

摘 要

长周期光纤光栅传输谱对很多外界变化有较强的敏感特性，因此在传感领域具有良好的发展前景，本文对长周期光纤光栅多种敏感特性进行了比较详细地研究，并比较系统地研究了长周期光纤光栅的耦合模理论和光谱控制等内容，主要研究成果如下。

从麦克斯韦方程组出发，系统地研究了长周期光纤光栅耦合模理论，对有关研究成果进行了综合与修正；基于 Matlab 平台编程，可根据写入条件模拟长周期光纤光栅传输谱，从而能直观地进行理论研究；并对光谱控制和 CO_2 激光写栅成因进行了比较系统的理论研究，可用于指导光栅制备。

研究表明，减小长周期光纤光栅包层半径，可以调谐谐振波长并增强其环境折射率敏感特性；HF 酸腐蚀实验中，包层半径减小了 $1.5\ \mu\text{m}$ ，谐振波长增大了 29nm ，对 NaCl 溶液浓度的敏感特性增强了 39.4% 。设计制作了一种新型液体浓度传感器——单端长周期光纤光栅液体浓度传感器，具有体积小，便于测量的优点，并进行了相关测试。

研究表明高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入长周期光纤光栅具有良好的温度敏感特性和轴向应变敏感特性；在较大温度范围内，谐振波长平均温度灵敏度约为 $0.11\text{nm}/^\circ\text{C}$ ，峰值损耗则对温度基本不敏感；谐振波长和峰值损耗均随轴向应变近似成线性响应。

首次发现高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入的长周期光纤光栅，其峰值损耗和谐振波长均具有扭转方向相关性——顺时针扭转，损耗深度减小，谐振波长向短波方向变化，逆时针扭转，则损耗深度增大，谐振波长向长波方向变化，而且都与扭转角度近似成线性响应，平均灵敏度分别约为 $1.204\text{dB}/\text{rad}$ 和 $2.04\text{nm}/\text{rad}$ ；扭转“较长”长周期光纤光栅时，谐振波长和峰值损耗变化的整体趋势与“纯”长周期光纤光栅相同，并有小幅度的周期性起伏。基于这一敏感特性，设计了一种不但可以测量扭转角度而且还可以判断扭转方向的长周期光纤光栅扭转传感器。

：关键词：长周期光纤光栅，高频脉冲 CO_2 激光，耦合模理论，敏感特性，三束对称写入法

Study on Sensitivity Characteristics for Long-period Fiber Grating

Abstract

Long-period fiber grating (LPFG) is much sensitive to environment, this dissertation contains some researches on LPFG including its sensitivity characteristics, coupled-mode theory, spectral control and so on, the main parts are as follows.

Based on the Maxwell equations, the coupled-mode theory for LPFG is built up step by step, which is also unified and corrected. Taking use of Matlab software, the transmission spectrum of LPFG can be simulated with the writing parameters, so the theoretical study is much straightforward. The formation mechanism of LPFG induced by CO₂ laser and controlling-spectrum theory is studied for LPFG fabrication.

The study results show that reducing cladding radius can tune resonant wavelength and enhance its ambient refractive index sensitivity. In experiment, when cladding radius was reduced 1.5 μm , one resonant wavelength shifts toward long wavelength of 29nm, and its ambient index sensitivity in NaCl solution increases 39.4%. A new type of solution concentration sensor based on etched LPFG is proposed, and it's convenient to be used in field because of single head coated silver film.

It is found that LPFG written symmetrically by three-beam focused high-frequency CO₂ laser pulses (STB-LPFG) has excellent temperature and strain sensitivity characteristics; in experiment, changing LPFG temperature in a large scale, the resonant wavelength shifts toward longer wave at the average speed of 0.11nm/ $^{\circ}\text{C}$, but the amplitude decrease a little. The resonant wavelength and amplitude are almost linear with strain.

The torsion characteristic shows that, for the first time to our knowledge, the amplitude of loss peak and the resonant wavelength for the STB-LPFG depend strongly on the twist direction. When LPFG is twisted clockwise, the amplitude and the resonant wavelength decrease linearly; and increase linearly when twisted anticlockwise, the average sensitivities of 1.204dB/rad and 2.04nm/rad respectively. The torsion characteristic of LPFG with longer fibre is similar with that of pure LPFG except for a little wavelike change. Based on such characteristic, a torsion sensor that can not only measure the twist angle but also determine the twist direction is proposed.

Key Words: long-period fiber grating, high-frequency CO₂ laser, coupled-mode theory, sensitive characteristic, three-beam inducing symmetrically

独创性说明

作者郑重声明：本硕士学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得研究成果。尽我所知，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，也不包含为获得大连理工大学或其他单位的学位或证书所使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中做了明确的说明并表示了谢意。

作者签名：_____ 日期：_____

1 绪论

Vengsarkar 等人[1,2]于 1996 年首次制成长周期光纤光栅用作带阻滤波和掺铒光纤放大器的增益均衡, 由于长周期光纤光栅在光纤通讯和光纤传感等领域具有广阔的应用前景, 因此成为国内外很多科研院所的研究重点。本章将对长周期光纤光栅的发展和研究现状作以简要叙述, 并介绍学位论文的课题意义和研究内容。

1.1 长周期光纤光栅概述

光纤通信是上个世纪七十年代才逐渐进入研究和应用领域, 经过数十年的发展, 已经是目前最重要和最有发展潜力的通信手段之一。随着人们对通信质量和容量要求的不断提高, 密集波分复用技术和光纤放大技术在光纤通信中的地位日益重要。密集波分复用技术的发展, 得力于掺铒光纤放大器(EDFA)技术和滤波技术的发展。EDFA 使得光信号从光放大器中得到功率增益, 但由于光纤放大器的增益不均衡会带来不利影响, 因此需要进行增益平坦。而光纤光栅的出现, 正好满足了这一需要。光纤光栅除了可以在光纤通信领域用作增益均衡器、滤波器、光开关等用途之外, 还可以用作各种光纤光栅传感器。可以说, 光纤光栅的出现, 推动了光纤技术展开一次新的飞跃。

根据周期的长短, 光纤光栅基本可以分成两大类: 光纤 Bragg 光栅(短周期光纤光栅)和长周期光纤光栅。光纤 Bragg 光栅产生较早, 人们对它的研究相对比较成熟。随着光纤通信的发展, 人们对制作具有低插入损耗、无后向反射光纤光栅的需要也越发迫切, 所以长周期光纤光栅的问世得到了普遍的重视。

与光纤 Bragg 光栅相比, 长周期光纤光栅有许多优点。在制备技术方面, 由于光纤 Bragg 光栅的周期较短, 基本采用相位掩模, 因此制备技术、成本要求较高; 而长周期光纤光栅周期较长, 一般在 $100\mu\text{m}$ 以上, 可以采用幅值掩模[1,2], 也可以采用逐点写入法来制作。光纤 Bragg 光栅是反射型光纤器件, 是前向传播纤芯模式与后向传播纤芯模式之间的耦合; 而长周期光纤光栅是纤芯导模与同向传播的包层模之间的耦合, 属于透射型光纤器件, 插入损耗可以达到很小的程度, 基本没有后向反射, 因而在光纤通信领域具有广阔的应用前景。由于纤芯处于厚包层之内, 因此光纤 Bragg 光栅的敏感特性一般较弱。而长周期光纤光栅是纤芯导模与包层模相耦合, 传输谱受外界因素影响较大, 因此敏感特性比较强, 所以在光纤传感领域具有广阔的应用前景。

由于长周期光纤光栅具有众多的优点, 因此越来越引起人们的关注, 并且已经成为光纤光栅研究领域的一个新热点, 和光纤通信和光纤传感等领域发展的新动力。

1.2 长周期光纤光栅的研究现状

长周期光纤光栅是由 Vengsarkar 等人首次制成, 采用的是振幅掩模板法。通常是利用准分子激光器产生的紫外光束, 垂直照射一振幅掩模板, 通过对掩模板后光敏光纤进行曝光, 从而制成长周期光纤光栅, 其纤芯折射率改变的机理可用色心模型和结构重组模型作出理论解释。

紫外光通常是用 248nm 的 KrF 准分子激光器产生。后人对此方法进行了一些改进, 主要是采用其他波长的激光器, 如 193nm ArF 准分子激光器, 244nm Ar 离子激光器, 157nm 氟分子激光器。光敏光纤用的是掺锗光纤, 以利用其对紫外光的光敏性; 为了增强光敏性, 写栅前要进行高压氢载处理。为了去除制栅后光纤中残余的氢及去除紫外光照引起的不稳定性, 一般采用热退火的方法来提高其光谱特性的稳定性。此种方法制成的长周期光纤光栅, 其高温稳定性不太好[3]。

对于长周期光纤光栅的制备技术, 众多学者进行了广泛的研究, 其中沿光纤轴向进行周期性地局部高温热处理, 则是应用较广的一种方法。其中比较典型的方法是, 制作时采用 CO₂ 激光脉冲[4,5]、CO 激光脉冲或电弧放电[3][6]对光纤沿轴向进行周期性局部照射或加热, 从而制成长周期光纤光栅。此种光纤光栅形成机理的理论解释主要是光纤残余应力释放[7]和密度变化[8], 另外熔融变形[4,7]和掺杂剂热扩散[3]也是可能因素。由于制作时即对光纤进行了高温处理, 因此所制长周期光纤光栅具有良好的温度稳定性, 而且制作前光纤无需氢载, 制作后机械强度降低很小。所以这一种方法制成的长周期光纤光栅在高温领域有着很好的应用价值。

另一种常用的制备方法是对光纤进行轴向周期性的形变来制作。利用形变法来制作长周期光纤光栅的研究有很多。艾江等人[9]对光纤进行周期性地刻槽并加热拉伸使纤芯发生形变, 来制成长周期光纤光栅。运用精密机械装置对光纤沿轴向进行周期性地施以局部压力[10,11], 造成周期性微弯, 也可以制成长周期光纤光栅, 并且可以通过改变压力大小从而实现调谐。形变法对光纤的适用性较广, M. A. van 等人[12]运用类似原理在微结构光纤上制作出长周期光纤光栅。此外, 还有 HF 酸腐蚀法、电弧电离微弯法等。

在制备技术中, 周期性形成的技术也是一个研究重点。从这一角度来看, 制备技术基本可以分成两大类。第一种制备方法是所有纤芯折变一次完成或者同时完成。其中比较典型的是振幅掩模板法。Vengsarkar 等人即是采用振幅掩模板配合紫外光束利用光敏光纤制作长周期光纤光栅[1,2], 与此类似的有微透镜阵列法[13]。这种方法制作效率较高, 但掩模板较贵, 而且每制作一种周期的光纤光栅, 即必须制作一种周期间距的掩模板, 因此成本较高。运用精密机械装置也可实现光纤光栅一次形成[10-12], 这一方法适

于进行研究工作。第二种方法是光纤光栅逐点写成。较为典型的是,用 CO_2 激光脉冲对光纤逐点曝光,通过精密步进电机带动光纤形成周期性[4,5],此外用 CO 激光脉冲或电弧放电[3][6]也可以逐点写成。这一方法比较灵活,周期改变方便,制作成本较低,但需要保证每点折射率改变均相等。这一方法还可以制作出一些独特的光纤光栅,如螺旋式长周期光纤光栅[14]。

长周期光纤光栅理论一直是国内外众多学者研究重点之一。关于长周期光纤光栅的理论有许多,其中耦合模理论和传输矩阵理论是分析各种类型长周期光纤光栅的基本方法,应用较广,而其他方法则较为复杂。

光波导的耦合模理论及光纤 Bragg 光栅的耦合模理论发展较早,在很多光波导专业书籍和论文中都有比较详细的介绍。长周期光纤光栅耦合模理论正是在这些基础上发展起来的。

Erdogan[15-19]对多种类型长周期光纤光栅的模式间耦合和传输谱进行了比较深入的研究,推导出长周期光纤光栅的传输谱、交叉传输谱、谐振波长、最大交叉传输率、带宽、交叉耦合常数等诸多公式,从而使长周期光纤光栅理论基本建立起来。

由于 Erdogan 的文献[16]中存在一些错误,何万迅等人[20]为修正这些错误进行了研究。张自嘉等人[21]对有关文献存在的两个包层模色散方程是否等价进行了深入研究,并对各自的应用价值进行了讨论。Byeong Ha Lee[22]、Yahei Koyamada[23]、R Hou[24]、Heather J. Patrick[25]等人分别用简化的模式方程或数值分析等方法对长周期光纤光栅在环境折射率比包层折射率大时的模式耦合与现象进行了分析。

舒学文等人[26,27]发现某些较高模序包层模能形成双损耗峰,双损耗峰的谐振波长具有不同的环境折射率敏感特性,并对这一现象进行了理论分析;基于一种阶跃单模光纤,舒学文等人[28]对模序在 30 以内的包层模所形成谐振波长的温度、应变及环境折射率等特性进行了深入分析,发现这些敏感特性与包层模模序有很大的关系,且存在极大值的拐点。

Kin Seng Chiang 等人[29]对长周期光纤光栅谐振波长与光栅区包层半径间的关系进行了分析,并用实验方法验证了减小包层半径调谐谐振波长和增强其环境折射率敏感特性的作用。Kin Seng Chiang 等人[30]对相邻两平行长周期光纤光栅间的耦合用耦合模理论进行了深入分析,并进行了实验验证。Byeong Ha Lee 等人[31,32]对长周期光纤光栅对的传输谱及其与光栅间距的关系进行了理论分析和实验验证。Mei Nar Ng 等人[33]对长周期光纤光栅的谐振波长和峰值损耗随环境温度的变化进行了定量的理论分析。

由于耦合模理论在建立过程中采用了许多近似,如略去纵向耦合系数。这一理论用之分析弱光栅较为符合。对于各种复杂类型的长周期光纤光栅,耦合模理论则由于运算量大而有些使用不便。基于耦合模理论发展起来的传输矩阵理论[15]精确度高,适于数值计算,特别适合研究复杂类型的长周期光纤光栅。

长周期光纤光栅是继光纤 Bragg 光栅之后出现的一种新型光纤无源器件,经过近十年的研究,在很多领域显示出广阔的应用前景,但主要还是在光纤传感和光纤通信方面。

长周期光纤光栅的温度、环境折射率、压力、应变、扭转、弯曲等敏感特性都比较强,因此在光纤传感领域具有广阔的应用前景,对此进行的研究也很多。

利用长周期光纤光栅的温度特性,可以制成光纤温度传感器,也可以对光栅区镀金属膜制成可调谐增益均衡器;而且可以采取涂覆[35]、掺杂[36]和利用特种光纤[37]等技术来增强温度敏感特性。利用长周期光纤光栅谐振波长对环境折射率敏感的特性可以制成折射率/浓度传感器[38],也可以作为调谐技术、温度补偿技术;为提高测量精度和调谐范围,可以采取腐蚀减小包层半径的方法。利用长周期光纤光栅谐振波长的应变特性,可以制成光纤应变传感器,由于长周期光纤光栅传输谱具有多个损耗峰,可以实现应变与温度的同时测量。L. A. Wang 等人[39]利用化学腐蚀法制成长周期光纤光栅,利用其扭转特性可制成光纤扭转角度传感器。王义平等人[40]利用高频 CO₂ 激光脉冲写入长周期光纤光栅,制作出可判断方向的光纤扭转角度传感器。Shaohua Chen 等人[41]基于长周期光纤光栅的弯曲特性,制作出对应变和温度均不敏感的弯曲传感器。利用长周期光纤光栅的横向压力特性,可以制成横向负载/横向压力传感器。

长周期光纤光栅由于是透射型器件,基本没有后向反射,插入损耗很小,因此在光纤通信领域有着广阔的应用前景。Vengsarkar[1,2]等人首次制作长周期光纤光栅后,即将长周期光纤光栅用于掺铒光纤放大器的增益均衡以及制作带阻滤波器之用。此外,组合设计的长周期光纤光栅还可用作带通滤波器[42,43]。长周期光纤光栅及其组合设计或者级联长周期光纤光栅,还可以设计用作光开关[44],色散补偿[45],可调带阻滤波器,波长选择偏振器件[46],波长可调的光上/下路复用器件[47]等。

关于长周期光纤光栅的应用研究有许多,这里不一一列举。长周期光纤光栅由于敏感特性较强,因此当用于光纤通信领域,或者用作某一种光纤传感时,必须具备有效的敏感特性抑制技术,以避免造成交叉影响。

1.3 本课题的意义及主要研究内容

长周期光纤光栅传输谱与纤芯折射率调制、光栅长度、光栅周期和包层模模序等众多因素相关,并且会由于外部环境的改变而变化。人们为了掌握和应用长周期光纤光栅,自长周期光纤光栅问世以来,就开始对长周期光纤光栅的传输特性进行理论研究,其中耦合模理论和传输矩阵理论是较为常用的两种。虽然目前理论研究有了一定的进展,但仍然需要进一步研究和完善。因此,本文将对长周期光纤光栅耦合模理论进行比较系统地研究、融合,并用之研究光谱特性,这对于长周期光纤光栅的研究、制作和发展有一定的积极作用。

光谱控制和调谐技术一直是长周期光纤光栅研究的重要内容。本文将研究调节写入条件以控制长周期光纤光栅传输谱的方法,从而为光栅制备提供指导;并研究长周期光纤光栅的调谐技术,以之配合制备技术,从而满足实际需要。

长周期光纤光栅传输谱对外界有很强的敏感特性,这既可以用来制作光纤传感器,但也会成为在光纤通信领域应用的障碍。因此本文中将对长周期光纤光栅的温度、应变、环境折射率等敏感特性及其去敏、增敏技术进行理论研究。

CO₂激光脉冲写入是近年来新出现的一种长周期光纤光栅制备方法,目前国内外大多上采用单侧写入法,此种方法所制长周期光纤光栅具有角向不均匀的弯曲特性;基于此,大连理工大学于清旭教授发明了高频 CO₂激光脉冲三束对称写入法。目前测试表明,此种长周期光纤光栅弯曲特性的角向均匀性得到了提高,并且降低了偏振相关损耗;因此其他敏感特性也可能有其独特之处,所以本文将研究此种长周期光纤光栅的温度、应变、环境折射率、扭转等敏感特性,并进行相应的理论分析,研究这些敏感特性可能具有的应用价值;并对 CO₂激光写栅成因进行综合研究。

本课题属于国家自然科学基金海外青年合作基金项目“新型光纤传感机制的研究”(项目编号:69478005)的组成部分之一,本文的主要工作和内容安排如下:第二章主要是对长周期光纤光栅耦合模理论进行研究,将从麦克斯韦方程组出发,比较系统地研究导出光波导耦合模方程组,比较详细地推导长周期光纤光栅传输谱的重要公式,对纤芯基模和包层模间的耦合进行比较系统地研究,并进行模拟传输谱的研究,这些是研究长周期光纤光栅理论与特性的基础;第三章将对 CO₂激光脉冲写入长周期光纤光栅的形成机理进行比较系统地研究,根据耦合模理论公式,对写入条件与光谱参数间关系进行分析,从而对通过写入条件来进行光谱控制的技术进行研究,以便对长周期光纤光栅的制备进行指导,并对减小包层半径调谐长周期光纤光栅进行理论和实验的研究,这些研究将会有助于获得具有合适参数的长周期光纤光栅;第四章主要对长周期光纤光栅的温

度特性进行理论分析，以研究增强或减小长周期光纤光栅温度特性的方法，对高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入长周期光纤光栅的低温和高温特性进行实验测试，并进行温度特性的应用研究；第五章主要研究高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入长周期光纤光栅的环境折射率敏感特性，研究影响环境折射率敏感特性的有关因素，并进行相关的实验测试，进行长周期光纤光栅液体浓度传感器的初步应用研究；第六章将对高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入长周期光纤光栅的应变特性和扭转特性进行实验研究，并进行相应的定量或定性的理论分析，对应变特性和扭转特性的应用进行研究。最后在总结部分里，将对论文的内容进行分析和总结，对长周期光纤光栅下一步的研究工作进行展望。

2 长周期光纤光栅的耦合模理论

自从长周期光纤光栅问世以来,长周期光纤光栅理论受到了广泛的重视和研究。耦合模理论由于概念清晰,模型简洁,被广泛地用来研究光波在周期性变化介质中的传播特性。本章从麦克斯韦方程组出发,比较详细地推导出耦合模方程组,进而推导出长周期光纤光栅耦合模理论的几个重要公式,并对传输谱和模式耦合等进行了比较全面的研究。

2.1 耦合模方程组的推导

电磁场矢量可以分解成横向和纵向两部分[48,49],通常以 t 、 z 下标来表示:

$$\vec{E} = \vec{E}_t + \vec{E}_z \quad (2.1)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_t + \vec{H}_z \quad (2.2)$$

同样,算符 ∇ 也可以分成横向和纵向两部分:

$$\nabla = \nabla_t + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.3)$$

设场矢量随时间 t 和 z 的变化关系为 $\exp[i(\beta z - \omega t)]$,则麦克斯韦方程组应为:

$$\nabla \times \vec{E} = i\omega\mu\vec{H} \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -i\omega\epsilon_0 n^2 \vec{E} \quad (2.5)$$

将式(2.1)~(2.3)代入式(2.4)、(2.5),则有

$$\nabla_t \times \vec{E}_t = i\omega\mu\vec{H}_z \quad (2.6)$$

$$\nabla_t \times \vec{H}_t = -i\omega\epsilon_0 n^2 \vec{E}_z \quad (2.7)$$

$$\nabla_t \times \vec{E}_z + \nabla_z \times \vec{E}_t = i\omega\mu\vec{H}_t \quad (2.8)$$

$$\nabla_t \times \vec{H}_z + \nabla_z \times \vec{H}_t = -i\omega\epsilon_0 n^2 \vec{E}_t \quad (2.9)$$

对式(2.6)、(2.7)等号两边分别叉乘 ∇_t ,并分别用到(2.8)、(2.9)两式,就可以得到:

$$\nabla_t \times (\nabla_t \times \vec{E}_t) = k_0^2 n^2 \vec{E}_t - i\omega\mu \vec{z}_0 \times \frac{\partial \vec{H}_t}{\partial z} \quad (2.10)$$

$$\nabla_t \times \left(\frac{1}{n^2} \nabla_t \times \vec{H}_t \right) = k_0^2 \vec{H}_t + i\omega\epsilon_0 \vec{z}_0 \times \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} \quad (2.11)$$

设理想模式场矢量的横向分量具有如下形式:

$$\vec{E}_j = \vec{e}_j \exp(i\beta_j z) \quad (2.12)$$

$$\vec{H}_j = \vec{h}_j \exp(i\beta_j z) \quad (2.13)$$

将式 (2.12)、(2.13) 代入式 (2.10)、(2.11)，则有

$$\nabla_t \times (\nabla_t \times \vec{e}_j) = k_0^2 n^2 \vec{e}_j + \omega \mu \beta_j \vec{z}_0 \times \vec{h}_j \quad (2.14)$$

$$\nabla_t \times \left(\frac{1}{n^2} \nabla_t \times \vec{h}_j \right) = k_0^2 \vec{h}_j - \omega \epsilon_0 \beta_j \vec{z}_0 \times \vec{e}_j \quad (2.15)$$

介电常数发生微扰的光波导，其场矢量横向分量可展开为所有理想模式的叠加，包括所有导模、包层模及辐射模，简单地可以表示成下面两式：

$$\vec{E}_t = \sum a_k \vec{e}_k \quad (2.16)$$

$$\vec{H}_t = \sum b_k \vec{h}_k \quad (2.17)$$

将式 (2.16)、(2.17) 分别代入式 (2.10)、(2.11)，并用到式 (2.14)、(2.15)， n_0 、 n 分别为微扰前后折射率指数，则可以得到：

$$\sum_k \left(\frac{\partial b_k}{\partial z} - i a_k \beta_k \right) \vec{z}_0 \times \vec{h}_k = -i \omega \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \sum_k a_k \vec{e}_k \quad (2.18)$$

$$\sum_k \left(\frac{\partial a_k}{\partial z} - i b_k \beta_k \right) \vec{z}_0 \times \vec{e}_k = -\frac{i}{\omega \epsilon_0} \sum_k b_k \nabla_t \times \left[\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) \nabla_t \times \vec{h}_k \right] \quad (2.19)$$

以 $\vec{e}_j^*$ 、 $\vec{h}_j^*$ 分别点乘 (2.18)、(2.19) 两式，对无穷大横截面积分，并利用模式正交条件 ($\iint_{\infty} \vec{e}_j^* \times \vec{h}_k dx dy = 2\delta_{jk}$)，从而可以推导出：

$$\frac{db_j}{dz} - i a_j \beta_j = \sum_k \frac{i \omega \epsilon_0}{2} \iint_{\infty} (n^2 - n_0^2) a_k \vec{e}_j^* \cdot \vec{e}_k dx dy \quad (2.20)$$

$$\frac{da_j}{dz} - i b_j \beta_j = \sum_k \frac{i}{2 \omega \epsilon_0} \iint_{\infty} b_k \vec{h}_j^* \cdot \nabla_t \times \left[\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) \nabla_t \times \vec{h}_k \right] dx dy \quad (2.21)$$

设：

$$K_{kj}^{(1)} = \frac{i \omega \epsilon_0}{2} \iint_{\infty} (n^2 - n_0^2) \vec{e}_k \cdot \vec{e}_j^* dx dy$$

$$K_{kj}^{(2)} = \frac{i}{2 \omega \epsilon_0} \iint_{\infty} \vec{h}_j^* \cdot \nabla_t \times \left[\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) \nabla_t \times \vec{h}_k \right] dx dy$$

$$= \frac{i\omega\epsilon_0}{2} \iint_{\infty} \frac{n_0^2}{n^2} (n^2 - n_0^2) \vec{e}_{kx} \cdot \vec{e}_{jz}^* dx dy$$

则有:

$$\frac{db_j}{dz} - ia_j\beta_j = \sum_k K_{kj}^{(1)} a_k \quad (2.22)$$

$$\frac{da_j}{dz} - ib_j\beta_j = \sum_k K_{kj}^{(2)} b_k \quad (2.23)$$

对式 (2.22)、(2.23) 作零级近似, 即无耦合时, 有:

$$\frac{db_j}{dz} - ia_j\beta_j = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{da_j}{dz} - ib_j\beta_j = 0 \quad (2.25)$$

对上面两式分别进行相加和相减可得:

$$\frac{d(a_j + b_j)}{dz} - i(a_j + b_j)\beta_j = 0 \quad (2.26)$$

$$\frac{d(a_j - b_j)}{dz} + i(a_j - b_j)\beta_j = 0 \quad (2.27)$$

设:

$$a_j + b_j = 2A \exp(i\beta_j z)$$

$$a_j - b_j = 2B \exp(-i\beta_j z)$$

对上面两式分别进行相加减, 则可解得:

$$a_j = A \exp(i\beta_j z) + B \exp(-i\beta_j z)$$

$$b_j = A \exp(i\beta_j z) - B \exp(-i\beta_j z)$$

将 a_j 、 b_j 代入式 (2.22)、(2.23), 则可得到耦合模方程组:

$$\frac{dA}{dz} = i \sum_k [K_{kj}' + K_{kj}^z] A \exp[i(\beta_k - \beta_j)z] + i \sum_k [K_{kj}' - K_{kj}^z] B \exp[-i(\beta_k + \beta_j)z] \quad (2.28)$$

$$\frac{dB}{dz} = -i \sum_k [K_{kj}' - K_{kj}^z] A \exp[i(\beta_k + \beta_j)z] - i \sum_k [K_{kj}' + K_{kj}^z] B \exp[-i(\beta_k - \beta_j)z] \quad (2.29)$$

其中:

$$K_{kj}' = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta\epsilon \vec{e}_{kx} \cdot \vec{e}_{jx}^* dx dy \quad (2.30)$$

$$K_{kj}^2 = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \frac{\varepsilon \Delta \varepsilon}{\varepsilon + \Delta \varepsilon} \vec{e}_{kz} \cdot \vec{e}_{jz}^* dx dy \quad (2.31)$$

上两式中, $\Delta \varepsilon = \varepsilon_0 (n^2 - n_0^2)$, $\Delta \varepsilon$ 是介电常数 ε 产生的微扰。

2.2 长周期光纤光栅的耦合模理论

Erdogan[15]从耦合模方程组出发, 得到长周期光纤光栅的传输谱等重要公式。参考此文献, 此节从耦合模方程组出发, 对均匀长周期光纤光栅的耦合模理论进行比较详细的研究, 推导出长周期光纤光栅传输谱、带宽、最大交叉传输率等几个重要公式。

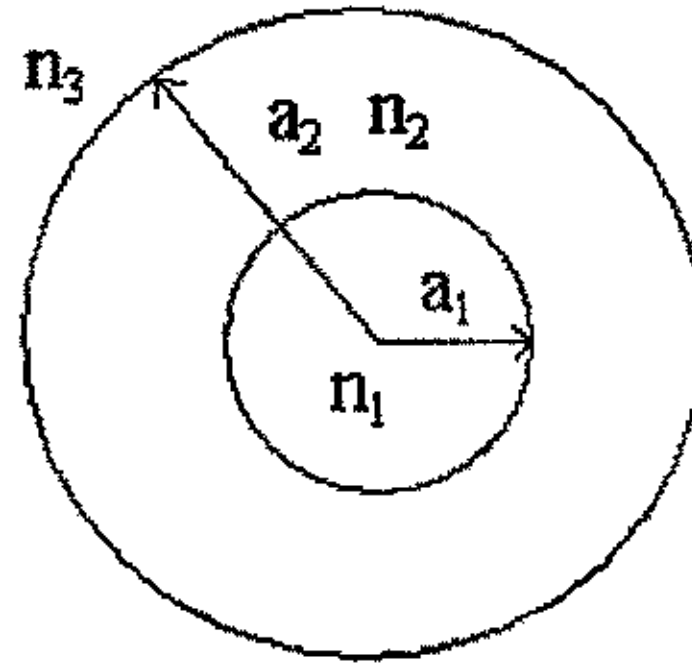


图 2.1 光纤横截面

Fig2.1 Cross section of the fiber

光纤横截面结构及折射率分布如图 2.1 所示, a_1 、 a_2 分别表示纤芯与包层的半径, n_1 、 n_2 、 n_3 分别表示纤芯、包层和外部环境的折射率值。设制成光纤光栅后, 纤芯折射率具有如下的调制表达式:

$$n_1(z) = n_1 \left\{ 1 + \sigma(z) \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right) \right] \right\}, \quad r \leq a_1 \quad (2.32)$$

Λ 是光栅周期, $\sigma(z)$ 是折射率的缓变包络线, m 称为条纹边缘可见度 ($0 \leq m \leq 1$)。 $\phi(z)$ 是与光栅啁啾相关的附加相位。从公式可以看出, 在每一个周期内, 折射率变化的峰值是 $\sigma(z)n_1(1+m)$, 最小值则是 $\sigma(z)n_1(1-m)$, $\sigma(z)n_1$ 则是一个光栅周期内折射率变化的平均幅度, 可以用 $\overline{\Delta n(z)}$ 表示。

在理想模近似的耦合模理论中, 光纤光栅中传输的场分布横向分量, 可以用理想光波导中的本征模式叠加而成, 即:

$$\vec{E}_t(x, y, z, t) = \sum_j [A_j(z) \exp(i\beta_j z) + B_j(z) \exp(-i\beta_j z)] \cdot \vec{e}_{j\mu}(x, y) \exp(-i\omega t) \quad (2.33)$$

在上式中, $A_j(z)$ 和 $B_j(z)$ 分别是沿 $+z$ 和 $-z$ 方向传输的第 j 个本征模式的缓变振幅, 横向电场分量 $\vec{e}_j(x, y)$, 可以是纤芯导模 (单模光纤则仅有基模), 也可以是辐射模、包层模。在理想光波导中, 这些模式相互正交, 因而相互之间不交换能量; 当被制成光栅后, 介电常数微扰的出现, 使得这些模式相互之间能够发生耦合, 形成能量的交换转移。第 j 个本征模的幅度 $A_j(z)$ 和 $B_j(z)$ 沿 z 轴的变化服从于耦合模方程组:

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k - \beta_j)z] + i \sum_k B_k (K_{kj}^t - K_{kj}^z) \exp[-i(\beta_k + \beta_j)z] \quad (2.34)$$

$$\frac{dB_j}{dz} = -i \sum_k A_k (K_{kj}^t - K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k + \beta_j)z] - i \sum_k B_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[-i(\beta_k - \beta_j)z] \quad (2.35)$$

在上两式中, K_{kj}^t 、 K_{kj}^z 是第 j 阶模式和第 k 阶模式间的横向耦合系数和纵向耦合系数, 表达式分别为:

$$K_{kj}^t = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta \epsilon(x, y, z) \vec{e}_k(x, y) \cdot \vec{e}_j^*(x, y) dx dy \quad (2.36)$$

$$K_{kj}^z = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \frac{\epsilon \cdot \Delta \epsilon}{\epsilon + \Delta \epsilon} \vec{e}_k(x, y) \cdot \vec{e}_j^*(x, y) dx dy \quad (2.37)$$

当纤芯折射率的改变幅度 $\Delta n(z)$ 远远小于 n 时, $\Delta \epsilon$ 可近似写成:

$$\Delta \epsilon(x, y, z) = \Delta \epsilon(z) \approx 2\epsilon_0 n \cdot \Delta n(z) \quad (2.38)$$

根据式 (2.32), 光纤光栅区纤芯折射率沿 z 轴的改变量 $\Delta n(z)$ 可以表示为:

$$\Delta n(z) = \overline{\Delta n(z)} \left[1 + m \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z)\right) \right] \quad (2.39)$$

将式 (2.39) 代入横向耦合系数 K_{kj}^t 表达式中, 则 K_{kj}^t 可以写成:

$$K_{kj}^t = \sigma_{kj}(z) + 2k_{kj}(z) \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z)\right] \quad (2.40)$$

上式中, $\sigma_{kj}(z)$ 、 $k_{kj}(z)$ 分别为直流和交叉耦合系数, 表达式分别为:

$$\sigma_{kj}(z) = \frac{\omega \epsilon_0 n_1}{2} \overline{\Delta n(z)} \iint_{\text{core}} \vec{e}_k(x, y) \cdot \vec{e}_j^*(x, y) dx dy \quad (2.41)$$

$$k_{kj}(z) = \frac{m}{2} \sigma_{kj}(z) \quad (2.42)$$

式 (2.34) ~ (2.42) 是比较重要的几个公式, 下面将基于以上几个方程, 推导出长周期光纤光栅的几个重要光栅光谱参数表达式。

对于长周期光纤光栅，由于它的光栅周期一般都是几百 μm ，短的也至少是几十 μm ，所以使得纤芯基模与同向传播的包层模相耦合，将光耦合到包层中，传播一段距离后会由于弯曲等原因而消失；由于同向传播的满足耦合条件的包层模有很多，因而传输谱有多个损耗峰。为简单起见，下面只考虑纤芯基模与一个包层模间的耦合。在弱导近似单模光纤中，场分布的横向分量远大于纵向分量，纵向耦合系数远小于横向耦合系数，所以可将公式 (2.34)、(2.35) 中 K'_{kj} 略去，则耦合模方程组可写为：

$$\frac{dA_1}{dz} = iA_1 K'_{11} + iA_2 K'_{21} \exp[i(\beta_2 - \beta_1)z] \quad (2.43)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = iA_2 K'_{22} + iA_1 K'_{12} \exp[i(\beta_1 - \beta_2)z] \quad (2.44)$$

$A_1(z)$ 代表纤芯基模的幅度， $A_2(z)$ 代表某包层模的幅度。由于包层模间的耦合与包层模-基模间的耦合相比较弱，加上纤芯折射率改变较大，包层折射率改变与之相比较小，因此可以忽略包层模间的耦合。

将 K'_{kj} 的表达式代入到 (2.43)、(2.44)，把 K'_{kj} 中的余弦函数转化成 $\exp$ 函数，并将高频分量、影响较小分量略去，则可以得到耦合模方程组：

$$\frac{dA_1}{dz} = iA_1 \sigma_{11} + iA_2 k \exp\left[i\left(\beta_2 - \beta_1 + \frac{2\pi}{\Lambda}\right)z + \phi(z)\right] \quad (2.45)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = iA_2 \sigma_{22} + iA_1 k^* \exp\left[i\left(\beta_1 - \beta_2 - \frac{2\pi}{\Lambda}\right)z + \phi(z)\right] \quad (2.46)$$

上两式中， σ_{11} 、 σ_{22} 分别是纤芯基模、包层模的直流耦合系数。作如下定义：

$$R(z) \equiv A_1 \exp\left[-i(\sigma_{11} + \sigma_{22})z/2\right] \exp\left(i\delta z - i\phi/2\right) \quad (2.47)$$

$$S(z) \equiv A_2 \exp\left[-i(\sigma_{11} + \sigma_{22})z/2\right] \exp\left(-i\delta z + i\phi/2\right) \quad (2.48)$$

将 R 、 S 代入 (2.45)、(2.46) 两式中，则可以得到：

$$\frac{dR}{dz} = i\hat{\sigma}R(z) + ikS(z) \quad (2.49)$$

$$\frac{dS}{dz} = -i\hat{\sigma}S(z) + ik^*R(z) \quad (2.50)$$

其中， $k = k_{21} = k_{12}^*$ 是交叉耦合系数， $\hat{\sigma}$ 是直流自耦合系数，其中有：

$$\hat{\sigma} \equiv \delta + \frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{2} - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} \quad (2.51)$$

$$\delta \equiv \frac{1}{2}(\beta_1 - \beta_2) - \frac{\pi}{\Lambda} = \pi \Delta n_{eff} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D} \right) \quad (2.52)$$

决定谐振波长位置的条件为 δ 等于零，也称作相位匹配条件，通常写作：

$$\beta_1 - \beta_2 = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.53)$$

根据相位匹配条件可推出理想长周期光纤光栅的设计波长 λ_D ，表达式为：

$$\lambda_D \equiv \Delta n_{eff} \Lambda \quad (2.54)$$

其中， $\Delta n_{eff} = n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl}$ ， n_{eff}^{co} 和 $n_{eff}^{cl,m}$ 分别是纤芯基模和包层模的有效折射率。

由式 (2.49) 可推出：

$$S \equiv \frac{1}{ik} \left(\frac{dR}{dz} - i\hat{\sigma}R \right) \quad (2.55)$$

代入式 (2.55)，可以推出：

$$\frac{d^2 R}{dz^2} + \hat{\sigma}^2 R + k^2 R = 0 \quad (2.56)$$

解之得：

$$R = c_1 \exp(i\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) + c_2 \exp(-i\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) \quad (2.57)$$

假定开始只有纤芯基模存在于 $z = -\infty$ 处，即输入条件为： $R(0)=1$ 和 $S(0)=0$ 。根据 $R(0)=1$ ，则可知 $c_2 = 1 - c_1$ ，代入式 (2.57)，再将式 (2.57) 代入式 (2.55)，再利用 $S(0)=0$ 这一条件，就可以得到：

$$c_1 = \frac{\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} + \hat{\sigma}}{2\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2}}, \text{ 将 } c_1 \text{ 代入 } R \text{ 表达式，并将式中的 } \exp \text{ 函数化成正弦、余弦函}$$

数形式，就可以得到：

$$R(z) = \cos(\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) + i \frac{\hat{\sigma}}{\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2}} \sin(\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) \quad (2.58)$$

则有：

$$|R|^2 = \cos^2(\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) + \frac{1}{1 + k^2/\hat{\sigma}^2} \sin^2(\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) \quad (2.59)$$

