谱的影响。这里取 OBPF1 和 OBPF2 的中心频率分别为 $\nu_{\text{sat}} = 191.29 \text{ THz}$ 和 $\nu_c = 196.36 \text{ THz}$ ，带宽均为 4 nm，得到 S_{sat} 信号和 S_c 信号的频谱图和眼图分别如图 3.3(b)、(c)所示；取

OBPF3 和 OBPF4 的中心波长分别为 1541 nm (OBPF 的失谐量为 1 nm) 和 1539 nm (OBPF 的失谐量为 -1 nm), 带宽都为 0.4 nm, 得到 S_r 和 S_b 信号的频谱图和眼图分别如图 3.3(d)、(e) 所示。从图 3 中的四个眼图可以发现这四种 RZ 信号的模式效应都很低, 这说明在泵浦光脉宽为 7 ps 的情况下, 该系统能产生四种高质量的 RZ 信号。

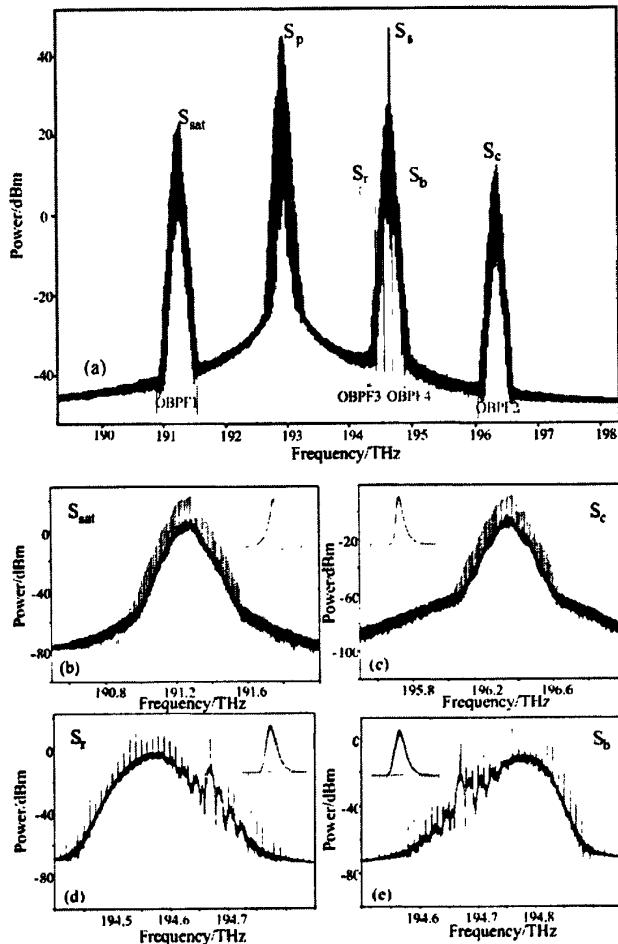


图 3.3 OBPF 的输入输出频谱图和眼图。(a)OBPF 的输入频谱图; (b)OBPF1 输出的 S_{sat} 信号; (c)OBPF2 输出的 S_c 信号; (d)OBPF3 输出的 S_r 信号; (e)OBPF4 输出的 S_b 信号

图 3.4 所示的是斯托克斯光和反斯托克斯光的功率与探测光和泵浦光功率的关系。图中功率的单位是 dBm, 使该图中的输出功率和输入功率成线性关系。结果表明: (1)保持泵浦光功率不变并改变探测光功率时, 斯托克斯光功率和探测光功率成正比($k_{sat} = 0.974$), 反斯托克斯光功率和探测光功率的平方成正比($k_c = 1.973$); (2)保持探测光功率不变并改变泵浦光功率时, 斯托克斯光功率和泵浦光功率的平方成正比($k_{sat} = 1.827$), 反斯托克斯光功率和泵浦光功率成正比($k_c =$

0.947)。基于 XPM 效应产生的 S_r 和 S_b 信号的功率与探测光和泵浦光的功率则不具有这种规律。

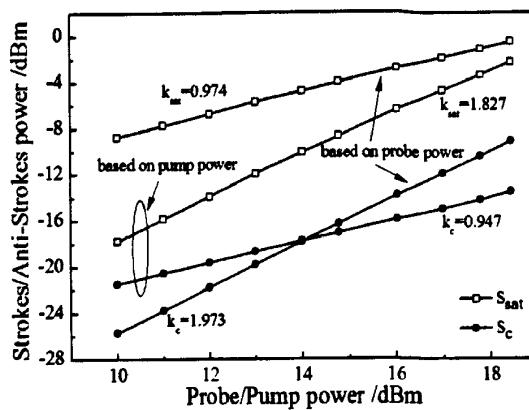


图 3.4 斯托克斯光和反斯托克斯光的功率与探测光和泵浦光功率的关系

改变泵浦光脉宽时，四种 RZ 信号的脉宽变化如图 3.5 所示： S_c 和 S_{sat} 信号的脉宽与泵浦光脉宽成线性关系，因此在 FWM 效应下通过改变泵浦光脉宽可以实现 RZ 信号的脉宽可调。 S_c 和 S_{sat} 信号的脉宽都小于对应的泵浦光脉宽而出现脉冲压缩现象，这是 S_c 和 S_{sat} 信号受到泵浦光 XPM 效应而发生频谱展宽造成的（如图 3.3(a) 所示）。同时， S_{sat} 信号的脉宽小于 S_c 信号的脉宽，由于 S_{sat} 信号的功率和泵浦光功率的平方成正比， S_c 信号功率和泵浦光功率成正比，导致 S_{sat} 信号的频谱与 S_c 信号相比较宽（如图 3.3(b)、(e) 所示）。此外， S_r 和 S_b 信号的脉宽在整个过程中分别保持 8 ps 和 9 ps 基本不变，这是因为 S_r 和 S_b 信号是 OBPF 提取探测光展宽频谱中的感应频移成分产生的，它们的脉宽不随泵浦光脉宽的改变而改变。

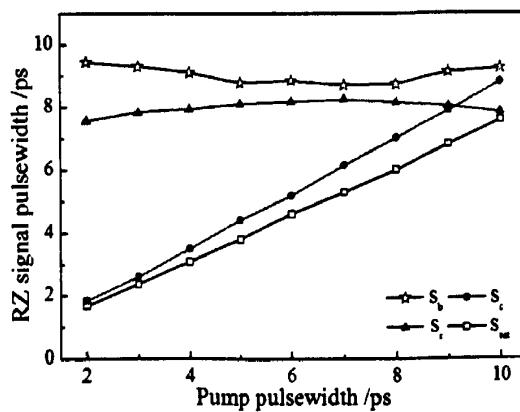


图 3.5 四种 RZ 信号脉宽与泵浦光脉宽的关系

保持泵浦光中心波长 1553.5 nm 不变, 通过改变探测光的中心波长来改变泵浦光对探测光的波长失谐量, 此时四种 RZ 信号的转换效率如图 3.6 所示。在整个过程中始终保持带通滤波器 OBPF3 和 OBPF4 的失谐量为 $\pm 1\text{ nm}$, 带宽为 0.4 nm , 故 S_r 和 S_b 信号的转换效率基本保持稳定; 而 S_{sat} 和 S_c 信号的中心波长随着输入光波长失谐量的变化而变化, 它们的转换效率受波长失谐量的影响较大。在图 3.6 的阴影区域中, 两输入光的中心波长较近, 产生的 S_{sat} 和 S_c 信号会与输入光在频谱上发生部分重叠, 从而 OBPF 输出的是有干扰的 S_{sat} 和 S_c 信号。若是减小 OBPF1 和 OBPF2 的带宽到合适值可以得到无输入光干扰的 S_{sat} 和 S_c 信号, 但是对应的转换效率会降低。阴影区域中的两输入光波长失谐量越接近零, 需要的 OBPF1 和 OBPF2 的带宽值就越小, 所输出的无干扰的 S_{sat} 和 S_c 信号的转换效率就越低。当两输入光中心波长重合时, S_{sat} 和 S_c 信号的频谱与输入光频谱也完全重合, OBPF 无法提取出对应的 RZ 信号, 所以在这里不考虑波长失谐量为零的情况。图 3.6 结果表明泵浦光对探测光波长失谐量的绝对值选择 $8\sim25\text{ nm}$ 之间时可以发生高转换效率的 FWM 效应。