将式 (2.58) 代入式 (2.55)，就可以得到：

$$S(z) = \frac{k}{\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2}} \sin(\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) \quad (2.60)$$

则有:

$$|S|^2 = \frac{1}{1 + \hat{\sigma}^2 / k^2} \sin^2(\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) \quad (2.61)$$

则长周期光纤光栅的传输谱 t_z 和交叉传输谱 t_x 为:

$$t_z = \frac{|R(z)|^2}{|R(0)|^2} = \cos^2(\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) + \frac{1}{1 + k^2 / \hat{\sigma}^2} \sin^2(\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) \quad (2.62)$$

$$t_x = \frac{|S(z)|^2}{|R(0)|^2} = \frac{1}{1 + \hat{\sigma}^2 / k^2} \sin^2(\sqrt{k^2 + \hat{\sigma}^2} z) \quad (2.63)$$

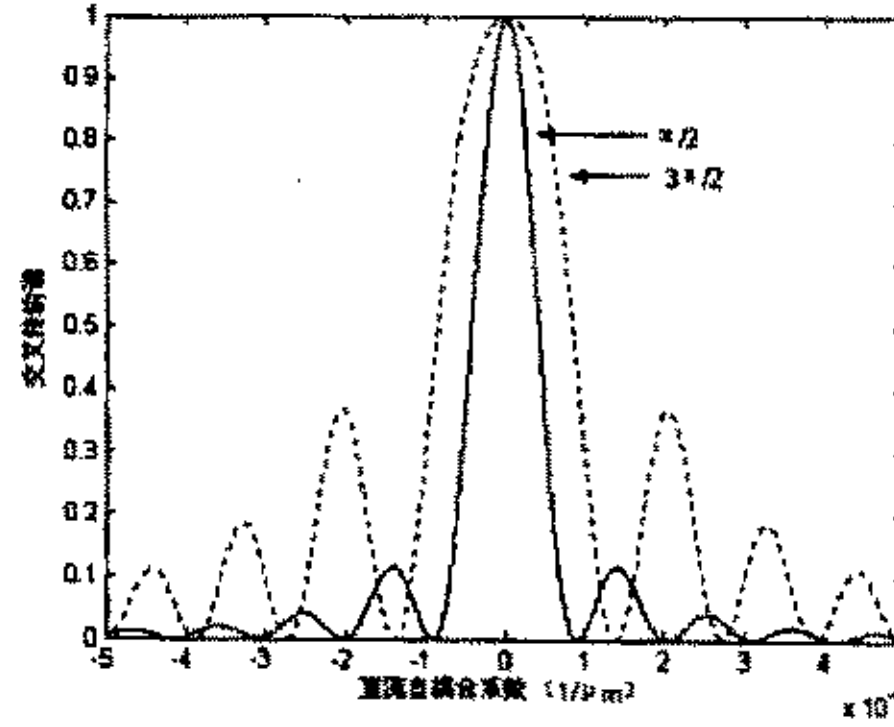


图 2.2 长周期光纤光栅交叉传输谱

Fig.2.2 Cross transmission through LPFG

图 2.2 中是两个均匀长周期光纤光栅的交叉传输谱, 光栅长度均为 L , 分别有 $kL = \pi/2$ 和 $kL = 3\pi/2$, 并且 $\sigma_{11} = \sigma_{22} = 0$ 。 t_z 、 t_x 在确定波长处的值分别表示传输率和交叉传输率。可以看出, 当 $\hat{\sigma} = 0$ 时, 具有最大的交叉传输率:

$$t_{x,\max} = \sin^2(kL) \quad (2.64)$$

解 $\hat{\sigma} = 0$ 可知, 最大交叉传输产生处的谐振波长为:

$$\lambda_{\max} = \frac{1}{1 - (\sigma_{11} - \sigma_{22}) \frac{\Lambda}{2\pi}} \lambda_D \quad (2.65)$$

由于折射率改变基本限制在纤芯, 包层折射率改变与之相比极其微小, 因此有 $\sigma_{22} \ll \sigma_{11}$, 所以, 实际传输谱谐振波长要大于理想光纤光栅的设计波长。

下面推导完全耦合 (σ_{11} 、 σ_{22} 均设为 0) 时带宽公式, 设 $z = L_0$, 则半最大值表示为:

$$\frac{1}{1 + \frac{\delta^2}{k^2}} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{1 + \frac{\delta^2}{k^2}} \right) = \frac{1}{2} \quad (2.66)$$

设:

$$u = \frac{\pi}{2} \sqrt{1 + \frac{\delta^2}{k^2}} \quad (2.67)$$

则式 (2.66) 可表示成:

$$\left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 = \frac{2}{\pi^2} \quad (2.68)$$

解之得: $u \cong 2$, 代入式 (2.67), 可得:

$$\delta = \pm \frac{\pi}{2L_0} \sqrt{\frac{16}{\pi^2} - 1} \quad (2.69)$$

再结合式 (2.54), 可以得到 FWHM 带宽为:

$$\Delta\lambda \approx \frac{0.8\lambda^2}{\Delta n_{\text{eff}} L_0} \quad (2.70)$$

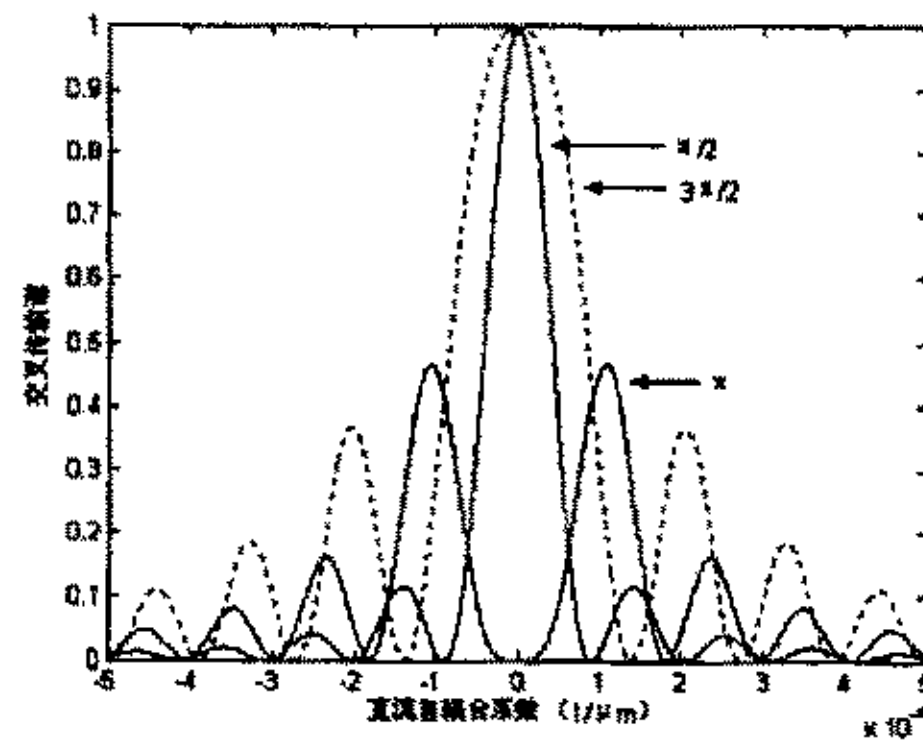


图 2.3 长周期光纤光栅交叉传输谱

Fig.2.3 Cross transmission through LPFG

长周期光纤光栅一般分成三种耦合: 弱耦合 ($kL < \pi/2$)、完全耦合 ($kL = \pi/2$) 和过耦合 ($kL > \pi/2$)。图 2.3 中展现了 kL 分别为 $\pi/2$ 、 π 和 $3\pi/2$ 时的交叉传输谱。当 $kL = \pi/2$ 时, 在 $\hat{\sigma} = 0$ 的谐振波长处, 达到完全交叉传输; $kL = \pi$ 时, 在 $\hat{\sigma} = 0$

的相应波长处，交叉传输率为零，而两侧次级谐振峰的强度变得较大；在 $kL = 3\pi/2$ 时， $\hat{\sigma} = 0$ 谐振波长处，交叉传输率变为 1，但次级谐振峰的强度却比较大。所以长周期光纤光栅的 kL 值一般不大于 $\pi/2$ 。

2.3 长周期光纤光栅的模式与耦合

对于普通的非倾斜型长周期光纤光栅，只存在同阶模式的耦合（模式幅角方向的周期数相等），如果是单模光纤所制成的，则只有纤芯基模（ HE_{11} ）与一阶 l 次包层模之间（ HE_{1l}/EH_{1l} ）耦合。

由于主要研究的是弱导近似单模光纤，所以线偏振近似研究纤芯基模是可行的。线偏振模色散方程[16]为：

$$V\sqrt{1-b} \frac{J_1(V\sqrt{1-b})}{J_0(V\sqrt{1-b})} = V\sqrt{b} \frac{K_1(V\sqrt{b})}{K_0(V\sqrt{b})} \quad (2.71)$$

式中， $V = (2\pi/\lambda)a_1\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ ，是归一化频率； $b = (n_{eff}^2 - n_2^2)/(n_1^2 - n_2^2)$ ，是模式的归一化有效折射率； J_0 、 J_1 和 K_0 、 K_1 分别是 0 阶、1 阶第一类 Bessel 函数和 0 阶、1 阶第二类变型 Bessel 函数。

关于纤芯模式场分布的研究有很多，这里不再详述。仅列出纤芯基模在纤芯内的横向电场分量（ $r \leq a_0$ ），表示如下：

$$E_r^{co} \cong iE_{01}^{co} J_0\left(V\sqrt{1-b} \frac{r}{a_1}\right) \exp(i\phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.72)$$

$$E_\phi^{co} \cong -E_{01}^{co} J_0\left(V\sqrt{1-b} \frac{r}{a_1}\right) \exp(i\phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.73)$$

由于计算耦合常数时仅用到基模在纤芯内这两个横向电场分量，因此没有罗列纵向分量以及横向磁场分量。上两式中， E_{01}^{co} 为纤芯基模的归一化常量，将在下文中再介绍。

包层模色散方程在许多文献[16,17,20,21]中都有研究，通过学术交流和研究，以及计算包层模有效折射率，并与其他文献[50]的相应数据相比较，我们认为 Erdogan 虽然在文献[16]中关于包层模色散方程有一些疏漏，但经文献[17]修正之后，该色散方程以及包层模场分布表达式都是正确的。

包层模的角向依赖关系为 $\exp(\pm il\phi)$ ，并且定义 $n_3 \leq n_{eff} \leq n_2$ ，这样包层模的色散方程为：

$$\zeta_0 = \zeta'_0 \quad (2.74)$$

其中:

$$\zeta_0 = \frac{1}{\sigma_2} \frac{u_2 \left(JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_2^2 a_1 a_2} \right) p_l(a_2) - K q_l(a_2) + J r_l(a_2) - \frac{1}{u_2} s_l(a_2)}{-u_2 \left(\frac{u_{32}}{n_2^2 a_2} J - \frac{u_{21}}{n_1^2 a_1} K \right) p_l(a_2) + \frac{u_{32}}{n_1^2 a_2} q_l(a_2) + \frac{u_{21}}{n_1^2 a_1} r_l(a_2)} \quad (2.75)$$

$$\zeta'_0 = \sigma_1 \frac{u_2 \left(\frac{u_{32}}{a_2} J - \frac{n_3^2 u_{21}}{n_2^2 a_1} K \right) p_l(a_2) - \frac{u_{32}}{a_2} q_l(a_2) - \frac{u_{21}}{a_1} r_l(a_2)}{u_2 \left(\frac{n_3^2}{n_2^2} JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_1^2 a_1 a_2} \right) p_l(a_2) - \frac{n_3^2}{n_1^2} K q_l(a_2) + J r_l(a_2) - \frac{n_2^2}{n_1^2 u_2} s_l(a_2)} \quad (2.76)$$

ζ_0 、 ζ'_0 表达式中各种参量的具体表达式如下:

$$\sigma_1 = i \cdot l \cdot n_{eff} / Z_0, \sigma_2 = i \cdot l \cdot n_{eff} \cdot Z_0, u_{21} = \frac{1}{u_2^2} - \frac{1}{u_1^2},$$

$$u_{32} = \frac{1}{w_3^2} + \frac{1}{u_2^2},$$

$$u_j^2 = (2\pi / \lambda)^2 (n_j^2 - n_{eff}^2), \quad j=1, 2, 3, \dots$$

$$w_3^2 = (2\pi / \lambda)^2 (n_{eff}^2 - n_3^2),$$

$$J = \frac{J'_l(u_1 a_1)}{u_1 J_l(u_1 a_1)}, \quad K = \frac{K'_l(w_3 a_2)}{w_3 K_l(w_3 a_2)},$$

$$p_l(r) = J_l(u_2 r) N_l(u_2 a_1) - J_l(u_2 a_1) N_l(u_2 r),$$

$$q_l(r) = J_l(u_2 r) N'_l(u_2 a_1) - J'_l(u_2 a_1) N_l(u_2 r),$$

$$r_l(r) = J'_l(u_2 r) N_l(u_2 a_1) - J_l(u_2 a_1) N'_l(u_2 r),$$

$$s_l(r) = J'_l(u_2 r) N'_l(u_2 a_1) - J'_l(u_2 a_1) N'_l(u_2 r),$$

其中, $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 377 \Omega$, 为真空电磁阻抗; N_l 是 l 阶第二类 Bessel 函数, 又称 Neumann 函数。对于单模长周期光纤光栅, l 取 1。 J'_l 、 K'_l 、 N'_l 分别表示 J_l 、 K_l 、 N_l 对其宗量求一阶微分。

对于给定的长周期光纤光栅, 光纤参数以及环境折射率都是已知的, 再设定波长, 则对于纤芯基模、包层模色散方程, 仅有 n_{eff}^{co} 、 $n_{eff}^{cl,m}$ 是未知的, 因而可以据此求解基模与各阶次包层模的有效折射率。

关于三层介质光纤模型的包层模 HE/EH 的色散方程, 在诸多文献中查到两种表述, 一个是文献[16,17]中的包层模色散方程, 另一个是文献[51]中的三层介质光纤模型的包层模

色散方程, 两个方程的描述有很大不同, 但实际上是等价的, 不同的原因是在推导过程中产生了一些冗余项。使用时, 计算传播常数时适于用后者, 而在计算与场方程有关的量时应选用 Erdogan 的色散方程。

包层模在纤芯、包层、外部空间中的模场分布可以通过波动方程和光纤波导的边界条件求得。这里只研究非倾斜型均匀单模长周期光纤光栅, 耦合只发生在纤芯基模和一阶各次包层模之间 ($l=1$), 因而仅列出一阶包层模的场分布如下:

1 包层模在纤芯中的场分布 (即 $r \leq a_1$)

$$E_r^{cl} = iE_{lv}^{cl} \frac{u_1}{2} \left\{ J_2(u_1 r) + J_0(u_1 r) - \frac{\sigma_2 \xi_0}{n_1^2} [J_2(u_1 r) - J_0(u_1 r)] \right\} \exp(i\phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.77)$$

$$E_\phi^{cl} = E_{lv}^{cl} \frac{u_1}{2} \left\{ J_2(u_1 r) - J_0(u_1 r) - \frac{\sigma_2 \xi_0}{n_1^2} [J_2(u_1 r) + J_0(u_1 r)] \right\} \exp(i\phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.78)$$

$$E_z^{cl} = E_{lv}^{cl} \frac{u_1^2 \sigma_2 \xi_0}{n_1^2 \beta} J_1(u_1 r) \exp(i\phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.79)$$

$$H_r^{cl} = E_{lv}^{cl} \frac{u_1}{2} \{ i\sigma_1 [J_2(u_1 r) - J_0(u_1 r)] + i\xi_0 [J_2(u_1 r) + J_0(u_1 r)] \} \exp(i\phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.80)$$

$$H_\phi^{cl} = -iE_{lv}^{cl} \frac{u_1}{2} \{ i\sigma_1 [J_2(u_1 r) + J_0(u_1 r)] + i\xi_0 [J_2(u_1 r) - J_0(u_1 r)] \} \exp(i\phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.81)$$

$$H_z^{cl} = -iE_{lv}^{cl} \frac{u_1^2 i\sigma_1}{\beta} J_1(u_1 r) \exp(i\phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.82)$$

2 包层模在光纤包层中的场分布 (即 $a_1 \leq r \leq a_2$)

$$E_r^{cl} = iE_{lv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 J_1(u_1 a_1)}{2} \left\{ -\frac{F_2}{r} p_l(r) + \frac{1}{u_2 r} q_l(r) - \frac{\sigma_2}{n_2^2} \left[u_2 G_2 r_l(r) - \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2} s_l(r) \right] \right\} \times \exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)] \quad (2.83)$$

$$E_\phi^{cl} = E_{lv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 J_1(u_1 a_1)}{2} \left\{ \frac{\sigma_2}{n_2^2} \left[\frac{G_2}{r} p_l(r) - \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2 u_2 r} q_l(r) \right] + u_2 F_2 r_l(r) - s_l(r) \right\} \times \exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)] \quad (2.84)$$

$$E_z^{cl} = -E_{lv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 \sigma_2 J_1(u_1 a_1)}{2 n_2^2 \beta} \left[G_2 p_l(r) - \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2 u_2} q_l(r) \right] \exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)] \quad (2.85)$$

$$H_r^{cl} = E_{lv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 J_1(u_1 a_1)}{2} \left\{ -i \frac{G_2}{r} p_l(r) + i \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2 u_2 r} q_l(r) + i\sigma_1 [u_2 F_2 r_l(r) - s_l(r)] \right\} \times \exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)] \quad (2.86)$$

$$H_{\phi}^{cl} = iE_{iv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 J_1(u_1 a_1)}{2} \left\{ i\sigma_1 \left[\frac{F_2}{r} p_l(r) - \frac{1}{u_2 r} q_l(r) \right] - iu_2 G_2 r_l(r) + i \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2} s_l(r) \right\} \quad (2.87)$$

$$\times \exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)]$$

$$H_z^{cl} = -iE_{iv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 i\sigma_1 J_1(u_1 a_1)}{2\beta} \left[F_2 p_l(r) - \frac{1}{u_2} q_l(r) \right] \exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)] \quad (2.88)$$

其中, F_2 、 G_2 的表达式为:

$$F_2 \equiv J - \frac{u_{21} \sigma_2 \xi_0}{n_1^2 a_1}, \quad G_2 \equiv \xi_0 J + \frac{u_{21} \sigma_1}{a_1}.$$

3 包层模在光纤外部环境中的场分布 (即 $r \geq a_2$)

$$E_r^{cl} = iE_{iv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 a_1)}{4w_3 K_1(w_3 a_2)} \left\{ -F_3 [K_2(w_3 r) - K_0(w_3 r)] + \frac{\sigma_2 G_3}{n_3^2} [K_2(w_3 r) + K_0(w_3 r)] \right\} \quad (2.89)$$

$$\times \exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)]$$

$$E_{\phi}^{cl} = E_{iv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 a_1)}{4w_3 K_1(w_3 a_2)} \left\{ -F_3 [K_2(w_3 r) + K_0(w_3 r)] + \frac{\sigma_2 G_3}{n_3^2} [K_2(w_3 r) - K_0(w_3 r)] \right\} \quad (2.90)$$

$$\times \exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)]$$

$$H_r^{cl} = E_{iv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 a_1)}{4w_3 K_1(w_3 a_2)} \left\{ -iF_3 \sigma_1 [K_2(w_3 r) + K_0(w_3 r)] - iG_3 [K_2(w_3 r) - K_0(w_3 r)] \right\} \quad (2.91)$$

$$\exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)]$$

$$H_{\phi}^{cl} = iE_{iv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 a_1)}{4w_3 K_1(w_3 a_2)} \left\{ iF_3 \sigma_1 [K_2(w_3 r) - K_0(w_3 r)] - G_3 [K_2(w_3 r) + K_0(w_3 r)] \right\} \quad (2.92)$$

$$\exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)]$$

$$H_z^{cl} = iE_{iv}^{cl} \frac{\pi a_1 u_1^2 u_2^2 i\sigma_1 J_1(u_1 a_1)}{2\beta K_1(w_3 r)} F_3 K_1(w_3 r) \exp[i\phi + i(\beta z - \omega t)] \quad (2.93)$$

其中, F_3 、 G_3 定义为:

$$F_3 \equiv -F_2 p_l(a_2) + \frac{1}{u_2} q_l(a_2)$$

$$G_3 \equiv -\frac{n_3^2}{n_2^2} \left[G_2 p_l(a_2) - \frac{n_2^2 \xi_0}{n_1^2 u_2} q_l(a_2) \right]$$

在以上各式中, E_{iv}^{cl} 是包层模的归一化常量。

文献[52,53]出于简化的考虑, 只计算纤芯、包层中的功率, 不考虑分布于空气中的功率, 进而计算归一化常数, 进行模拟分析, 这也是一种可行的简化方法。

前面所推导的耦合系数表达式是一个比较普遍适用的形式，对于光纤光栅，用圆柱坐标表达则更为合适，所以 Erdogan 进行了如下改写：

$$K_{kj}^i(z) = \frac{\omega}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty r dr \Delta\epsilon(r, z) \vec{E}_{ki}(r, \phi) \cdot \vec{E}_{ji}^*(r, \phi) \quad (2.94)$$

在耦合系数的基础上进一步提出耦合常数的定义，两者间的关系为：

$$K_{kj}^i(z) = k_{kj}(z) \left[1 + m \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \quad (2.95)$$

虽然 k_{kj} 可能是随着 z 变化的缓变量，但习惯被称为模式 k 、 j 间的耦合常数。相对耦合系数，耦合常数反映了模式耦合在一个周期内的平均效果。

纤芯基模、包层模的归一化常量是基于模式的功率 P 定义的，令某阶次包层模的总功率为 $1W$ ，即：

$$P = \frac{1}{2} \text{Re} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty r dr (E_r^{cl} H_\phi^{cl} - H_r^{cl} E_\phi^{cl}) = 1W \quad (2.96)$$

则可推出该模式的归一化常量。Erdogan 推导纤芯基模的归一化常量 E_{01}^{co} ，表达式为：

$$E_{01}^{co} \cong \left(\frac{Z_0 b}{\pi n_2 \sqrt{1+2b\Delta}} \right)^{1/2} \frac{1}{a_1 J_1(V\sqrt{1-b})} \quad (2.97)$$

根据耦合常数的定义，纤芯基模的自耦合常数可以简单地定义为：

$$k_{01-01}^{co-co}(z) = \frac{\omega \epsilon_0 n_1^2 \sigma(z)}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty r dr (|E_r^{co}|^2 + |E_\phi^{co}|^2) \quad (2.98)$$

将纤芯基模的场表达式及归一化常量代入、积分，则可得到：

$$k_{01-01}^{co-co}(z) = \sigma(z) \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_1^2 b}{n_2 \sqrt{1+2b\Delta}} \left[1 + \frac{J_0^2(V\sqrt{1-b})}{J_1^2(V\sqrt{1-b})} \right] \quad (2.99)$$

在计算包层模的归一化常量 E_{lv}^{cl} 时，由于包层模在光纤纤芯、包层及外部环境等三个区域均有场分布，因此首先要利用前面公式计算出包层模在这三个区域中的功率 (P_1 、 P_2 、 P_3)，并令其和为 $1W$ ，即：

$$P = P_1 + P_2 + P_3 = 1W \quad (2.100)$$

即可求出该阶次包层模的归一化常量。Erdogan[16]推导出包层模在这三个区域中的功率表达式；由于计算机运行速度较快，还可以利用数值积分的方法计算这三个功率，

进而根据 (2.100) 计算出包层模的归一化常量以及纤芯基模与包层模间的交叉耦合常数。

对于长周期光纤光栅，只考虑纤芯基模与一阶各次包层模式间的耦合，则交叉耦合常数可表示成为：

$$k_{1v-0l}^{cl-c0}(z) = \frac{\omega \epsilon_0 n_1^2 \sigma(z)}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} r dr (E_r^{cl} E_r^{co*} + E_\phi^{cl} E_\phi^{co*}) \quad (2.101)$$

对上式进行研究可以发现，如果在该公式中对所有包层模（任何第 l 阶）进行计算，则有：

$$\int_0^{2\pi} d\phi \exp[i(l-1)\phi] = 2\pi \delta_{ll} \quad (2.102)$$

δ_{ll} 是狄拉克函数，因此非零的耦合常数只可能存在于纤芯基模与一阶各次包层模式之间。

将纤芯基模和一阶 l 次包层模式的各个电、磁场分布表达代入上式，则纤芯基模与包层模式间交叉耦合常数的表达式为：

$$k_{1v-0l}^{cl-c0}(z) = \sigma(z) \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\pi b}{Z_0 n_2 \sqrt{1+2b\Delta}} \right)^{1/2} \frac{n_1^2 u_1}{u_1^2 - V^2 (1-b)/a_1^2} \left(1 + \frac{\sigma_2 \xi_0}{n_1^2} \right) \times E_{1v}^{cl} \left[u_1 J_1(u_1 a_1) \frac{J_0(V \sqrt{1-b})}{J_1(V \sqrt{1-b})} - \frac{V \sqrt{1-b}}{a_1} J_0(u_1 a_1) \right] \quad (2.103)$$

从上式可以看出，耦合常数与归一化折射率改变量 $\sigma(z)$ 成正比，表达式其余部分则是由光纤参数以及波长决定。

本章中详细介绍的包层模色散方程只能适用 $n_2 > n_3$ 情况下，若环境折射率大于包层折射率，则包层模消失，形成连续的辐射模，解决此时长周期光纤光栅基模到辐射模的耦合，可以用数值计算的方式来求解[23,54]。文献[22]用几何近似的方法得到包层模的模式方程，对长周期光纤光栅谐振波长随环境折射率增大（从小于到大过包层折射率的范围内）的变化进行了计算。上述的研究并没有考虑到色散问题，实际上在研究的波段范围不太大时，色散的影响很小，可以不必考虑。

2.4 模拟研究

若不特别指出，本文计算所用为 Corning SMF-28™ 光纤的参数，其中 a_1 、 a_2 分别为 4.15、62.5 μm ， n_1 、 n_2 分别为 1.4681、1.4628；环境折射率 n_3 设为 1.0。

在长周期光纤光栅的理论研究中，基模和包层模的有效折射率 n_{eff}^{co} 、 $n_{eff}^{cl,m}$ 非常重要，在计算时，要分别根据纤芯基模及包层模的色散方程来计算，由于这两个方程都是超越方程，因此我们是在 Matlab6.5 平台上用图解法来求解。

包层模色散方程对 HE、EH 模式都适用，根据 (2.74) 式计算出的一阶各次包层模的有效折射率应该包含了 HE_{1m} 、 EH_{1m} 这两种模式。按照有效折射率由大到小的顺序来排列包层模，则应当是： HE_{11} 、 EH_{11} 、 HE_{12} 、 EH_{12} 、 HE_{13} 、 EH_{13} ……；另一种规则是[52,53]不区分 HE_{1m} 、 EH_{1m} 模式，而是按照有效折射率从大到小的顺序，统一称为一阶多少次包层模，这时，一阶奇次模式则代表 HE_{1m} 模，而一阶偶次模式则代表 EH_{1m} 模。

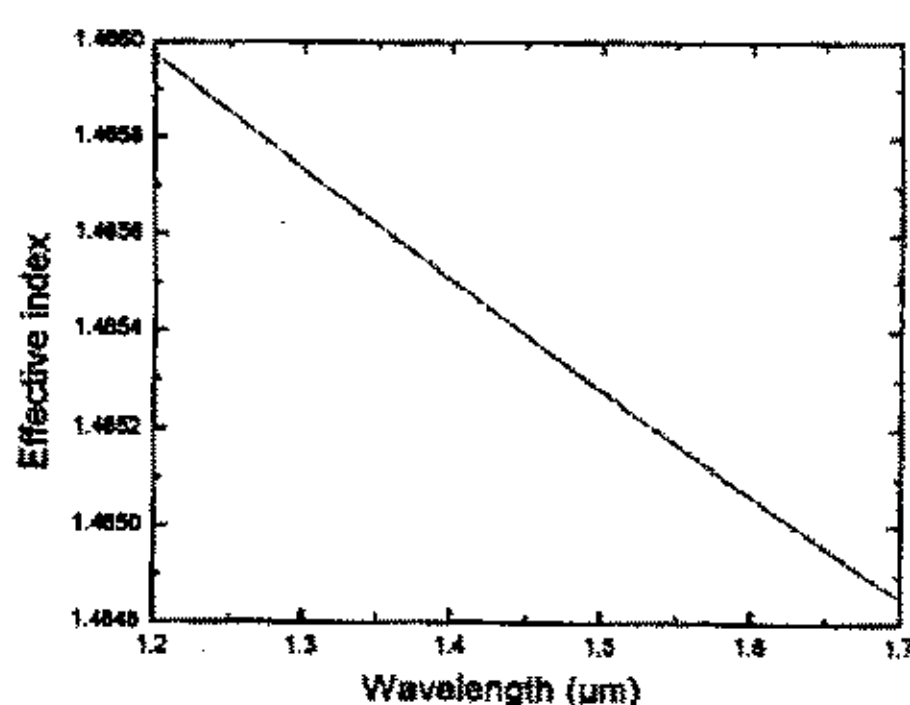


图 2.4 光纤基模有效折射率

Fig.2.4 Effective refractive index for fundamental core mode

在波长 1550nm 处，根据式 (2.71) 计算纤芯基模有效折射率，精度取到小数点后 10 位，其值为 1.4651676075。在 1200nm 到 1700nm 波长范围内，根据基模色散方程，对基模有效折射率进行了计算，获得了纤芯基模有效折射率相对于波长的变化曲线，见图 2.4。可以看出，随着波长的增加，基模有效折射率随之减小，且近似成线性关系。波长从 1200nm 增大到 1700nm，基模有效折射率减小了约 0.077%。

在 1200nm 到 1700nm 的波长范围内，对前 10 个一阶低次包层模的有效折射率随波长的变化进行了计算，得到其变化曲线，见图 2.5。

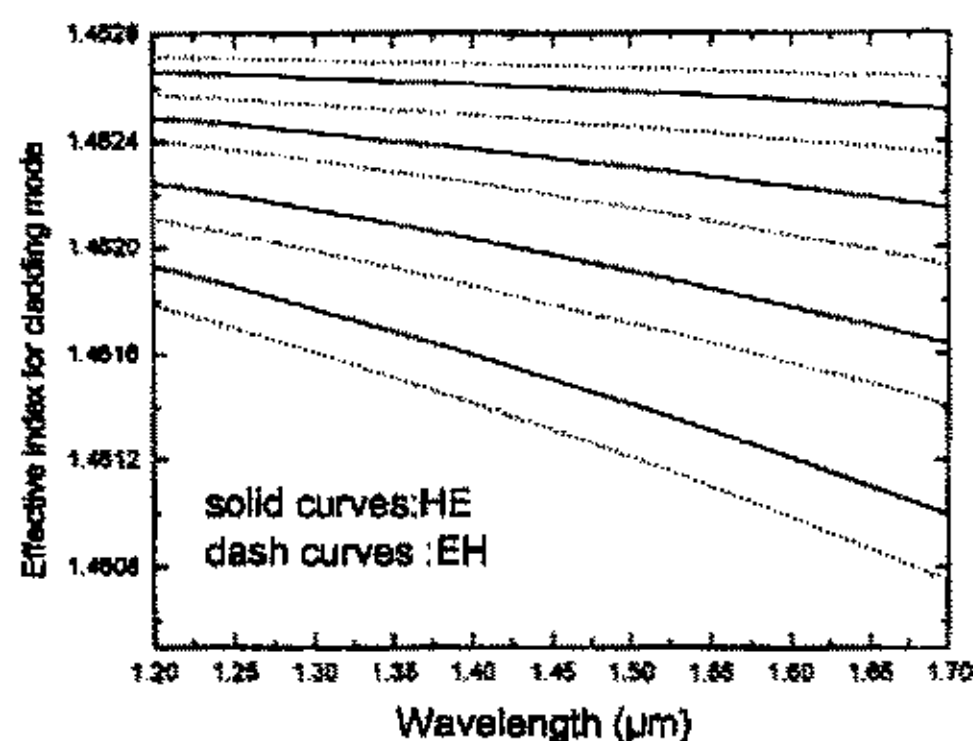


图 2.5 一阶低次包层模有效折射率

Fig.2.5 Effective refractive index for first rank-low order cladding mode

图中表示一阶前 10 个低次包层模式有效折射率在 1200nm~1700nm 范围内随波长的变化, 图中实线为 HE 模式, 虚线为 EH 模式, 各条实线自上而下分别表示 $HE_{1,1}$ 、 $HE_{1,2}$ 、 $HE_{1,3}$ 、 $HE_{1,4}$ 、 $HE_{1,5}$ 模式, 而各条虚线自上而下分别表示 $EH_{1,1}$ 、 $EH_{1,2}$ 、 $EH_{1,3}$ 、 $EH_{1,4}$ 、 $EH_{1,5}$ 模式。可以看出, 一阶低次包层模有效折射率随着波长的增大随之减小, 并且随着模序的增大, 包层模有效折射率的减小程度也在增大, 比如, 波长从 1200nm 增大到 1700nm, $HE_{1,1}$ 、 $HE_{1,2}$ 、 $HE_{1,3}$ 、 $HE_{1,4}$ 、 $HE_{1,5}$ 模式有效折射率分别减小了: 0.0026%、0.010%、0.023%、0.042%、0.064%。

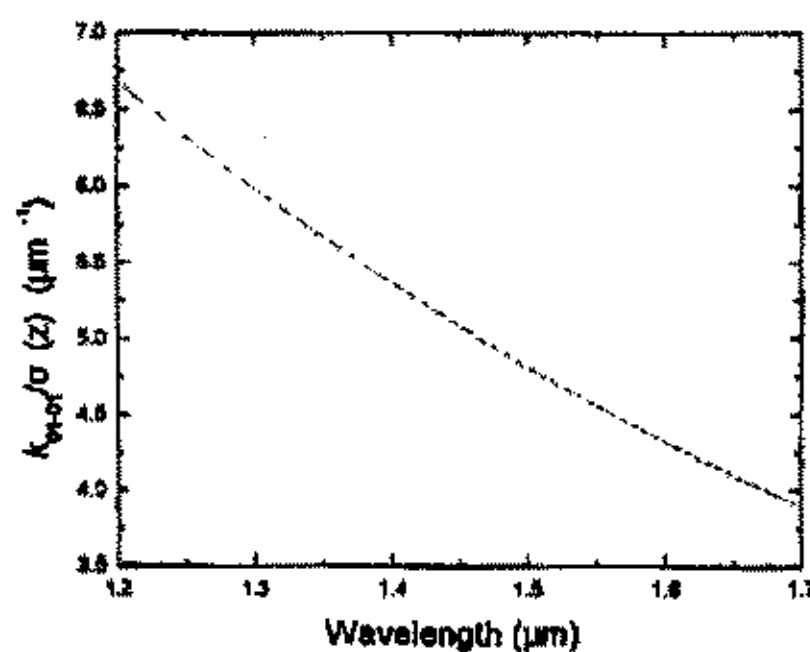


图 2.6 基模自耦合常数与波长关系

Fig.2.6 Relation between the coupling constant for core-mode-core-mode and wavelength

大多数文献对于长周期光纤光栅耦合常数的研究都集中在纤芯基模与包层模间的交叉耦合常数，常忽视纤芯基模的自耦合常数。实际上 k_{01-01}^{co-co} 也非常重要，它的存在造成了实际长周期光纤光栅的谐振波长比设计波长大。根据式 (2.99)，计算了 1500nm 处，纤芯基模的自耦合常数 k_{01-01}^{co-co} （不计纤芯折射率的归一化折变 $\sigma(z)$ ），为 $4.8140 \mu m^{-1}$ 。在 1200nm~1700nm 范围内计算了纤芯基模自耦合常数随波长的分布，见图 2.6。可以看出，随着波长的增大，纤芯基模的自耦合常数 k_{01-01}^{co-co} 呈现近似线性单调减小的特点，当波长从 1200nm 增大到 1700nm， k_{01-01}^{co-co} 减小了约 41.2%。

根据式 (2.101)，计算了纤芯基模与一阶低次包层模间的交叉耦合常数，但并未用 Erdogan 所推导的包层模在各层介质中的功率表达式，而是根据场分布，利用数值积分方法来计算，求出归一化常数 E_{1v}^{cl} ，进而求出 k_{1v-01}^{cl-co} （不计纤芯折变）。前 32 个一阶低次包层模在 1500nm 处的交叉耦合常数与模序对应制成图 2.7。

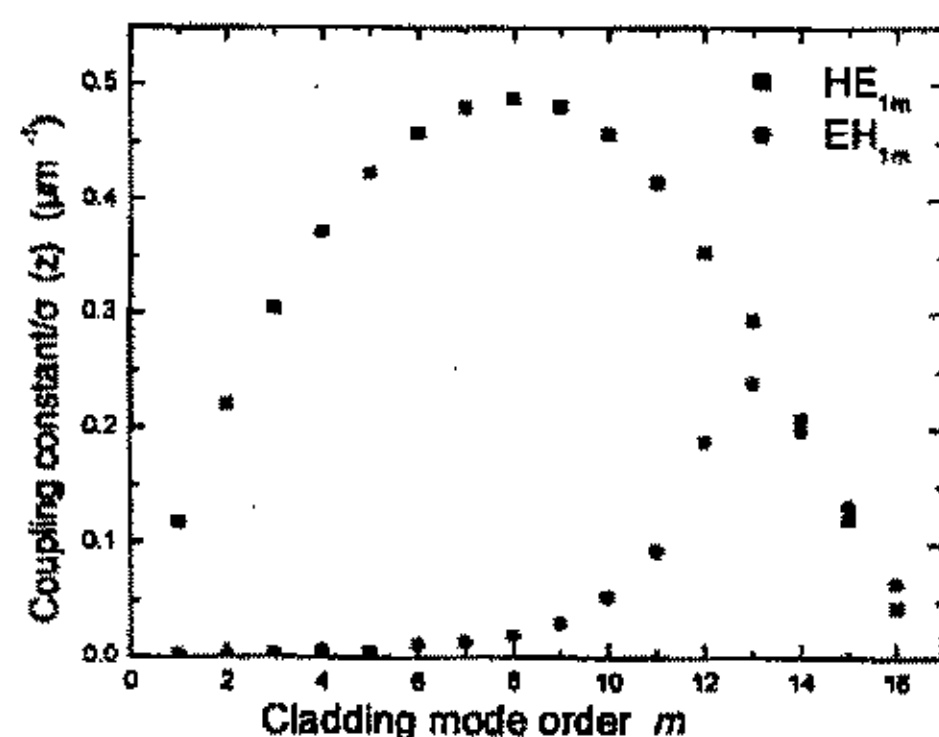


图 2.7 包层模交叉耦合常数与模序间关系

Fig.2.7 Coupling constant divided by $\sigma(z)$
for the 32 $l=1$ cladding modes

从图中可以看出，在模序较低时， HE 模式的交叉耦合常数要远大于同次 EH 模式的耦合常数，原因在于低次 HE 模在纤芯内有较大的能量分布， EH 模则能量较小，见图 2.8，图中四条曲线表示前四个一阶低次包层模沿径向的功率流分布，由于纤芯基模的功率绝大部分在纤芯内，因此只有在纤芯内有较大功率流分布的包层模才能与其形成比较大的耦合。因此在仅涉及一阶低次包层模下，可以只考虑纤芯基模与 HE 模式的耦合，而忽略 EH 模。但当长周期光纤光栅（周期较短）耦合的包层模模序较高（如当大