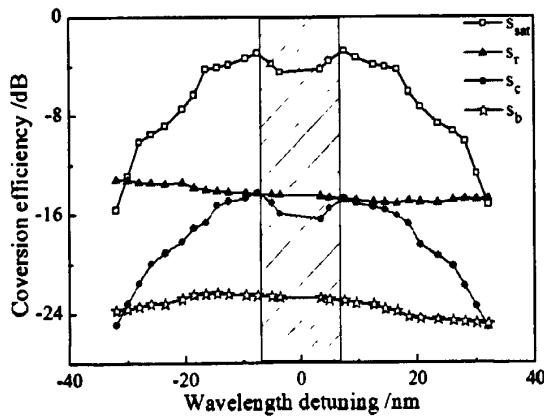


图 3.6 四种 RZ 信号的转换效率与泵浦光对探测光波长失谐量的关系

保持泵浦光平均功率 80 mW 不变, 当泵浦光脉宽为 $2\sim9\text{ ps}$ 时, 产生的四种 RZ 信号的模式效应很低, 都是高质量的 RZ 信号。当泵浦光脉宽为 $10\sim15\text{ ps}$ 时, S_{sat} 和 S_c 信号的模式效应依然较低, 而 S_r 和 S_b 信号的模式效应则随着泵浦光脉宽的增大而变大。如图 3.7(a)所示, 模式效应的高低程度用 NLP 值来表示, S_r 信号的 NLP 值不仅低于 S_b 信号的 NLP, 而且增长较之缓慢。这是因为泵浦光脉

宽增大时，泵浦光脉冲的前沿和后沿变得平缓，探测光与泵浦光的前后沿发生 XPM 效应后所产生的频率啁啾值减小，当原泵浦光功率不能补偿探测光中减小的感应频移量时， S_r 和 S_b 信号的 NLP 值就会随着泵浦光脉宽值的增大而增大。同时由于探测光在 SPM 和 XPM 效应的作用下，其后沿附近产生振荡现象，从而探测光的蓝移量小于红移量，导致 S_b 信号的 NLP 值大于 S_r 信号的 NLP。此时如果增大泵浦光功率，探测光的蓝移量随之增大， S_b 信号的 NLP 值将会减小，从而提高 S_b 信号的质量。图 3.7(b)所示的即为 S_b 信号的模式效应与泵浦光功率的关系，其中泵浦光的脉宽固定为 10 ps。随着泵浦光功率值的增大，TPA 效应增强，其产生的自由载流子数量逐步增加。当 TPA 和 FCA 效应引起的功率损耗值和泵浦光功率的增加值达到一个平衡时，探测光的蓝移量不再变化，此时 S_b 信号的 NLP 值也将保持稳定。当泵浦光脉宽大于 15 ps 时，探测光的蓝移量很小，且随着泵浦光功率值的增大而变化不大，此时 S_b 信号的质量很差，所以这种情况下只能产生三种高质量的 RZ 信号。

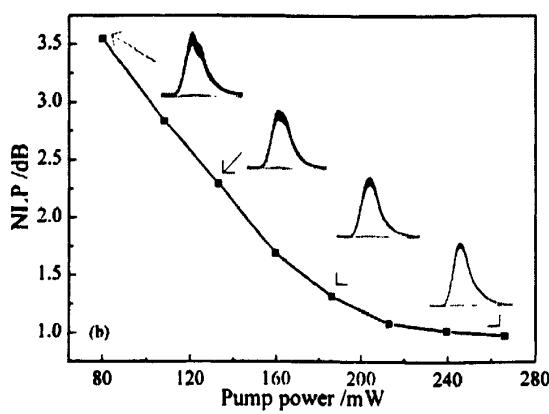
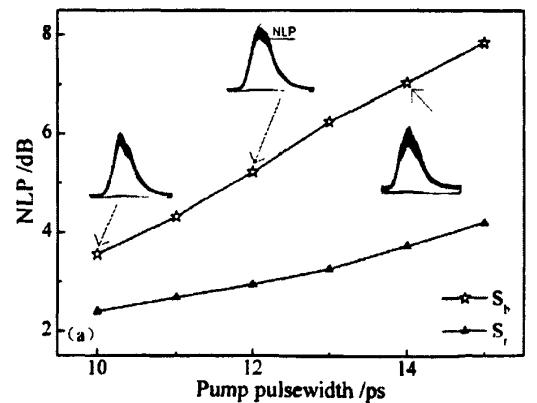


图 3.7 (a)Sb 和 Sr 信号的模式效应和泵浦光脉宽的关系; (b)泵浦光脉宽为 10 ps 时, Sb 信号的模式效应与泵浦光功率的关系

3.4 本章小结

本章详细介绍了硅光波导的四波混频效应, 基于硅光波导的四波混频和交叉相位调制效应, 提出非归零码到归零码的光调制格式转换。当探测光NRZ信号和泵浦光时钟脉冲序列同步通过硅波导时, FWM效应产生斯托克斯光和反斯托克斯光, XPM效应使探测光频谱产生红移和蓝移, 选择合适的带通滤波器可得到四种RZ信号。分析了斯托克斯光和反斯托克斯光的功率与探测光和泵浦光功率的关系, 四种RZ信号的脉宽与泵浦光脉宽的关系, 泵浦光对探测光的波长失谐量对四种RZ信号转换效率的影响等。此外, 泵浦光脉宽的大小影响XPM效应产生的RZ信号的质量: 当泵浦光脉宽为2~15 ps时, 可产生四种高质量的RZ信号; 当泵浦光脉宽大于15 ps时, 探测光蓝移频谱中提取出的RZ信号质量很差。

4、硅基微环谐振器的特性研究

4.1 硅基微环谐振器的线性特性

4.1.1 全通型硅基微环谐振器

全通滤波器型硅基微环是最简单，也是最基本的硅基微环结构，我们将对其进行分析，并对其传递函数（包括光功率和相位）进行推导，这些推导方法对硅基微环组成的其他复杂结构也同样适用。

全通滤波器型硅基微环谐振器是由一个微环和一根与之耦合的线波导微环构成，如图 4.1 所示。

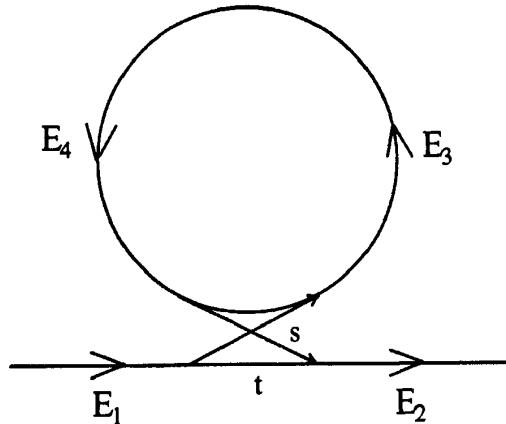


图 4.1 全通滤波器型环形谐振腔示意图

假设入射端光的场强为 E_1 ，透射光场强为 E_2 ，微环中传输的光的场强分别为 E_3 和 E_4 ，则四者的关系可以由 Yariv 耦合模理论和传输矩阵法进行分析，且得到以下传输矩阵：

$$\begin{bmatrix} E_3 \\ E_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & js \\ js & t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_4 \\ E_1 \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

其中 t 是微环和线波导的传输系数， s 是耦合系数，且 t 和 s 满足 $s^2 + t^2 = 1$ 。 E_4 是 E_3 在微环中传输一周后的结果，且满足关系

$$E_4 = \gamma E_3 \exp(-jk_0 n_{\text{eff}} L) = \gamma E_3 \exp(-j\phi) \quad (4.2)$$

其中 γ 是光在环形谐振腔里传输一圈的电场剩余比例，即微环谐振腔的衰减因子。 $\phi = k_0 n_{\text{eff}} L$ 是光绕微环一圈的线性相移，其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 是真空中的波矢大小， n_{eff}

是有效折射率, $L=2\pi R$ 是环的周长。当 $\phi=2m\pi$ 时, 微环工作在谐振状态, 对应的波长 $\lambda=(2\pi R n_{\text{eff}})/m$ 称为谐振波长; m 取正整数, 称为谐振级数, 即在微环一圈内分布的整波长数。令两个相邻的谐振峰所对应的谐振级数分别为 m 和 $m-1$, 则光谱中这两个相邻的谐振峰之间的波长差称为 FSR, 即自由谱范围, 且

$$FSR = \frac{\lambda_0 n_{\text{eff}}}{mn_g} \quad (4.3)$$

n_g 为波导的群折射率, 定义为

$$n_g = n_{\text{eff}} - \lambda_0 \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda_0} \quad (4.4)$$

将(4.2)代入(4.1)中可以得到全通滤波器型环形谐振腔的光功率传递函数 $T(\omega)$ 和相位传递函数 $\Phi(\omega)$ 分别是:

$$T(\omega) = \frac{E_2}{E_1} = \frac{t - \gamma \exp(-i\phi)}{1 - t\gamma \exp(-i\phi)}, \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \Phi(\omega) &= \arg(E_{\text{out}} / E_{\text{in}}) \\ &= \pi + \phi + \arctan\left(\frac{t \sin \phi}{\gamma - t \cos \phi}\right) + \arctan\left(\frac{\gamma t \sin \phi}{1 - \gamma t \cos \phi}\right). \end{aligned} \quad (4.6)$$

从式(4.5)可以看到, 传输函数主要受到线波导和微环谐振腔的传输系数(或者耦合系数)以及微环谐振腔衰减因子的影响。当我们设计具有合适性能的微环谐振腔时, 设计的重点都集中在传输系数和衰减因子这两个参数的设计上, 它们与谐振波长共同决定着硅基微环谐振器的输出响应。全通型硅基微环谐振器的特性曲线如图 4.2 所示:

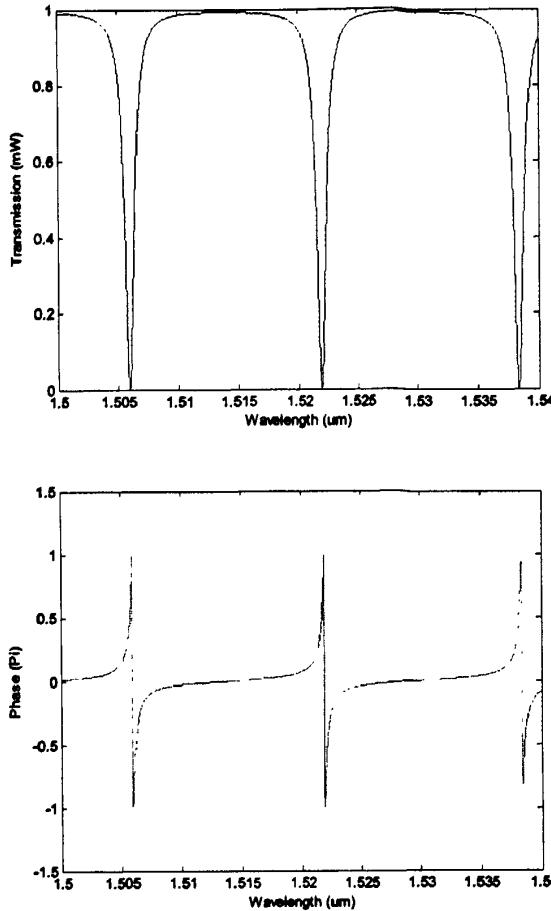


图 4.2 全通型硅基微环谐振器的特性曲线

从式(4.6)可以看出, 当入射波长处于谐振波长时, 由于 $\phi=2m\pi$, $\cos\phi=1$, 则式(4.6)第三项的分母简化为 $\gamma-t$ 。当 $\gamma=t$ 时, 分母为 0, 此时只要 γ 或 t 发生很小的变化, 就会使微环谐振器的相位发生跳变。因此, 我们根据 γ 和 t 的大小关系, 将微环谐振器的工作状态分为三类: (1)当 $\gamma=t$ 时, 硅基微环谐振器的工作状态称为临界耦合状态, 其物理意义是: 从线波导传输到谐振器透射端的光的场强强度等于从微环谐振腔中耦合到透射端的光的场强强度。微环谐振腔中耦合到透射端的光的相位产生了 $\pi+\varphi$ 的变化, 其中 φ 是光在微环中传输导致的。当入射光的波长为谐振波长时, $\varphi=0$, 则入射光和从透射端输出的光将相消, 此时在输出端没有光输出。(2)当 $\gamma > t$ 时, 硅基微环谐振器工作在过耦状态下, 物理意义是: 从微环谐振腔中耦合到谐振器透射端的光的场强强度大于从线波导传输到透射端的光的场强强度。此时从

微环耦合到透射端的光将占主导地位，则从透射端输出的光的相位没有发生突变。(3)当 $\gamma < t$ 时，硅基微环谐振器工作在欠耦合状态下，其物理意义是：从线波导传输到谐振器透射端的光的场强强度大于从微环谐振腔中耦合到透射端的光的场强强度。此时从线波导传输到透射端的光将占主导地位，则从透射端输出的光的相位会发生突变。

4.1.2 双耦合型单环硅基微环谐振器

双耦合型硅基微环谐振器有两个输出端，如图 4.3 所示，即透射端和反射端。双耦合型单环谐振器由一个微环和两个线波导构成。

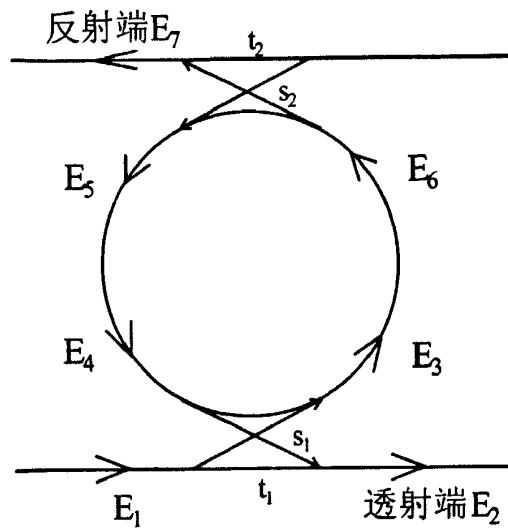


图 4.3 双耦合型单环硅基微环谐振器示意图

利用 Yariv 耦合模理论和传输矩阵法得到此种谐振器的关系式：

$$\begin{bmatrix} E_3 \\ E_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 & js_1 \\ js_1 & t_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_4 \\ E_1 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

$$\begin{bmatrix} E_5 \\ E_7 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_2 & js_2 \\ js_2 & t_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_6 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

E_6 是 E_3 在微环中传输半周后的结果， E_4 是 E_5 在微环中传输半周后的结果：

$$E_6 = \gamma E_3 \exp(-jk_0 n_{eff} \frac{L}{2}) \quad (4.9)$$

$$E_4 = \gamma E_5 \exp(-jk_0 n_{eff} \frac{L}{2}) \quad (4.10)$$

$L=2\pi R$ 是微环的周长， $s_1^2 + t_1^2 = 1$ ， $s_2^2 + t_2^2 = 1$ 。结合(4.7)~(4.10)可以

分别计算出双耦合型单环谐振器透射端和反射端光功率传递函数和相位传递函数。利用 Matlab 将它们的仿真结果如图 4.4 所示：

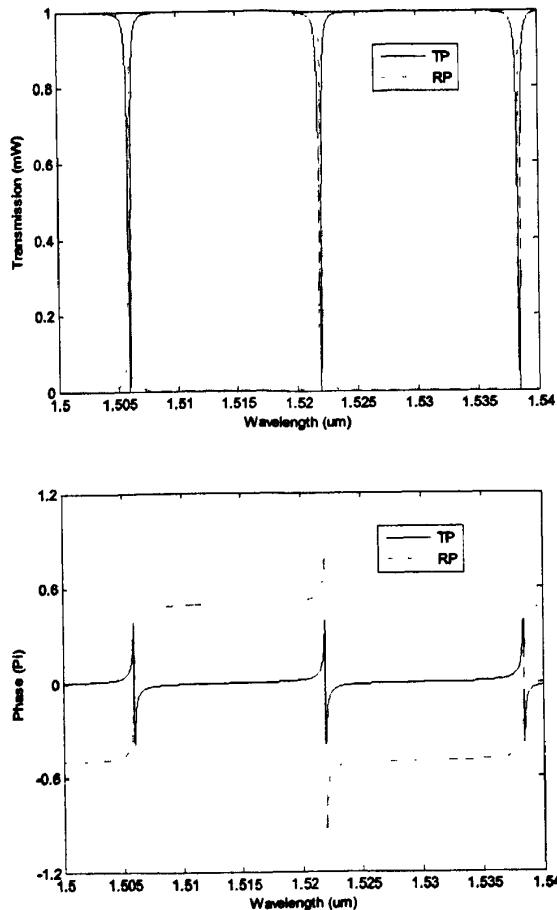


图 4.4 双耦合型单环硅基微环谐振器的特性曲线(TP：透射端，RP：反射端)

对于双耦合型硅基微环谐振器结构而言，微环与上面的直波导的耦合过程可以看成是一种损耗，所以透射端场强和全通型硅基微环的场强有相同的特性。而对于反射端而言，它将不存在相位的变化。