于11次)时,由于 EH 模、 HE 模式的交叉耦合常数在相同数量级上,则 EH 包层模不可忽略。Erdogan 和陈登鹏[16,55]用三层介质光纤模型对前168个包层模的交叉耦合常数进行了计算,随着模序增大,交叉耦合常数呈现周期振荡的变化,在模序较低时,模拟时可忽略 EH 模式,但当模序较高时,则必须考虑。

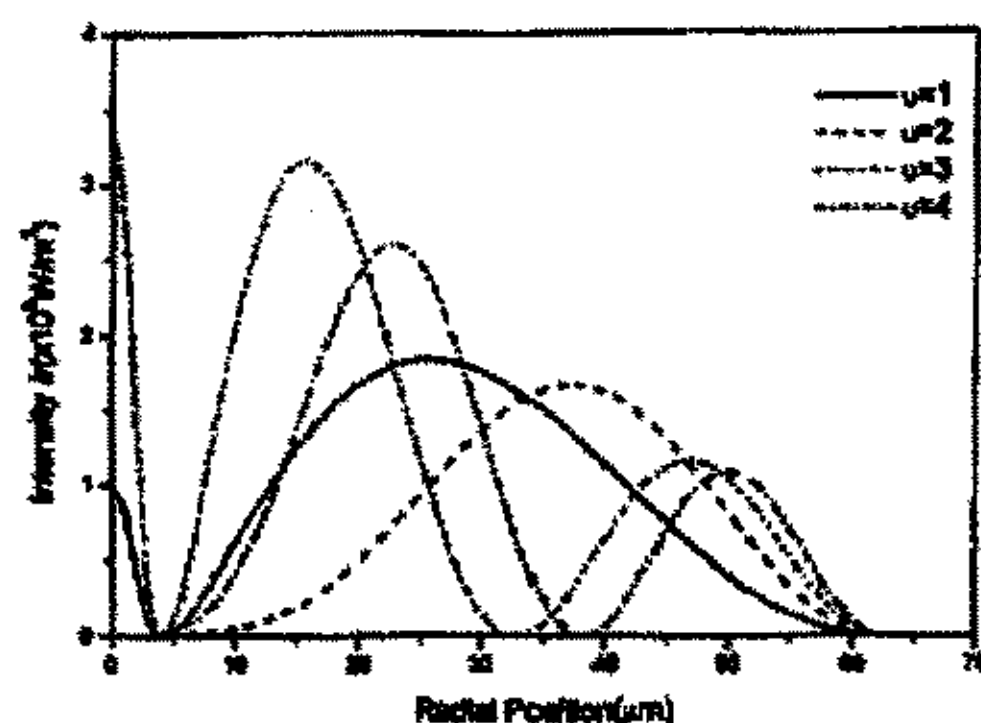


图 2.8 一阶(1-4)次包层模沿半径方向功率流密度

Fig.2.8 Intensity of (1-4) orders of the first rank of cladding mode along with the radius direction

根据上述理论,对一长周期光纤光栅前四个一阶低次 HE 模耦合形成的传输谱进行了模拟,见图2.9。可以看出,长周期光纤光栅传输谱由多个损耗峰组成,分别是由纤芯基模向同向传播的各个包层模式耦合所形成,在模序较低范围内,随着模序的增大,峰值损耗增加,这可以从包层模的交叉耦合常数图中得到解释,因为在低次模式时,随着模序的增加,交叉耦合常数也随之增加。还可以看出,随着模序的增加,带宽逐渐增大。

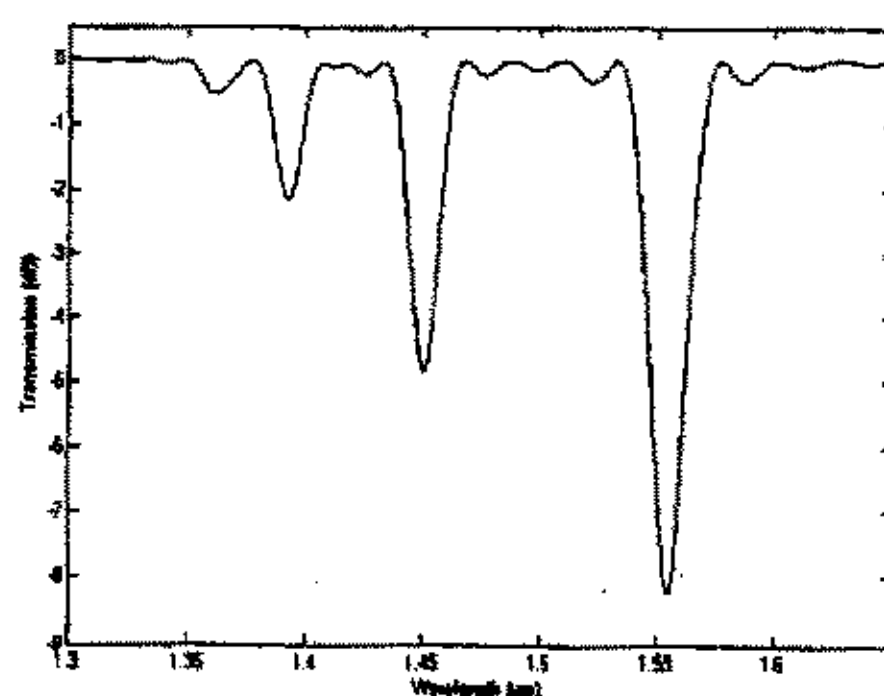


图 2.9 长周期光纤光栅传输谱

Fig.2.9 Transmission spectrum through LPFG

与模序较低包层模相比, 模序较高包层模具有一些特点[56-58]。随着模序的增大, 带宽逐渐增大, 在某一模序附近, 带宽达到最大; 模序继续增大, 带宽迅速变窄。模序较高时, 由于相邻 HE 、 EH 模式的有效折射率相差较小, 交叉耦合常数的数值很接近, 因此纤芯基模能够在较近的波段范围内同时和它们产生耦合, 从而产生相邻很近两个损耗峰。某些模序较高包层模, 如 LP_{015} 包层模, 能形成双损耗峰。Xuewen Shu 等人 [26,27] 用周期为 $100\ \mu\text{m}$ 的长周期光纤光栅, 使 LP_{015} 耦合形成双损耗峰, 有一“短”、一“长”两个谐振波长。

目前的长周期光纤光栅耦合模理论, 忽略了场分布轴向分量影响, 因此在某些外界条件下会有一定偏差; 此外, 从模拟效果来看, 比较符合弱调制光栅[59]。对于折射率矩形调制的长周期光纤光栅, 为提高模拟的精度, 可以将折射率调制矩形分布展开为傅立叶级数, 再进行模拟, 则精度得到很大的提高[60]。

模拟长周期光纤光栅传输谱, 可以按以下流程进行。

1. 设定长周期光纤光栅的基本参数: n_1 、 n_2 、 n_3 , a_1 、 a_2 , 光栅周期 Λ , 光栅长度 L , 或者光栅周期个数 N , 条纹可见度 m , 纤芯折射率归一化改变量 $\sigma(z)$ 。
2. 根据式 (2.71) 求出纤芯基模有效折射率 n_{eff}^{co} ; 根据式 (2.74)、(2.75)、(2.76), 求出包层模有效折射率 $n_{eff}^{cl,m}$; 由于包层模很多, 可根据相位匹配条件估计在需要观测波谱范围内的数条, 然后进行计算。
3. 根据 (2.98) 式求出纤芯基模的自耦合常数; 根据式 (2.77)、(2.93) 和式 (2.100) 求出包层模的归一化常量, 并代入式 (2.103) 求出纤芯基模与某次包层模式间的交叉耦合常数。
4. 基于以上数据, 根据式 (2.62) 即可模拟出长周期光纤光栅传输谱。

2.5 本章小结

本章从麦克斯韦方程组出发, 逐步推导出光波导耦合模方程组, 进而推导出均匀长周期光纤光栅的传输谱、交叉传输谱、谐振波长、带宽等几个重要公式, 这对于长周期光纤光栅理论研究的深入具有一定意义。

在研究相关文献基础上, 对包层模色散方程、包层模式、耦合系数等进行了研究, 对有关包层模色散方程、包层模阶次、交叉耦合系数等共识存疑的问题, 通过研究和学术交流, 得出正确的结论, 纠正了一些文献的疏漏之处。

基于 Matlab6.5 平台, 通过编程进行数值计算和模拟, 对纤芯基模有效折射率、包层模有效折射率、交叉耦合常数与模序关系、纤芯基模自耦合常数等有关模式及耦合的

问题进行了比较深入的研究；进行了模拟长周期光纤光栅传输谱的研究和实践，整理出模拟长周期光纤光栅传输谱的工作流程，从而可以比较直观地研究传输谱与各种写入条件间的关系。

3 高频 CO₂ 激光脉冲写入法和光谱控制、调谐技术

D. D. Davis[61,62]等人于 1998 年首次用 10.6 μm 的 CO₂ 激光脉冲在普通通信光纤中逐点写入长周期光纤光栅以来, 由于这种方法对光纤没有特殊要求, 而且光栅周期易于改变, 成本低, 因此得到了普遍的关注和研究。本章对 CO₂ 激光脉冲写入法的写栅成因进行了综合研究, 对高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入法作了介绍; 通过理论模拟, 研究了通过调节写入条件进行光栅光谱控制的方法; 并对腐蚀包层调谐长周期光纤光栅这一方法进行了理论和实验研究。

3.1 CO₂ 激光写栅成因的研究

自从 D. D. Davis 等人首次用 CO₂ 激光烧写长周期光纤光栅以来, 众多学者对 CO₂ 激光烧写长周期光纤光栅的形成机理进行了研究, 并取得了一些进展, 但人们对 CO₂ 激光脉冲写入法的形成机理并没有得到确定的结论。本节对目前关于 CO₂ 激光脉冲写入法的形成机理, 参考相关文献[63,64,65]进行了综合性地研究。

3.1.1 残余应力释放

由光纤预制棒拉制而成的光纤, 其结构属性不可能完全相同, 而且某些类型光纤为了优化传输特性还掺有一定浓度的杂质, 所以导致拉制而成的光纤中存在一定的残余应力。光纤中的残余应力是由两种应力叠加而成, 分别是热应力(拉应力)和机械应力(压应力)。热应力是由于纤芯和包层中的热膨胀系数不同而产生的, 在纤芯中掺入锗和硼等杂质导致纤芯的热膨胀系数增加, 从而在光纤中导致热应力。机械应力产生于纤芯和包层中的粘弹性不同, 如果在纤芯中掺杂会导致纤芯的粘度降低。从而在光纤中引起机械应力。光纤中的残余应力会随着光纤的拉力而增大。光纤中的残余应力会影响光纤的多种光学属性, 并通过弹光效应使光纤的折射率发生改变。CO₂ 激光写栅的一个可能的形成机理就是残余应力释

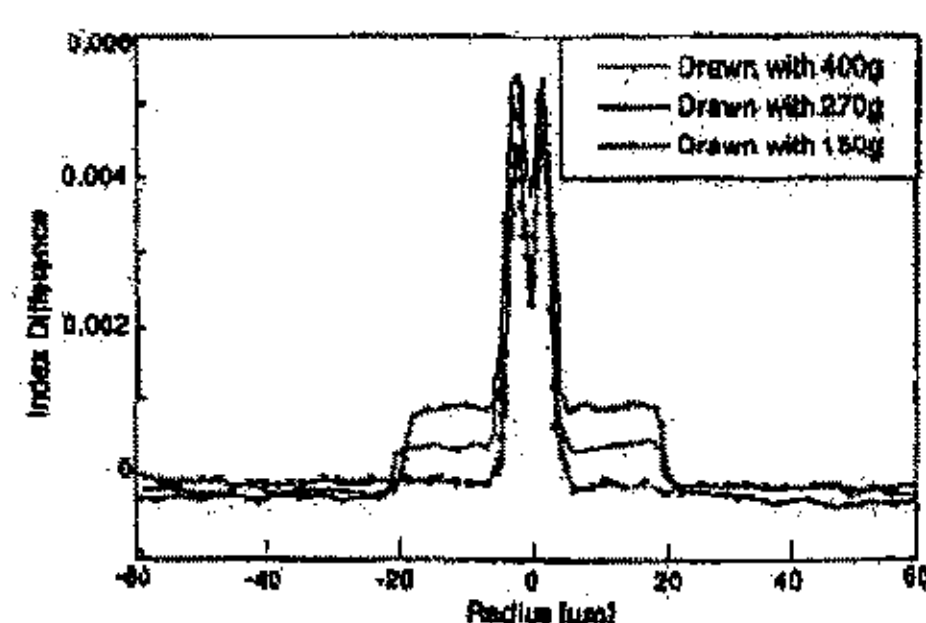


图 3.1 拉应力不同的光纤中的折射率变化

Fig.3.1 Refractive index changes due to the residual mechanical stress in fibers drawn with tensions

放, 导致残余应力释放的一个重要因素是热效应, 所以激光脉冲能量越大, 则折射率的

改变越大。 CO_2 激光写栅时, 折射率的改变还与被写入光纤拉制时的拉力有关。Y. G. Han 等人[7]对具有 $\text{GeO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3$ 掺杂纤芯的光纤用 CO_2 激光进行写入长周期光纤光栅时, 发现所用光纤拉制时所用拉应力的对折射率的改变有很大影响, 用折射率近场法测量出不同拉力所制光纤通过 CO_2 激光曝射后折射率的径向分布, 见图 3.1。可以看出经过曝射后, 纤芯折射率有很大改变, 但包层仅在局部略有改变; 用较大拉应力拉制成光纤所形成的纤芯折射率的改变量则较大, 分析表明, 此时残余应力是由于纤芯和包层的粘度不同引起的。Chang-Seol King[66]等人在掺 B 的光纤中作了类似的实验, 也得出了相同的结论。因此用 CO_2 激光写入长周期光纤光栅时, 为了提高效率, 应该用能量较大的激光和较大拉应力拉制的残余应力大的光纤进行写栅。释放残余应力也可以用其他高能量激光光束照射或用电弧放电法对具有较高残余应力的光纤进行制作长周期光纤光栅。

3.1.2 掺杂剂热扩散

在光纤中掺杂会改变光纤的折射率, 而且掺杂浓度的大小是折射率变化的重要因素之一。由于分子热运动, 光纤中的掺杂剂由于高温可能再进行热扩散, 从而改变光纤的折射率。所以用 CO_2 激光脉冲照射光纤, 则光纤会因为掺杂剂的热扩散从而改变照射处的折射率, 进而沿轴向周期调制纤芯折射率, 形成长周期光纤光栅。E. M. Dianov[3]用 CO 激光对光纤进行轴向周期性加热进行制作长周期光纤光栅, 其温度可达到 $1400 \sim 1600$ 度。由于高温加热, 因而激活纤芯中的掺杂剂改变了折射率, 并指出电弧放电法这一高温制栅法也有类似机制。由于 CO_2 激光照射也能形成较高温度, 则掺杂剂热扩散也是光栅形成的可能原因之一。

3.1.3 密度变化

D. D. Davis[62]在用聚焦 CO_2 激光束照射非氢载光纤来制作长周期光纤光栅中发现, 折射率的改变量所应对应的残余应力, 远远大于有关文献的测量值; 由于玻璃致密化这一现象在用紫外光照射制栅过程中已有发现, 而且玻璃致密形成折射率改变也是用 810nm 红外激光在块状玻璃中写入波导结构的一种机制[8], 所以玻璃致密也是 CO_2 激光脉冲写栅的一种可能形成机理。用高能量 CO_2 激光脉冲对光纤进行烧写, 引起光纤温度升高, 玻璃的粘度减小, 玻璃内部晶格很快达到新的平衡状态, 以致玻璃密度减小从而导致折射率减小。激光脉冲加热后迅速冷却至室温, 随着温度的降低, 玻璃密度逐渐增大, 以致折射率逐渐增大, 与此同时光纤的粘度也逐渐增大, 由于冷却太快, 当降温到某一温度时, 因为光纤的粘度太大以致玻璃内部晶格结构无法达到新的平衡, 温度再降低时玻璃密度增大较慢, 以致折射率增大较慢, 因此当快速降温到室温后, 光纤的密度发生改变, 从而导致折射率与加热前相比发生变化。

3.1.4 熔融变形

纯硅光纤的熔点约为 1700°C ，掺杂光纤的熔点一般是 $1200\sim 1700^{\circ}\text{C}$ ，因此当加热使光纤的温度达到熔点时光纤会发生熔融变形。用高能量 CO_2 激光脉冲加热光纤时，光纤温度的升高与激光脉冲的能量、加热时间和受热面积有关，如果激光能量足够大，持续加热足够长时间，并且光纤两端加适当应力，则激光照射光纤区域的温度逐渐升高达到光纤熔点，光纤熔融处的直径会变小，产生熔融变形，此时 CO_2 激光写栅法相当于熔融微弯形变法。文献[4]中就用 CO_2 激光照射使光纤熔融变形制成长周期光纤光栅。文献[7]中研究了折变与拉应力间的关系，实际上在实验时也合用了微弯形变法。熔融形变法一般形成比较大的插入损耗，但只要激光能量和写入参数合适，也可以写出较好的光栅。如果 CO_2 激光能量不太大，持续照射时间较短，光纤两端未加应力或应力十分小，以至光纤被照射处没有达到熔点，则制成的光纤光栅一般没有明显的物理变形。

残余应力释放、掺杂剂热扩散、密度变化以及熔融变形是目前对 CO_2 激光写栅成因的四种理论解释。在用 CO_2 激光写入长周期光纤光栅时，这些因素所发挥的作用由于光纤的类型、脉冲等具体情况可能有所不同，折射率调制可能是某一种或某几种因素共同作用的结果，也可能是某一种因素起主要作用，而另外一种或几种因素起次要的作用。

3.2 高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入技术

自 D. D. Davis 首次用波长 $10.6\mu\text{m}$ 的 CO_2 激光脉冲在普通通信光纤中写入长周期光纤光栅以来，国内外已有多家研究机构用不同的装置实现用 CO_2 激光写入法制作长周期光纤光栅，所使用的技术大多都是单侧写入法[61,62]。大连理工大学于清旭教授发明了三束对称写入法[67]，此种方法脉冲能量集中、单个脉冲加热时间短、能够低成本高效率地写入高质量的长周期光纤光栅。下面将先介绍几种 CO_2 激光写入法的特点，然后介绍三束对称写入法。

3.2.1 各种 CO_2 激光脉冲写入法简介

D. D. Davis 等人[61,62]使用的 CO_2 激光脉冲频率约几赫兹，采用的是单侧写入法，用机械步进装置移动光纤来实现周期性曝光， CO_2 激光脉冲从固定的一个光纤侧面方向对光纤进行曝光，长周期光纤光栅一次写成。文献[63-65]中使用的 CO_2 激光脉冲的频率约 5kHz ，采用三维动态聚焦系统，激光加热区域的周期性变换通过计算机控制的扫描振镜的偏转来完成，可重复扫描，写入一个理想的长周期光纤光栅一般要经过几次扫描，光纤可转动以进行双侧曝光。

单侧写入法的缺点是由于 CO_2 激光脉冲从单侧入射，由于 SiO_2 对 $10.6\mu\text{m}$ 波长处的激光吸收较强，使得入射光能量沿激光入射方向逐渐减小，因此光纤直接照射一侧能量强，而背向入射方向一侧能量较弱，见图 3.2[68]。由于 CO_2 激光脉冲在每点照射的时间都不长，远未达到热平衡细致平衡条件所要求，因此激光直接照射一侧，折射率改变大，背向激光照射一侧，折射率改变较小。

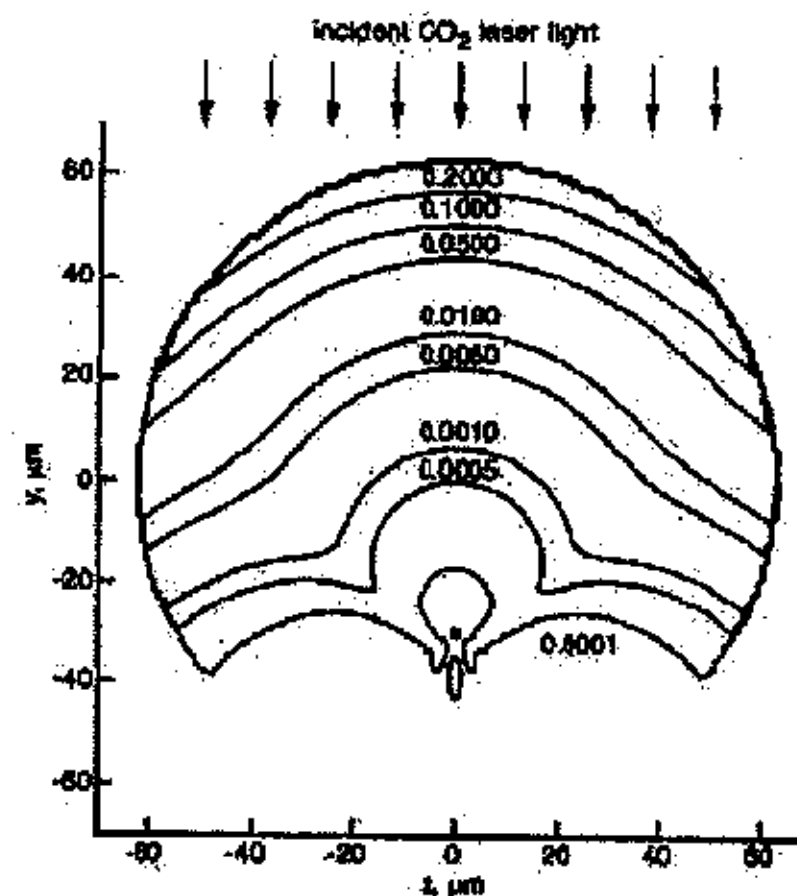


图 3.2 单侧入射的 CO_2 激光在光纤横截面的能量分布
(相对于单位入射能量)

Fig.3.2 Calculated intensities (relative to unity incident intensity) inside the cross section of fiber for incident CO_2 laser

CO_2 激光单侧写入导致的折射率横截面分布不均匀，使得这种方法写入的长周期光纤光栅具有一定的偏振相关性[61]，导致双折射，从而在传输光谱中可表现为较大的偏振相关损耗 (PDL)，影响长周期光纤光栅在光纤通信领域的应用。同时由于横截面折射率分布不均匀，单侧写入长周期光纤光栅谐振波长的弯曲灵敏度和弯曲方向有很强的依赖关系[5]，另外其扭转、负压等特性也有其独特之处。

3.2.2 高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入法

为了消除 CO_2 激光单侧写入法的缺陷，提高横截面折射率分布的均匀度，减小乃至消除偏振相关损耗，使光栅具有角向一致的弯曲特性，设计了三束对称写入法[67]。三束对称写入法的核心是设计制作了如图 3.3 所示的三束对称写入平台，右上角为三束对称写入平台使用时的光路图。在该平台上采用了两个成 120° 交角的平面反射镜。垂直入射的 CO_2 激光脉冲通过柱面透镜聚焦后形成线光束，再通过两个反射镜的反射，形成

三束对称（互成 120° ）入射的激光脉冲对光纤进行曝光，而且光强相等，同时进行曝光和停止。

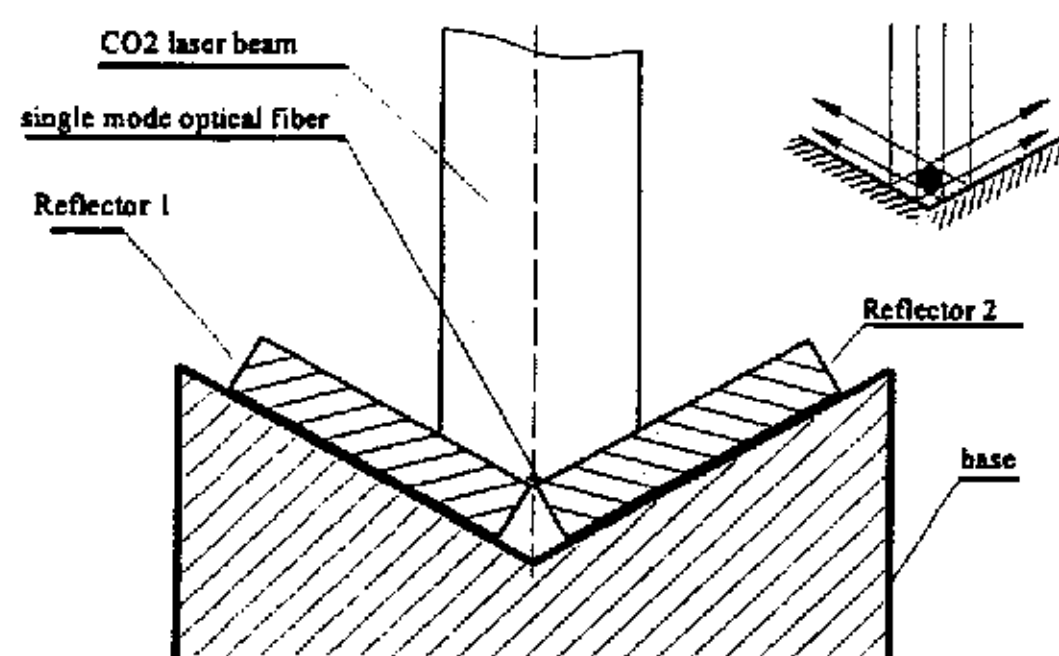


图 3.3. LPFG 烧写台

Fig3.3. The writing table of LPFG

聚焦后线形光斑的尺寸（激光束 e^{-2} 宽度为 4mm）远大于光纤的直径（0.125mm），因此可以将高斯光束入射到光纤表面上的部分视为等强度分布，考虑到光纤受热后沿角向的热传导，因此光纤横截面折射率分布的均匀度要大于单侧写入法。三束对称写入法巧妙地利用双平面镜组成的三束对称平台形成基本完全相同的三束 CO_2 激光脉冲，同时对光纤曝光，每一周期一次写成，因而具有制作成本低、高效率的特点。

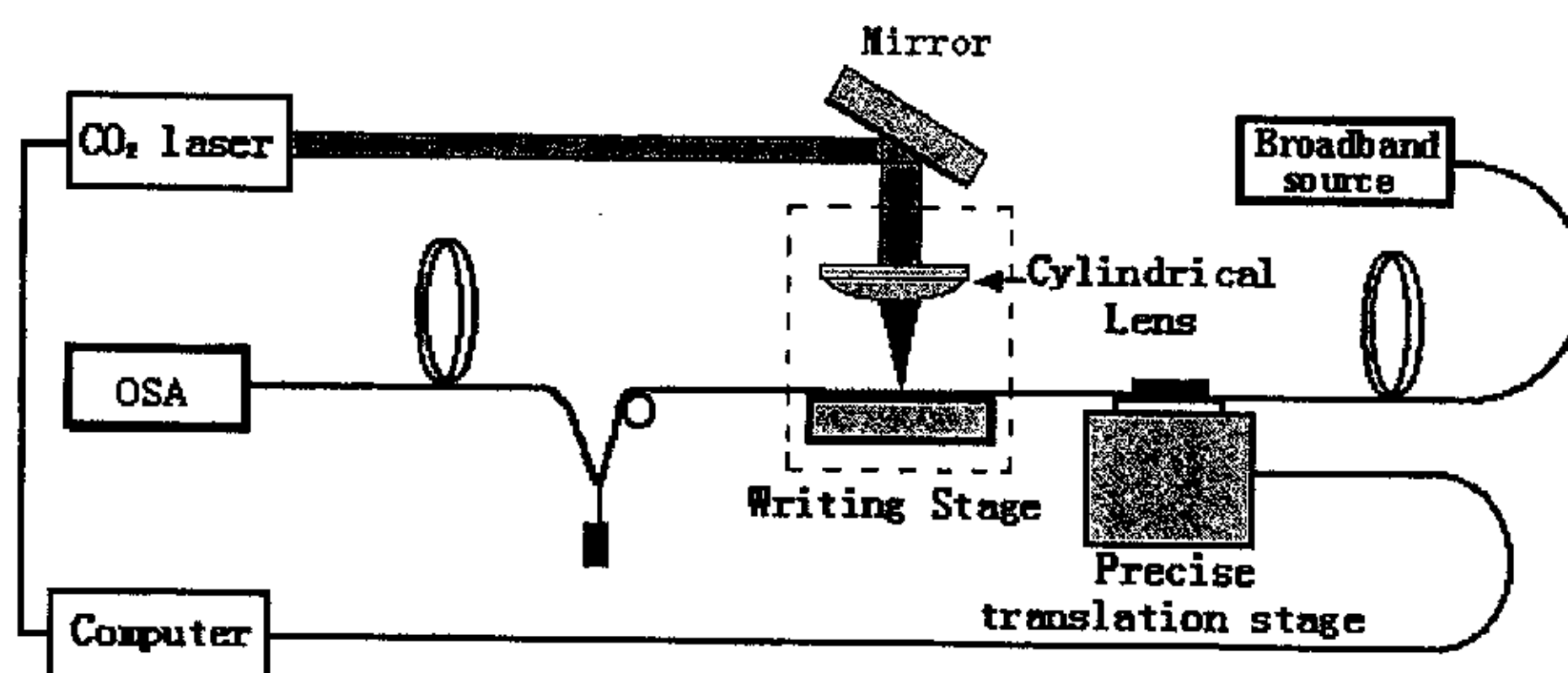


图 3.4. LPFG 的制作装置方框图

Fig3.4 The schematic configuration of the LPFG writing system

高频 CO_2 激光脉冲三束对称写栅系统的设备装置由图 3.4 所示。预先将光纤的涂覆层剥去一段，约 60mm 即可，将光纤的一端固定在一维精密电控平台上，另一端使其自由下垂，并挂一轻质量物体（约 5g），使光纤成一水平直线。放置光纤时，使光纤无

涂覆层段恰好悬于两平面镜相接处上方约 1mm 的高度上。宽谱光源 (Opto Speed SLED1550D5A, 中心波长: 1540nm, 带宽 60 nm,) 用作光纤的输入光源, 光谱分析仪 (AQ6317C) 用来监测写入时长周期光纤光栅传输谱。射频激励波导 CO₂ 激光器 (GEM-60L), 全功率为 60W, 输出的 CO₂ 激光脉冲约为 20k~24kHz, 波长为 10.6 μ m。CO₂ 激光脉冲经柱状透镜聚焦后, 成一线形光束, 长约 4mm, 宽约 130 μ m, 照射在光纤无涂覆段进行曝光。完成一次曝光后, 由计算机控制一维精密步进平台带动光纤沿轴向平移一个光栅周期, 重复上述过程, 即可写出比较理想的长周期光纤光栅。通过计算机调整 CO₂ 激光脉冲的曝光时间, 光栅周期和光栅长度, 从而可以灵活地制作出满足设计要求的长周期光纤光栅。写栅时, 光功率密度约为 11j/mm², 每个周期照射时间约为 13ms, 并可随时调节。利用精密步进平台进行逐点曝光的优点在于简便、灵活, 能够制作出一些特殊光栅, 如螺旋状长周期光纤光栅[14]。但步进平台的精度需要有保证, 以防止光栅周期的随机性对光栅光谱造成光栅周期噪声。

由于所用为高能量的高频 CO₂ 激光脉冲, 因此能够制作出窄带宽、低插入损耗比较理想的长周期光纤光栅。由于采用了三束对称写入法, 提高了光纤横截面折射率分布的均匀度, 因此光栅传输谱的偏振相关损耗得到了降低, 谐振波长弯曲特性的角向一致性

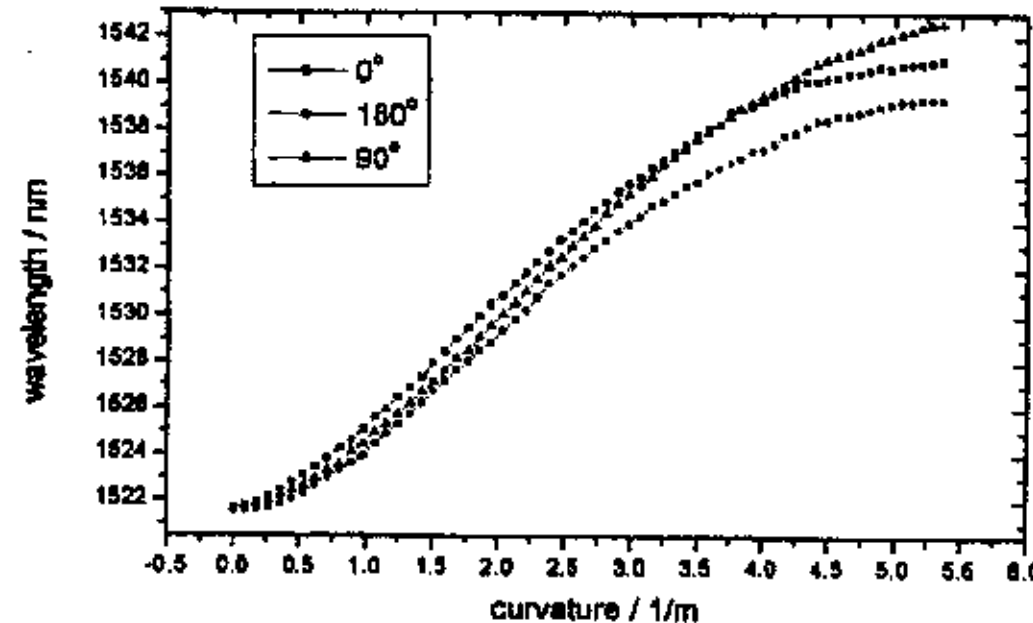


图 3.5 三个不同的方向测量曲率

Fig .3.5. Curvature measurement from three different directions

得到了提高, 见图 3.5。

3.3 光谱控制技术的理论研究

长周期光纤光栅要走向实用化, 需要光谱控制技术的成熟, 要能够大批量地制作出具有所设计光谱的长周期光纤光栅, 所以光谱控制技术一直是重要的研究内容。此节将

根据长周期光纤光栅耦合模理论, 研究光栅写入条件与光栅光谱之间的关系, 为长周期光纤光栅制备提供理论指导。

根据纤芯基模和包层模色散方程对前 10 个一阶低次 HE 模的有效折射率进行了计算, 再按照谐振波长公式(2.54), 计算得到各包层模谐振波长随光栅周期的变化曲线, 见图 3.6。图中 10 条曲线, 从右至左分别是 HE_{11} 、 HE_{12} 、……、 $HE_{1,10}$ 各包层模的谐振波长与光栅周期的关系曲线。

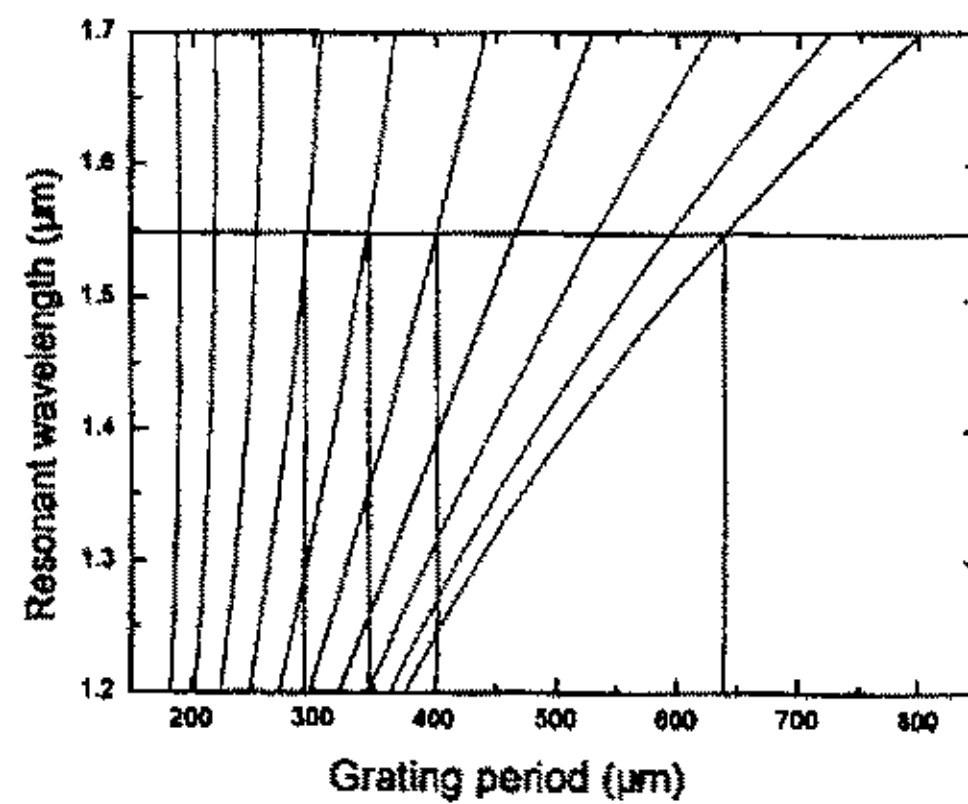


图 3.6 谐振波长与光栅周期的关系曲线

Fig.3.6 Relationship between periods and resonant wavelengths of LPFG

根据图 3.6 可以比较直观地进行长周期光纤光栅的设计工作。比如要设计一个谐振波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 的长周期光纤光栅, 从理论上可供选择的周期有约 $640 \mu\text{m}$ 、 $590 \mu\text{m}$ 、 $520 \mu\text{m}$ 、……、 $290 \mu\text{m}$ 等七个周期, 它们在 $1.55 \mu\text{m}$ 处所产生的损耗峰, 分别是由纤芯基模与 HE_{11} 、 HE_{12} 、……、 $HE_{1,7}$ 模式耦合所形成。需要注意的是, 不同规格的光纤, 按照同样方法模拟得到的谐振波长与光栅周期的关系曲线亦不同。

图 3.7 中四条曲线是根据式 (2.65) 所模拟的前四个低次 HE_n 模谐振波长与纤芯折射率改变量的关系。可以看出, 谐振波长随折变增大近似线性地向长波方向变化。对于 CO_2 激光脉冲写入光纤光栅这一方法, 增大激光光强来增大纤芯的折变, 从而调节谐振波长向长波方向变化是可行的。文献[62]中记录, 当 CO_2 激光能量从 108mj/period 增大成 116mj/period , 则长周期光纤光栅的谐振波长向长波方向变化了近 80nm 。但目前 CO_2 激光光强与所致纤芯折变之间的函数关系并不十分明晰, 因而只能通过经验来掌握。

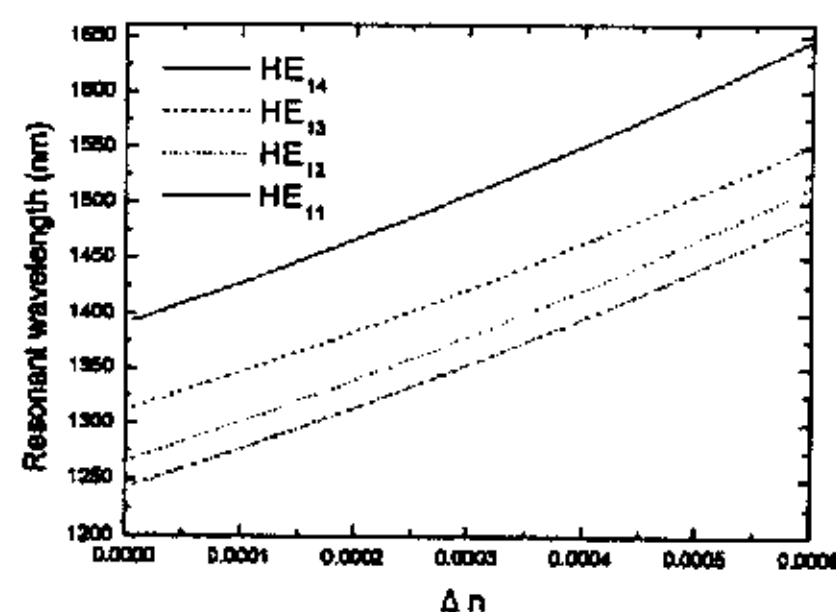


图 3.7. 谐振波长与纤芯折射率改变量的关系

Fig.3.7 Relationship between resonant wavelength and changing of refractive index in fiber core

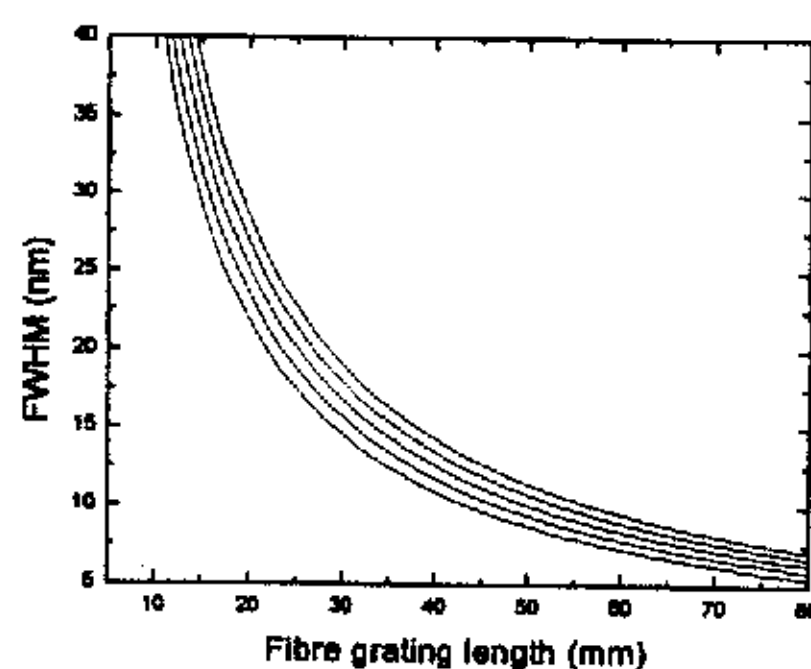


图 3.8 在不同波长处带宽与光栅长度关系

Fig.3.8. Relationship between bandwidth and grating length for different wavelengths

根据式(2.70)可知,影响带宽的主要因素有光栅长度(周期个数 N)、光栅周期。计算得到带宽与光栅长度的关系图3.8,自上而下四条曲线,其谐振波长分别设为1700、1600、1500、1400和1300nm。可以看出,带宽与光栅长度成反比的关系。如当光栅长度为20mm时,半值带宽大约为20~30nm;当光栅长度为60mm时,半值带宽大约为10nm左右。带宽与谐振波长有一定的关系,谐振波长较大,则带宽略大,谐振波长较小,则带宽略小,但这一影响较小。对于同一包层模,光栅周期影响谐振波长的大小,所以也影响了带宽,但同样影响也比较小。

根据最大交叉传输率公式(2.64),其决定因素是光栅长度与交叉耦合常数;对于确定的某阶次包层模,交叉耦合常数与纤芯归一化折射率改变量 σ 成正比,由于最大交

叉传输率和光栅长度、 σ 的函数关系相同，因此只绘制了一阶前五次包层模的最大交叉传输率与光栅长度的关系，见图 3.9。可以看出，模序越高，则越先达到完全耦合；对某一包层模，达到完全耦合之前，最大交叉传输率与光栅长度近似成线性关系。最大交叉传输率与折变关系也基本相同。因此，从调节最大交叉传输率角度，调节光栅长度和折变这两种方法都可行。但实际操作时，由于 CO_2 激光脉冲光强与纤芯折变之间的函数关系目前尚不十分清晰，所以调节光栅长度较为简便可行。

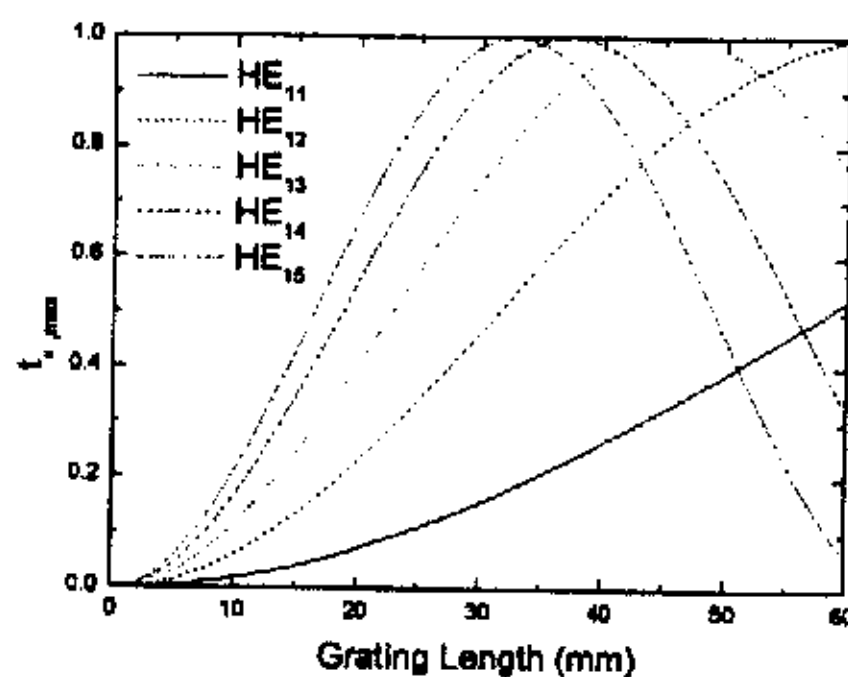


图 3.9 最大交叉传输率与光栅长度关系

Fig.3.9 Relationship between the maximum cross transmission and the grating length

以上分析表明，改变纤芯折变量来调节谐振波长和最大交叉传输率均十分有效。如果对其中一个要求不严格时，则利用调节折变量（ CO_2 激光脉冲光强）来调节另一个参数是一个有效措施[62]。如果实际用途对谐振波长和最大交叉传输率要求都比较严格，则必须考虑其他写入条件来共同控制光谱参数。

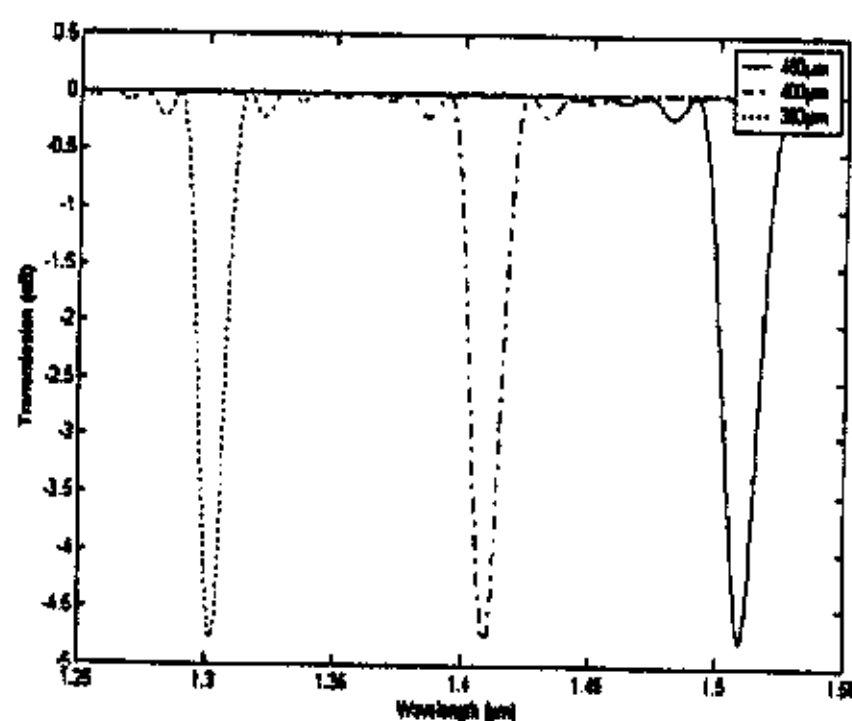


图 3.10 周期不同的 LPFG 传输谱

Fig.3.10 Transmission through LPFG with different grating periods

光栅长度同时影响了最大交叉传输率（反映意义与峰值损耗相同）和带宽，根据传输谱公式，随着光栅长度的增大，带宽也随之减小，而峰值损耗随之增大，因此在制作传感器之用的长周期光纤光栅时，可以用较长的光栅以使带宽较窄，峰值损耗较大，以提高测量精度，但在需要较大带宽时，则应用较短的光栅。

光栅周期对带宽和谐振波长都产生影响，但对前者影响较小。图 3.10 中，模拟了光栅周期分别为 350、400、450 μm 的包层模 HE_{13} 传输谱。可看出，随着光栅周期的增大，谐振波长随之向长波方向变化，而且近似成线性关系，带宽略有增大，

综合以上分析，在制作长周期光纤光栅前，首先根据图 3.6 确定谐振波长，选定某次包层模，进而决定光栅周期。由于纤芯折射率增大能使设计波长向长波方向变化，因此选择光栅周期时，要留有余地。在 CO_2 激光脉冲必然能使纤芯产生折变的前提下，可通过增、减光栅周期得到合适的谐振波长；通过调节光栅长度来控制峰值损耗值。如果能够控制 CO_2 激光脉冲的光强，也可以通过控制光强来获得合适的谐振波长，调节光栅长度获得合适的峰值损耗。对于某确定包层模，可以通过大光栅周期、弱光强得到合适的谐振波长，调节光栅长度得到合适的峰值损耗值，而且带宽窄；反之，可得到带宽较宽的传输谱。

3.4 腐蚀法调谐长周期光纤光栅

包层直径是重要的光纤参数，如果发生改变，会使得基模、包层模的有效折射率发生改变，从而使得长周期光纤光栅的谐振波长、峰值损耗等参数发生改变。这一节将从理论和实验两方面研究包层半径的大小与长周期光纤光栅谐振波长之间的关系。

3.4.1 理论分析

根据纤芯基模和包层模色散方程，基于 Matlab 进行数值分析，腐蚀包层半径调谐长周期光纤光栅谐振波长的原理如图

3.11 所示。光栅区包层未被腐蚀减小前，某包层模谐振波长为 λ_1 ；腐蚀减小后，由于基模有效折射率基本不变（只有当包层半径小于 15 μm 时，减小幅度才不可忽视），而包层模有效折射率显著变小，则 $\Delta n_{\text{eff}}(\lambda)$ 曲线增大成为

$\Delta n_{\text{eff}}'(\lambda)$ 曲线，因此造成谐振波长向长波方向移动成为 λ_2 。数值模拟结果表

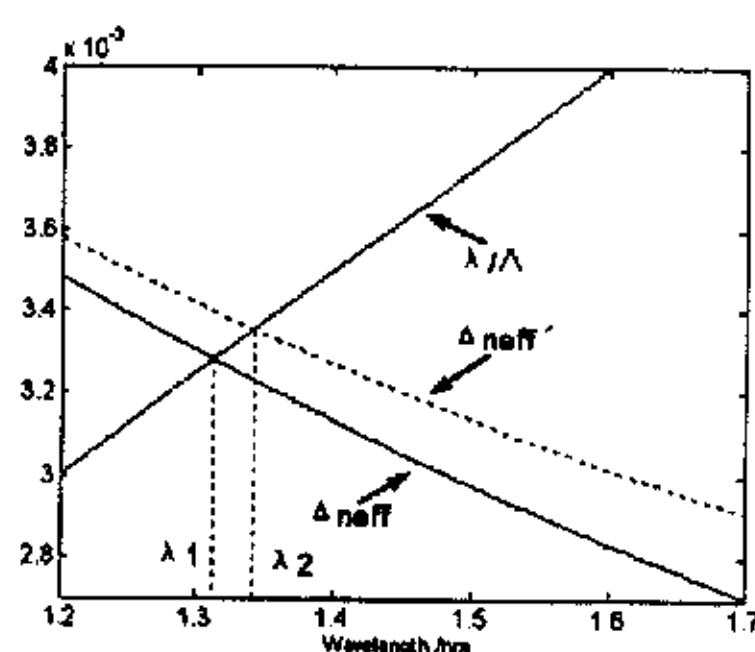


图 3.11 腐蚀包层调谐谐振波长原理

Fig.3.11 The diagram of tuning resonant wavelength by etching cladding radius

明, 随包层半径减小, 各低模序包层模谐振波长向长波方向非线性变化, 而且模序越高则变化速率越大。

3.4.2 实验与分析

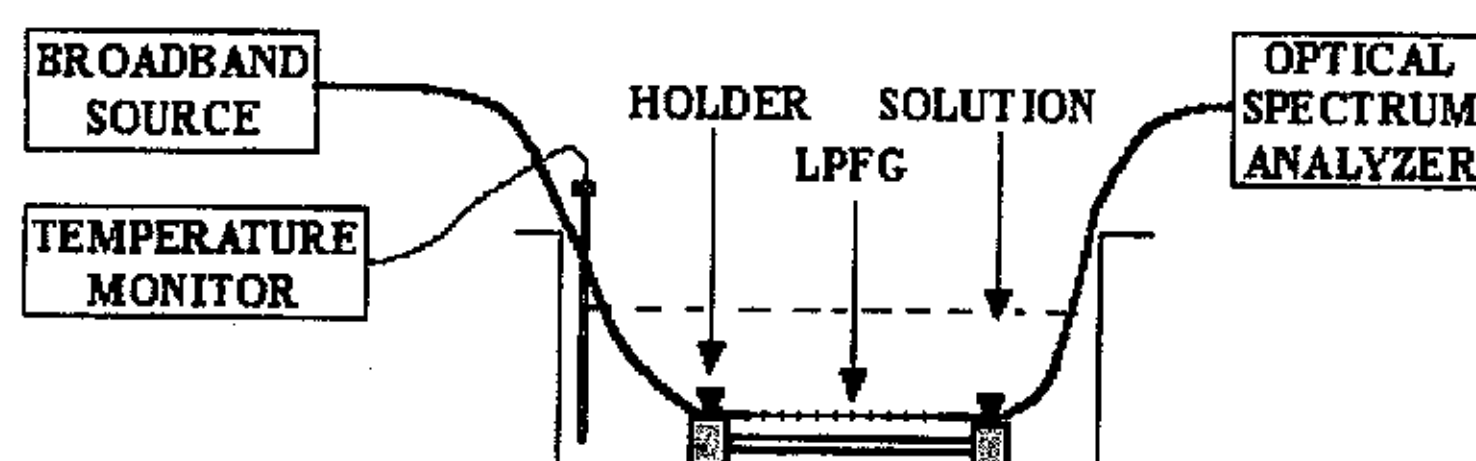


图 3.12 实验装置图

Fig. 3.12. Experimental set-up

用高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入 Corning SMF-28™ 光纤制成长周期光纤光栅, 周期为 $400\text{ }\mu\text{m}$, 长度为 55mm ; 谐振波长为 1535.8nm ; 以后各章所用长周期光纤光栅均为相同方法和光纤制成。腐蚀实验装置见图 3.12, 用夹持器固定好光纤 (光栅区悬空), 并略加应力使光栅成直线, 光纤一端是 SLED 宽谱光源, 另一端则通过光谱分析仪来观测长周期光纤光栅传输谱。实验所用 HF 酸的浓度约为 24%, 将夹持器及长周期光纤光栅浸入装有 HF 酸的塑料容器中, 则光栅区包层因受腐蚀而减小, 由于光纤很细, 同时整个实验过程中室温保持恒定, 因此可以认为腐蚀是匀速进行的, 这样只要测出腐蚀前后光纤半径, 记录每次的腐蚀时间, 就可以计算出各个时刻包层半径的具体值。每个时刻通过光谱分析仪测量长周期光纤光栅的谐振波长。

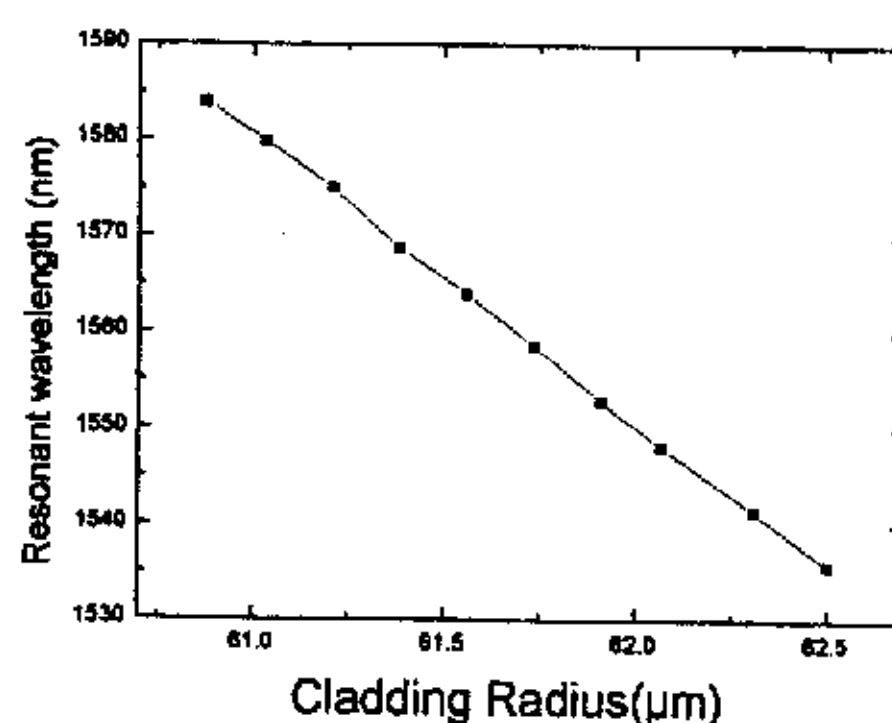


图 3.13 谐振波长与包层半径关系

Fig.3.13 the curve of resonant wavelength with cladding radius in experiment

明, 随包层半径减小, 各低模序包层模谐振波长向长波方向非线性变化, 而且模序越高则变化速率越大。

3.4.2 实验与分析

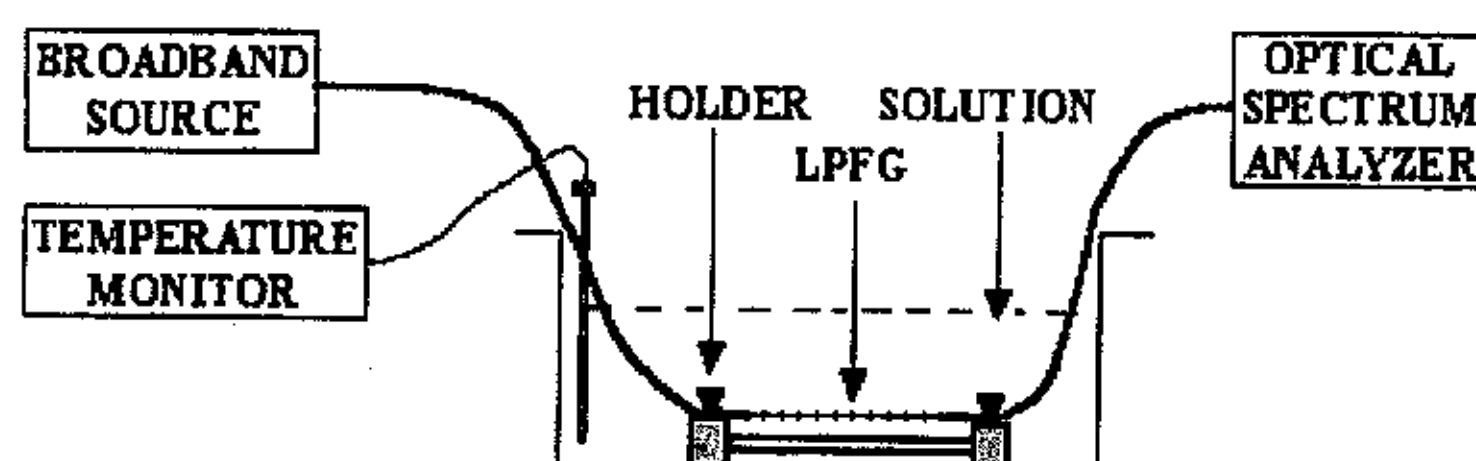


图 3.12 实验装置图

Fig. 3.12. Experimental set-up

用高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入 Corning SMF-28™ 光纤制成长周期光纤光栅, 周期为 $400\text{ }\mu\text{m}$, 长度为 55mm ; 谐振波长为 1535.8nm ; 以后各章所用长周期光纤光栅均为相同方法和光纤制成。腐蚀实验装置见图 3.12, 用夹持器固定好光纤 (光栅区悬空), 并略加应力使光栅成直线, 光纤一端是 SLED 宽谱光源, 另一端则通过光谱分析仪来观测长周期光纤光栅传输谱。实验所用 HF 酸的浓度约为 24%, 将夹持器及长周期光纤光栅浸入装有 HF 酸的塑料容器中, 则光栅区包层因受腐蚀而减小, 由于光纤很细, 同时整个实验过程中室温保持恒定, 因此可以认为腐蚀是匀速进行的, 这样只要测出腐蚀前后光纤半径, 记录每次的腐蚀时间, 就可以计算出各个时刻包层半径的具体值。每个时刻通过光谱分析仪测量长周期光纤光栅的谐振波长。

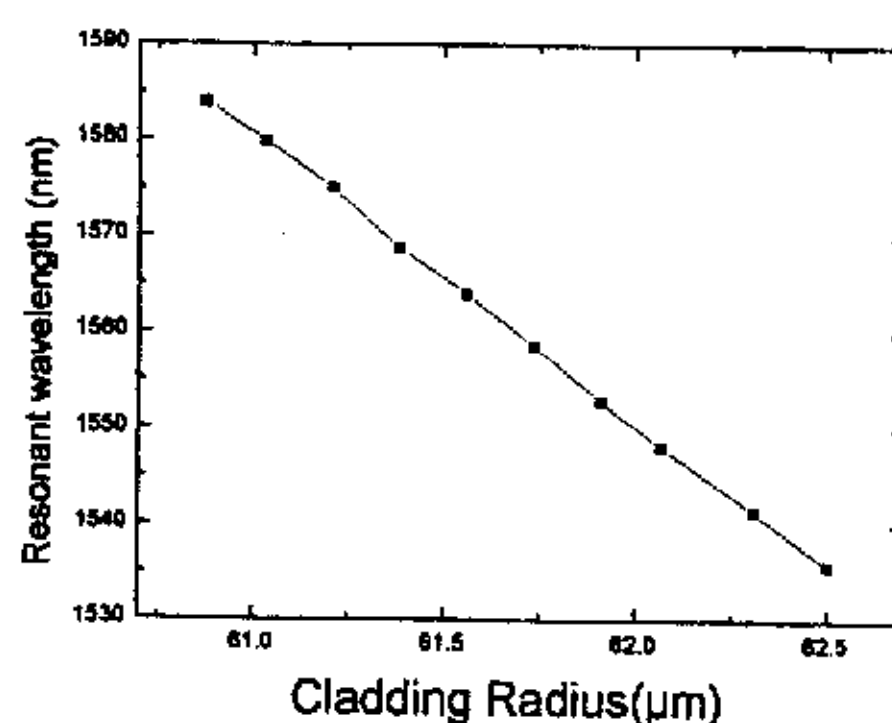


图 3.13 谐振波长与包层半径关系

Fig.3.13 the curve of resonant wavelength with cladding radius in experiment

将光栅放入容器内，腐蚀开始后，观察到损耗峰逐渐向长波方向移动，9 分钟后，损耗峰超出光源的光谱范围，进而消失不见，谐振波长与包层半径的关系曲线见图 3.13。可以看出，谐振波长随着包层半径的减小近似成线性关系向长波方向变化，变化速率约为 $30\text{nm}/\mu\text{m}$ ，当包层半径从 $62.5\mu\text{m}$ 减小到 $60.9\mu\text{m}$ ，谐振波长共增大了 48nm 。可见利用此法调谐长周期光纤光栅谐振波长的效率很高。

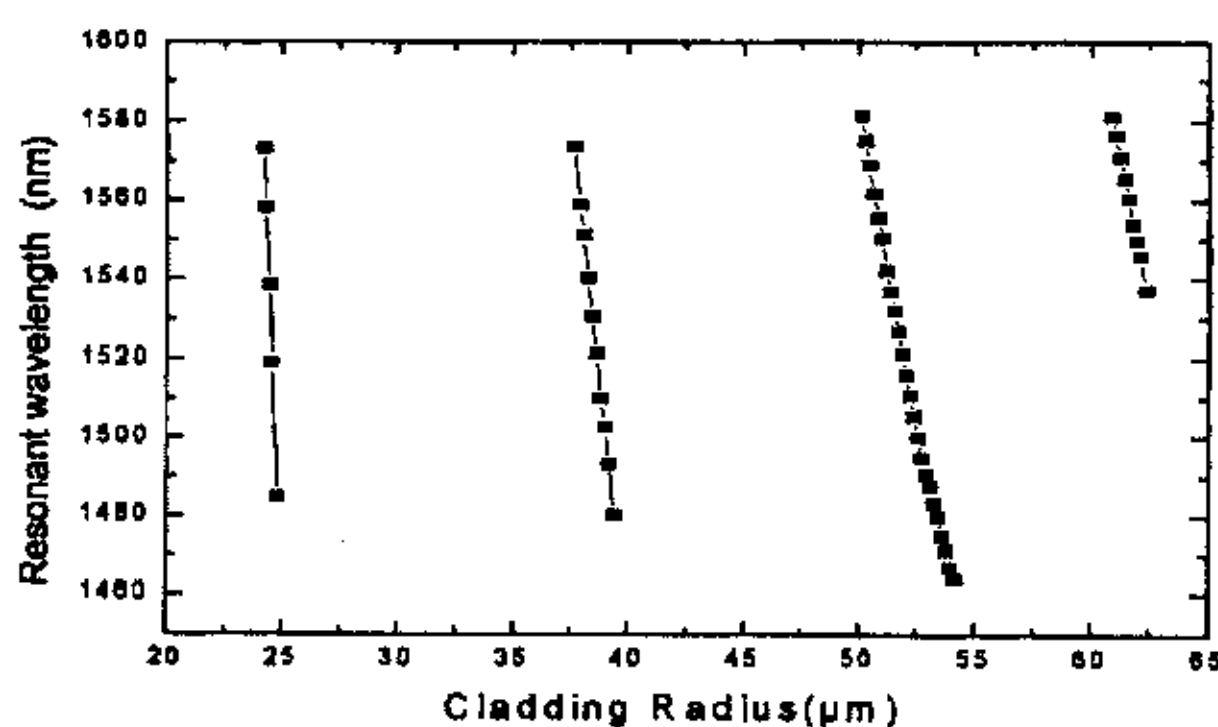


图 3.14 谐振波长变化实验曲线

Fig.3.14 the curve of resonant wavelengths with cladding radius in experiment

继续对该长周期光纤光栅的光栅区腐蚀，又经过约 36 分钟的腐蚀，当包层半径减小到约 $55\mu\text{m}$ 时，又出现一新损耗峰；随着包层腐蚀的进行也向长波方向移动，并经过约 23 分钟的腐蚀，最终也离开光源光谱范围消失；继续腐蚀，分别经过 60 分钟和 144 分钟的腐蚀，又分别出现两个新的损耗峰。经过腐蚀而出现的这三个损耗峰应该是模式较低的三个包层模所形成，因包层半径减小、向长波方向移动而逐个进入光源光谱范围，将此四个损耗峰谐振波长与包层半径间的关系曲线绘成图 3.14。

从图中可以发现，当包层半径较小的时候，低次包层模谐振波长随包层半径减小而向长波方向移动的速率也比较大，如第 3 个包层模约为 $58\text{nm}/\mu\text{m}$ 。根据这种现象，即使制成的 LPFG 谐振波长过大，也可以通过腐蚀，利用低次模得到合适的谐振波长，但低次模移动速度较快，需要精确地控制腐蚀时间。

从实验结果来看，只要对包层进行较小的腐蚀，就可以较大幅度地调谐长周期光纤光栅的谐振波长。由于包层半径仍具有较大的数值，所以腐蚀后的光纤光栅，其应变特性、温度特性、弯曲特性等基本不变，保证了使用和封装的可靠性。即使制作时谐振波

长过大，也可以通过深度腐蚀，利用低模序包层模来得到合适的谐振波长，不过包层半径太小，则容易损坏。

3.5 本章小结

本章综合研究了 CO_2 激光脉冲写入法的形成机理，介绍了高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入技术；通过理论模拟研究了利用写栅条件控制光栅光谱的方法，并对腐蚀包层调谐长周期光纤光栅这一方法进行了理论与实验研究。本章的主要工作与研究成果有：

1、研究了 CO_2 激光脉冲写入法可能的写栅成因，认为主要有应力释放、掺杂剂热扩散、密度变化以及熔融变形这四种机制。应力释放和密度变化是其中主要的两种因素。具体情况中，有可能是其中的某一种或几种因素发挥作用，或者是一种或几种发挥主要作用，而另外的因素发挥作用较弱。

2、介绍了高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入法，由于采用三束对称写入平台，因而可以实现相同强度的三束 CO_2 激光脉冲同时对称地对光纤进行曝光，因而提高了光栅横截面折射率分布的均匀度，降低了偏振相关损耗，提高了弯曲特性的角向一致性，低成本、高效率地制作出低插入损耗、窄带宽的长周期光纤光栅。

3、根据长周期光纤光栅耦合模理论，研究各种写入条件与各光栅光谱参数之间关系，从而可以通过调节写入条件（如光强、周期等），来调节、控制光栅参数，制作出符合设计要求的长周期光纤光栅。

4、理论与实验两方面研究了腐蚀包层调谐长周期光纤光栅这一方法。研究表明：长周期光纤光栅谐振波长随着光栅区包层半径的减小向长波方向移动，由于轻度腐蚀时其机械特性基本不变，因此可用此法调谐长周期光纤光栅。

4 长周期光纤光栅的温度特性

温度对长周期光纤光栅传输谱有较大的影响, 因此国内外众多学者从实验和理论上对长周期光纤光栅的温度特性进行了比较深入地研究。本章对高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入长周期光纤光栅的低温、高温特性, 从实验和理论两个方面进行研究, 并对温度特性的应用进行讨论, 对加强或抑制这一特性的方法进行了分析和研究。

4.1 理论分析

4.1.1 谐振波长温度特性的理论分析

考虑单模阶跃光纤, 设初始温度为 T_0 时, 光纤纤芯的半径为 a_{10} , 包层半径为 a_{20} , 纤芯、包层和外部环境折射率分别为 n_{10} 、 n_{20} 和 n_{30} , 光栅周期为 Λ_0 。根据热光效应, 折射率为 n 的材料, 热光系数 ξ 定义为: $\xi = (1/n)(dn/dT)$ 。当温度为 T 时, n_{10} 、 n_{20} 和 n_{30} 可分别表达成:

$$n_1 = n_{10}(1 + \xi^{co} \Delta T) \quad (4.1)$$

$$n_2 = n_{20}(1 + \xi^{cl} \Delta T) \quad (4.2)$$

$$n_3 = n_{30}(1 + \xi^{en} \Delta T) \quad (4.3)$$

ξ^{co} 、 ξ^{cl} 和 ξ^{en} 分别为纤芯、包层和环境的热光系数, $\Delta T = T - T_0$ 。如果环境折射率为 1.0, 则有 $\xi^{en} = 0$ 。

设光纤热膨胀系数为 α , 则光纤的两个半径在温度为 T 时分别为:

$$a_1 = (1 + \alpha \Delta T) a_{10}, \quad (4.4)$$

$$a_2 = (1 + \alpha \Delta T) a_{20} \quad (4.5)$$

对于光栅周期则有 $\Lambda = (1 + \alpha \Delta T) \Lambda_0$ 。当温度变化范围不大时, ξ^{co} 、 ξ^{cl} 、 ξ^{en} 和 α 均可作为常数; 为了简化处理, 这里认为纤芯和包层具有相等的热膨胀系数。

将以上各表达式带入纤芯基模和包层模的色散方程中, 则可求出不同温度时的纤芯基模和包层模的有效折射率。

仿照材料热光系数的定义, 引入有效折射率的热光系数[69] (也可称为模式的热光系数), 即有效热光系数:

$$\xi_{eff} = \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} \quad (4.6)$$

4 长周期光纤光栅的温度特性

温度对长周期光纤光栅传输谱有较大的影响, 因此国内外众多学者从实验和理论上对长周期光纤光栅的温度特性进行了比较深入地研究。本章对高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入长周期光纤光栅的低温、高温特性, 从实验和理论两个方面进行研究, 并对温度特性的应用进行讨论, 对加强或抑制这一特性的方法进行了分析和研究。

4.1 理论分析

4.1.1 谐振波长温度特性的理论分析

考虑单模阶跃光纤, 设初始温度为 T_0 时, 光纤纤芯的半径为 a_{10} , 包层半径为 a_{20} , 纤芯、包层和外部环境折射率分别为 n_{10} 、 n_{20} 和 n_{30} , 光栅周期为 Λ_0 。根据热光效应, 折射率为 n 的材料, 热光系数 ξ 定义为: $\xi = (1/n)(dn/dT)$ 。当温度为 T 时, n_{10} 、 n_{20} 和 n_{30} 可分别表达成:

$$n_1 = n_{10}(1 + \xi^{co} \Delta T) \quad (4.1)$$

$$n_2 = n_{20}(1 + \xi^{cl} \Delta T) \quad (4.2)$$

$$n_3 = n_{30}(1 + \xi^{en} \Delta T) \quad (4.3)$$

ξ^{co} 、 ξ^{cl} 和 ξ^{en} 分别为纤芯、包层和环境的热光系数, $\Delta T = T - T_0$ 。如果环境折射率为 1.0, 则有 $\xi^{en} = 0$ 。

设光纤热膨胀系数为 α , 则光纤的两个半径在温度为 T 时分别为:

$$a_1 = (1 + \alpha \Delta T) a_{10}, \quad (4.4)$$

$$a_2 = (1 + \alpha \Delta T) a_{20} \quad (4.5)$$

对于光栅周期则有 $\Lambda = (1 + \alpha \Delta T) \Lambda_0$ 。当温度变化范围不大时, ξ^{co} 、 ξ^{cl} 、 ξ^{en} 和 α 均可作为常数; 为了简化处理, 这里认为纤芯和包层具有相等的热膨胀系数。

将以上各表达式带入纤芯基模和包层模的色散方程中, 则可求出不同温度时的纤芯基模和包层模的有效折射率。

仿照材料热光系数的定义, 引入有效折射率的热光系数[69] (也可称为模式的热光系数), 即有效热光系数:

$$\xi_{eff} = \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} \quad (4.6)$$

引入有效热光系数的目的是因为，光纤光栅的温度灵敏度是和 $\frac{dn_{eff}}{dT}$ 直接相关，而不是材料热光系数。计算结果表明[69]，纤芯基模、包层模的有效热光系数与相应材料的热光系数有差异。

长周期光纤光栅的相位匹配条件可写成：

$$\Delta\beta_{1m} = \beta^{co}(\lambda, T) - \beta_{1m}^{cl}(\lambda, T) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.7)$$

假设温度由 T 变化到 $T + \Delta T$ 时，谐振波长由 λ 变化到 $\lambda + \Delta\lambda$ ，则变化后的谐振条件可写成[26]：

$$\Delta\beta'_{1m} = \beta^{co}(\lambda + \Delta\lambda, T + \Delta T) - \beta_{1m}^{cl}(\lambda + \Delta\lambda, T + \Delta T) = \frac{2\pi}{\Lambda(1 + \alpha\Delta T)} \quad (4.8)$$

式 (4.7)、(4.8) 两边分别相减，并考虑 $\alpha\Delta T \ll 1$ ，则可以得到：

$$\frac{d(\Delta\beta_{1m})}{d\lambda} d\lambda + \frac{d(\Delta\beta_{1m})}{dT} dT = -\frac{2\pi\alpha}{\Lambda} dT \quad (4.9)$$

因为 $\Delta\beta_{1m} = 2\pi\Delta n_{eff}/\lambda$ ，所以式 (4.9) 可写成：

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda_{res}}{dT} &= -\frac{2\pi}{\Lambda} \left[\frac{d(\Delta\beta_{1m})}{d\lambda} \right]^{-1} \left[\alpha + \frac{1}{\Delta n_{eff}} \frac{d(\Delta n_{eff})}{dT} \right] \\ &= -\frac{2\pi}{\Lambda} \left[\frac{d(\Delta\beta_{1m})}{d\lambda} \right]^{-1} \left[\alpha + \frac{\xi_{eff}^{co} n_{eff}^{co} - \xi_{eff}^{cl} n_{eff}^{cl,1m}}{n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,1m}} \right] \end{aligned} \quad (4.10)$$

上式中， ξ_{eff}^{co} 、 $\xi_{eff}^{cl,1m}$ 分别是纤芯基模和包层模的有效热光系数。根据 $\lambda_{res} = (n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,1m})\Lambda$ ，则(4.10)式可改写为：

$$K_T = \frac{d\lambda_{res}}{dT} = \lambda_{res}^m \gamma^m [\alpha + \Gamma_{temp}^m] \quad (4.11)$$

上式中各参数为：

$$\gamma^m = \frac{1}{1 - \frac{\lambda_{res}}{n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,1m}} \frac{d(n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,1m})}{d\lambda}} \quad (4.12)$$

$$\Gamma_{temp}^m = \frac{\xi_{eff}^{co} n_{eff}^{co} - \xi_{eff}^{cl} n_{eff}^{cl,m}}{n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,m}} \quad (4.13)$$

γ^m 称为光纤波导色散因子, Γ_{temp}^m 表示温度灵敏度因子。从 (4.11) 式可看出, 谐振波长温度灵敏度 K_T 与括号中两因素有关, 第一项是与光栅周期热膨胀有关, 第二项是与热光效应有关。对于不同包层模, 这两项对 K_T 的影响会有所不同, 但主要还是由第二项决定的。 K_T 的正负与 ξ_{eff}^{co} 、 $\xi_{eff}^{cl,1m}$ 的相对大小有关。当 ξ_{eff}^{co} 、 $\xi_{eff}^{cl,1m}$ 之差的绝对值和相对大小改变时, 谐振波长温度灵敏度则会受其影响而有所变化, 利用这个特点, 可以制作出对温度敏感或不敏感的长周期光纤光栅。不同的掺杂材料和浓度, 会改变 ξ_{eff}^{co} 、 $\xi_{eff}^{cl,1m}$ 的值以及它们间的相对大小。图 4.1 是根据上述理论近似模拟的一低次包层模谐振波长温度特性, 其中 α 为 $5.6 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$, ξ_{eff}^{co} 为 $8.5 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, $\xi_{eff}^{cl,1m}$ 分别为 (8.0、8.2、8.5、8.7、8.9) $\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, 可以看出, 如果要制作对温度不敏感的光纤光栅, 应该使包层热光系数接近纤芯热光系数, 并考虑到热膨胀; 反之, 则应使二者之差尽可能的大, 而且相互间的大小关系可以影响谐振波长随温度变化而移动的方向。