4.1.3 双耦合型串联二环谐振器

双耦合型串联二环微环谐振器由串联的两个微环和两个线波导耦合而成，如图 4.5 所示。

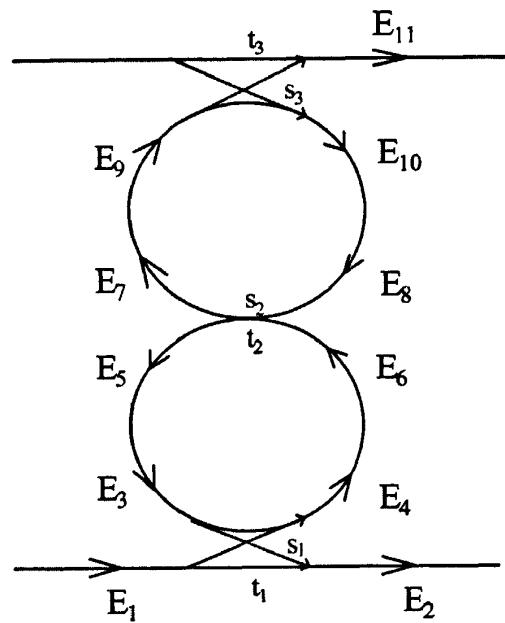


图 4.5 双耦合型串联二环谐振器示意图

利用 Yariv 耦合模理论和传输矩阵法得到此种谐振器的关系式：

$$\begin{bmatrix} E_4 \\ E_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 & js_1 \\ js_1 & t_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_3 \\ E_1 \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

$$\begin{bmatrix} E_5 \\ E_7 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_2 & js_2 \\ js_2 & t_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_6 \\ E_8 \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

$$\begin{bmatrix} E_{10} \\ E_{11} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_3 & js_2 \\ js_3 & t_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_9 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

E_6 是 E_4 在第一个微环中传输半周后的结果, E_3 是 E_5 在第一个微环中传输半周后的结果; E_9 是 E_7 在第二个微环中传输半周后的结果, E_8 是 E_{10} 在第二个微环中传输半周后的结果:

$$E_6 = \gamma E_4 \exp(-jk_0 n_{eff} \frac{L_1}{2}) \quad (4.14)$$

$$E_3 = \gamma E_5 \exp(-jk_0 n_{eff} \frac{L_1}{2}) \quad (4.15)$$

$$E_9 = \gamma E_7 \exp(-jk_0 n_{eff} \frac{L_2}{2}) \quad (4.16)$$

$$E_8 = \gamma E_{10} \exp(-jk_0 n_{eff} \frac{L_2}{2}) \quad (4.17)$$

$L_1=2\pi R_1$ 是第一个微环的周长, $L_2=2\pi R_2$ 是第二个微环的周长, $s_1^2 + t_1^2 = 1$,

$s_2^2 + t_2^2 = 1$, $s_3^2 + t_3^2 = 1$. 结合(4.11)~(4.17)可以分别计算出双耦合型串联二环谐

振器透射端和反射端光功率传递函数和相位传递函数。当两个微环的半径相同($R_1=R_2$)时,利用Matlab将双耦合型串联二环谐振器的特性曲线仿真如图4.6所示:

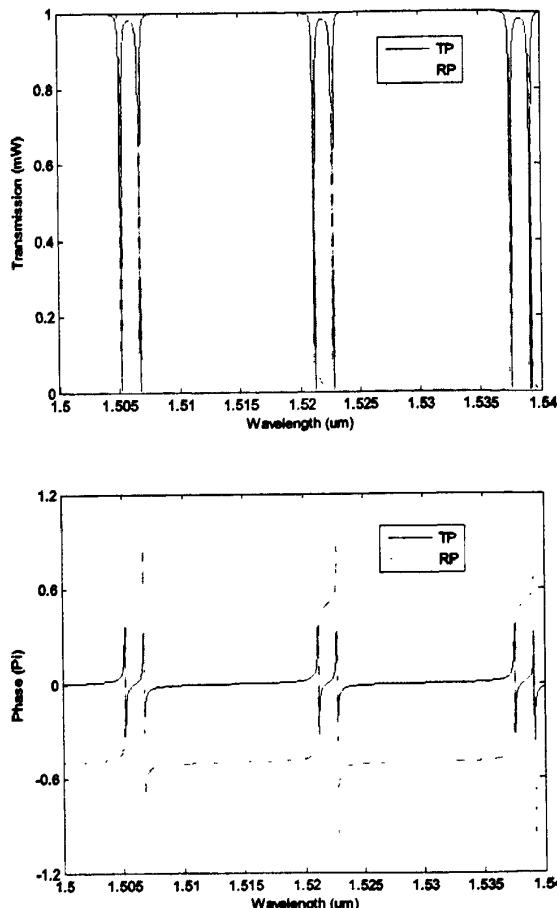


图4.6 双耦合型串联二环谐振器出现简并分裂的特性曲线(TP: 透射端, RP: 反射端)

由上图可以看出多环微环构成的谐振器的谐振峰出现了简并分裂,因为这些微环的半径相同,对应的谐振波长也相同,故相同的谐振波长使谐振峰发生简并分裂。不过取耦合系数 s_1 、 s_2 和 s_3 为合适值时,会减弱谐振峰的简并分裂现象,对应的光功率传递函数如图4.7所示:

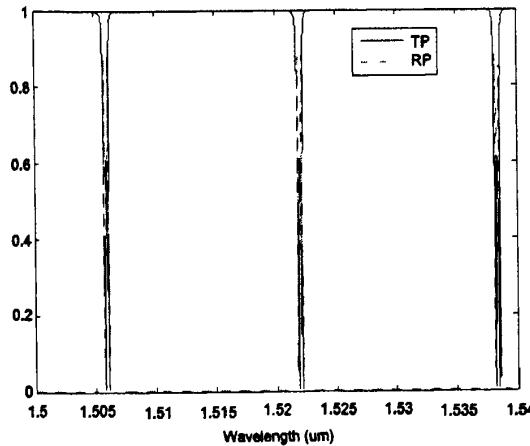


图 4.7 双耦合型串联二环谐振器无简并分裂的特性曲线(TP: 透射端, RP: 反射端)

4.1.4 双耦合型串联三环谐振器

双耦合型串联三环谐振器由串联的三个微环和两个线波导耦合而成, 如图 4.8 所示。

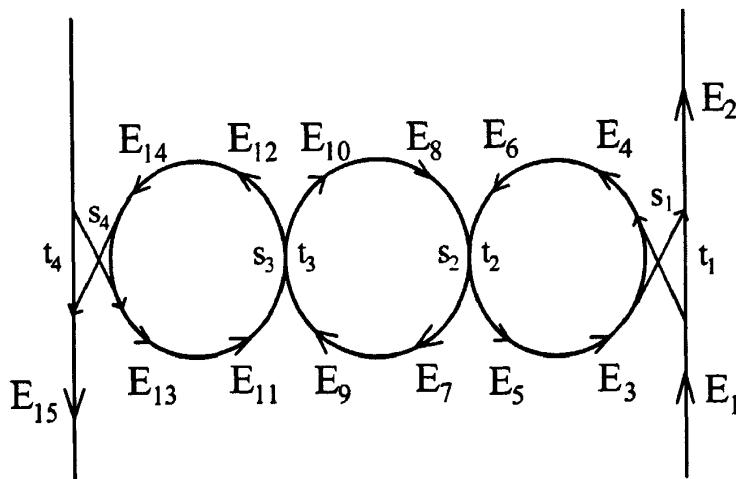


图 4.8 双耦合型串联三环谐振器示意图

利用 Yariv 耦合模理论和传输矩阵法得到此种谐振器的关系式:

$$\begin{bmatrix} E_4 \\ E_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 & js_1 \\ js_1 & t_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_3 \\ E_1 \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

$$\begin{bmatrix} E_5 \\ E_7 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_2 & js_2 \\ js_2 & t_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_6 \\ E_8 \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

$$\begin{bmatrix} E_{10} \\ E_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_3 & js_2 \\ js_3 & t_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_9 \\ E_{11} \end{bmatrix} \quad (4.20)$$

$$\begin{bmatrix} E_{13} \\ E_{15} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_4 & js_4 \\ js_4 & t_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{14} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