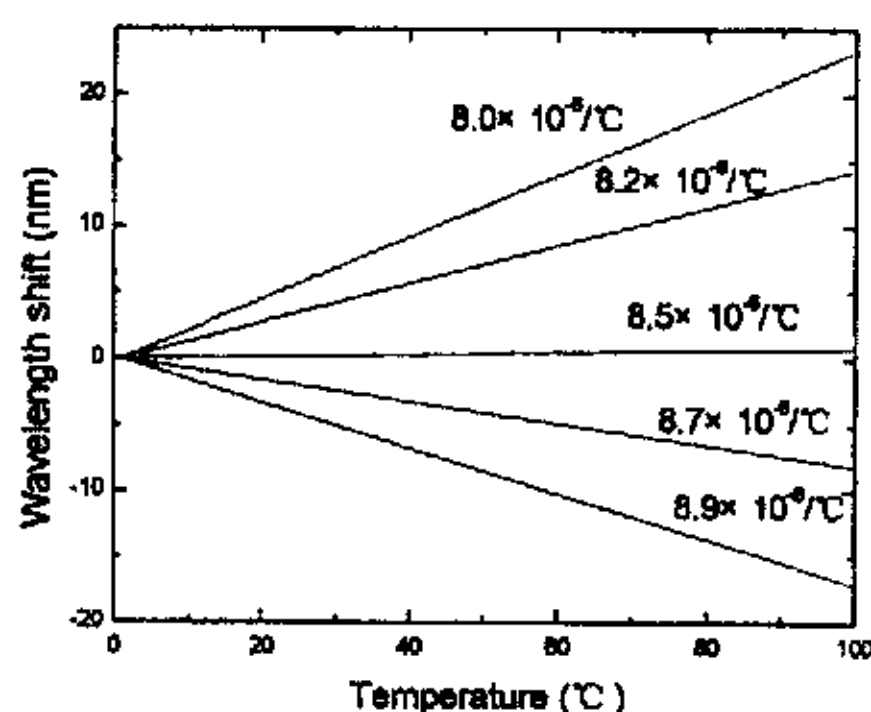


图 4.1 谐振波长的温度变化曲线
Fig.4.1 The resonant wavelength curve with temperature

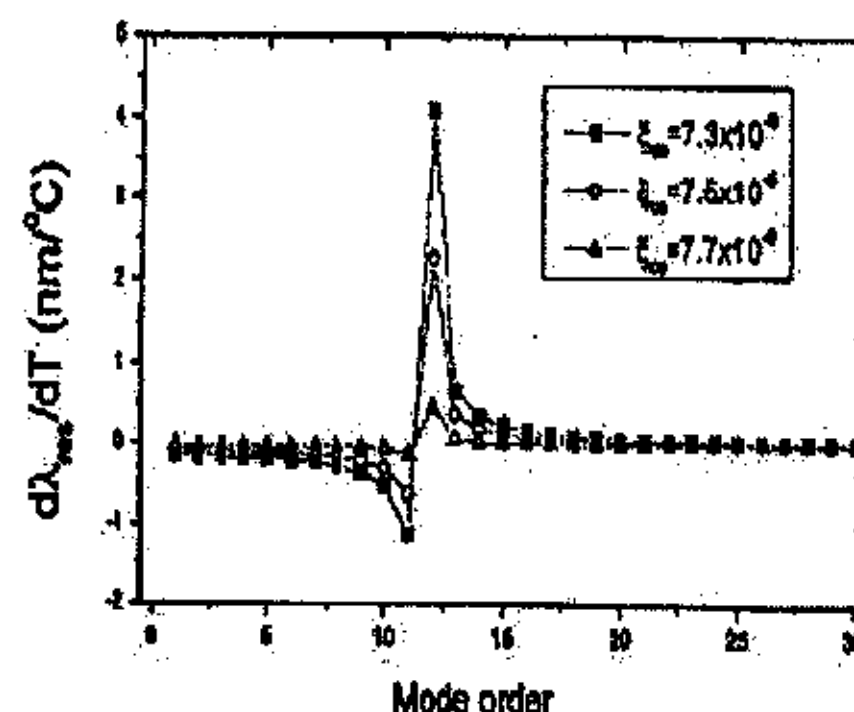


图 4.2 温度灵敏度和包层模模序间关系
Fig.4.2 Temperature sensitivity of resonant wavelength versus the order of cladding mode

基于单模阶跃光纤, Shu xuwen 等人[28]对谐振波长温度灵敏度与包层模模序关系在设定条件下进行了研究, 见图 4.2。可以看出, 模序较低和较高包层模的温度灵敏度较小, 尤其是大于 30 次的包层模。模序 12 包层模处存在一拐点, 此拐点两侧包层模形成的谐振波长的温度灵敏度符号相异, 而且均较大。因此, 如果要制作对温度不敏感或非常敏感的长周期光纤光栅, 应当根据需求选择合适的包层模。

4.1.2 损耗深度温度特性的理论分析

长周期光纤光栅的峰值损耗也随温度发生变化，其温度灵敏度为[33]：

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\max}}{dT} &= -\frac{kL \sin(2kL)}{I} \left(\frac{dI}{dT} - \frac{I}{\lambda_{\text{res}}} \frac{d\lambda_{\text{res}}}{dT} \right) \\ &= -\frac{kL \sin(2kL)}{I} \left[\left(\xi^{\text{co}} \frac{\partial I}{\partial n_{\text{co}}} + \xi^{\text{cl}} \frac{\partial I}{\partial n_{\text{cl}}} \right) + \left(\frac{\partial I}{\partial \lambda_{\text{res}}} - \frac{I}{\lambda_{\text{res}}} \right) \frac{d\lambda_{\text{res}}}{dT} \right] \end{aligned} \quad (4.14)$$

上式中， L 为光栅长度， I 为纤芯基模的模场 ψ_{01} 与包层模的模场 ψ_{0m} 在纤芯中的重叠积分， k 为纤芯折变 Δn_{co} 所引起的模式间耦合系数。

$$I = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \psi_{01} \psi_{0m} r dr d\varphi}{\left(\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \psi_{01} \psi_{0m} r dr d\varphi \right)^{1/2} \left(\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \psi_{01} \psi_{0m} r dr d\varphi \right)^{1/2}} \quad (4.15)$$

$$k = \frac{\pi \Delta n_{\text{co}} I}{\lambda} \quad (4.16)$$

长周期光纤光栅峰值损耗的温度灵敏度受谐振波长温度灵敏度 $d\lambda_{\text{res}}/dT$ 、模场重叠积分温度灵敏度 dI/dT 、 kL 等因素的影响。其中 kL 是重要因素，当 kL 等于 $m\pi/2$ 时（ $m=1, 2, 3, \dots$ ），则峰值损耗温度灵敏度比较小，而 kL 等于 $(2m-1)\pi/4$ 时（ $m=1, 2, 3, \dots$ ），则峰值损耗温度灵敏度比较大。所以，如果制作峰值损耗对温度不敏感或者非常敏感的长周期光纤光栅，可以通过合理设计来控制 kL 达到合适的数值，从而得到比较理想的长周期光纤光栅。

4.2 长周期光纤光栅的低温特性

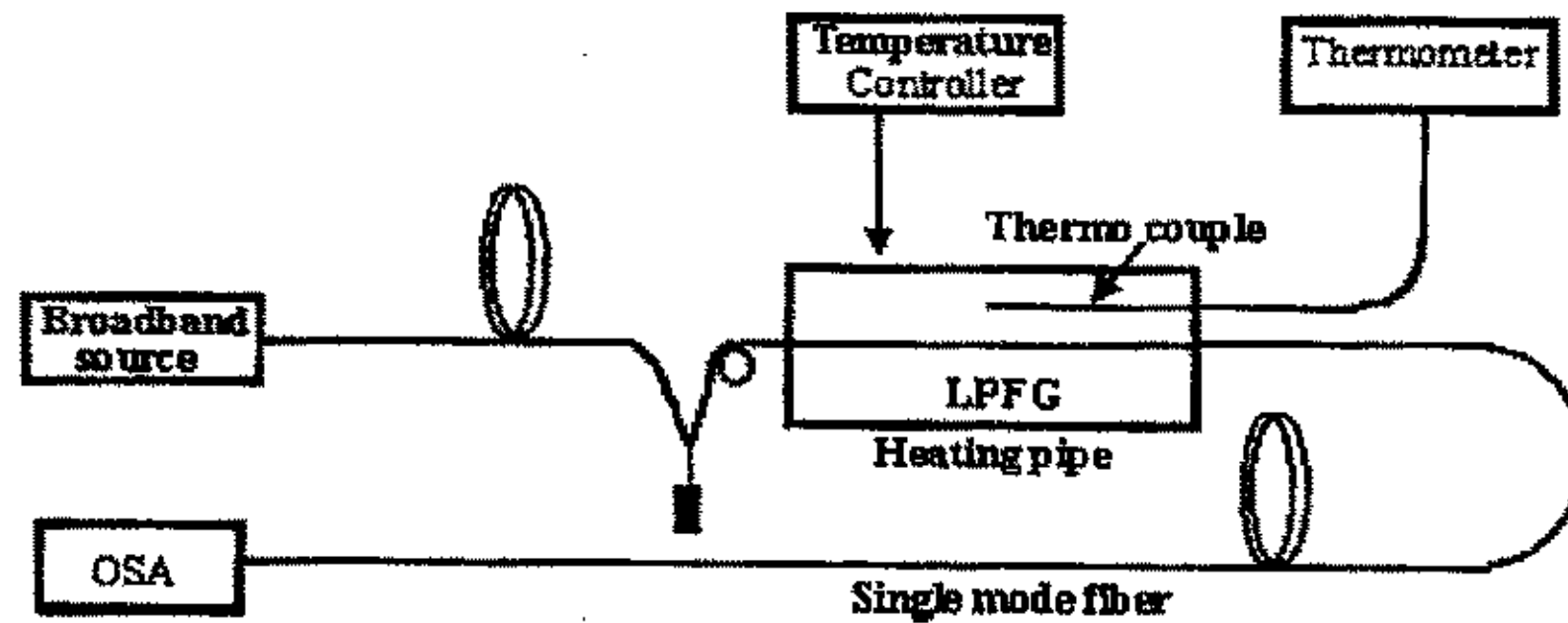


图 4.3 温度特性测试装置

Fig.4.3 The temperature measurement setup of LPFG

长周期光纤光栅温度特性测试装置如图 4.3 所示。用加热管对长周期光纤光栅加热。用宽谱光源作为输入光源，用光谱分析仪测量谐振波长和峰值损耗。在加热管中，靠近光纤光栅处放置热电偶，以监测温度的变化。为了使长周期光纤光栅在实验过程中始终保持同一水平直线状态，将长周期光纤光栅一端固定，另一端自由下垂并悬挂一轻质量物体（约 5g），仅使光纤光栅保持水平直线状态，而所致形变极其微小，对温度特性测试的影响也很小，基本可以忽略。

实验所用的长周期光纤光栅（Fiber Grating 1），周期为 $400\mu\text{m}$ ，长度为 50mm，空气中谐振波长为 1509.915nm，峰值损耗为 -18.134dB。初始温度为室温（23.31℃）；逐渐升高温度，温度每增高约 40℃则测量一次谐振波长和峰值损耗，一直测量到约 200℃左右，然后缓慢降温；降温过程中，每降低约 40℃，则测量一次谐振波长和峰值损耗。在测量每一个温度下的数据之前，都在该温度下保持数分钟，以使加热管内

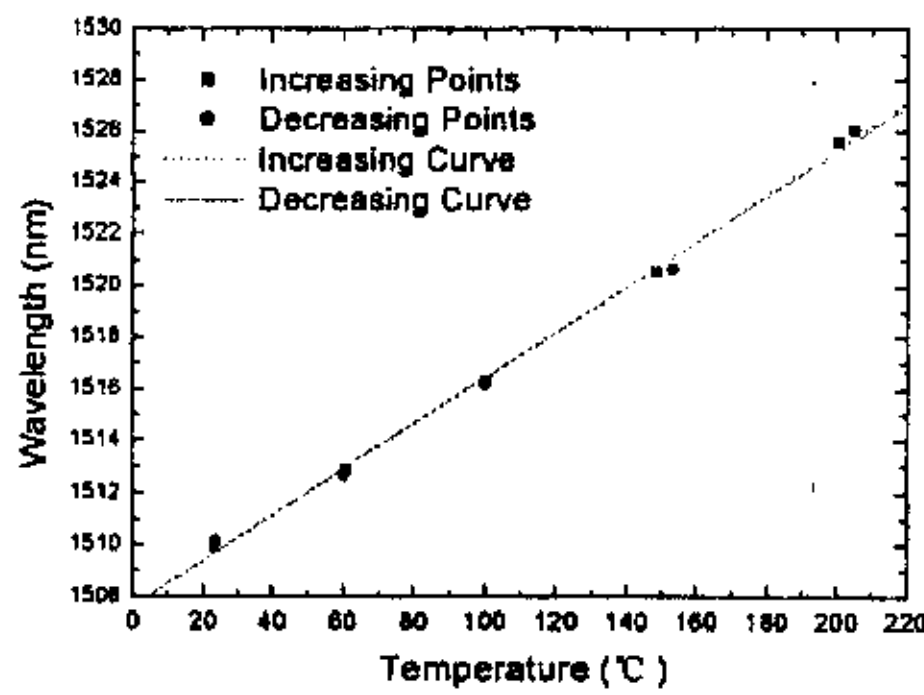


图 4.4 谐振波长温度变化曲线

Fig.4.4 The resonant wavelength curve with temperature

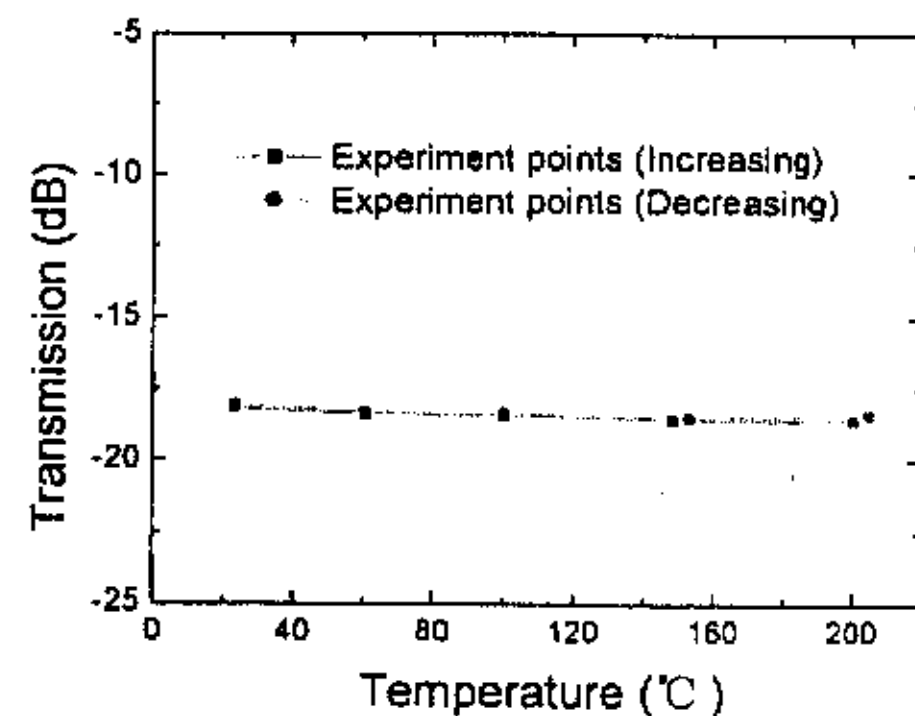


图 4.5 峰值损耗温度变化曲线

Fig.4.5 Transmission curve with temperature

的温度场均匀恒定。长周期光纤光栅谐振波长随温度的变化曲线见图 4.4 所示。从图中可以看出，在低温范围内，随着温度升高，长周期光纤光栅谐振波长向长波方向移动；温度降低，则谐振波长向短波方向移动，而且基本成线性的关系，升降温数据的重复性比较好，温度灵敏度约为 $0.088\text{nm}/^\circ\text{C}$ 。对升温数据和降温数据分别进行直线拟合，拟合曲线可表示为： $\lambda = 1507.652 + 0.0877 \cdot T$ ， $\lambda = 1507.623 + 0.0886 \cdot T$ 。在整个升、降温过程中，长周期光纤光栅的损耗峰形状基本没有改变，峰值损耗也基本保持不变，见图 4.5。在整个升降温过程中，峰值损耗起伏不超过 0.5dB，说明用高频 CO_2 激光脉冲三

束对称写入法制作的长周期光纤光栅，其峰值损耗具有良好的温度稳定性，这是高频 CO₂ 激光脉冲写入法的优点之一[70]，这也与所用光栅峰值损耗较大有关。

4.3 长周期光纤光栅的高温特性

利用上述设备测试了同一光栅 (Fiber Grating 1) 的高温特性。初始温度为室温，逐渐升高温度，每隔约 40~50℃，则测量一次谐振波长和峰值损耗，一直测量到约 700℃ 左右，此时谐振波长已接近光源光谱最大值的边缘，然后缓慢降温；降温过程中，同样是每降低约 40~50℃，则测量一次谐振波长和峰值损耗。对该光纤光栅的高温特性共测试了两次，每一次都测试了升温与降温的完整过程。两次测试结果的谐振波长温度变化曲线见图 4.6。

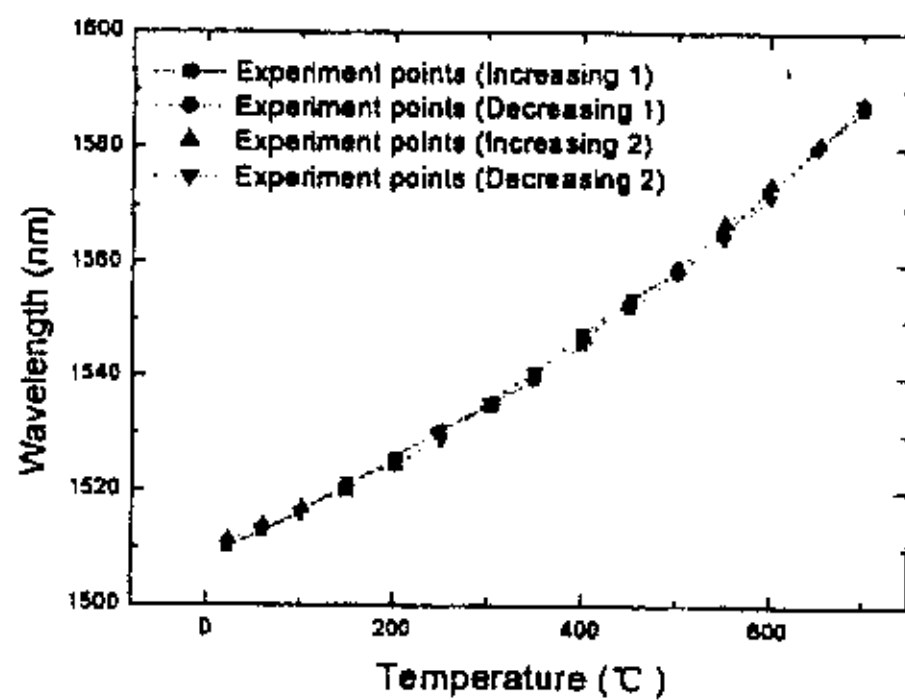


图 4.6 谐振波长温度变化曲线

Fig.4.6 The resonant wavelength curve with temperature

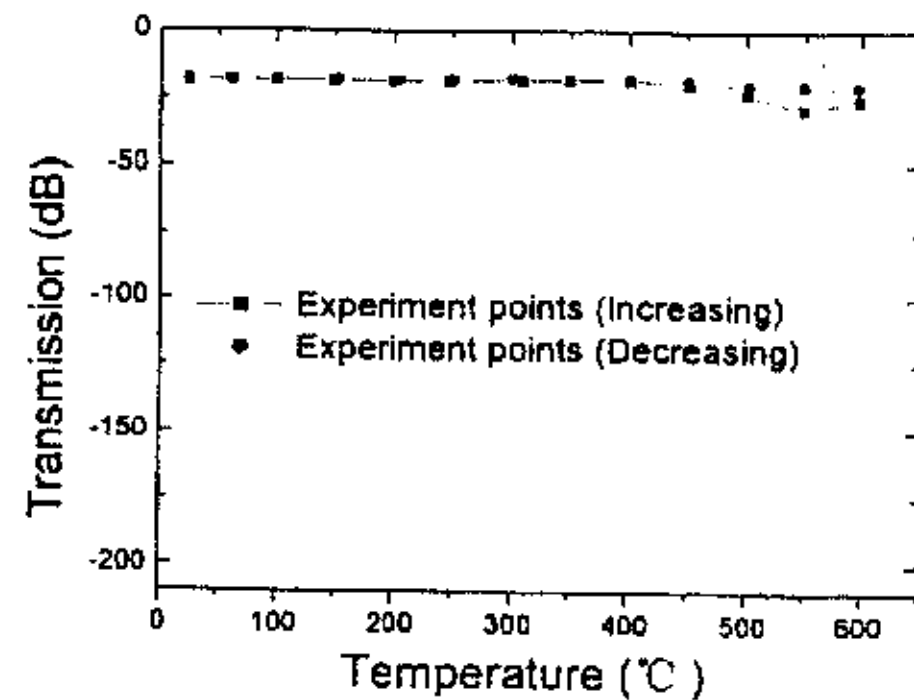


图 4.7 峰值损耗温度变化曲线

Fig.4.7 The transmission with temperature

从图中可以看出，长周期光纤光栅谐振波长低温处小范围内可近似认为与温度成线性增大的关系；但从整体来看，谐振波长随着温度的升高，非线性地向长波方向移动，但曲率很小。当温度从 23℃ 升高到 700℃，谐振波长则从室温时的近 1510nm，增大到约 1587nm，共向长波方向移动了约 77nm，平均温度灵敏度约为 0.11nm/℃。整体上看，温度灵敏度是随着温度的升高而增强。低温处，温度灵敏度较小，如在 23~200℃ 之内，温度灵敏度约为 0.088nm/℃；高温处，温度灵敏度较大，如在 600~700℃ 之内，温度灵敏度约为 0.15 nm/℃；高温处温度灵敏度比低温处提高了约 72%，谐振波长的变化曲线可近似拟合成二次曲线： $\lambda = 1508.42 + 0.07 * T + 6.56 * 10^{-5} * T^2$ 。从图中可看出，高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入法在普通通信光纤上制作的长周期光纤光栅的高

束对称写入法制作的长周期光纤光栅，其峰值损耗具有良好的温度稳定性，这是高频 CO₂ 激光脉冲写入法的优点之一[70]，这也与所用光栅峰值损耗较大有关。

4.3 长周期光纤光栅的高温特性

利用上述设备测试了同一光栅 (Fiber Grating 1) 的高温特性。初始温度为室温，逐渐升高温度，每隔约 40~50℃，则测量一次谐振波长和峰值损耗，一直测量到约 700℃ 左右，此时谐振波长已接近光源光谱最大值的边缘，然后缓慢降温；降温过程中，同样是每降低约 40~50℃，则测量一次谐振波长和峰值损耗。对该光纤光栅的高温特性共测试了两次，每一次都测试了升温与降温的完整过程。两次测试结果的谐振波长温度变化曲线见图 4.6。

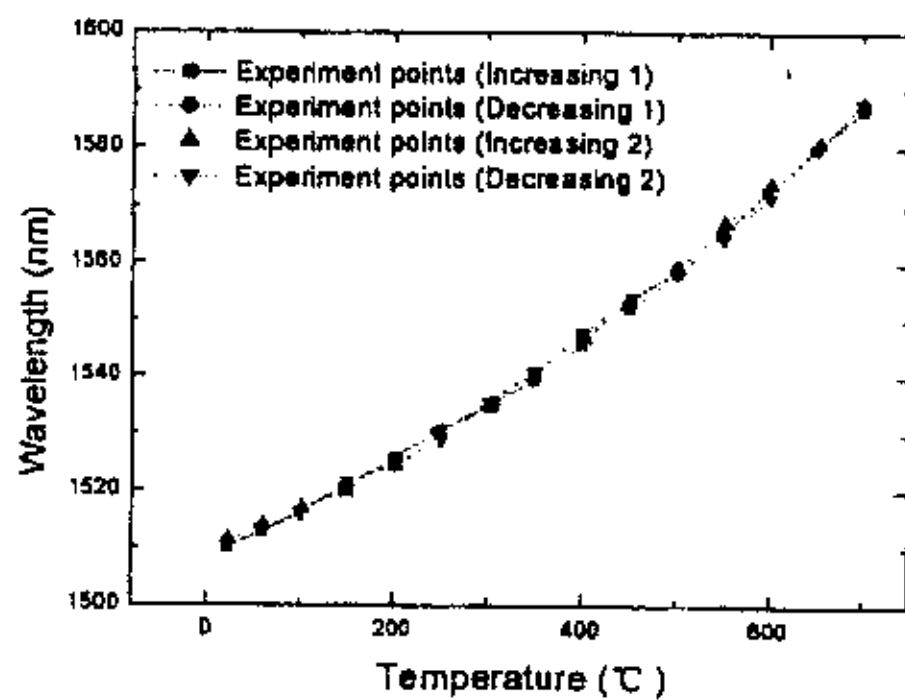


图 4.6 谐振波长温度变化曲线

Fig.4.6 The resonant wavelength curve with temperature

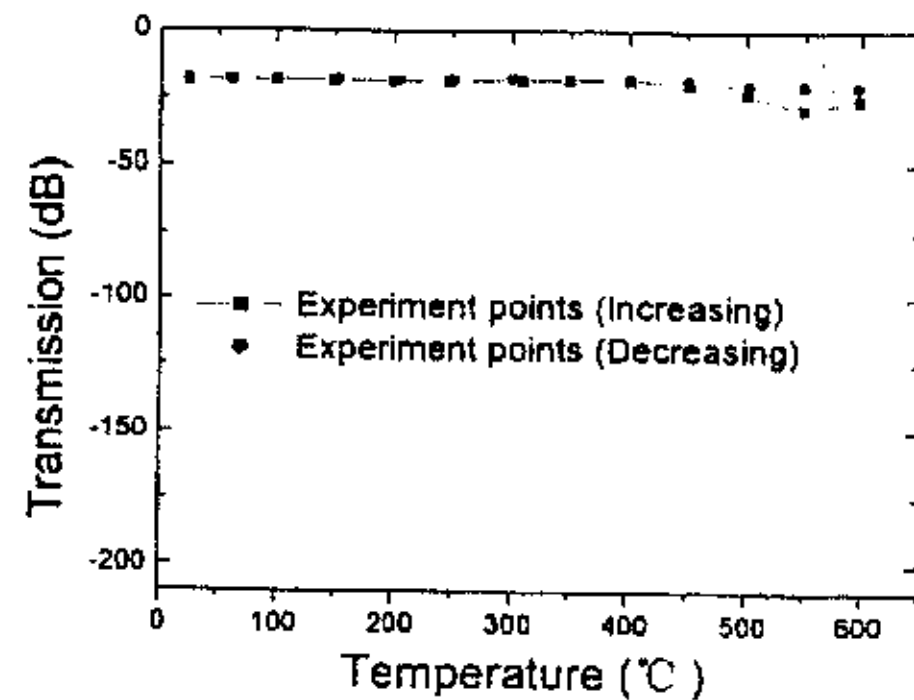


图 4.7 峰值损耗温度变化曲线

Fig.4.7 The transmission with temperature

从图中可以看出，长周期光纤光栅谐振波长低温处小范围内可近似认为与温度成线性增大的关系；但从整体来看，谐振波长随着温度的升高，非线性地向长波方向移动，但曲率很小。当温度从 23℃ 升高到 700℃，谐振波长则从室温时的近 1510nm，增大到约 1587nm，共向长波方向移动了约 77nm，平均温度灵敏度约为 0.11nm/℃。整体上看，温度灵敏度是随着温度的升高而增强。低温处，温度灵敏度较小，如在 23~200℃ 之内，温度灵敏度约为 0.088nm/℃；高温处，温度灵敏度较大，如在 600~700℃ 之内，温度灵敏度约为 0.15 nm/℃；高温处温度灵敏度比低温处提高了约 72%，谐振波长的变化曲线可近似拟合成二次曲线： $\lambda = 1508.42 + 0.07 * T + 6.56 * 10^{-5} * T^2$ 。从图中可看出，高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入法在普通通信光纤上制作的长周期光纤光栅的高

温特性, 具有很好的可重复性, 两次测试得到的升温、降温数据曲线重合得比较好; 而且重新降到室温, 谐振波长没有发现明显变化的现象。

Fiber Grating 1 第一次高温特性测试中, 峰值损耗随温度的变化曲线见图 4.7 (一定范围内)。从图中可以看出, 在升温、降温过程中, 峰值损耗数据基本重合, 在 23~450℃ 范围内, 峰值损耗起伏很小, 不超过 1.5dB; 当温度超过 450℃, 此时峰值损耗有一定变化; 接近光源光谱的边缘, 光强较弱, 对测量也有一定影响。

用同一批 Corning SMF28 光纤, 用同样方法写成长周期光纤光栅 (Fiber Grating 2), 室温时谐振波长为 1535.632nm, 用同样设备、同样方法和步骤对其进行高温特性测试, 其谐振波长的温度变化曲线与 Fiber Grating 1 的第一次温度变化曲线绘于一图, 见图 4.8。可以看出, 同一批、同一类型光纤制成的长周期光纤光栅, 具有基本相同的谐振波长温度变化趋势, $\lambda = 1532.94 + 0.07 * T + 6.26 * 10^{-5} T^2$, 也具有谐振波长的可重复性。

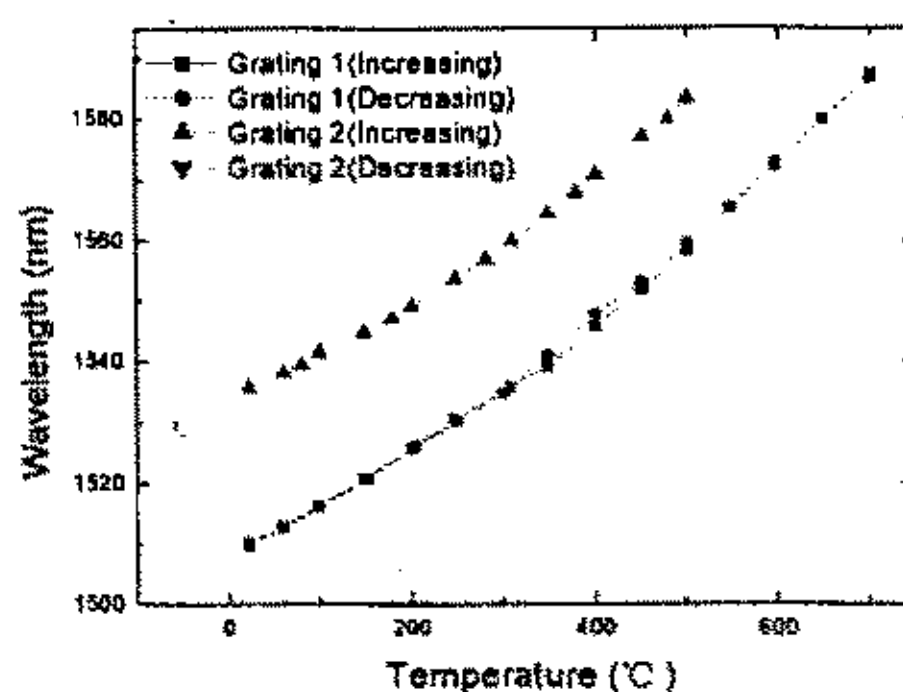


图 4.8 谐振波长相对温度的变化曲线

Fig.4.8 The resonant wavelength curve with temperature

高频 CO₂ 激光脉冲制作的长周期光纤光栅损耗深度具有温度稳定性, 在很大的温度范围内, 其传输谱形状基本没有改变。电弧放电法、CO 激光制作的长周期光纤光栅也具有类似的特点[3]。究其原因, 应归之于这几种方法都是在高温条件下制成长周期光纤光栅。而用紫外光对光敏光纤写成长周期光纤光栅的温度特性却相差较远[3], 当温度升高到 300℃ 多, 则损耗深度明显变小, 近 700℃ 则接近消失; 即使经过低温退火处理, 或者采用掺铈浓度较高的光敏光纤, 其高温特性仍然无法与 CO₂ 激光脉冲制作的长周期光纤光栅相比。因此, CO₂ 激光脉冲制作的长周期光纤光栅在高温环境中的光纤传感、光纤通信领域具有很好的应用前景。

在以上的高温特性测试实验中,长周期光纤光栅在高温环境中所持续的时间没有超过1小时,基于 Georges Humbert 等人[6]对电弧放电法制成长周期光纤光栅的高温稳定性测试结果,也有必要对高频 CO_2 激光脉冲写入的长周期光纤光栅进行高温(700°C 以上)下的长时间(数小时)观测,以及这种方法的重复测试,以进一步研究其高温特性。

4.4 温度特性应用的讨论

长周期光纤光栅谐振波长具有对温度比较敏感的特性,因而在高灵敏度温度光纤传感领域具有很好的应用前景。与其它方式所制长周期光纤光栅相比,高频 CO_2 激光脉冲写入的长周期光纤光栅具有谐振波长温度灵敏度较高、损耗深度对温度不敏感的特点,因此从制作温度传感器角度来说,应该是较好的制备方法之一。由于这一方法所制长周期光纤光栅谐振波长的温度灵敏度高,损耗峰在较大范围内基本保持不变地随着谐振波长移动,因此可以利用这一特性进行大范围的谐振波长调谐,可以制成可调谐增益均衡器、可调谐滤波器、光开关、宽带滤波器[71]等。

为了增强长周期光纤光栅的温度特性,经常采用的一个方法,增大纤芯与包层热光系数的差值,具体措施是采用特殊掺杂的光纤制成长周期光纤光栅[72,73];另外一个方法,采用特殊的涂覆技术。文献[74]中提高温度灵敏度的一个措施是,对温度灵敏度约为 $5\text{nm}/100^\circ\text{C}$ 的长周期光纤光栅进行聚合物涂覆,聚合物折射率接近但低于玻璃包层折射率,具有相当高的负折射率温度系数,封装后,温度灵敏度约为 $80\text{nm}/100^\circ\text{C}$,而且近似成线性变化,从而可制成可调谐滤波器。

为了实现可调谐器件的可调性,通常对长周期光纤光栅进行金属镀膜,然后用调节电压进而调节光栅温度的措施来实现谐振波长调谐或者是损耗深度调谐[75,76],众多文献都对金属镀膜及调谐技术进行了理论和实验研究。D.M.Costantini 等人[77]对长周期光纤光栅用 Ti-Pt 进行封装,用电压进行调谐,获得了 11nm 的可调谐范围,并且利用金属层使长周期光纤光栅与外部环境隔断,因此保持了较好的稳定性。

在某些光纤传感、光纤通信应用下,需要减小甚至消除长周期光纤光栅的温度灵敏度,以保持传输谱的稳定性,或者避免对其他传感机制的影响。此时,可选择纤芯与包层的热光系数比较接近的光纤来制作长周期光纤光栅,对这一技术很多学者都进行了研究,并取得了不小的进展。Shaohua Chen 等人[41]采用经过精细匹配纤芯与包层热光系数的特种光纤,从而获得了只有温度灵敏度只有 0.003°C 的长周期光纤光栅; C.S.Kinm 等人[71]通过改变纤芯 $\text{GeO}_2\text{-B}_2\text{O}_3$ 掺杂浓度匹配纤芯与包层的热光系数制作出特种光纤,从而获得了温度灵敏度为 0.002°C 的长周期光纤光栅。为了进一步降低长周期

光纤光栅的温度灵敏度，可在光栅区包层外涂覆一外包层，利用长周期光纤光栅折射率敏感特性对温度特性进行补偿，从而使长周期光纤光栅具有较小的温度灵敏度，由于模式不同包层模的温度灵敏度不同，因此这种方法不能同时针对多个谐振波长。

4.5 本章小结

本章对长周期光纤光栅的温度特性进行了理论和实验两方面的研究，并对长周期光纤光栅温度特性的应用、增敏和去敏措施进行了讨论，具体的工作内容及总结如下。

1. 对长周期光纤光栅的温度特性进行了理论研究。决定长周期光纤光栅温度灵敏度的主要因素有光纤类型、掺杂以及所用包层模的模式等。纤芯基模及包层模有效热光系数间差值的正负、绝对值大小影响了谐振波长温度灵敏度的大小和方向。

2. 实验观测了高频 CO_2 三束对称写入长周期光纤光栅的低温特性和高温特性。在低温区域内，谐振波长与温度基本成线性移动；在高温范围内，谐振波长与温度成非线性变化，灵敏度随着温度升高而增大；损耗深度具有较好的温度稳定性。

3. 对长周期光纤光栅温度特性的应用性进行了讨论。高频 CO_2 激光脉冲写入的长周期光纤光栅，由于谐振波长灵敏度较高，而损耗深度温度稳定性很好，因此在光纤传感、可调谐滤波器、可调谐增益均衡器等方面有很好的应用前景。

5 长周期光纤光栅的环境折射率敏感特性

长周期光纤光栅传输谱对于环境折射率的改变具有敏感特性，谐振波长及峰值损耗会因环境折射率的改变而发生变化。本章对长周期光纤光栅环境折射率敏感特性进行了理论和实验研究，对腐蚀包层增强环境折射率敏感特性这一方法进行了研究，并对这一敏感特性的应用进行了讨论。

5.1 环境折射率敏感特性的理论分析

根据耦合模理论，谐振波长的相位匹配公式为：

$$\Delta\beta_{1m} = \beta^{co}(\lambda) - \beta_{1m}^{cl}(\lambda) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (5.1)$$

也可以表达为：

$$\lambda_{res} = (n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,m})\Lambda \quad (5.2)$$

设当环境折射率为 n_3 时，有相位匹配公式 (5.1)，当环境折射率 n_3 增大为 n'_3 ， $\Delta\beta_{1m}$ 发生了变化，但相位匹配条件仍然必须满足，所以谐振波长的大小应当产生一定的变化[26]，假设谐振波长改变量为 $\Delta\lambda$ ，则相位匹配公式可写成：

$$\Delta\beta'_{1m} = \beta^{co}(\lambda + d\lambda) - \beta_{1m}^{cl}(\lambda + d\lambda) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (5.3)$$

根据 (5.1)、(5.3) 两式有：

$$\Delta\beta_{1m}(\lambda) = \Delta\beta'_{1m}(\lambda + d\lambda) \quad (5.4)$$

上式可进一步改写成：

$$\Delta\beta_{1m}(\lambda) - \Delta\beta_{1m}(\lambda + d\lambda) = \Delta\beta'_{1m}(\lambda + d\lambda) - \Delta\beta_{1m}(\lambda + d\lambda) \quad (5.5)$$

则可以得出：

$$-\frac{d(\Delta\beta_{1m})}{d\lambda} \cdot d\lambda = \frac{d(\Delta\beta_{1m})}{dn_3} \cdot dn_3 \quad (5.6)$$

将此方程稍做改变则可以得到：

$$\frac{d\lambda}{dn_3} = -\frac{d(\Delta\beta_{1m})}{dn_3} \cdot \left[\frac{d(\Delta\beta_{1m})}{d\lambda} \right]^{-1} \quad (5.7)$$

根据 (5.7) 式就可以判断长周期光纤光栅谐振波长的移动方向。当环境折射率增大时，基模有效折射率 n_{eff}^{co} 基本不变；而包层模有效折射率 $n_{eff}^{cl,m}$ 受其影响有较大幅度地增大，所以 Δn_{eff} 变小，即 $d(\Delta\beta_{1m})/dn_3$ 为负号；由于低次包层模的 $d(\Delta\beta_{1m})/d\lambda$ 总是负

值, 所以当环境折射率增大时, 谐振波长总是向短波方向移动, 即所谓“蓝移”。对于一些较高次包层模[26,27], 其 $\Delta\beta_{lm}$ 的波长分布曲线有部分斜率为正、部分斜率为负的特点, 所以能同时形成一长、一短两个谐振波长(如 LP_{015}), 由于在短波区域 $d(\Delta\beta_{lm})/d\lambda$ 为负值, 因而当环境折射率增大时, 处在短波区域的“短”谐振波长向短波方向移动, 即“蓝移”; 长波区域内 $d(\Delta\beta_{lm})/d\lambda$ 为正, 因此当环境折射率增大时, “长”谐振波长向长波方向移动, 即“红移”。基于单模阶跃光纤, Shu xuewen 等人[28]对长周期光纤光栅谐振波长环境折射率灵敏度与包层模模序的关系在设定条件下进行了研究, 见图 5.1。可以看出, 以模序 12 为分界点, 低于 12 的包层模, 其折射率灵敏度均为负(当环境折射率增大时, 谐振波长短波方向移动, 即“蓝移”), 模序越远离 12, 则灵敏度越小; 模序大于 12 的包层模, 折射率灵敏度为正, 即向长波方向移动(“红移”); 模序靠近 12 的包层模具有较高的折射率灵敏度。以上讨论仅限 $n_3 < n_2$ 这一情况下, 需要注意的是, 对于 W 型等其他类型光纤所制长周期光纤光栅, 包层模谐振波长环境折射率灵敏度与模序关系曲线会有所不同[78]。

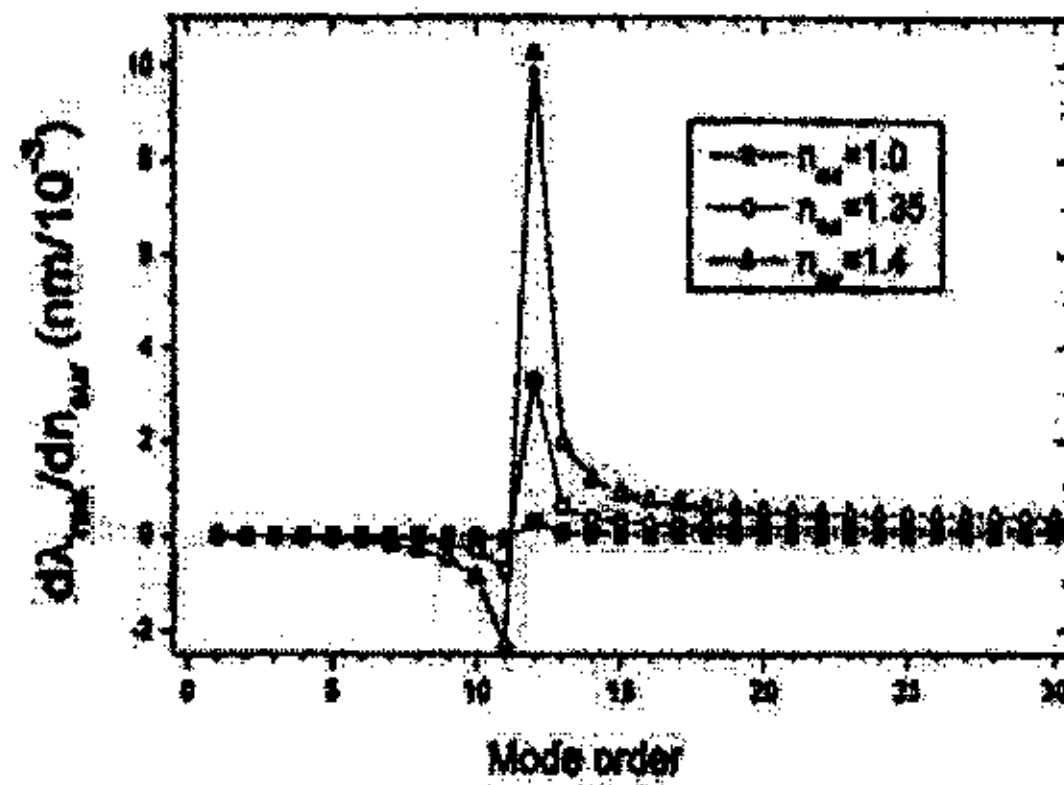


图 5.1 谐振波长环境折射率灵敏度与包层模模序关系

Fig.5.1 Ambient index sensitivity of cladding mode' resonant wavelength versus the order of cladding mode

基模有效折射率 n_{eff}^{co} , 可根据式(2.71)进行计算; 而当环境折射率比包层折射率小时($n_3 < n_2$), 包层模有效折射率 $n_{eff}^{cl,m}$ 可以根据式(2.74)计算; 当 $n_3 > n_2$ 时, 则式(2.74)不再适合。对于弱导近似的单模阶跃光纤, 根据几何光学近似的方法可以得到纤芯基模和包层模的模式方程[22]:

$$\frac{4\pi}{\lambda} a_1 [n_1^2 - (n_{eff}^{co})^2]^{1/2} - \frac{\pi}{2} = 2 \cos^{-1} \left[\frac{n_1^2 - (n_{eff}^{co})^2}{n_1^2 - (n_{eff}^{co})^2} \right]^{1/2} \quad (5.8)$$

$$\frac{4\pi}{\lambda} a_2 [n_2^2 - (n_{eff}^{cl,m})^2]^{1/2} - (m - \frac{3}{4})2\pi = 2 \cos^{-1} \left[\frac{n_2^2 - (n_{eff}^{cl,m})^2}{n_2^2 - n_3^2} \right]^{1/2} \quad (5.9)$$

当环境折射率大于包层模有效折射率时，（5.9）式右边变为常数 π 。 n_3 从1.0开始增大，直到超过 n_2 ，分析得到一阶低次包层模谐振波长变化曲线见图5.2[22]。

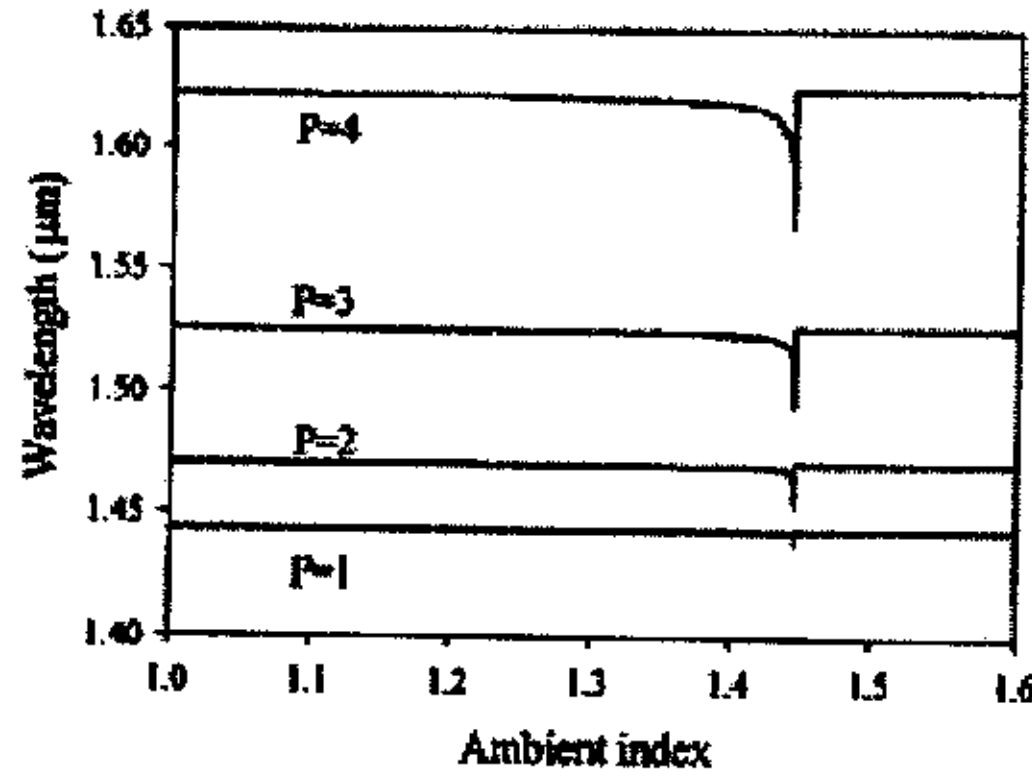


图 5.2 谐振波长的环境折射率变化曲线

Fig.5.2 the resonant wavelength curve with ambient index

从图5.2中可以看出，当环境折射率从1.0开始逐渐增大时，谐振波长向短波方向变化，变化速率随 n_3 的增加而增大，尤其当环境折射率接近包层折射率（1.444）时，变化速率非常大，而在1.0至1.4之间则较小。在环境折射率逐渐增大过程中，损耗深度逐渐减小，当环境折射率增大到接近包层折射率 n_2 时，各包层模由大到小逐渐截止，具体表现为各损耗峰依次消失；当环境折射率大于包层折射率时，此时不存在离散的包层模式，除了基模外，只存在连续的辐射模，其能量向光纤外辐射[22-24,79]，当环境折射率进一步增大时，在包层和环境分界面上发生的菲涅耳反射将随之增强，这样在光纤中可以存在分立的泄漏模式，维持传输，因而损耗峰又重新显现，并且谐振波长表现为略有增大（与 n_3 为1.0时相比），由于泄漏模式不是正规的传导模式，有损耗，在光纤中的场强要小于传导模式，因此与基模的耦合系数也较小，所以峰值损耗也要小一些；随着环境折射率的进一步逐渐增大，菲涅耳反射进一步增强，耦合系数进一步增大，则峰值损耗也逐渐增强，谐振波长随着环境折射率的深度增加，有小幅度的减小[24]。

5.2 谐振波长环境折射率敏感特性与包层半径关系的理论分析

随着包层半径的减小,长周期光纤光栅各次包层模的谐振波长向长波方向移动,同时折射率敏感特性也有所增强[29],本节将在比较大的包层半径范围内,研究谐振波长折射率特性与包层半径的关系。

设制成周期为 $400\text{ }\mu\text{m}$ 的长周期光纤光栅, n_3 为 1.0, 根据式 (2.71)、(2.74) 计算基模与包层模的有效折射率, 根据 (5.2) 式计算前五次包层模的谐振波长, 分别为 (不计折变): 1241.9、1266.2、1312.1、1391.7 和 1543.9nm。

根据 (2.74) 式计算了不同包层半径下, n_3 分别为 1.0、1.4 时包层模的有效折射率, 并根据式 (5.2) 计算出两种环境折射率状态下各包层模的谐振波长, 从而得到各谐振波长折射率敏感特性与包层半径的关系, 见图 5.3。图中自上至下五条曲线分别为当 n_3 从 1.0 变成 1.4 时, 前五次包层模谐振波长变化值相对包层半径减小的变化曲线。从图中可以看出, 模序较高包层模谐振波长的环境折射率敏感特性要强于低次包层模;

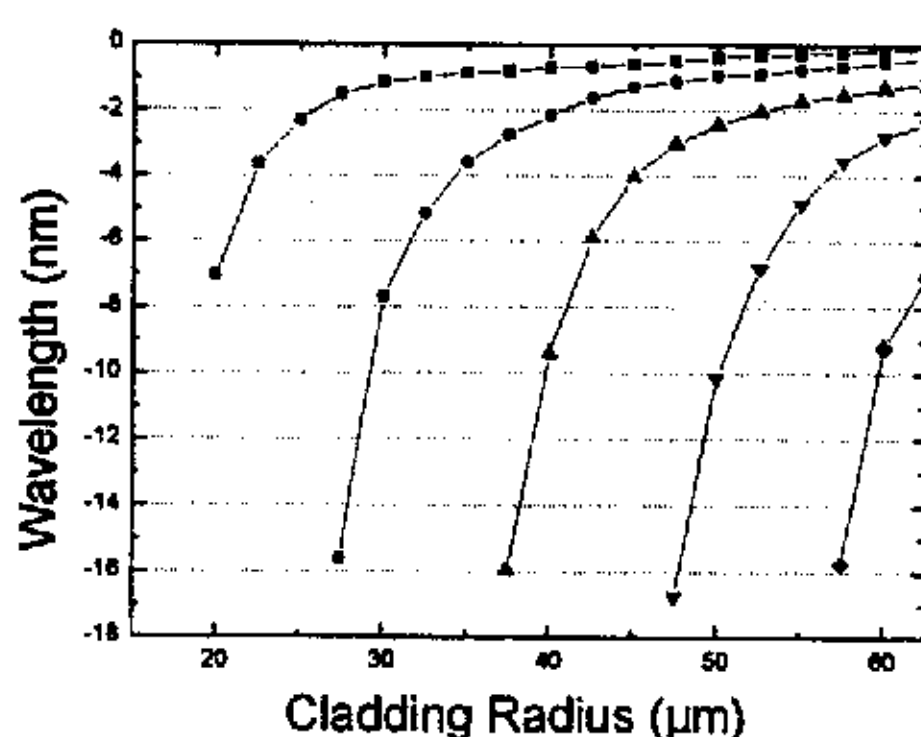


图 5.3 环境折射率敏感特性随包层半径减小的变化

Fig.5.3 Refractive index sensitivity versus fibre cladding radius

高次包层模谐振波长折射率敏感特性对包层半径的减小更为敏感。各次包层模环境折射率敏感特性的增强与包层半径的减小并非成线性关系, 而是各存在一特征值, 当包层半径小于此值, 该次包层模折射率敏感特性随包层半径减小而增强的速率将极大增强, 如包层模 HE_{13} , 包层半径在 $62.5\text{ }\mu\text{m}$ 与 $47.5\text{ }\mu\text{m}$ 之间时, 增强速率约为 $0.17\text{ nm}/\mu\text{m}$, 当包层半径小于 $47.5\text{ }\mu\text{m}$ 时, 增强速率约为 $1.60\text{ nm}/\mu\text{m}$ 。

5.3 环境折射率敏感特性的实验研究

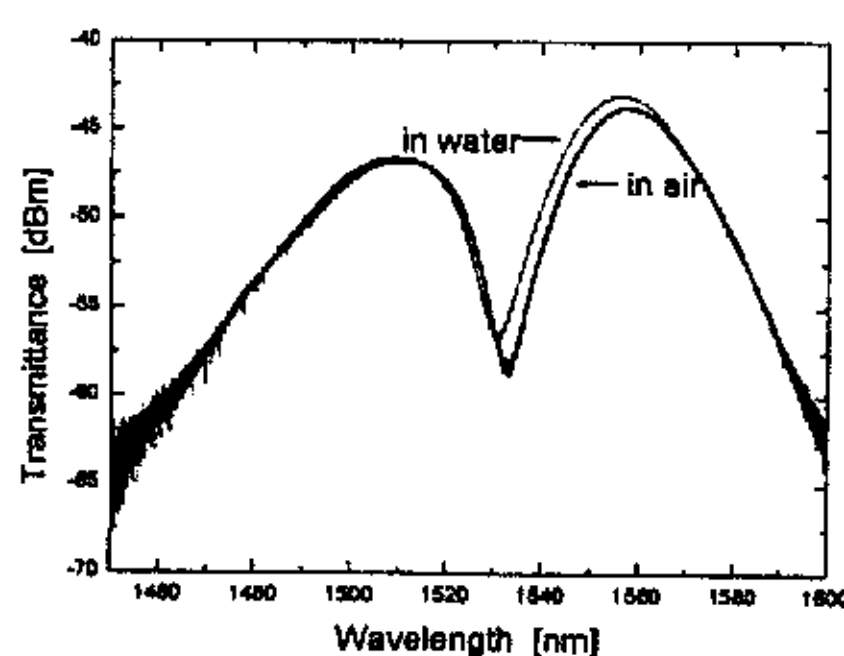


图 5.4 LPFG 在空气和水中的传输谱

Fig.5.4 Transmission spectrum through LPFG
in air and in water

环境折射率的增大，会引起长周期光纤光栅谐振波长和峰值损耗的变化，图 5.4 是一长周期光纤光栅分别在空气和水中的传输谱，可以发现，在水中谐振波长数值时要小于在空气中的数值。若光纤光栅浸没在液体中，则液体浓度的改变（折射率相应也改变）会引起谐振波长随之变化，因此可以通过测量谐振波长的变化测量液体浓度的大小，从而实现传感的目的。

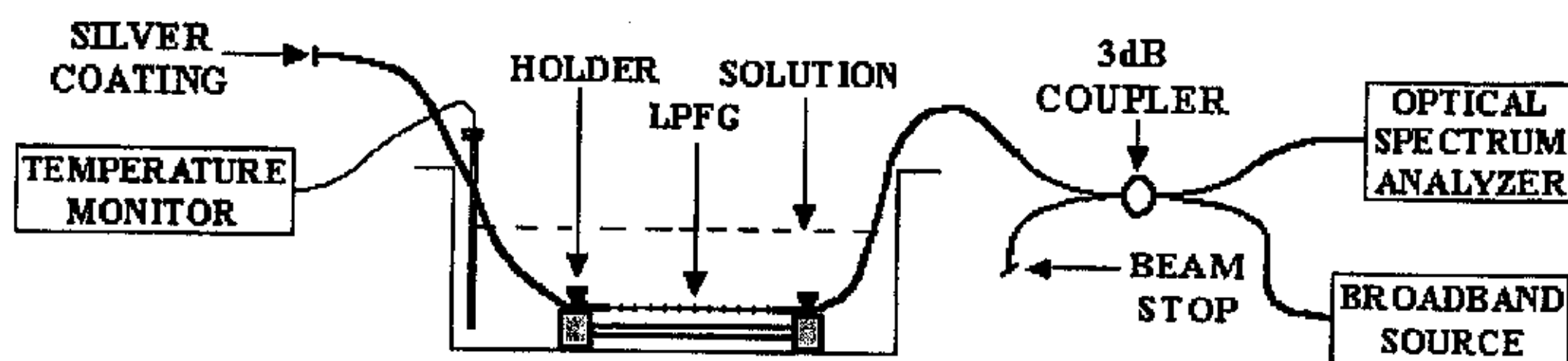


图 5.5 实验装置图

Fig.5.5 Experimental set-up

测试所用长周期光纤光栅，周期为 $400\ \mu\text{m}$ ，空气中谐振波长为 1530nm 。为使传感装置使用灵活、方便，设计制作了一种新型长周期光纤光栅浓度传感装置，如图 5.5 所示，传感器由单端长周期光纤光栅、3dB 光纤耦合器、夹持器构成。用夹持器固定好光纤，并稍加应力使光栅成直线；光栅一端镀银膜，另一端熔接耦合器。耦合器一端连 SLED 宽谱光源，一端则通过光谱分析仪来观察传输谱，第四端制成 beam stop 端。单

端光纤光栅传感头便于操作和移动，并可以简化传感系统，镀银膜可以有效提高光在光纤单端内表面的反射率，保证测量精度。对于基础性研究，可不用耦合器及单端设置，而将光栅另一端直接连接到光谱分析仪来观察光谱。

用塑料容器盛装 100ml 纯水，将传感器放入水中。为避免温度变化引起谐振波长漂移，实验过程中室温保持在 26℃。选用 CaCl_2 、 NaCl 和 *Sugar* 作为溶质来检测浓度传感器的传感特性。在测试每一种溶质时，用精密工业天平(精度：0.02g)多次称量一定质量溶质并加入水中，使溶液浓度从纯水逐步接近饱和状态，每次必须等溶质完全溶解后，再用光谱分析仪测量谐振波长和峰值损耗。在每一实验过程中，每测量完一种溶质后，都必须将塑料容器、传感器清洗干净并干燥后方可进行下一组测量，以免影响测量结果。

通过实验测量，得到长周期光纤光栅谐振波长相对 CaCl_2 、 NaCl 和 *Sugar* 溶液浓度的测量值，分别见图 5.6、5.7、5.8；损耗深度相对糖溶液浓度的数值，见图 5.9。

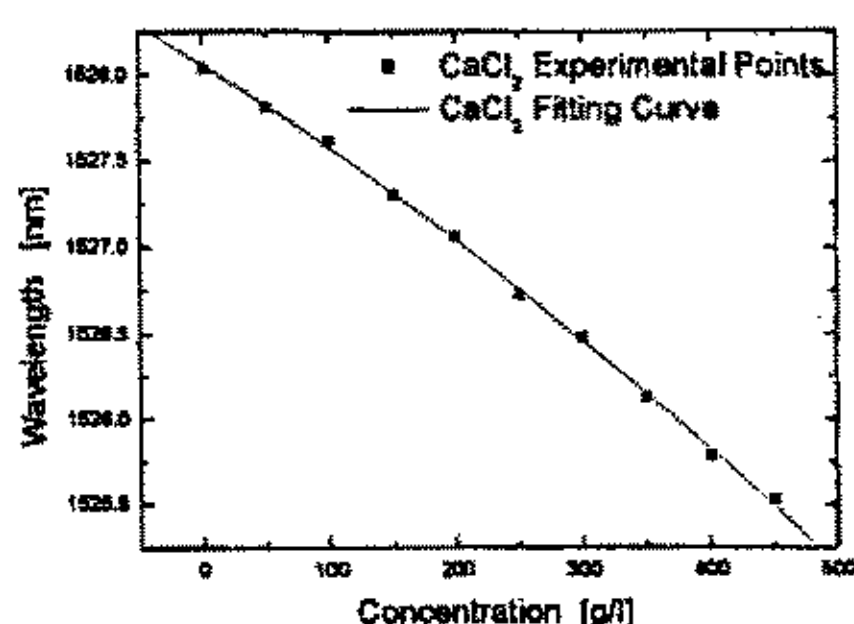


图 5.6 谐振波长相对 CaCl_2 溶液浓度的变化曲线

Fig.5.6 Resonant wavelength shift with concentration of CaCl_2 solution

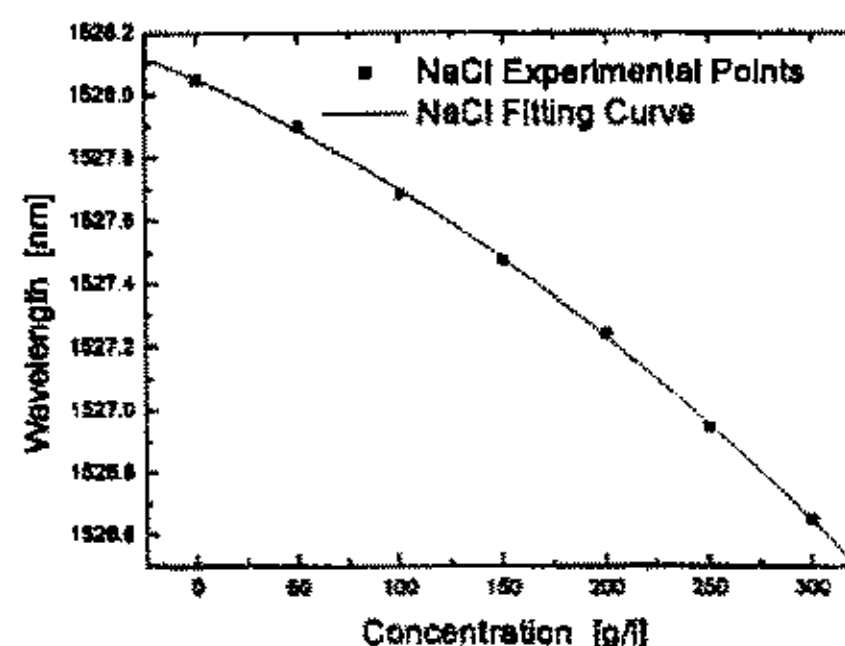


图 5.7 谐振波长相对 NaCl 溶液浓度的变化曲线

Fig. 5.7 Resonant wavelength shift with concentration of NaCl solution

在以上实验中，相对于 CaCl_2 、 NaCl 和 *Sugar* 溶液浓度的变化，谐振波长分别向短波方向移动了约 2.5、1.4、2.9nm。从图 5.6~5.8 中可以看出，谐振波长随浓度改变的变化非常有规律性，基本上是按照一个二次曲线向短波方向变化，对于 CaCl_2 、 NaCl 溶液，其拟合曲线表达式分别为 $\lambda = 1528.063 - 4.61 \times 10^{-3}C - 6.003 \times 10^{-3}C^2$ ，和

$\lambda = 1528.049 - 2.91 \times 10^{-3}C - 1.458 \times 10^{-2}C^2$, C 表示溶液浓度。根据得到的液体浓度响应特性, 可以通过测量谐振波长的数值来测定长周期光纤光栅周围的溶液浓度。由于谐振波长浓度响应特性曲线呈现非线性, 因此仅将浓度传感器在低浓度和高浓度处的灵敏度和分辨率列于表 5.1 中。

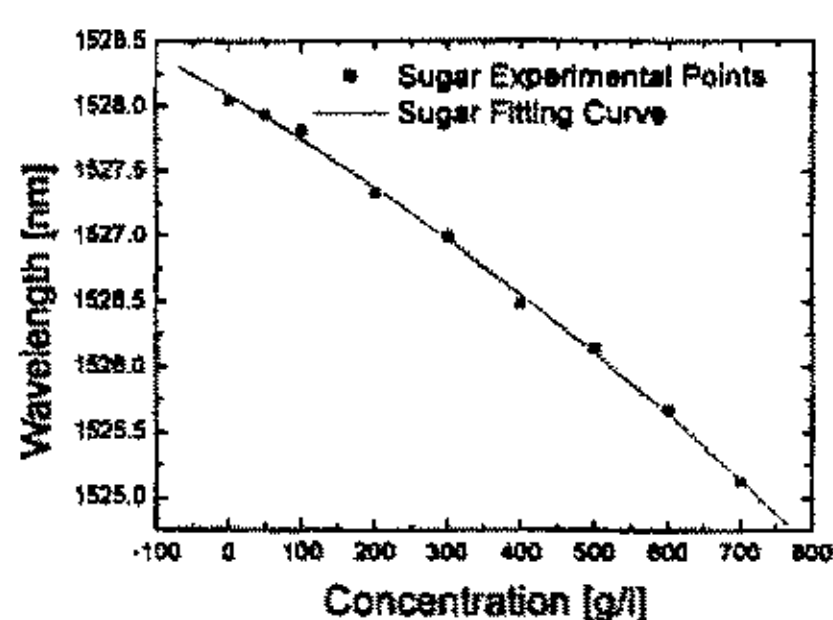


图 5.8 谐振波长相对 Sugar 溶液浓度的变化曲线

Fig.5.8 Resonant wavelength shift with concentration of Sugar solution

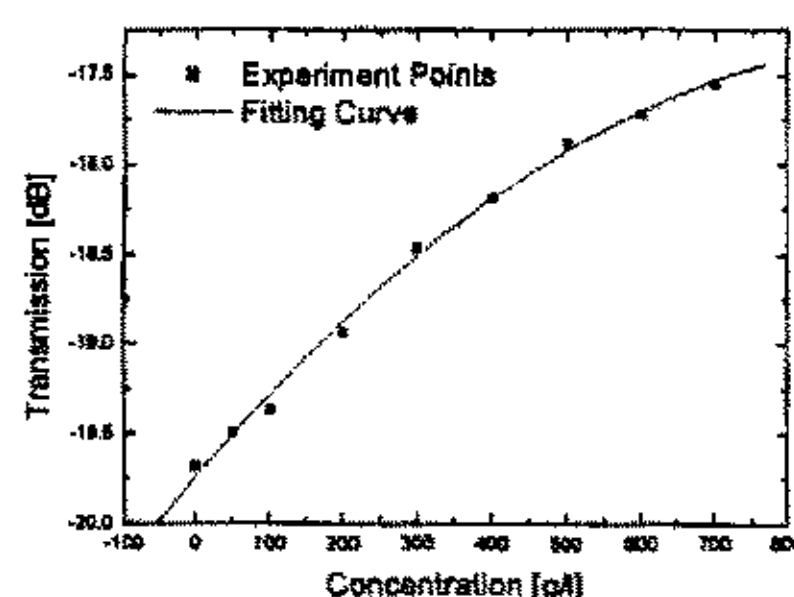


图 5.9 峰值损耗相对 Sugar 溶液浓度变化的曲线

Fig.5.9 Transmission shift with concentration of Sugar solution

表 5.1 单端 LPFG 浓度传感器的灵敏度和分辨率 ($a_2=62.5 \mu\text{m}$)

Tab.5.1 Sensitivity and resolution values obtained from LPFG ($a_2=62.5 \mu\text{m}$)

	低浓度端	高浓度端	低浓度端	高浓度端
	灵敏度 (nm/g^{-1})	灵敏度 (nm/g^{-1})	分辨率 (g/l)	分辨率 (g/l)
CaCl_2	0.00450	0.00510	2.22	1.96
NaCl	0.00286	0.00590	3.50	1.69
<i>Sugar</i>	0.00350	0.00555	2.86	1.80

从图 5.6、5.7、5.8 及表 5.1 可看出, 此种液体浓度传感器的灵敏度和分辨率相对浓度变化呈现非线性, 在测量高浓度溶液时, 灵敏度和分辨率要优于测量低浓度溶液时的相应数值。测量不同溶质溶液时, 该传感器的浓度响应特性曲线不同, 所具有的灵敏度、分辨率及其相对浓度的变化规律也不同。对于同一种物质的溶液, 在相同的环境条件下 (如温度等), 谐振波长的浓度响应特性曲线则是一定的。从图 5.9 中可以看出, 长周期光纤光栅的损耗深度随着糖溶液浓度的增大而减小, 从纯水中的 -19.683dB 减小到 -17.545dB , 共减小了 -2.138dB 。

5.4 腐蚀包层法增强环境折射率敏感特性的实验研究

为提高长周期光纤光栅谐振波长的环境折射率敏感特性，在上一节实验完成后，将塑料容器洗净并装入 HF 酸溶液，对同一光栅进行腐蚀，腐蚀后，包层直径经测量约为 $122\ \mu\text{m}$ ，谐振波长移动为 1559nm 。将该传感器、塑料容器清洗干净并干燥后，再一次测量长周期光纤光栅谐振波长相对 CaCl_2 、 NaCl 和 Sugar 溶液浓度的变化，分别见图 5.10、5.11、5.12，低浓度和高浓度处的灵敏度和分辨率列于表 5.2。

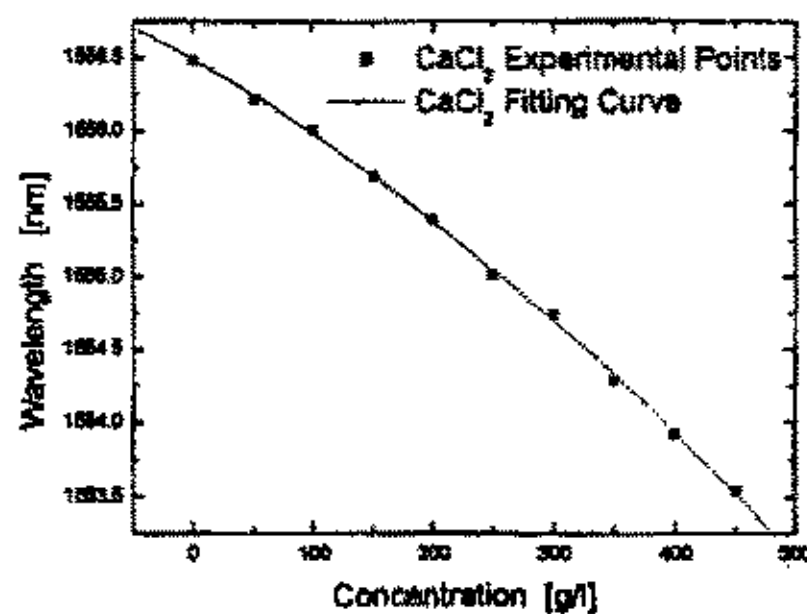


图 5.10 谐振波长相对 CaCl_2 溶液浓度的变化曲线

Fig. 5.10 Resonant wavelength shift with concentration of CaCl_2 solution

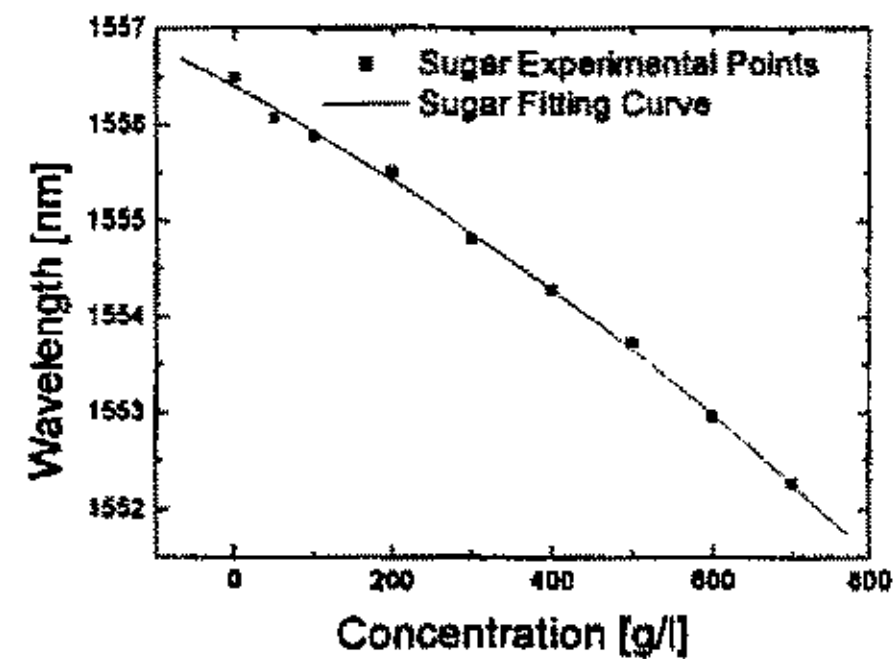


图 5.11 谐振波长相对 Sugar 溶液浓度的变化曲线

Fig.5.11 Rresonant wavelength shift With concentration of Sugar solution

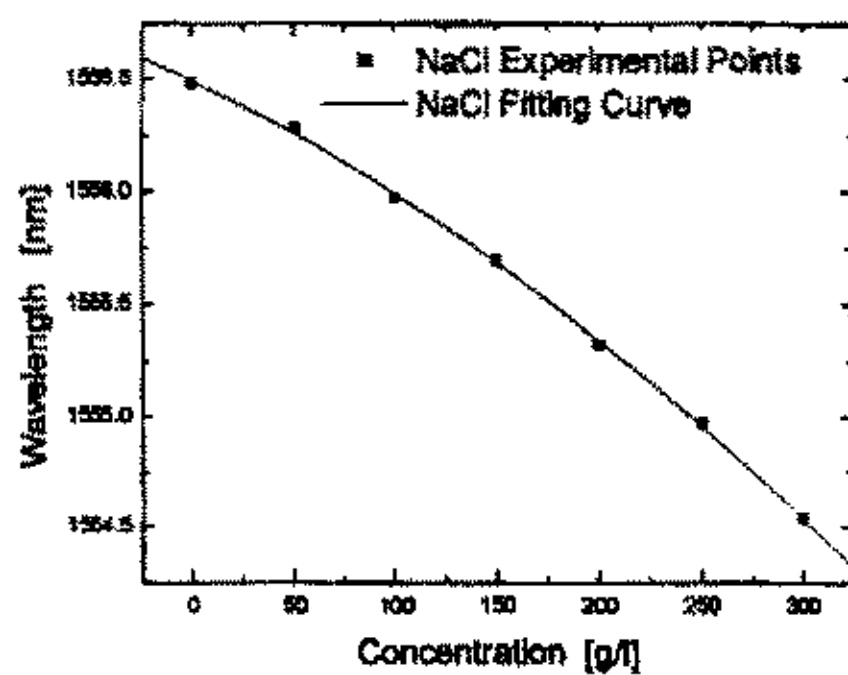


图 5.12 谐振波长相对 NaCl 溶液浓度的变化曲线

Fig. 5.12 Resonant wavelength shift with concentration of NaCl solution

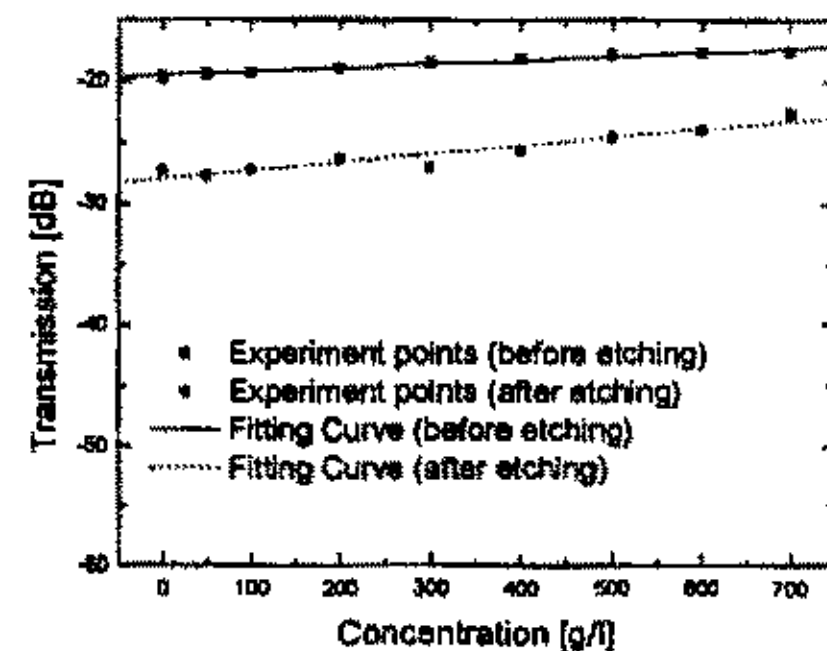


图 5.13 峰值损耗相对 Sugar 溶液浓度的变化曲线（腐蚀前、后）

Fig.5.13 Transmissin with concentration of Sugar solution (before and after etching)

表 5.2 单端 LPFG 浓度传感器的灵敏度和分辨率 ($a_2=61\ \mu\text{m}$)Tab. 5.2 Sensitivity and resolution values obtained from LPFG ($a_2=61\ \mu\text{m}$)

	低浓度端	高浓度端	低浓度端	高浓度端
	灵敏度 (nm/g^{-1})	灵敏度 (nm/g^{-1})	分辨率 (g/l)	分辨率 (g/l)
CaCl_2	0.00540	0.00736	1.85	1.36
NaCl	0.00392	0.00864	2.55	1.15
Sugar	0.00606	0.00732	1.65	1.36

在此节实验中, 相对于 CaCl_2 、 NaCl 和 Sugar 溶液浓度的变化, 谐振波长分别向短波方向移动了约 2.9、1.9、4.2nm。将腐蚀前后的图、表对比可以发现, 当光栅区包层因腐蚀变“薄”后, 谐振波长相对 CaCl_2 、 NaCl 和 Sugar 溶液浓度改变的变化量分别增大了 16.8%、39.4%和 30.0%, 测量灵敏度及分辨率得到了很大的提高。以 NaCl 为例, 包层半径减小后, 在溶液低浓度、高浓度两端, 灵敏度分别提高了 37.1%和 46.4%, 分辨率分别提高了 27.1%和 32.0%, 浓度响应曲线也有所改变, 说明腐蚀减小包层可以有效地增强谐振波长的环境折射率灵敏度。