E_6 是 E_4 在第一个微环中传输半周后的结果, E_3 是 E_5 在第一个微环中传输半周后的结果; E_9 是 E_7 在第二个微环中传输半周后的结果, E_8 是 E_{10} 在第二个微环中传输半周后的结果; E_{14} 是 E_{12} 在第三个微环中传输半周后的结果, E_{11} 是 E_{13} 在第三个微环中传输半周后的结果。

$$E_6 = \gamma E_4 \exp(-jk_0 n_{\text{eff}} \frac{L_1}{2}) \quad (4.22)$$

$$E_3 = \gamma E_5 \exp(-jk_0 n_{\text{eff}} \frac{L_1}{2}) \quad (4.23)$$

$$E_9 = \gamma E_7 \exp(-jk_0 n_{\text{eff}} \frac{L_2}{2}) \quad (4.24)$$

$$E_8 = \gamma E_{10} \exp(-jk_0 n_{\text{eff}} \frac{L_2}{2}) \quad (4.25)$$

$$E_{14} = \gamma E_{12} \exp(-jk_0 n_{\text{eff}} \frac{L_3}{2}) \quad (4.26)$$

$$E_{11} = \gamma E_{13} \exp(-jk_0 n_{\text{eff}} \frac{L_3}{2}) \quad (4.27)$$

$L_1=2\pi R_1$ 是第一个微环的周长, $L_2=2\pi R_2$ 是第二个微环的周长, $L_3=2\pi R_3$ 是第三个微环的周长。 $s_1^2+t_1^2=1$, $s_2^2+t_2^2=1$, $s_3^2+t_3^2=1$, $s_4^2+t_4^2=1$. 结合(4.18)~(4.27)可以分别计算出双耦合型串联三环谐振器透射端和反射端光功率传递函数和相位传递函数。

利用 Matlab 将串联三环谐振器的特性曲线的仿真结果显示如图 4.9 所示, 4.9 (a)图中有简并分裂现象出现, 当改变 s 值时, 会减缓谐振峰的简并分裂程度, 从而增大滤波器型硅基微环谐振器的带宽(如图 4.9 (b)所示)。对比图 4.4、图 4.7 和图 4.9 可以看出, 单环硅基微环谐振器的带宽很窄, 并且底部非常尖锐, 只适合对单频信号(直流光)做简单的滤波处理。如果单环硅基微环谐振器对有一定带宽的信号进行滤波时, 该谐振器对信号每个频率分量的响应会有较大的区别, 从而会引起信号的畸变。但是, 随着微环数量的增加, 硅基微环谐振器的底部带宽将逐渐变宽, 这将更有利信号的处理。

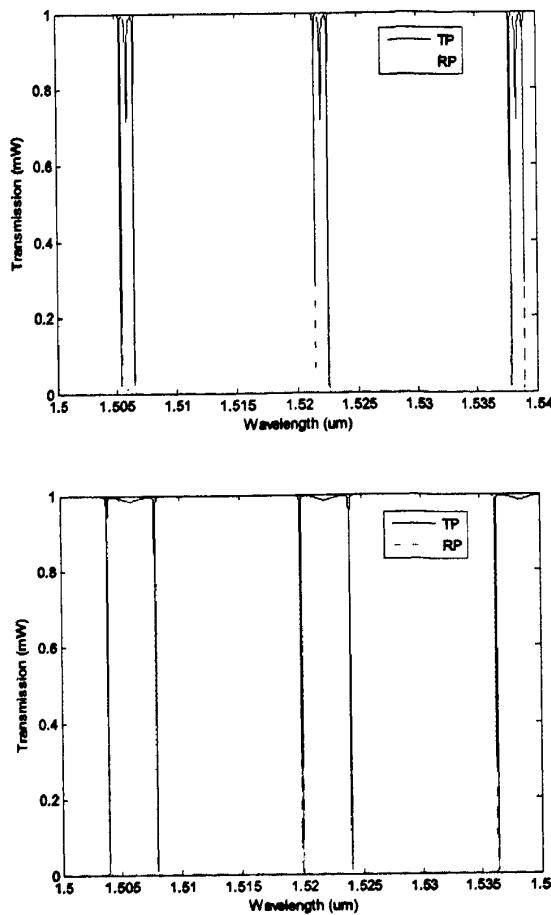


图 4.9 双耦合型串联三环谐振器的特性曲线: (a)有简并分裂; (b)无简并分裂

4.2 硅基微环的非线性特性

硅基微环谐振器的工作特性不但和它本身的结构和尺寸有关系，还和硅基微环谐振器的输入光强度密切相关。此外，硅基微环中同时存在的 Kerr 效应和双光子吸收效应都会使硅基器件的损耗和折射率发生变化，从而使硅基微环谐振器的工作特性继续发生变化。

4.2.1 Kerr 效应

硅基微环谐振腔环形结构的谐振作用，使得它的非线性特性远远大于普通光纤和硅光波导。据估算，硅基微环的非线性系数是普通光纤的 200000 倍以上，是硅光波导的 200 倍以上。利用硅基微环谐振器很强的非线性特性，基于 SPM、XPM 和 FWM 等非线性效应的光信号处理技术都比较容易实现^[33-35]，使得硅基

微环谐振器在全光信号再生、全光波长转换和全光调制格式转换上都有较广泛的应用。

在图 4.10 中，将泵浦光 E_p 和探测光 E_s 输入到双耦合型单环谐振器中，在图 4.3 的示意图中只考虑了损耗的影响，而忽略了 SPM 和 XPM 效应。实际上，当泵浦光功率较大时，由 SPM 和 XPM 引起的非线性相移会影响微环谐振器的谐振条件和转换效率，此时也需要考虑到由双光子吸收效应引起的非线性损耗。

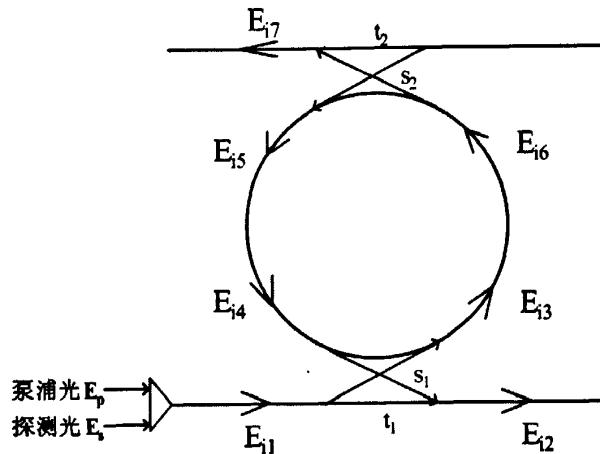


图 4.10 双耦合型单环硅基微环谐振器非线性效应示意图

利用 Yariv 耦合模理论和传输矩阵法得到此种谐振器的关系式：

$$\begin{bmatrix} E_{i3} \\ E_{i2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 & js_1 \\ js_1 & t_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{i4} \\ E_{i1} \end{bmatrix}, (i = p, s) \quad (4.28)$$

$$\begin{bmatrix} E_{i5} \\ E_{i7} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_2 & js_2 \\ js_2 & t_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{i6} \\ 0 \end{bmatrix}, (i = p, s) \quad (4.29)$$

考虑到非线性效应，两个输入光在微环内的传输过程用以下式子表示：

$$\begin{aligned} E_{p6} &= E_{p3} \exp \left[-\left(\alpha + \frac{\beta_{TPA}}{A_{eff}} |E_{p3}|^2 \right) \frac{l}{2} - jk_p n_{eff} l - j\gamma_p |E_{p3}|^2 l - j2\gamma_p |E_{s3}|^2 l \right] \\ &= E_{p3} \exp \left[-\frac{\alpha l}{2} - jk_p n_{eff} l - \left(\frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}} + j\gamma_p \right) |E_{p3}|^2 l - j2\gamma_p |E_{s3}|^2 l \right] \end{aligned} \quad (4.30)$$

$$E_{p4} = E_{p5} \exp \left[-\frac{\alpha l}{2} - jk_p n_{eff} l - \left(\frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}} + j\gamma_p \right) |E_{p5}|^2 l - j2\gamma_p |E_{s5}|^2 l \right] \quad (4.31)$$

$$E_{s6} = E_{s3} \exp \left[-\left(\alpha + \frac{2\beta_{TPA}}{A_{eff}} |E_{p3}|^2 \right) \frac{l}{2} - jk_s n_{eff} l - j2\gamma_s |E_{p3}|^2 l - j\gamma_s |E_{s3}|^2 l \right]$$

$$= E_{s3} \exp \left[-\frac{\alpha l}{2} - j k_s n_{eff} l - 2 \left(\frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}} + j \gamma_s \right) |E_{p3}|^2 l - j \gamma_s |E_{s3}|^2 l \right] \quad (4.32)$$

$$E_{s4} = E_{s5} \exp \left[-\frac{\alpha l}{2} - j k_s n_{eff} l - 2 \left(\frac{\beta_{TPA}}{2 A_{eff}} + j \gamma_s \right) |E_{p5}|^2 l - j \gamma_s |E_{s5}|^2 l \right] \quad (4.33)$$

其中 α 为微环里的线性损耗, $(\beta_{TPA} / A_{eff}) |E_p|^2$ 是 TPA 引起的非线性损耗; β_{TPA} 是双光子吸收系数, A_{eff} 是硅基微环的有效模场面积; $k_i = 2\pi / \lambda_i$ 是不同的输入光对应的波矢大小, n_{eff} 为有效折射率, $l = \pi R$; 非线性系数 $\gamma_i = (2\pi n_2) / (A_{eff} \lambda_i)$, 其中 n_2 是非线性折射率系数; $k_i n_{eff} l$ 是微环的线性相移, $\gamma |E|^2 l$ 表示 SPM 效应引起的相移, $2\gamma |E|^2 l$ 表示 XPM 效应引起的相移, 这些相移将影响微环的谐振波长, 并使之发生红移, 如图 4.11 所示。

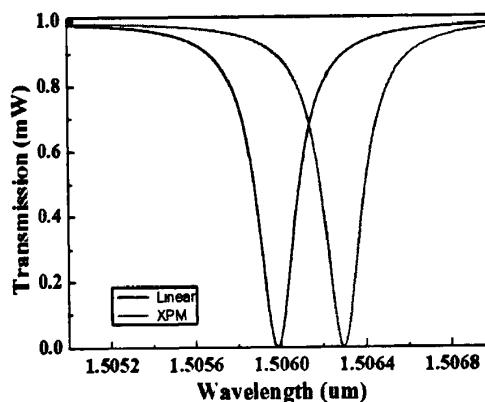


图 4.11 XPM 效应引起微环谐振波长的红移

4.2.2 TPA 引起的 FCD 和 FCA 效应

在硅基微环谐振器中, 自由载流子吸收(FCA)和自由载流子色散(FCD)会引起谐振器中线性损耗和折射率的变化, 而 FCA 和 FCD 与自由载流子的关系由以下式子表示:

$$n_f = -8.8 \times 10^{-22} \Delta N - 8.5 \times 10^{-18} (\Delta H)^{0.8} \quad (4.34)$$

$$\sigma_f = 8.5 \times 10^{-18} \Delta N + 6.0 \times 10^{-18} \Delta H \quad (4.35)$$

式中的 ΔN 表示自由载流子数的变化量, ΔH 表示空穴数的变化量。

由谐振条件 $k \cdot n_{\text{eff}} \cdot L = 2\pi$, 即 $n_{\text{eff}} \cdot L \cdot \omega / c = 2\pi$ 知, 折射率的变化会引起谐振频率的变化. 两边求导得:

$$\Delta\omega = -\frac{\omega_0}{n_{\text{eff}}} \Delta n_{\text{eff}} = -\frac{\omega_0}{n_{\text{eff}}} \Gamma \Delta n \quad (4.36)$$

其中 Γ 是光场限制因子. 当自由载流子注入硅基微环谐振器时, $\Delta n < 0$, 此时谐振器的谐振频率会发生蓝移. 自由载流子浓度的变化可以通过光注入或电注入的办法实现. 虽然硅是间接带隙材料, 但是在 1550nm 的通信波段可以通过双光子吸收效应使能量低于带隙的光子依然激发出自由载流子. Kerr 效应是一种快响应效应, 而双光子吸收效应的响应速率由载流子寿命决定, 是一种慢响应效应^[36].

4.3 基于硅基微环谐振器 XPM 效应的 NRZ 到 RZ 的光调制格式转换

4.3.1 微环谐振器的分段模型

下面介绍微环谐振器的数值求解模型, 该模型是基于 Heebner 工作的分段模型^[37]. 如今, 该方法已被广泛应用在求解与电磁波相关的传输问题中. 光波可以被看做一种特殊的电磁波, 所以该方法也被应用于新型光器件特性的仿真上和光信号的处理上. 如图 4.12 所示, 将全通型微环分为 M 段子波导, 设输入到第 m 段 ($m=1, 2, \dots, M$) 子波导的光场为 E_m , 对应的输出光场为 E_{m+1} . 此外耦合区的边界条件为 $E_{r1}=E_1$ 和 $E_{r2}=E_{M+1}$.

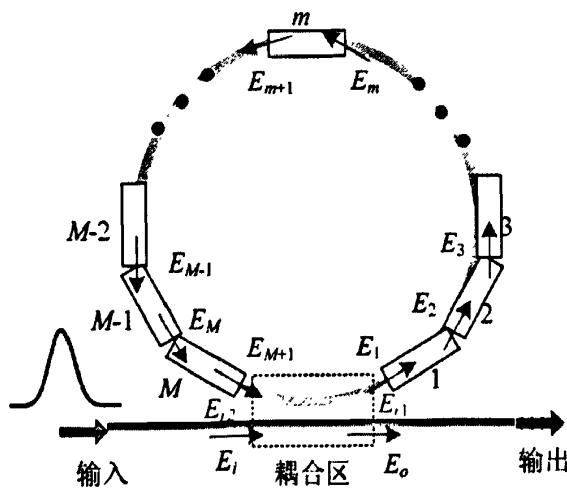


图 4.12 全通型微环的分段模型

假设数值计算所需的时间长度为 T , 离散时间间隔为 Δt , 则总的离

散点数 $N = T / \Delta t$ 。在 $n\Delta t$ 时刻 ($n=1, 2, \dots, N$)，全通型微环和直波导中各处光场满足如下关系：

$$E_{r1}(n\Delta t) = tE_{r2}(n\Delta t) + jsE_i(n\Delta t) \quad (4.37)$$

$$E_o(n\Delta t) = tE_i(n\Delta t) + jsE_{r2}(n\Delta t) \quad (4.38)$$

$$E_1(n\Delta t) = E_{r1}(n\Delta t) \quad (4.39)$$

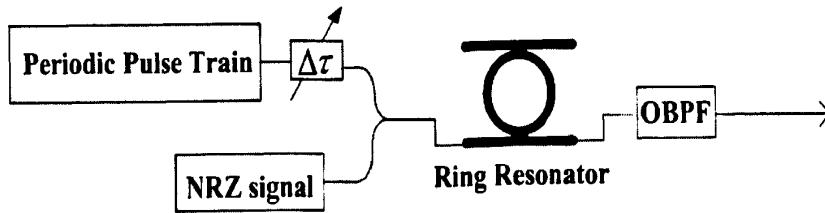
$$E_{M+1}(n\Delta t) = E_{r2}(n\Delta t) \quad (4.40)$$

$$E_{m+1}(n\Delta t) = E_m(n\Delta t - \Delta t) \cdot \sqrt[m]{t} \cdot \exp(i\omega_c \Delta t) \quad (4.41)$$

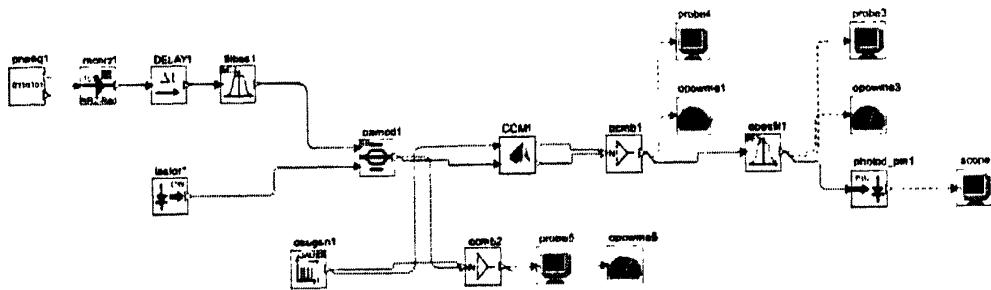
由于分段模型使用的是数值方法，因此计算结果的精度和分段数目有关。当光脉冲的脉宽远小于谐振腔寿命时，较大的分段数目才能保证计算结果的精度。使用这样的方法，我们可以记录输入光脉冲在硅基微环谐振器中传输的过程。此外，这种方法不仅可以仿真单环中的光传输过程，也同样适用于多个微环组成的复杂结构。

4.3.2 工作原理

在此仿真中我们采用双耦合型单环硅基微环谐振器（图 4.10）来实现 NRZ 到 RZ 的光调制格式转换，该转换的总体思路和文献[38]相似：将待转换的探测光 NRZ 信号和泵浦光周期脉冲序列同时从微环谐振器的输入端输入，这两束光位于微环不同的谐振波长 λ_1 和 λ_2 上，如图 4.13 所示。此时由于微环谐振器的线性滤波特性，这两束输入光在透射端都没有输出。当考虑非线性效应时，由于泵浦光功率大于探测光功率，微环谐振滤波器的中心频率将在 Kerr 效应的作用下随着泵浦光功率的改变而发生移动。