在前后两次测量谐振波长随 Sugar 溶液浓度变化的实验中, 峰值损耗随溶液浓度的变化见图 5.13。不管是腐蚀前, 还是腐蚀后, 随着 Sugar 溶液浓度的增加, 峰值损耗均随之减小, 因溶液折射率与包层折射率相比较小, 因此减小的幅度不大。从图中可以看出, 经过腐蚀的“薄”包层长周期光纤光栅与腐蚀前相比, 损耗深度有所增强, 由于轻度腐蚀后的长周期光纤光栅, 其温度特性、应变特性、扭曲特性均没有明显改变 [80], 因此腐蚀包层法是增强长周期光纤光栅折射率敏感特性的一个很好的方法。

为增强光纤单端面的反射光强, 实验中采用的是单端平面镀银膜的方法, 为了提高长周期光纤光栅的传输谱光强, 可进一步研究改进镀膜技术以及其他提高单端反射率的技术措施; 此外, 减小传感头尺寸、光栅体自清洁等方面也是以后进一步研究的方向。

5.5 环境折射率敏感特性的应用性讨论

5.5.1 液体浓度/折射率传感器

长周期光纤光栅谐振波长和损耗深度对环境折射率的敏感特性, 可以用来制作液体折射率/浓度光纤传感器[38,81]。目前, 在工业生产中测量液体折射率常用的仪器是阿贝折射计, 但不能实现实时观测。长周期光纤光栅浓度传感器的最大优点, 是可以比较

容易地实现溶液浓度或者折射率的实时检测，这是阿贝折射计及其他同类仪器所无法做到的，而且长周期光纤光栅耐腐蚀、抗电磁干扰，所以可应用的场合较广，性能也较为稳定。为了提高此种传感器的测量精度，根据前面理论分析，可选择折射率灵敏度较高的包层模。由于某些模序较高包层模能形成双谐振波长，因此利用双谐振波长的差值进行测量也可以提高精度[26]。研究表明，腐蚀包层可以大幅度地提高长周期光纤光栅环境折射率敏感特性，从而制成精度较高的浓度传感器。

5.5.2 实现对谐振波长和峰值损耗的调谐

利用折射率敏感特性，可以实现对长周期光纤光栅谐振波长和峰值损耗的调谐，从而实现某些应用领域对谐振波长和峰值损耗的精密要求以及动态调谐的需要。文献[82]中，将长周期光纤光栅包层用 HF 酸从 $125\ \mu\text{m}$ 腐蚀成 $35\ \mu\text{m}$ ，从而使得 HE_{17} 包层模谐振波长，当环境折射率从 1.0 增大到接近包层折射率时，可以获得 220nm 的动态调谐范围。一般情况下，利用折射率敏感特性进行调谐，谐振波长和峰值损耗总是同时进行变化。为了实现强度调谐、减小波长移动，文献[83]利用某些较高次包层模的转折点条件制作长周期光纤光栅，利用改变环境折射率的方法，从而实现了损耗深度调制，而谐振波长变化较小。此外，利用谐振波长的环境折射率敏感特性，还可以对长周期光纤光栅温度特性进行补偿，从而制作出对温度不敏感或非常敏感的长周期光纤光栅。

5.6 本章小结

本章研究了高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入长周期光纤光栅的环境折射率敏感特性，包层半径大小与环境折射率敏感特性的关系，并通过实验研究了长周期光纤光栅的环境折射率敏感特性以及 HF 酸腐蚀包层增强折射率敏感特性的方法，主要的研究内容及结论有：

(1) 综合研究了低次包层模谐振波长随环境折射率增大的变化情况。当环境折射率从 1.0 逐渐增大时，谐振波长向短波方向移动，峰值损耗也逐渐减小；当环境折射率接近包层折射率时，谐振波长的移动速率加快，最后损耗峰消失；当环境折射率大于包层折射率后，损耗峰重新出现，并随着环境折射率的继续增大，损耗深度也增大。

(2) 在 $20\sim 62.5\ \mu\text{m}$ 的范围内，对低次包层模谐振波长的环境折射率敏感特性与包层半径的关系进行了计算，发现模序越高，折射率敏感特性随包层半径减小而增强的速率越大，而且每一包层模均存在特征值，当包层半径小于此值后，则该包层模折射率敏感特性的增强速率迅速增大。实验结果表明：减小包层半径能有效增强长周期光纤光栅的折射率敏感特性，并发现腐蚀后损耗深度增大的现象。

(3) 设计制作了一种新型的长周期光纤光栅液体浓度传感器——单端长周期光纤光栅浓度传感器，用单端长周期光纤光栅作为传感头，缩小了传感头体积，以便于测量；对光栅单端头进行镀银，从而提高了光强。

6 长周期光纤光栅的应变与扭转特性

长周期光纤光栅的谐振波长、峰值损耗等参数，当其自身被扭转、发生应变时，会发生变化。高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入法所制长周期光纤光栅，与单侧写入法所制长周期光纤光栅相比，其扭转特性具有其独特之处。

6.1 应变特性的理论研究

长周期光纤光栅的相位匹配条件可写成：

$$\Delta\beta_{1m} = \beta^{co}(\lambda, \varepsilon) - \beta_{1m}^{cl}(\lambda, \varepsilon) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (6.1)$$

当由于长周期光纤光栅发生轴向应变 $\Delta\varepsilon$ ，谐振波长由 λ 变化到 $\lambda + \Delta\lambda$ 时，则变化后的谐振条件可以写成[26]：

$$\Delta\beta'_{1m} = \beta^{co}(\lambda + \Delta\lambda, \varepsilon + \Delta\varepsilon) - \beta_{1m}^{cl}(\lambda + \Delta\lambda, \varepsilon + \Delta\varepsilon) = \frac{2\pi}{\Lambda(1 + \Delta\varepsilon)} \quad (6.2)$$

基于 (6.1)、(6.2) 两式，可以得到：

$$\frac{d(\Delta\beta_{1m})}{d\lambda} d\lambda + \frac{d(\Delta\beta_{1m})}{d\varepsilon} d\varepsilon = -\frac{2\pi}{\Lambda} d\varepsilon \quad (6.3)$$

因为 $\Delta\beta_{1m} = 2\pi\Delta n_{eff}/\lambda$ ，上式可写为：

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda_{res}}{d\varepsilon} &= -\frac{2\pi}{\Lambda} \left[\frac{d(\Delta\beta_{1m})}{d\lambda} \right]^{-1} \left[1 + \frac{1}{\Delta n_{eff}} \frac{d(\Delta n_{eff})}{d\varepsilon} \right] \\ &= -\frac{2\pi}{\Lambda} \left[\frac{d(\Delta\beta_{1m})}{d\lambda} \right]^{-1} \left[1 + \frac{\xi^{co} n_{eff}^{co} - \xi^{cl,1m} n_{eff}^{cl,1m}}{n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,1m}} \right] \end{aligned} \quad (6.4)$$

式 (6.4) 中， ξ^{co} 、 $\xi^{cl,1m}$ 分别是纤芯基模弹光系数和包层模弹光系数。根据 $\lambda_{res} = (n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,1m})\Lambda$ ，则可改写成：

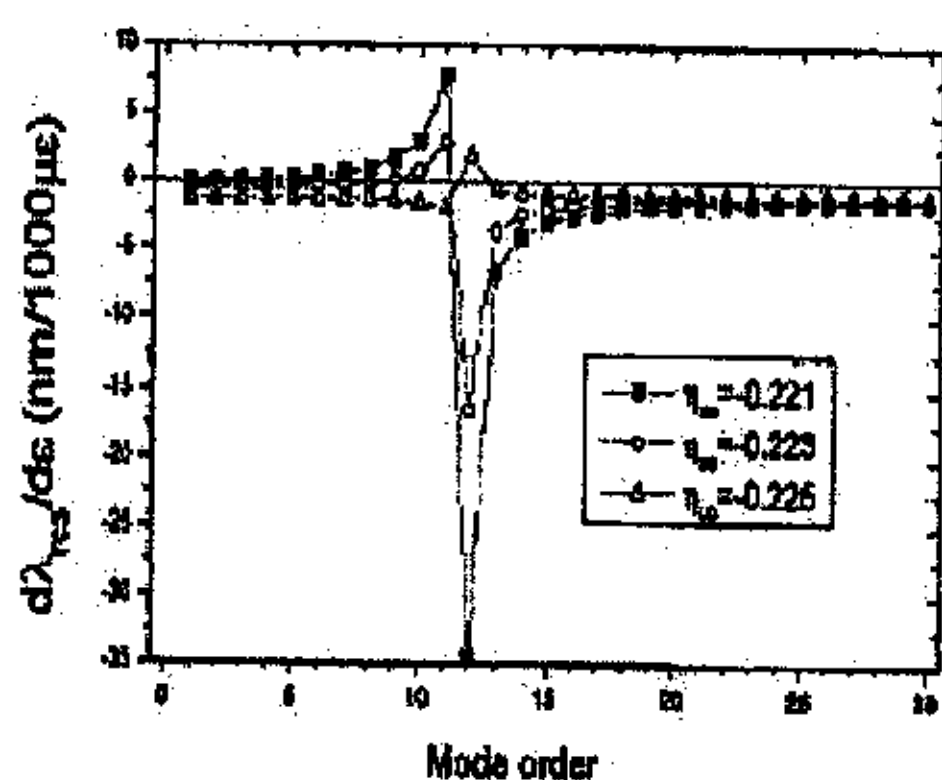
$$K_{strain} = \frac{d\lambda_{res}}{d\varepsilon} = \lambda_{res}^m \gamma^m [1 + \Gamma_{strain}^m], \quad (6.5)$$

其中：

$$\gamma^m = \frac{1}{1 - \frac{\lambda_{res}}{n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,1m}} \frac{d(n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,1m})}{d\lambda}} \quad (6.6)$$

$$\Gamma_{strain}^m = \frac{\xi^{co} n_{eff}^{co} - \xi^{cl,m} n_{eff}^{cl,m}}{n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,m}} \quad (6.7)$$

γ^m 称为光纤波导色散因子, Γ_{strain}^m 表示应变灵敏度因子。从上式中可以看出, 谐振波长应变灵敏度 K_{strain} 的大小和正负受 γ^m 和 Γ_{strain}^m 的影响。波导色散因子 γ^m 的大小和正负与光栅周期和包层模的模序 m 有紧密关系。而应变灵敏度因子 Γ_{strain}^m 主要由 ξ^{co} 、 $\xi^{cl,m}$ 相互间差值决定。基于单模阶跃光纤, Shu xuewen 等人[28]对谐振波长应变灵敏度与包层模模序的关系在设定条件下进行了研究, 见图 6.1。由图所见, 包层模应变灵敏度在模序 12 处有一拐点, 拐点处的包层模谐振波长应变灵敏度较大, 而远离拐点的包层模则灵敏度较小。以模序 12 为分界点, 低次模和高次模耦合形成的谐振波长的应变特性有很大不同。当发生轴向应变时, 低次模耦合形成的谐振波长的移动方向与模序及光纤类型有关, 而高次模耦合形成的谐振波长则都向短波方向移动(“蓝移”), 模序越大, 则应变灵敏度越小。远离转折点的低次模耦合形成的谐振波长, 光栅周期越大(谐振波长越大), 则波导色散因子 γ^m 越大, 则应变灵敏度越大。



6.1 谐振波长应变灵敏度与包层模模序关系图

Fig.6.1 Strain sensitivity for the first 30 resonant cladding modes

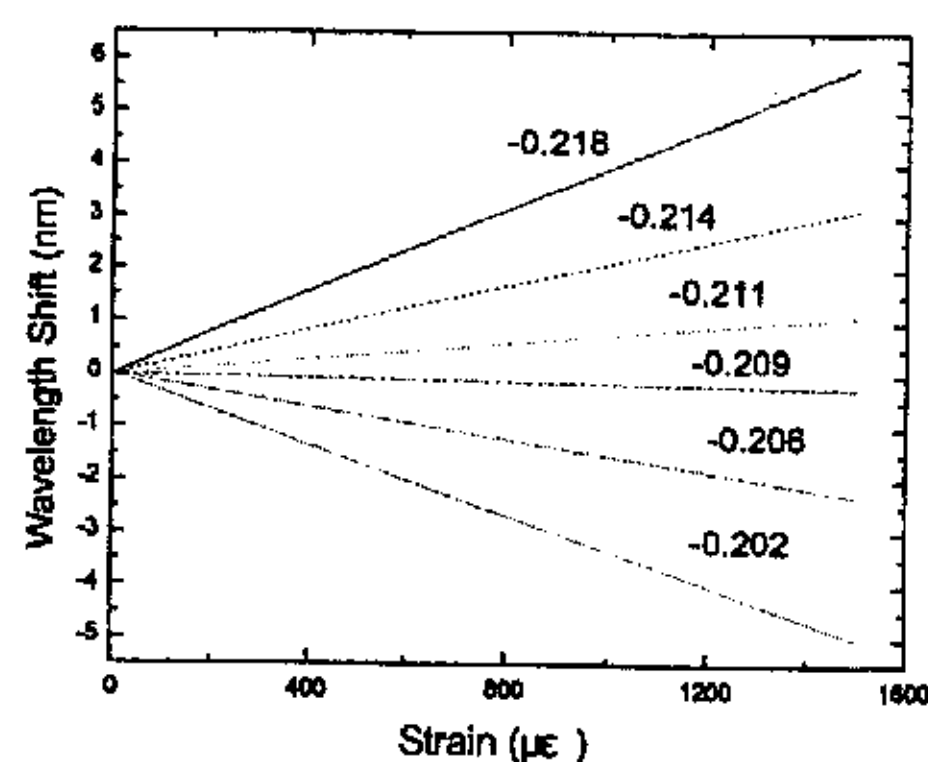


图 6.2 谐振波长随应变的变化关系

Fig.6.2 The resonant wavelength curve with strain

由于光纤种类很多, 因此长周期光纤光栅谐振波长应变灵敏度的方向和强弱相差很大。设 ξ^{co} 为 -0.211, $\xi^{cl,m}$ 为图中各值, 模拟了一低次包层模谐振波长随应变增大的变化, 见图 6.2。可以看出, 如果要设计谐振波长对应变不敏感的长周期光纤光栅, 应选

用包层弹光系数与纤芯相比稍小的光纤来制作；而要设计谐振波长对应变比较敏感的长周期光纤光栅，则应选用纤芯与包层弹光系数相差较大的光纤来制作。

6.2 应变特性的实验

用高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入法制作出长周期光纤光栅 (Fiber Grating 1)，谐振波长为 1532.31nm ，峰值损耗为 -16.44dB ，光栅周期为 $400\mu\text{m}$ ，光栅长度为 50mm 。对光栅进行轴向应变特性的测试装置见图 6.3。宽谱光源用作输入光源，光谱分析仪用来监测长周期光纤光栅传输谱。长周期光纤光栅的 B 端固定，A 端固定在一个螺旋测微装置上，该装置安有两个螺旋调节位移结构，垂直螺旋 (a) 可以调节光栅固定点的高度，水平螺旋 (b) 可以调节光栅固定点沿光纤轴向方向水平地前进和后退，从而带动光栅发生轴向应变，水平螺旋上装有游尺，与底座上主尺相配合，则可测量出应变数值，游尺与主尺的使用方法同游标卡尺相同，精度为 0.1mm 。

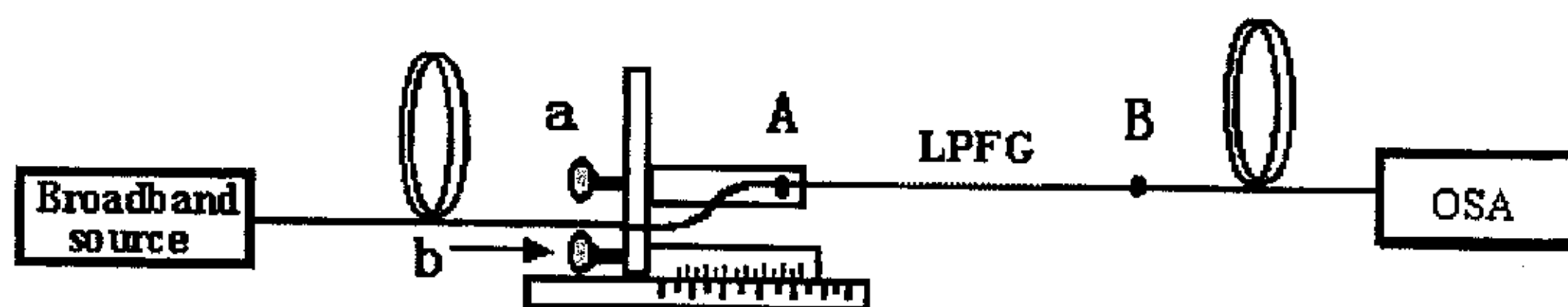


图 6.3 应变特性测试装置图

Fig.6.3 The strain measurement set up of LPFG

将螺旋测微结构的底座与平台固定，并使游尺运动方向与两个光纤光栅固定点在同一水平直线；用垂直螺旋调节自身的光纤光栅固定点，使其与另一光栅固定点水平，并注意略加应力，使光纤光栅成一水平直线。经过测量，两固定点间的长度为 505mm 。从应变为 0 时起，每增大 0.1mm 的应变，则测量一次长周期光纤光栅的谐振波长和峰值损耗值，直到 0.8mm ；略微使应变超过 0.8mm ，然后逐渐减小应变，在相同应变值处，重复测量谐振波长和峰值损耗值。谐振波长和峰值损耗值随应变的变化关系曲线见图 6.4、6.5。

可以看出，随着应变增大，长周期光纤光栅谐振波长向短波方向变化，峰值损耗随之减小，当接近 $1600\mu\epsilon$ 时，移动了 1.05nm ，峰值损耗则减小了 -1.1dB 。当减小应变时，谐振波长则随之向长波方向移动，峰值损耗也随之增大。应变增大和减小

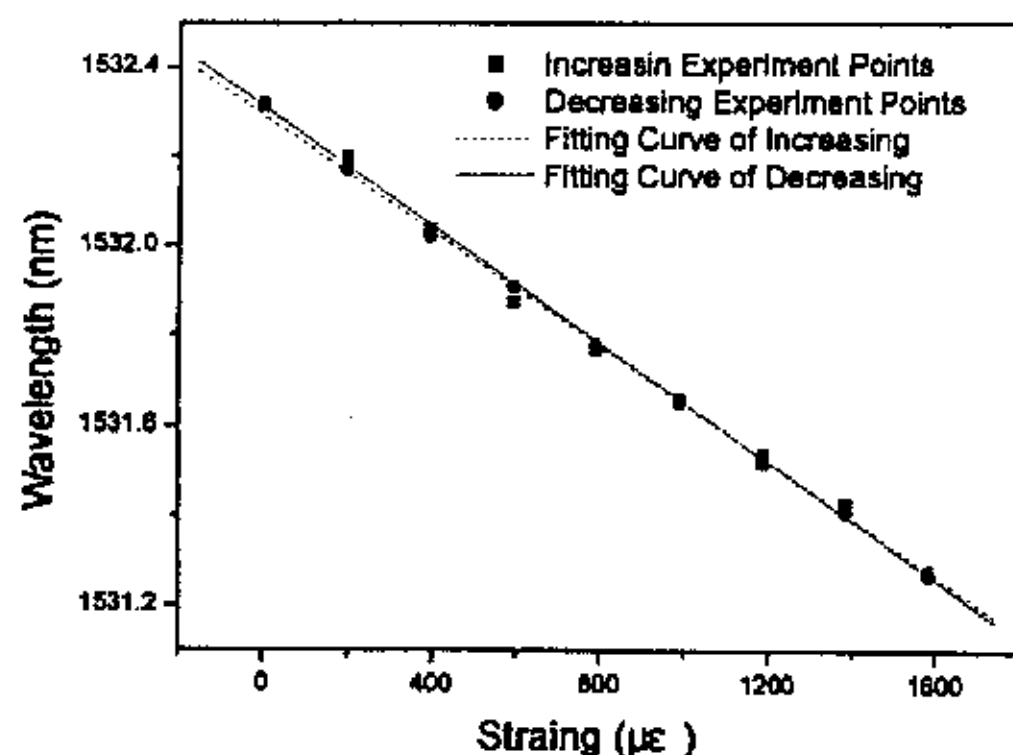


图 6.4 谐振波长相对应应变的变化曲线

Fig.6.4 The resonant wavelength curve with strain

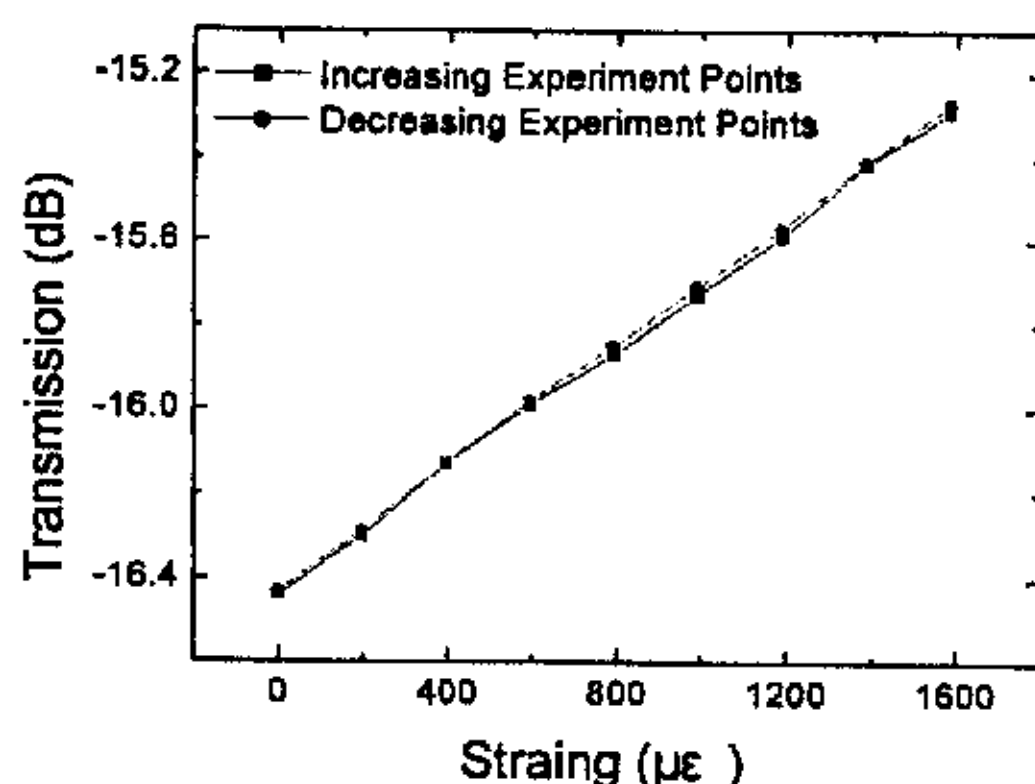


图 6.5 峰值损耗相对应应变的变化曲线

Fig.6.5 The transmission curve with strain

时的数据曲线基本重合，说明高频 CO_2 脉冲写入的长周期光纤光栅的应变特性比较稳定，具有可重复性。谐振波长与应变近似成线性关系变化，基本以 $-0.66\text{nm}/\mu\epsilon$ 的速率向短波方向变化，而损耗深度基本以 $0.69\text{dB}/\mu\epsilon$ 的速率减小。这与理论模拟得出的谐振波长随应变成线性变化相一致。文献[1]中两长周期光纤光栅谐振波长的应变灵敏度分别为 $+1.5\text{nm}/\mu\epsilon$ 和 $-0.7\text{nm}/\mu\epsilon$ ，这说明长周期光纤光栅谐振波长应变特性与光纤类

型、包层模序等很多因素有关。对同一批光纤所制长周期光纤光栅谐振波长的应变特性进行多次测试，重复性都很好。

6.3 扭转特性的实验

扭转特性实验所用长周期光纤光栅 (Fiber Grating 2)，长度为 50mm，周期为 $400\mu\text{m}$ ，谐振波长为 1544.665nm，峰值损耗为 -9.956dB，实验装置见图 6.6。宽谱光源用作输入光源，光谱分析仪则用来监测长周期光纤光栅传输谱的各种参数。长周期光纤光栅一端固定在一个高度可调的平台上，另一端穿过并固定在一角度盘转轴中心，可随角度盘一起转动。将角度盘固定在精密隔振平台上，调节平台高度和水平位置，使长周期光纤光栅刚好成一水平直线，并与角度盘转轴中心线共线，而且无任何转动。

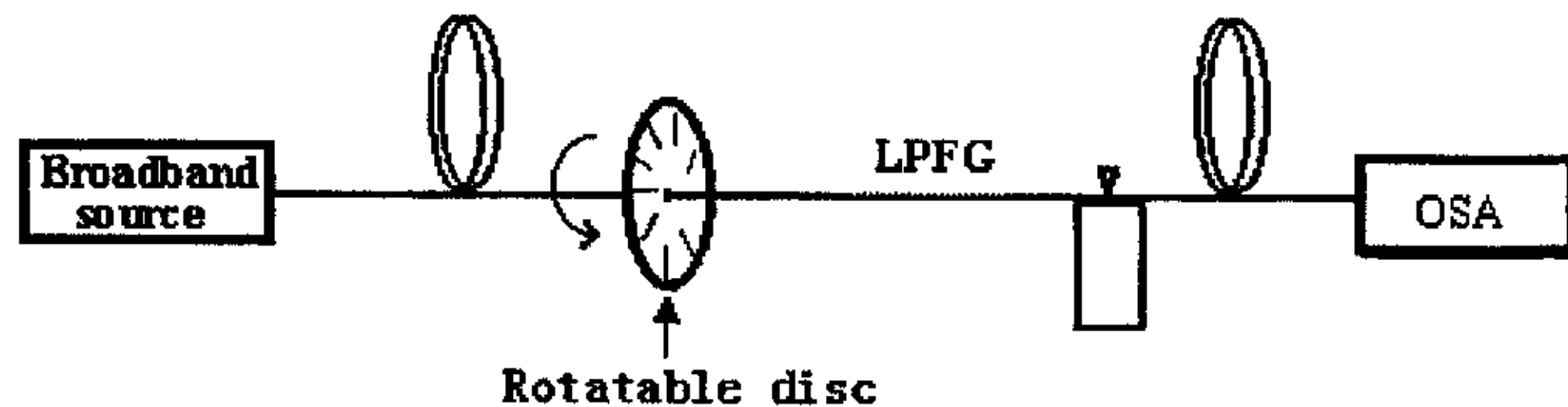


图 6.6 扭转特性测试装置图

Fig.6.6 The torsion measurement set up of LPFG

6.3.1 “纯”长周期光纤光栅的扭转特性实验

测量被固定的长周期光纤光栅（含光纤）长度为 150mm，与光栅自身长度 50 mm 相差不多，因此称之为“纯”长周期光纤光栅。未转动角度盘时，角度盘读数记为 0° 。首先顺时针转动角度盘带动长周期光纤光栅一端一起转动，每隔 10° ，观测一次谐振波长和峰值损耗，一直测量到 100° ；略微转动并超过 100° ，然后逆时针转动角度盘，二次测量各角位置时谐振波长和峰值损耗，直至重新回到 0° 。继续逆时针转动角度盘，每隔 10° 则测量谐振波长和峰值损耗，一直到 100° ；略微超过 100° ，然后顺时针转动角度盘，二次测量各个角位置时谐振波长和峰值损耗，直至重新回到 0° 。谐振波长与扭转角度的数据曲线见图 6.7，在制图时规定，从 0° 起顺时针转动得到的角度记为负（包括逆时针转回到 0° 之前的数据），逆时针转动得到的角度记为正（包括顺时针转回到 0° 之前的数据）。

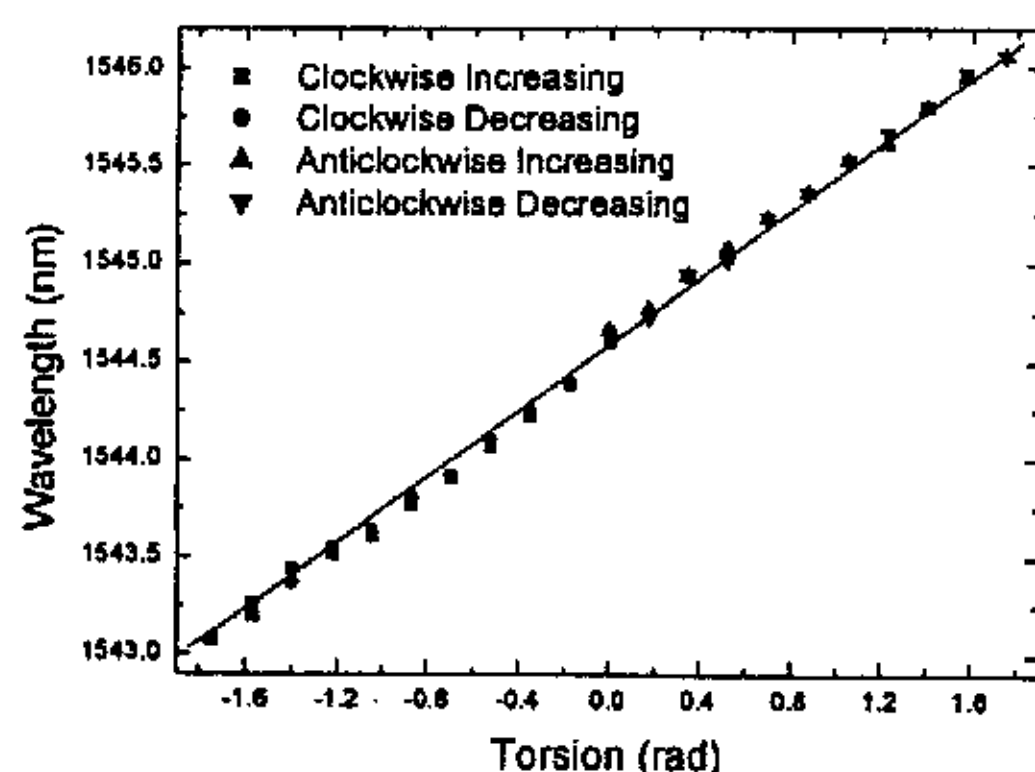


图 6.7 谐振波长相对扭转角度的变化曲线

Fig.6.7 The resonant wavelength curve with torsion

从图 6.7 中可以看出, 当长周期光纤光栅顺时针转动时, 谐振波长向短波方向变化, 扭转了 100° 后, 移动了 1.589nm ; 从 0° 点起, 当长周期光纤光栅逆时针转动时, 谐振波长则向长波方向移动, 扭转了 100° 后, 移动了 1.393nm , 在 200° 的转动角度范围内, 谐振波长移动了 2.982nm , 光栅体自身谐振波长的扭转灵敏度约为 2.56nm/rad , 而且具有方向相关性, 不论顺转、逆转, 谐振波长总是一个方向增大, 另一个方向则必定减小。从图中可以看出, 此种长周期光纤光栅的扭转特性具有可重复性, 无论顺、逆转动, 角度增大和减小时的数据比较相符。从整体上看, 长周期光纤光栅谐振波长与扭转角度近似成线性关系, 拟合函数为: $\lambda = 1544.579 + 0.885 * T$, T 表示扭转角度 (顺时针为负、逆时针为正, 单位: rad)。

为进一步检测“纯”长周期光纤光栅的扭转特性, 缩小两固定点间光纤光栅长度为 86mm , 然后重复上述实验步骤。长周期光纤光栅谐振波长和峰值损耗值与扭转角度的数据曲线见图 6.8、6.9。

从图 6.8 中可以看出, 顺时针转动 100° , 谐振波长向短波方向移动了 2.245nm , 逆时针转动 100° , 谐振波长向长波方向移动了 1.885nm ; 在 200° 的转动范围内, 谐振波长的移动幅度为 4.13nm 。对比图 6.7、6.8, 可以发现, 缩短长度后, 旋转同样角度, 谐振波长的移动增大很多, 其原因应归之为: 减小了“纯”光纤长度, 则“纯”光栅的扭转角度增大, 因此扭转灵敏度提高。图 6.8 中, 随着扭转角度的增大、减小, 谐振波长的可重复性很好, 整体上谐振波长与扭转角度近似成线性关系, 其拟合函数为: $\lambda = 1544.826 + 1.149 * T$ 。光栅体自身谐振波长的扭转灵敏度约为 2.04nm/rad 。

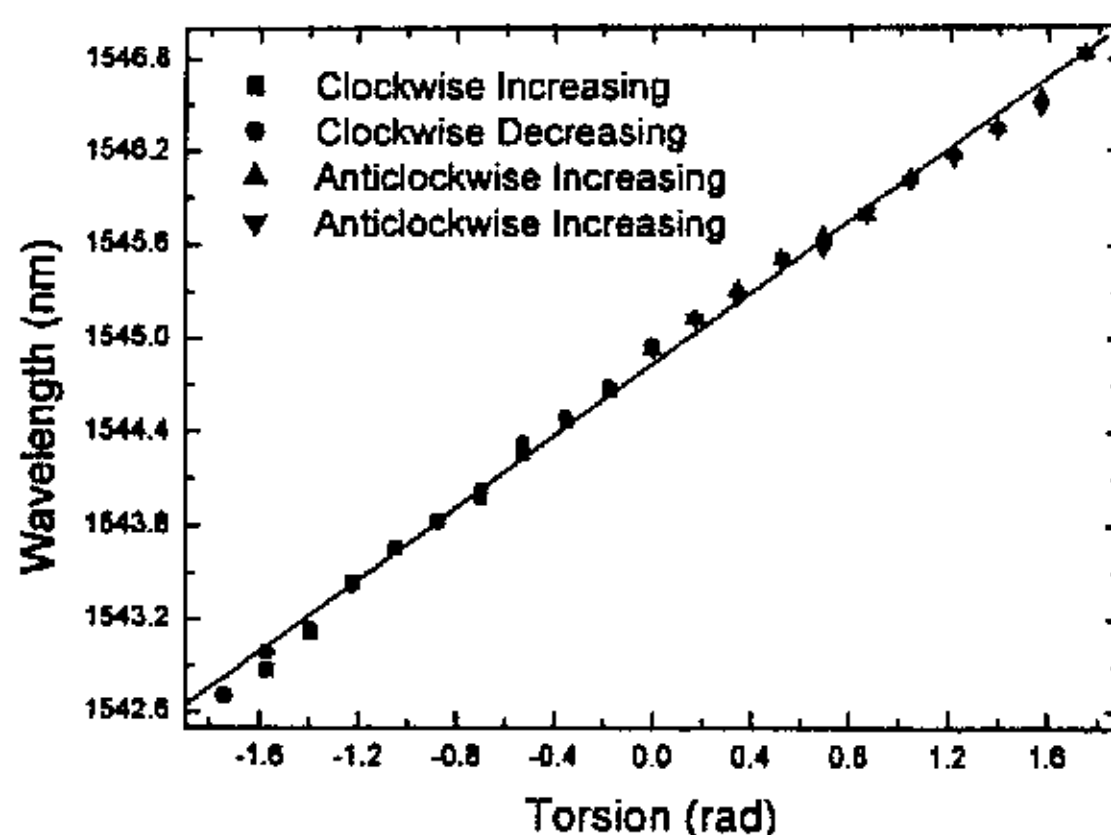


图 6.8 谐振波长相对扭转角度的变化曲线

Fig.6.8 The resonant wavelength curve with torsion

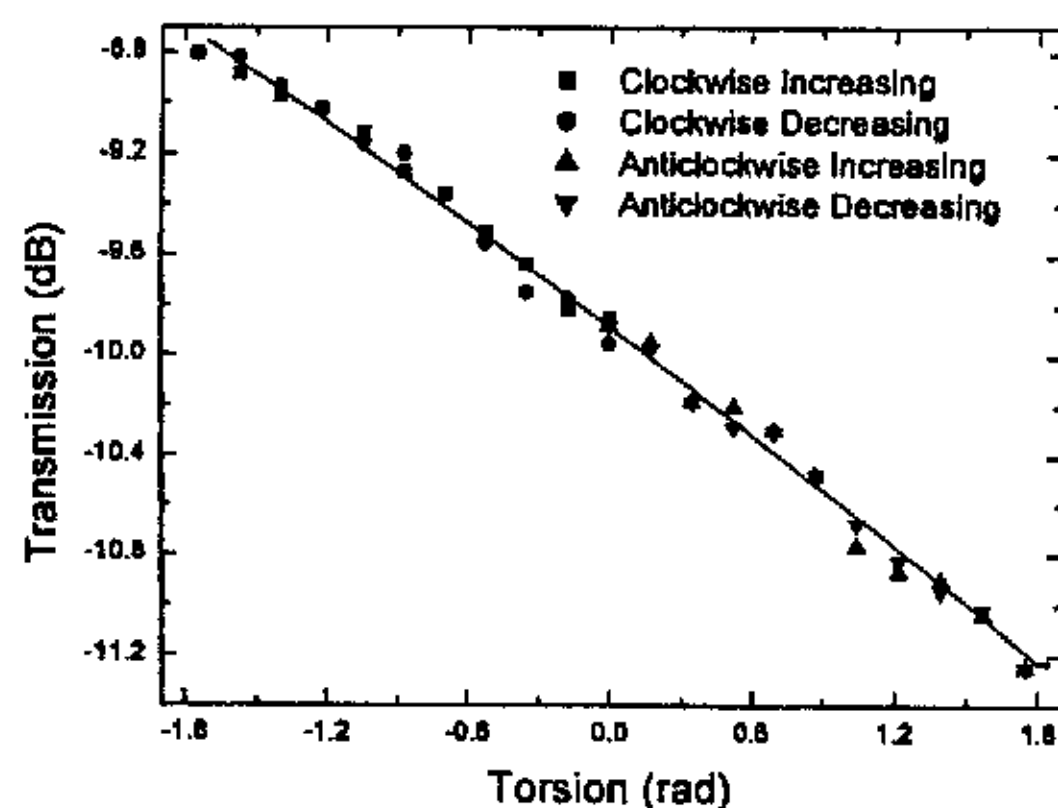


图 6.9 峰值损耗相对扭转角度的变化曲线

Fig. 6.9 The transmission curve with torsion

由图 6.9 可见, 此种长周期光纤光栅的峰值损耗也具有扭转方向相关性, 顺时针转动, 损耗深度随之减小, 逆时针转动, 则损耗深度随之增大; 而且在一定范围内可近似认为成线性关系变化。顺时针转动 100° 后, 峰值损耗减小到 -8.806dB , 损耗深度减小了 -1.15dB ; 逆时针转动 100° , 峰值损耗增大到 -11.25dB , 增大了 -1.294dB ; 在 200° 的转动角度范围内, 损耗深度共改变了 2.444dB , 则光栅体自身扭转灵敏度约为 1.204dB/rad 。整体上看, 损耗深度的增大与减小可以很好地响应扭转的方向和大小, 具有扭转方向相关性。

此外还做了长周期光纤光栅扭转特性与应变是否有相关性的实验，结果表明，增大长周期光纤光栅所受应变，扭转特性并没有明显的改变。

6.3.2 “较长”长周期光纤光栅的扭转特性实验

重新调整装置，增大两固定点间光纤光栅长度为 610mm（约为光栅自身长度的 12 倍，因此称为“较长”长周期光纤光栅）。顺时针转动角度盘，每隔 20° ，则测量一次长周期光纤光栅的谐振波长和峰值损耗，直到 1080° （三周）；逆时针转动角度盘回到 0° 状态，这一过程不做测量；继续逆时针转动角度盘，每隔 20° 则测量一次谐振波长和峰值损耗，直到 1080° （三周）。将谐振波长和峰值损耗数据整理后，绘成相对扭转率的变化曲线，见图 6.10、6.11。