(a) 系统框图



(b) OptSim 搭建的仿真结构图

图 4.13 基于双耦合型单环微谐振器实现 NRZ 到 RZ 的光调制格式转换系统

具体的工作原理如图 4.14 所示：图 4.14(a)表明，当输入的周期脉冲序列没有任何噪声时，对应的泵浦光功率为 0，此时双耦合型单环谐振器的谐振波长不会发生改变；图 4.14(b)表明，当周期脉冲序列存在一定的噪声时，泵浦光的功率较小，则微环谐振器的谐振波长发生了轻微红移。由于微环滤波器的平底特性，使得这两束光在透射端仍然没有输出，因此当周期脉冲序列的功率较小时，无论其信号质量如何，透射端都不会有信号输出。图 4.14(c)表明，当周期脉冲序列的功率较大时，较大的功率会使微环谐振器的谐振波长发生较大的红移。由于谐振波长红移量较大，位于 λ_s 和 λ_p 的探测光和泵浦光都位于微环谐振滤波器的全通波段，此时两束输入光都会在透射端输出，然后通过 OBPF 就可以提取出我们所需要的 RZ 信号。利用这种方法我们能得到一个高质量的 RZ 信号，且这个 RZ 信号的所加载的数据由探测光 NRZ 信号决定。

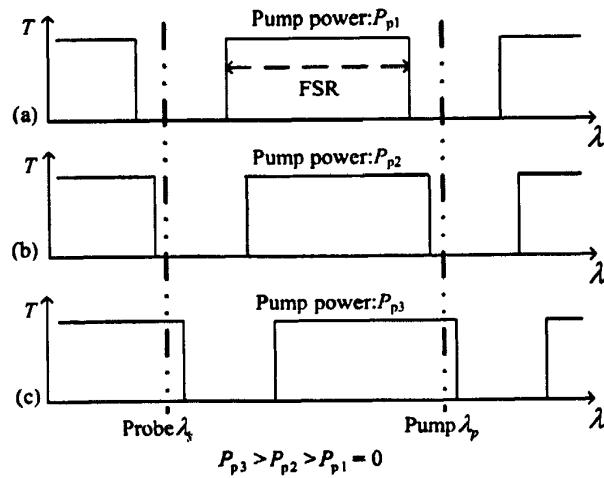


图 4.14 谐振波长偏移量随着输入泵浦光功率的增大而增加(a)泵浦光功率为 0; (b)泵浦光功率较小; (c)泵浦光功率足够大。

4.4 仿真结果

仿真中我们所用到的微环的半径 $R=10 \mu\text{m}$, 两个耦合处的耦合系数 $s_1=s_2=0.2$, 线性传输损耗系数 $\alpha=5 \text{ dB/cm}$, 波导的有效模场面积 $A_{\text{eff}}=0.0997 \mu\text{m}^2$. 当探测光 NRZ 信号和泵浦光周期脉冲序列同时输入到该谐振器的输入端时, 使探测光的中心波长 λ_s 位于 1543.5 nm , 泵浦光的中心波长 λ_p 位于 1558.7 nm , 这两个波长都是微环的谐振波长. 探测光的功率为 25 mW , 泵浦光的脉宽为 3 ps , 脉冲间隔 100 ps , 功率为 50 mW . 此外, 该微环谐振器的非线性折射率系数 $n_2=1.3\times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$, 双光子吸收系数 $\beta_{\text{TPA}}=7\times 10^{-12} \text{ m/W}$. 由于泵浦光的峰值功率比探测光功率大很多, 所以在该仿真中我们不考虑探测光功率对两束输入光产生的非线性相移. 选择光学通带滤波器的中心波长为 1545 nm , 带宽为 0.3 nm , 则该滤波器提取出来的 RZ 信号的时域和眼图如图 4.15 所示, 从该眼图中可以看出转换后的 RZ 信号的质量较高.

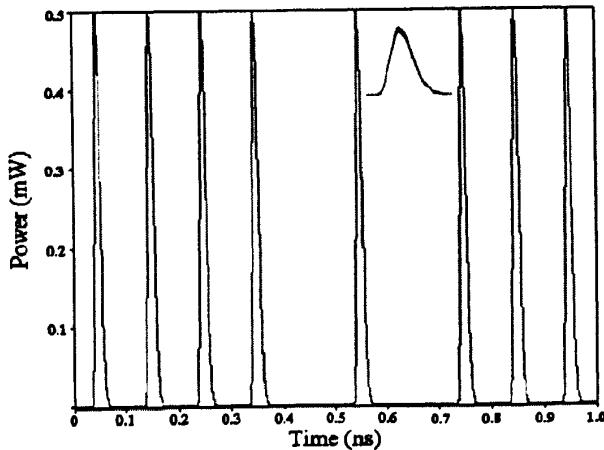


图 4.15 基于双耦合型单环谐振器 XPM 效应产生的 RZ 信号的时域图和眼图

此外, 硅基微环谐振器的线性损耗和双光子吸收效应也对输出的 RZ 信号产生影响, 图 4.16 分别对应不考虑线性损耗和 TPA 效应, $\alpha=1 \text{ dB/cm}$ 和 $\beta_{\text{TPA}}=7\times 10^{-12} \text{ m/W}$, $\alpha=5 \text{ dB/cm}$ 和 $\beta_{\text{TPA}}=7\times 10^{-12} \text{ m/W}$ 时 RZ 信号的光功率值. 从该图中看出, 当输入泵浦光峰值功率小于 0.2 W 时, 三种情况下产生的 RZ 信号光功率都为 0 ; 考虑损耗和 TPA 效应后, 微环谐振器产生 RZ 信号的速度要缓慢得多. 当泵浦光峰值功率大于 0.5 W 时, 输出的 RZ 信号的光功率将基本保持不变, 这

说明该转换装置是一种信号幅度再生器。

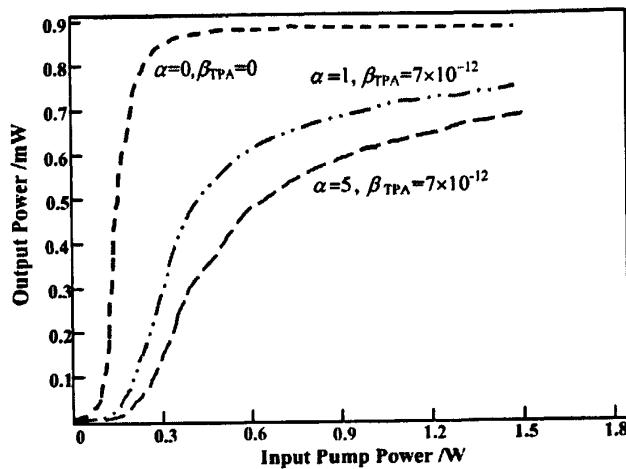


图 4.16 微环谐振器线性损耗和双光子吸收效应对输出 RZ 信号的影响

4.5 本章小结

本章分别研究了全通型硅基微环谐振器、双耦合型单环谐振器、双耦合型串联二环谐振器和双耦合型串联三环谐振器在线性特性下的特性曲线；然后以双耦合型单环硅基微环谐振器为代表，分析了的非线性特性，并分析了 XPM 效应引起微环谐振波长的红移现象；最后为双耦合型单环谐振器建立模型，实现了基于该微环谐振器交叉相位调制的 NRZ 到 RZ 的转换，并发现该转换技术产生的 RZ 信号的质量较高。

5 总结与展望

本文针对基于硅光波导和硅基微环谐振器非线性效应的光调制格式转化技术进行了较为详细的理论分析和模拟仿真。硅光波导具有比光纤高 10000 倍的非线性性能，而硅基微环的非线性系数是普通光纤的 200000 倍以上，利用硅光波导和硅基微环谐振器的高非线性效应进行光调制格式转化能提高转换后信号的质量。此外光信号通过硅光子器件时，还会产生双光子吸收和自由载流子效应，这两种效应在输入光功率比较小时可以忽略，但在输入光功率比较大时，将导致信号的衰减和光谱畸变。利用硅光波导交叉相位调制实现单通道非归零码到归零码的光调制格式转换，利用硅光波导交叉相位调制和四波混频效应实现单通道非归零码到四通道归零码的光调制格式转换。此外，本文还分别针对不同微环数目的谐振器进行对应特性曲线的仿真，同时分析了在交叉相位调制下微环谐振器发生的红移现象，然后基于硅基微环谐振器交叉相位调制实现 NRZ 到 RZ 的光调制格式转换。结合本文的工作与结论，作者认为在以下几个方面可以做更深入的研究：

- 1) 对硅基微环谐振器结构的非线性特性做更为深入地研究，并实现基于多环微环谐振器非线性效应的光调制格式转换。
- 2) 本文只针对硅光子器件进行非归零码和归零码的光调制格式转换，在接下来的研究中要实现其他不同光调制格式之间的转换。

综上所述，本文所述的基于硅光子器件非线性效应的非归零码到归零码的光调制格式转换技术具有一系列优点，思路新颖，转换效率高，能有效地提高转换后信号的质量，真心希望能为现代光通信的光调制格式带来实际帮助。

参考文献

- [1]. Ramaswami R, Sivarajan K. Optical networks: A practical perspective [M]. UK: Morgan Kaufmann Publishers, 1998. 63-71.
- [2]. Saleh A A M, Simmons J M. Evolution toward the next-generation core optical network [J]. Journal of Lightwave Technology, 2006, 24(9): 3303-3321.
- [3]. Vlachos K, Pleros N, Bintjas C, et al. Ultrafast time-domain technology and its application in all-optical signal processing [J]. Journal of Lightwave Technology, 2003, 21(9): 1857-1868.
- [4]. Spirit D M, Ellis A D, Barnsley P E. Optical time division multiplexing: systems and networks. Communications Magazine, IEEE, 1994, 32(12): 56-62.
- [5]. Weber H G, Ludwig R, Ferber S, et al. Ultrahigh-Speed OTDM-Transmission Technology [J]. Journal of Lightwave Technology, 2006, 24(12): 4616-4627.
- [6]. Saruwatari M. All-optical signal processing for terabit/second optical transmission. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2000, 6(6): 1363-1374.
- [7]. Lei X, Wang B C, Baby V, et al. All-optical data format conversion between RZ and NRZ based on a Mach-Zehnder interferometric wavelength converter. Photonics Technology Letters, IEEE, 2003, 15(2): 308-310.
- [8]. Mao W, Wang X, Al-Mumin M, et al. All-optical clock extraction of NRZ data using semiconductor optical amplifiers. in: Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2000. 130.
- [9]. Wei H, Dexiu H, Feibi C, et al. Simultaneous clock component extraction and wavelength conversion of NRZ signal Using an SOA loop mirror. IEEE Photonics Technology Letters, 2004, 16(4): 1116-1118.
- [10]. Yang X, Mishra A K, Manning R J, et al. All-optical 42.6 Gbit/s NRZ to RZ format conversion by cross-phase modulation in single SOA. Electronics Letters, 2007, 43(16): 890-892.
- [11]. Lee S H, Chow K K, Shu C. All Optical RZ to NRZ Format Conversion Using Phase 153 Modulation in a Dispersion-Shifted Fiber. in: Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications Systems Technologies (CLEO/QELS): Optical Society of America, 2005. JThE75.
- [12]. Kwok C H, Chinlon L. Simultaneous 4X10 Gb/s NRZ-to-RZ Modulation Format Conversion in Nonlinear Optical Loop Mirror With a Photonic Crystal Fiber. Photonics Technology Letters, IEEE, 2007, 19(22): 1825-1827.
- [13]. Lee S H, Chow K K, Shu C, et al. All Optical ASK to DPSK Format Conversion Using Cross-Phase Modulation in a Nonlinear Photonic Crystal Fiber. in: Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/PR), 2005. 1579-1580.
- [14]. 余金中, 严清峰, 夏金松, 王小龙, 王启明, "SOI 光电子集成材料与器件学报" [J], "2003, 9(1), 1-7.
- [15]. A. Barkai, Y. Chetrit, O. Cohen, et al. Integrated silicon photonics for optical networks [J]. J. Optical Networking, 2007, 6(1): 25~47.
- [16]. 李志强, 硅线波导和微环谐振腔中的四波混频效应及其波长转换研究, [硕士学位论文], 浙江: 浙江大学, 2011.
- [17]. E. A. Marcatili, "Bends in optical dielectric guides," 1969, Bell Syst. Tech. J. 482103-2132.
- [18]. H. P. Weber, and R. Ulrich, "Thin-Film Ring Laser," 1971, Appl Phys Lett 19(2): 38-&.

- [19]. B. E. Little, J. S. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. A. Haus, E. P. Ippen, L. C. Kimerling, and W. Greene, "Ultra-compact Si-SiO₂ microring resonator optical channel dropping filters," 1998, *Ieee Photonic Tech L* 10(4): 549-551.
- [20]. 王帆, 硅基的环形谐振腔光调制器和光开关的研究, [博士学位论文], 浙江: 浙江大学, 2009.
- [21] G. P. Agrawal. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方, 余震虹等译. 北京: 电子工业出版社, 2003. 34-35.
- [22] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, Sov. Phys. JETP 34, 62 (1972).
- [23] R. A. Fisher and W. K. Bischel, Appl. Phys. Lett. 23, 661 (1973).
- [24] P. Diament. Wave transmission and Fiber optics. New York: Macmillan, 1990. 82-120.
- [25] 邹良港, 基于硅光波导和微环器件的波分复用光网络色散监测, [硕士学位论文], 浙江: 浙江大学, 2010.
- [26] I-Wei Hsieh, Chen Xiaogang, Jerry I. Dadap, et al. Cross-phase modulation-induced spectral and temporal effects on co-propagating femtosecond pulses in silicon photonic wires. [J]. Opt. Express, 2007, 15(3): 1135-1146.
- [27] Yin Lianghong, Govind P. Agrawal. Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides. [J]. Opt. Lett., 2007, 32(14): 2031-2033.
- [28] C. Koos, L. Jacome, C. Poulton, et al. Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing. [J]. Opt. Express, 2007, 15(10): 5976-5990.
- [29] Yin Lianghong, Zhang Jidong, Philippe M. Fauchet, et al. Optical switching using nonlinear polarization rotation inside silicon waveguides. [J]. Opt. Lett., 2009, 34(4): 476-478.
- [30] I. W. Hsieh, X. Chen, J. I. Dadap et al.. Cross-phase modulation-induced spectral and temporal effects on co-propagating femtosecond pulses in silicon photonic wires[J], Opt. Express, 2007, 15(3): 1135~1146.
- [31] C. Koos, L. Jacome, C. Poulton et al.. Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing[J], Opt. Express, 2007, 15(10): 5976~5990.
- [32] L. H. Yin, J. D. Zhang, P. M. Fauchet et al.. Optical switching using nonlinear polarization rotation inside silicon waveguides[J], Opt. Lett. , 2009, 34(4): 476~478.
- [33] Alessia Pasquazi, Raja Ahmad, Martin Rochette, Michael Lamont, Brent E. Little, Sai T. Chu, Roberto Morandotti, and David J. Moss. All optical wavelength conversion in an integrated ring resonator [J], Optics Express, 2010, 18(4): 3858~3863.
- [34] Yunhong Ding, Jing Xu, Peucheret, C., Minhao Pu, Liu Liu, Seoane, J., Haiyan Ou, Xinliang Zhang, Dexiu Huang. Multi-Channel 40 Gbits NRZ-DPSK Demodulation Using a Single Silicon Microring Resonator [J], Journal of Lightwave Technology , 2011, 29(5): 677~684.
- [35] Li Zhiqiang, Gao Shimeng, Liu Qiang, He Sailing. Modified model for four-wave mixing-based wavelength conversion in silicon micro-ring resonators [J], Optics Communications, 2010, 284(8): 2215-2221.
- [36] 严慧娟, 基于硅波导的光调制技术研究, [硕士学位论文], 上海: 上海交通大学, 2009.
- [37] 张小贝, 微环谐振器及应用的理论与实验研究, [博士学位论文], 武汉: 华中科技大学, 2009.
- [38] Tong Ye, Cishuo Yan, Yuanyuan Lu, Fangfei Liu, and Yikai Su, "All-optical regenerative NRZ-to-RZ format conversion using coupled ring-resonator optical waveguide," Optics Express, Vol. 16, No. 20, Sep. 29, 2008, pp. 15325-15331.

作者简历及在学期间所取得的科研成果

张博琳(1988—), 女, 学士, 硕士研究生, 主要从事基于硅光子器件的光调制格式的研究。

在学期间发表论文情况:

- 1、 张博琳, 宋牟平, 基于硅光波导非线性效应的 NRZ 到 RZ 光调制格式转换.,
中国激光, 2011, 38(s105003), 1-6.
- 2、 张博琳, 宋牟平, Theoretical study of all-optical NRZ to RZ format conversion
with tunable pulselwidth based on XPM in a silicon waveguide. Optoelectronics
Letters, 2012, 8(1), 56-59.