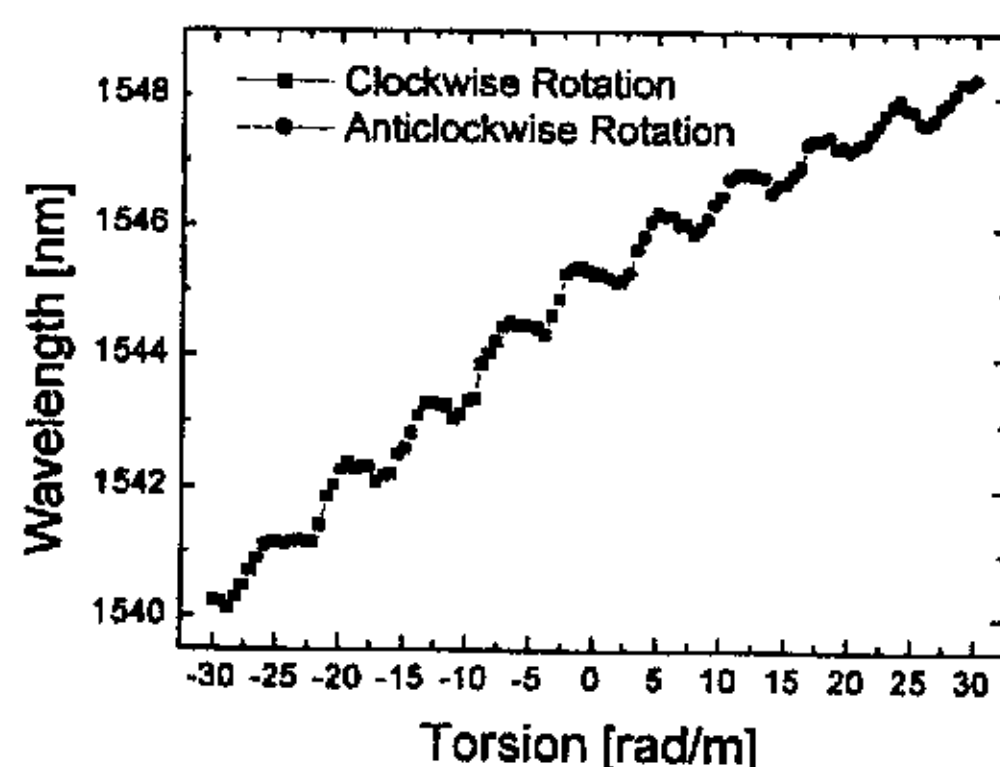


图 6.10 谐振波长相对扭转率的变化曲线

Fig.6.10 The resonant wavelength curve with torsion

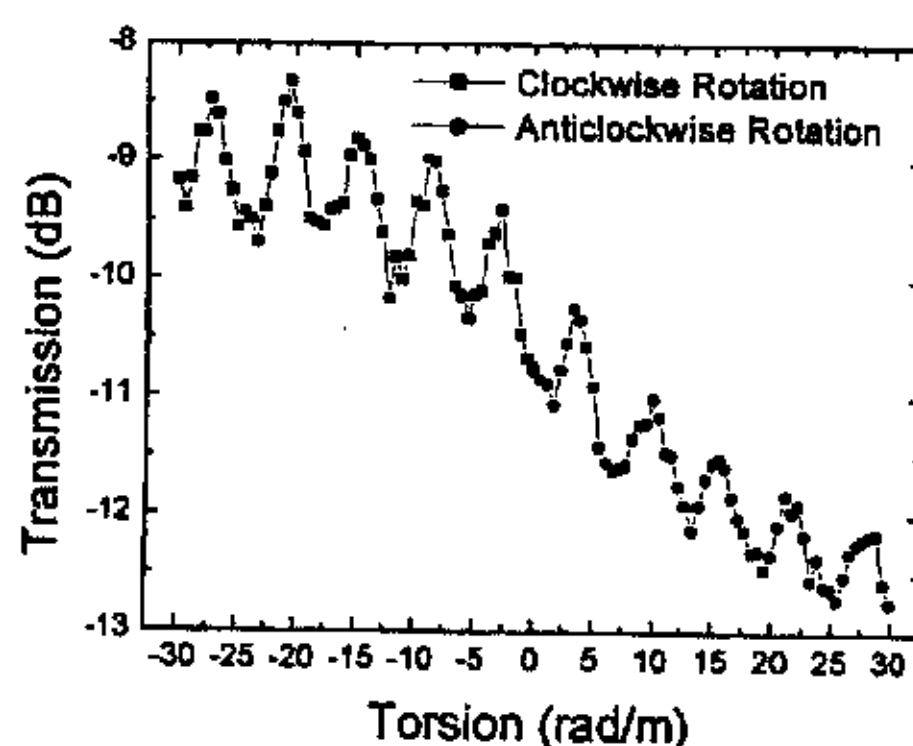


图 6.11 峰值损耗相对扭转率的变化曲线

Fig.6.11 The transmission curve with torsion

将图 6.8~图 6.11 对比观察可以发现,“较长”长周期光纤光栅谐振波长、峰值损耗的扭转变化曲线,相当于在图 6.8、6.9 中相应信号的基础上,叠加一周期变化信号而成;也就是说,“较长”长周期光纤光栅扭转特性可以认为是由两部分因素共同作用形成,一种因素作用使谐振波长和峰值损耗随扭转角度变化而单调地增大或减小;而另一种因素使谐振波长和峰值损耗随扭转角度而周期性变化;两种因素叠加之后,就形成了图 6.10、6.11 中两条曲线所反映的结果。并且发现,谐振波长和峰值损耗的周期性与光纤光栅扭转角度的周期性并不严格相符,光纤光栅共扭转了 6 周,但谐振波长和峰值损耗扭转特性的周期数为 10。图 6.10、6.11 中,考虑变化的总体趋势,通过折合计算,光栅体自身谐振波长扭转灵敏度约为 2.7nm/rad,而峰值损耗扭转灵敏度约为 1.34dB/rad。

6.4 长周期光纤光栅扭转特性分析

基于以上实验结果,并参考相关研究[40,63,84,85],初步认为长周期光纤光栅扭转特性是由于长周期光纤光栅自身和光纤的双折射现象而产生。下面首先分析光纤的双折射与扭转之间的关系,然后再对长周期光纤光栅扭转特性产生的原因作以初步解释。

拉制方法制作的单模光纤,由于存在残余应力和芯径不均匀等内部原因,或者光纤的弯曲、扭曲、外加电场、磁场等外部原因,则单模光纤中均存在一定的线性双折射 β [49,86]。扭曲光纤时,则引起圆双折射 α ($\alpha = g\tau$, 其中 g 为弹光系数, τ 为扭曲率, $\tau = 2\pi N$, N 为每米长光纤的扭曲数) [49,86,87]。当光纤发生扭曲时,线性双折射和圆双折射共同决定了扭曲光纤的偏振特性。当光纤弱扭曲时,光纤内在的线性双折射起主要作用;当光纤被强扭曲时,扭转引起的圆双折射起主要作用,偏振态的演变主要受圆双折射的影响。当固有双折射与圆双折射基本相当时,则扭转形成的圆双折射与光纤自身的线性双折射结合产生作用。

长周期光纤光栅写入过程中谐振波长 λ_{res} 可表示为[88]:

$$\lambda_{res}^m = (n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,m})\Lambda \left[1 + \frac{(\delta n_{eff}^{co} - \delta n_{eff}^{cl,m}) d\lambda_D^m}{(n_{eff}^{co} - n_{eff}^{cl,m})^2 d\Lambda} \right] \quad (6.8)$$

从公式中可以看出,当纤芯基模和包层模的有效折射率发生改变时,则长周期光纤光栅的谐振波长将发生变化。当长周期光纤光栅被扭转时,由于扭曲变形和剪应力将通过弹光效应在光纤光栅中引起圆双折射 $\alpha = g\tau$,而圆双折射 α 会使基模和包层模的有效折射率发生改变,进而使纤芯基模和包层模的耦合系数发生变化,导致谐振波长和峰值损耗发生变化。根据圆双折射 α 的公式, α 与扭曲率成比例(即与扭转角度成比

例), 所以扭转引起的谐振波长变化和峰值损耗改变也与扭曲率成比例。由于不同方向扭转所引起的圆双折射矢量 $\vec{\alpha} = g\vec{\tau}$ 的方向相反, 即若顺时针扭转引起右旋圆双折射, 则逆时针扭转时引起左旋圆双折射, 并且不同旋转方向的圆双折射对纤芯基模和包层模有效折射率的影响是反方向的, 因此不同方向扭转长周期光纤光栅时, 谐振波长的变化方向不同, 即若顺时针扭转, 谐振波长向短波方向变化(蓝移), 则逆时针扭转谐振波长必定向长波方向变化(红移)。由于扭转引起的圆双折射对不同包层模有效折射率变化的影响不同, 因此不同模式耦合的谐振波长和峰值损耗的扭转灵敏度也不同。

“较长”长周期光纤光栅被扭转时, 谐振波长和峰值损耗的扭转特性均表现出周期性的起伏, 而且不论是变化方向还是变化速率, 其总体趋势同“纯”长周期光纤光栅扭转特性基本相同。因此可以认为, “较长”长周期光纤光栅的扭转特性是由“纯”长周期光纤光栅扭转特性与光纤的扭转特性的叠加效果。谐振波长和峰值损耗的整体变化趋势是由长周期光纤光栅自身扭转所致引起的; 而周期性起伏则是由扭曲长光纤所形成的圆双折射所引起, 因为整个实验过程中, 只有整段光纤(含光栅段)的扭转呈现周期性。当强扭转“较长”的长周期光纤光栅时, 邦加球表示的输入光偏振态的变化近似为 $g\tau L$, L 为被扭曲的光纤的长度[49]。因此扭转引起的光纤圆双折射对长周期光纤光栅扭转特性的影响与被扭转的光纤长度密切相关, 只有当被扭转光纤较长时, 扭转引起的光纤圆双折射对长周期光纤光栅扭转特性的影响才比较明显, 才能表现出来; 而当被扭转光纤长度较短时, 则因影响较小而被长周期光纤光栅自身的扭转特性所掩盖。所以只有“较长”的长周期光纤光栅被扭转时, 其扭转特性才能表现出周期性起伏。

Y. P. Wang 等人[40,63,84,85]研究了高频 CO_2 激光脉冲单侧写入的长周期光纤光栅的扭转特性, 结果表明: 对于“纯”长周期光纤光栅的扭转特性, 损耗深度随着扭转角度的增大均随之减小(无论顺转、逆转), 逆时针扭转损耗深度减小的幅度比顺时针的要大, 而且整体上近似成二次曲线; 谐振波长具有扭转方向相关性, 与扭转角度基本成线性响应; 对于“较长”长周期光纤光栅的扭转特性, 谐振波长总体变化趋势与其“纯”长周期光纤光栅相同, 呈现周期性起伏, 峰值损耗总体变化趋势与“纯”光纤光栅相对有所改变, 但也呈现周期性起伏。

将本文实验结果与 Y. P. Wang 等人实验结果相比较, 有两个区别, 其一, 三束对称写入长周期光纤光栅的峰值损耗具有扭转方向的相关性, 并且一定范围内近似成线性响应, 而单侧写入长周期光纤光栅峰值损耗不具有扭转方向相关性, 而且成非线性响应; 其二, 对于单侧写入“较长”长周期光纤光栅, 谐振波长和峰值损耗的周期性同扭转角度的周期性相同, 周期个数相同, 而对于三束对称写入“较长”长周期光纤光栅, 谐振

波长和峰值损耗的周期个数(10)大于扭转周期个数(6)。值得注意的是,根据光纤扭转所致圆双折射的计算公式有 $\alpha = g\tau$, $\tau = 2\pi N$, N 为每米长光纤的扭曲数,由于长周期光纤光栅长度为610mm,则每米长光纤的扭曲数与扭转特性周期数基本相等。

三束对称写入法与单侧写入法所制长周期光纤光栅扭转特性不同的原因,应该是由光栅横截面折射率的均匀度和分布不同所引起的。根据图3.2[5],单侧写入法时,光纤对CO₂能量吸收的横截面分布呈现由入射一侧向对侧递减的趋势,由于能量吸收大的部位折射率改变大,因此 Δn 的分布也是呈现由一侧向对侧递减。三束对称写入光栅则较为复杂,简单看作是每束激光按各自方向给予纤芯能量(分布同图3.2所示相同),然后在纤芯各点三束光各自的能量值相加,因此纤芯折射率分布与单侧写入光栅相比,均匀度不同,而且具有三相旋转对称性,所以两种写入法所引入的固有两重折射不同,而扭转所致圆双折射与不同的固有两重折射的叠加对纤芯基模和包层模的有效折射率产生的作用不同,则所导致的扭转特性也有所不同。

6.5 应变特性与扭转特性的应用性讨论

6.5.1 应变特性的应用性讨论

长周期光纤光栅谐振波长随轴向应变线性变化的特性,可以在光纤光栅传感和光纤通信等方面发挥重要的应用价值。

长周期光纤光栅谐振波长与应变成线性关系变化,因此可以用来作为传感机制来测量应变。由于长周期光纤光栅谐振波长具有温度灵敏度和应变灵敏度,因此可以用单个或多个长周期光纤光栅实现温度与应变同时测量。无论是一个或多个光栅的结合,均须用到两个以上损耗峰,由于不同损耗峰的应变灵敏度和温度灵敏度均不同,因此在已知这两个损耗峰各自的应变灵敏度和温度灵敏度的情况下,根据双参量矩阵法[89],通过测量各自谐振波长的变化值,就可计算出温度与应变的变化。由于Bragg光栅谐振波长也具有温度和应变特性,而且灵敏度一般与长周期光纤光栅不同,因此也可以用长周期光纤光栅和Bragg光栅来实现[90]。利用应变特性还可制成损耗深度可调谐的长周期光纤光栅,C.Y.Lin等人[88]对用化学腐蚀法制成的长周期光纤光栅施以轴向应变,导致光栅直径改变从而对损耗深度进行调谐,获得了1.2~29dB变化,而谐振波长漂移少于2.2nm。

无论是温度还是应变的改变都可以使谐振波长变化,因此可以通过对长周期光纤光栅进行封装来达到改变温度灵敏度的目的。根据所要封装长周期光纤光栅谐振波长的温度特性,选择具有合适的热膨胀系数 α_0 的材料进行封装,当温度发生变化时,封装

材料因热胀冷缩使光纤光栅同时产生一定应变，当谐振波长的温度特性和同时发生的应变特性相反时，就可以减小谐振波长的变化。根据(6.5)式可知应变与谐振波长变化间的关系为[63]：

$$\Delta\lambda_{res} = \lambda_{res}^m \gamma^m [1 + \Gamma_{strain}^m] \Delta\epsilon \quad (6.9)$$

根据(3.11)式可知温度变化与谐振波长变化间的关系为：

$$\Delta\lambda_{res} = \lambda_{res}^m \gamma^m [\alpha + \Gamma_{temp}^m] \Delta T \quad (6.10)$$

当温度变化时，同时又引长周期光纤光栅发生应变，因为有 $\Delta\epsilon = \alpha_0 \Delta T$ ，所以谐振波长变化可表示为(6.9)式与(6.10)式之和：

$$\Delta\lambda_{res} = \lambda_{res}^m \gamma^m \left\{ [1 + \Gamma_{strain}^m] \alpha_0 + [\alpha + \Gamma_{temp}^m] \right\} \Delta T \quad (6.11)$$

从上式可以看出，在一包层模谐振波长温度灵敏度已知情况下，可通过选择具有合适热膨胀系数 α_0 的材料进行封装，以补偿温度灵敏度。例如，光纤光栅谐振波长的温度灵敏度为正，应变灵敏度也为正，则可以用具有负热膨胀系数的材料进行封装，这样封装就可以起到补偿谐振波长温度特性的作用。制作对应变不敏感的长周期光纤光栅，除了可以采取封装等措施，也可以通过选用特殊光纤制作长周期光纤光栅，Shaohua Chen 等人[41]利用特种不敏感光纤制成对温度和应变均不敏感的弯曲传感器，其谐振波长的应变灵敏仅为 $15\text{nm}/\epsilon$ 。

6.5.2 扭转特性的应用性讨论

传统的扭转传感器一般是运用圆光栅或磁栅来制成，由于体积较大而不能埋入工程结构。光纤具有能埋入智能材料的优点，通过偏振态的变化可测得扭曲率，但只能对扭曲率的大小进行测量。文献[91]开发出基于多模光纤微弯特性的扭转角度传感机制，但线性响应不好，而且难以实现双向测量。文献[92]用单个 Bragg 光栅实现了扭转与温度的同时监控，但测试扭转角度不超过 80° ，而且不能判断扭转方向。L. A. Wang 等人[39]用化学腐蚀法制成长周期光纤光栅，谐振波长随着扭转角度的增大，向短波方向变化，而损耗深度增大，不具有扭转方向相关性，而且由于采取的是化学腐蚀法，其机械强度有所降低。

高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入的长周期光纤光栅，谐振波长和峰值损耗都具有扭转特性，顺时针旋转，则谐振波长向短波方向变化，损耗深度减小，而逆时针旋转，则谐振波长向长波方向变化，损耗深度增大，因此可以用谐振波长/峰值损耗的扭转特性来作为扭转传感机制。将长周期光纤光栅的一端固定于转轴中心，光栅体与转轴在同一轴线上，通过测量谐振波长/峰值损耗的变化方向来判断扭转方向，以变化的绝对值来

测量扭转角度的大小,从而实现双参量同时测量,互为修正,以提高测量的精度。由于此种方法所制长周期光纤光栅的谐振波长对温度也较为敏感,因此可用单个长周期光纤光栅基于双参量矩阵法实现温度/扭转同时测量。

6.6 本章小结

本章对高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入的长周期光纤光栅的应变特性和扭转特性进行了理论和实验研究,首次发现所制长周期光纤光栅峰值损耗具有扭转方向相关性,与扭转角度在一定范围内近似成线性关系变化。本章的主要工作内容和结论有:

1、对长周期光纤光栅谐振波长应变特性进行了理论分析,谐振波长的应变特性与光纤的类型和包层模模序等因素有关。用所制长周期光纤光栅进行了应变特性测试,发现谐振波长的变化与应变的变化近似成线性关系,谐振波长基本以 $-0.66\text{nm}/\text{m}\epsilon$ 的速率随着应变的增大向短波方向变化,而峰值损耗基本以 $0.69\text{dB}/\text{m}\epsilon$ 的速率随应变减小。

2、对高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入的长周期光纤光栅进行扭转特性测试。结果表明,“纯”长周期光纤光栅峰值损耗具有扭转方向相关性,与扭转角度在一定范围内近似成线性关系变化,顺时针扭转,则损耗深度减小,逆时针扭转,则损耗深度增大,顺时针扭转和逆时针扭转的数据基本对称,呈现比较好的扭转方向相关性。谐振波长也具有扭转方向相关性,顺时针扭转,则谐振波长向短波方向变化,逆时针方向扭转,则向短波方向变化,而且基本与扭转角度成线性关系。对“较长”长周期光纤光栅扭转特性的测试表明,谐振波长和峰值损耗的整体变化趋势同“纯”长周期光纤光栅基本相同,但叠加有小幅度的周期性变化。

3、对长周期光纤光栅的扭转特性提出初步的理论解释。在“纯”长周期光纤光栅被扭转时,光栅体自身因扭转产生圆双折射;扭转方向不同,则分别产生左旋、右旋圆双折射,从而使得谐振波长分别向长波方向或短波方向变化,圆双折射与扭曲率成比例,因此随着扭转角度的增大,谐振波长基本成线性变化。当扭转“较长”长周期光纤光栅时,整段长光纤因扭转产生圆双折射,叠加在光栅体自身扭转产生的圆双折射之上,共同作用影响谐振波长和峰值损耗,从而使得谐振波长和峰值损耗产生周期性的变化。

结 论

作者对高频 CO₂ 激光脉冲三束对称写入长周期光纤光栅的各种敏感特性进行了实验研究和相应理论分析, 对耦合模理论和光谱控制、调谐技术进行了研究, 并首次发现了此种光栅一些独有特性。全文中主要工作和成果包括以下内容。

1. 在研究文献和学术交流基础上, 从麦克斯韦方程组出发, 逐步推导出光波导耦合模方程组, 推导出长周期光纤光栅传输谱、交叉传输谱、谐振波长、带宽等诸多公式, 并更正了一些文献中的疏漏之处。基于 Matlab 平台, 比较全面地研究了纤芯基模和包层模之间的耦合, 对长周期光纤光栅传输谱进行了模拟研究, 从而能比较直观地理论研究长周期光纤光栅。

2. 根据长周期光纤光栅耦合模理论, 研究了各种写入条件与各种光栅光谱参数之间的相互关系, 对调节写入条件的光谱控制技术进行了比较系统的理论研究。从而为长周期光纤光栅制备提供指导作用。

3. 理论分析了长周期光纤光栅谐振波长及其环境折射率敏感特性同包层半径之间的关系, 研究表明, 在 20~62.5 μm 的包层半径范围, 模序越高, 谐振波长环境折射率敏感特性随包层半径减小而增强的速率越大, 而且每一模式均存在一特征值, 包层半径小于此值后, 包层模这一敏感特性的增强速率迅速增大。用 HF 酸作了腐蚀长周期光纤光栅的实验研究, 发现谐振波长随包层半径减小而向长波方向变化, 在长时间腐蚀过程中, 共陆续观察到四个损耗峰, 分析应是低次包层模损耗峰因包层半径减小而进入光源光谱范围内。

4. 设计了一种新型液体浓度传感器——单端长周期光纤光栅浓度传感器: 用单端长周期光纤光栅作为传感头, 缩小了传感头体积, 而且更便于测量; 对单端头进行镀银, 从而提高了光强。测量了长周期光纤光栅谐振波长的变化与 CaCl₂、NaCl 和 Sugar 溶液浓度变化的关系, 并用腐蚀包层法增强这一敏感特性, 实验表明谐振波长有着较好的液体浓度响应特性, 具有良好的制成光纤浓度传感器的前景。

5. 对长周期光纤光栅的温度特性进行了理论和实验研究。研究表明: 影响长周期光纤光栅温度灵敏度的主要因素有光纤类型、包层模模序等, 并可通过调节纤芯与包层的热光系数来调节温度灵敏度。实验观测了长周期光纤光栅的低温特性和高温特性。随着温度的升高, 谐振波长基本成二次曲线非线性地向长波方向变化, 但损耗深度的温度性很好。因此, 此种长周期光纤光栅在高温领域的光纤传感和光纤通信有很好的应用前景。

6. 对长周期光纤光栅谐振波长的应变特性进行了理论分析; 谐振波长应变灵敏度与光纤类型、包层模序等因素有关。对所制长周期光纤光栅进行了应变特性测试, 结果表明: 谐振波长和峰值损耗与应变基本成线性响应, 因此可以用来制作应变传感器, 或者实现温度/应变同时测量。

7. 首次发现高频 CO_2 激光脉冲三束对称写入法制成的长周期光纤光栅, 其峰值损耗与谐振波长一样具有扭转方向相关性——顺时针扭转, 则损耗深度减小, 逆时针扭转, 损耗深度增大, 而且顺时针扭转和逆时针扭转的数据基本重合, 谐振波长也具有扭转方向相关性, 顺时针扭转, 则谐振波长向短波方向变化, 逆时针方向扭转, 则向长波方向变化, 而且基本与扭转角度成线性关系。对“较长”长周期光纤光栅扭转特性的测试结果表明, 其谐振波长和峰值损耗的整体变化趋势同“纯”长周期光纤光栅基本相同, 但叠加有小幅度的周期性变化。这一扭转特性形成的可能原因是由扭转所引起的圆双折射所导致的。根据这一特性, 此种长周期光纤光栅可制成谐振波长/峰值损耗双参量同时测量、互为补充的可判断扭转方向的光纤光栅扭转角度传感器。

长周期光纤光栅是一种新型的光纤无源器件, 发展的历史并不长, 对其各方面的研究正在深入。光子晶体光纤长周期光栅、基于长周期光纤光栅多参数的同时测量技术已成为今后的研究热点, 更简单高效的成熟的制备技术和新型应用技术领域的探索也是进一步的研究方向, 此外, 各种敏感特性尤其是新型敏感特性的探索、研究以及更有效的增敏、去敏技术也有着重要的应用价值。总的来看, 随着研究的深入, 长周期光纤光栅的应用范围会越来越广, 基于长周期光纤光栅的元器件将会逐步走向实用化, 其前景非常广阔。

参考文献

- [1] Ashish M. Vengsarkar, Paul J. Lemaire, Justin B. Judkins et al. Long-period fiber gratings as band-rejection filters. *J. of Lightwave Technology*, 1996, 14(1): 58-65.
- [2] Ashish M. Vengsarkar, J. Renee Pedrazzani, Justin B. Judkins et al. Long-period fiber-grating-based gain equalizers. *Optics Letters*, 1996, 21(5): 336-338.
- [3] E.M. Dianov, V.I. Karpov, M.V. Grekov et al. Thermo-induced long-period fiber gratings. *ECOC*, 1997, 448: 53-56
- [4] G.K. Akarantzias, T.E. Dimmick, T.A. Birks et al. Miniature all-fiber devices based on CO₂ laser microstructuring of tapered fibers. *Optics Letter*, 2001, 26(15): 1137-1139.
- [5] G.D. Van Wiggeren, T.K. Gaylord, D.D. Davis et al. Axial rotation dependence of resonances in curved CO₂-laser-induced long-period fibre gratings. *Electronics Letters*, 2000, 36(16): 1354-1355.
- [6] Georges Humbert, Abdelrafik Malki. Characterizations at very high temperature of electric arc-induced long-period fiber gratings. *Optics Communications*, 2002, 208: 329-335.
- [7] Y.G. Han, H.S. Park, W.T. Han et al. Temperature stability and mechanical strength of long-period fiber gratings fabricated with CO₂ laser. *OFC*, 2000, TUB3: 26-28.
- [8] K.M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto et al. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. *Optics Letters*, 1996, 21: 1729-1731.
- [9] 艾江, 叶爱伦, 刘宇乔. 一种新的长周期光纤光栅制作方法. *光学学报*, 1999, 19 (5): 709-712.
- [10] 陈凯, 葛春风, 盛秋琴等. 机械可调的相移长周期光纤光栅. *光电子. 激光*, 2004, 15 (9): 1035-1037.
- [11] Oleg V. Ivanov. Wavelength shift and split of cladding mode resonances in microbend long-period fiber gratings under torsion. *Optics Communication*, 2004, 232: 159-166.
- [12] M.A. van Eijkelenborg, W. Padden, J. A. Besley. Mechanically induced long-period gratings in microstructured polymer fibre. *Optics communications*, 2004, 236: 75-78.
- [13] S.Y. Liu, H.Y. Tam, and M.S. Demokan. Low-cost microlens array for long-period grating fabrication. *Electronics Letters*, 1999, 35(1): 79-81.
- [14] Seungtae Oh, Kyung Rok Lee, Un-Chul Paek et al. Fabrication of helical long-period fiber gratings by use of a CO₂ laser. *Optics Letters*, 2004, 29(13): 1464-1466.
- [15] Turan Erdogan. Fiber grating spectra. *J. of Lightwave Technology*, 1997, 15(8): 1277-1294.

- [16] Turan Erdogan. Cladding-mode resonances in short-and-long-period fiber grating filters. *J. opt. Soc. Am. A*, 1997, 14(8): 1760-1773
- [17] Turan Erdogan. (ERRTA) Cladding-mode resonances in short-and-long-period fiber grating filters. *J. opt. Soc. Am. A*, 2000.
- [18] T. Erdogan, J. E. Sipe. Tilted fiber phase gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1996, 13(2): 296-313.
- [19] D. B. Stegall and T. Erdogan, Leaky cladding mode propagation in long-period fiber grating devices. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1999, 11(3): 343-345.
- [20] 何万迅, 施文康, 叶爱伦. 长周期光纤光栅模式与耦合的研究. *光学学报*, 2003, 23(3): 302-306.
- [21] 张自嘉, 施文康, 吉小军. 三层介质光纤包层模色散方程及包层 HE/EH 模. *光电子. 激光*, 2003, 14(5): 501-504.
- [22] Byeong Ha Lee, Yu Liu, Sang Bae Lee et al. Displacements of the resonant peaks of a long-period fiber grating induced by a change of ambient refractive index, *Optics Letters*. 1997, 22(23): 1769-1771.
- [23] Yahei Koyamada. Numerical analysis of core-mode to radiation-mode coupling in long-period fiber gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2001, 13(4): 308-310.
- [24] R Hou, Z Ghassemloooy, A Hasan et al. Modelling of long-period fibre grating response to refractive index higher than that of cladding. *Measurement Science and Technology*, 2001, 12: 1709-1713.
- [25] Heather J. Patrick, Alan D. Kersey, and Frank Bucholtz. Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction. *J. of Lightwave Technology*. 1998, 16(9): 1606-1612.
- [26] 舒学文. 光纤光栅及其在光电子信息技术中的应用: (博士学位论文). 武汉: 华中理工大学, 2000, chapter 6. pp. 88-96
- [27] Xuewen Shu, Xuemei Zhu, Qinglin Wang et al. Dual resonant peaks of LP₀₁₅ cladding mode in long-period gratings. *Electronics Letters*, 1999, 35(8): 649-651.
- [28] Xuewen Shu, Lin Zhang. Sensitivity characteristics of long-period fiber grating, *J. of Lightwave Technology*, 2002, 20(2): 255-266.
- [29] Kin Seng Chiang, Yunqi Liu, Mei Nar Ng et al. Analysis of etched long-period fibre grating and its response to external refractive index. *Electronics letters*, 2000, 36(11): 966-977.
- [30] Kin Seng Chiang, Florence Yuen Ming Chan, and Mei Nar Ng. Analysis of two parallel long-period fiber gratings. *Journal of Lightwave Technology*, 2004, 22(5): 1358-1366.
- [31] Byeong Ha Lee and Junji Nishii. Dependence of fringe spacing on the grating separation in a long-period fiber grating pair. *Applied Optics*, 1999, 38(16): 3450-3459.

- [32] Byeong Ha Lee and Junji Nishii. Notch filter based on cascaded multiple long-period fibre gratings. *Electronics Letters*, 1998, 34(19): 1872-1873.
- [33] Mei Nar Ng, Kin Seng Chiang. Thermal effects on the transmission spectra of long-period fiber gratings. *Optics Communications*, 2002, 208: 321-327.
- [35] A.A.Abramov, A.Hale, R.S.Windeler et al. Widely tunable long-period fibre gratings. *Electronics Letters*, 1999, 35(1):81-82.
- [36] Vikram Bhatia, Ashish M.Vengsarkar. Optical fiber long-period grating sensors. *Optics Letters*, 1996,21(9): 692-694.
- [37] 曹辉, 孙军强, 黄德修等. 光子晶体光纤及在光纤光栅中的应用. *光学与光电技术*, 2003, 1 (2) : 24-29.
- [38] 李志全, 王莉, 黄丽娟等. 基于长周期光纤光栅的折射率与浓度传感方案的研究. *应用光学*, 2004, 25(4) :48-50.
- [39] L. A .Wang, C .Y. Lin and G W Chern. A torsion sensor made of a corrugated long period fibre grating. *Measurement Science And Technology*.2001, 12:793-799.
- [40] Y.P.Wang and Y.J.Rao. Long period fibre grating torsion sensor measuring twist rate and determining twist direction simultaneously. *Electronics Letters*, 2004, 40(3).
- [41] Shaohua Chen, Zhengrong Tong, Qida Zhao et al. A smart bending sensor with a novel temperature-and strain-insensitive long-period grating. *Sensors and Actuators A*, 2004, 116:103-106.
- [42] Kai Chen,Qiuqin Sheng,and Xiaoyi Dong. Band-rejection and bandpass filters based on mechanically induced long-period fiber gratings. *Microwave and Optical Technology Letters*, 2004, 42(1): 15-17.
- [43] D.S.Starodubov, V.Grubsky and J.Feinberg. All-fiber bandpass filter using cladding-mode coupling. *LEOS98, WO4*: 261-262.
- [44] Young-Geun Han, Sun-Min Choi, Sang Hyuck Kim et al.Voltage-controllable Wavelength-selective optical switching based on multiply cascaded long-period fiber grating. *Optics Letters*, 2003, 28(21): 2034-2036.
- [45] Mini Das, K.Thyagarajan. Dispersion compensation in transmission using uniform long period fiber gratings. *Optics Communications*, 2001, 190:159-163.
- [46] A.S.Kurkov, M.Douay, O.Duhem et al. Long-period fibre grating as a wavelength selective polarization element. *Electronics Letters*, 1997, 33(7): 616-617.
- [47] Yinian Zhu, Chao Lu, B.M.Lacquet et al. Wavelength-tunable add/drop multiplexer for dense wavelength division multiplexing using long-period gratings and fiber stretchers. *Optics Communications*, 2002, 208:337-344.

- [48] 叶培大, 吴彝尊. 光波导技术基本理论. 北京: 人民邮电出版社, 1981, chapter 5, pp. 320-385
- [49] 廖延彪. 光纤光学. 北京: 清华大学出版社, 2004, chapter 1, pp. 67-91
- [50] Rashmi Singh, Harish Kumar, and Enakshi Khular Sharma. Design of long-period gratings: necessity of a three-layer fiber geometry for cladding mode characteristics. *Microwave and Optical Technology Letters*, 2003, 37(1): 45-49.
- [51] Charled Y.H.Tsao, David N.Payne, and W.Aioc Gambling. Modal characteristics of three-layered optical fiber waveguides:a modified approach. *J.Opt. Soc.Am.A*, 1989, 6(4): 555-563.
- [52] 李新碗, 杜鹏超, 叶爱伦. 长周期光纤光栅耦合特性及模拟分析. *电子学报*, 2000, 28 (11) : 68-71.
- [53] 柳青, 李新碗, 叶爱伦等. 长周期光纤光栅包层模场分布及其耦合系数. *上海交通大学学报*, 2000, 34 (2) : 201-208.
- [54] 童治, 陶锋, 魏淮, 王目光, 王智, 简永生. 环境折射率变化对长周期光栅特性影响的研究, *光学学报*. 2002, 22 (9) : 1087-1091.
- [55] 陈登鹏. 长周期光纤光栅和掺铒光纤荧光光源: (博士学位论文). 合肥: 中国科学技术大学, 2000, Chapter 3, pp. 37-42
- [56] 张自嘉, 施文康, 高侃, 方祖捷. 长周期光纤光栅 (LPFGs) 的谱结构研究. *光子学报*, 2004, 33 (11) : 1308-1312.
- [57] Zijia Zhang, and Wenkang Shi. Characteristics of the transmission spectrum of the long period fiber gratings based on the coupling of core mode to the higher order cladding modes. *Chinese Optics Letters*, 2003, 1(10): 573-575.
- [58] 张自嘉. EH 包层模及互耦合对长周期光纤光栅谱特性的影响. *上海交通大学学报*, 2004, 38 (2) : 220-223.
- [59] 何万迅, 施文康, 何朔等. 模式耦合理论在圆周对称长周期光纤光栅建模中的应用. *光学技术*, 2002, 28 (2) : 155-157.
- [60] 徐新华, 崔一平. 矩形折射率调制型长周期光纤光栅传输谱的理论分析及数值计算. *物理学报*, 2003, 52 (1) : 96-101.
- [61] D.D.Davis, T.K.Gaylord, E.N.Glytsis et al. Long-period fibre grating fabrication with focused CO₂ laser pules. *Electronics Letters*, 1998, 34(3): 302-303.
- [62] D.D.Davis, T.K.Gaylord, E.N.Glytsis et al. CO₂ laser-induced long-period fibre grating s: spectral characteristics,cladding modes and polarization independence. *Electronics Letters*, 1998,34(14): 1416-1417.

- [63]王义平, 新型长周期光纤光栅特性研究:(博士学位论文). 重庆:重庆大学, 2003, Chapter 5, pp. 87-88
- [64]朱涛. 新型长周期光纤光栅静/动态增益均衡器实验研究:(硕士学位论文). 重庆:重庆大学, . 2003, Chapter2, pp. 20-35
- [65]冉曾令. 新型长周期光纤光栅研究及其在掺铒光纤放大器中的应用:(硕士学位论文). 重庆:重庆大学, 2003, chapter 2, pp. 27-32
- [66] Chang-Seok Kin, Younggeun Han, Byeong Ha Lee et al. Induction of the refractive index change in B-doped optical fibers through relaxation of the mechanical stress. *Optics Communications*, 2000, 186:337-342.
- [67]于清旭, 宋世德, 张桂菊等. CO₂ 激光对称烧写长周期光纤光栅的方法研究. *光子·激光*, 15(11):1372-1375.
- [68] G.D.VanWiggeren, T.K.Gaylord, D.D.Davis et al. Axial rotation dependence of resonances in curved CO₂-laser-induced long-period fibre gratings. *Electronics Letters*.2000, 36(16): 1354-1355.
- [69]张自嘉, 施文康, 高侃等. 热光系数与长周期光纤光栅的温度灵敏度. *光学技术*, 2004, 30(5):525-528.
- [70] Y.J.Rao, T.Zhu, Z.L.Ran, et al. Novel long-period fiber gratings written by high-frequency CO₂ laser pulses and applications in optical fiber communication. *Optics Communications*, 2004,229:209-221.
- [71] C.S.Kinm, Y.G.Han, J.N.Kim et al.Enhancement and suppression of the thermal sensitivity of long period fiber gratings fabricated with a CO₂ laser.CLEO,1999,131-132.
- [72] L.Dong, L.Reekie and J.L.Cruz. Long period gratings formed in depressed cladding fibres. *Electronics Letters*, 1997,33(22): 1897-1898.
- [73] Vikram Bhatia, Ashish M.Vengsarkar. Optical fiber long-period grating sensors. *Optics Letters*, 1996,21(9): 692-694.
- [74] A.A.Abramov, A.Hale, R.S.Windeler et al. Widely tunable long-period fibre gratings. *Electronics Letters*, 1999, 35(1): 81-82.
- [75] O.Duhem, A.Dacosta, J.F.Henninot et al. Long-period copper-coated grating as an electrically tunable wavelength-selective filter. *Electronics Letters*.1999, 35(12): 1014-1016.
- [76] D.M.Costantini, H.G.Limberger, R.P.Salathe et al. Tunable loss filter based on metal coated long period grating.ECOC.1998, 20-24
- [77] D.M.Costantini, C.A.P.Muller, S.A.Vasiliev et al. Tunable loss filter based on metal-coated long-period grating. *IEEE Photonics Technology Letters*.1999, 11(11): 1458-1460.

- [78] T. Allsop, D.J. Webb, and I. Bennion. A comparison of the sensing characteristics of long period gratings written in three different types of fiber. *Optical Fiber Technology*, 2003, 9:210-223.
- [79] Heather J. Patrick, Alan D. Kersey, and Frank Bucholtz. Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction, *J. of Lightwave Technology*, 1998, 16(9): 1606-1612.
- [80] 胡爱姿, 饶云江, 聂知理等. 腐蚀后的新型长周期光纤光栅特性研究, *光子学报*, 2004, 33(8): 916-919.
- [81] Joo Hin Chong, Ping Shum, H. Haryono et al. Measurements of refractive index sensitivity using long-period grating refractometer, *Optics Communications*, 2004, 229: 65-69.
- [82] Kun-Wook Chung, Shizhuo Yin. Analysis of a widely tunable long-period grating by use of an ultrathin cladding layer and higher-order cladding mode coupling, *Optics Letters*, 2004, 29(8): 812-814.
- [83] Zhiyong Wang, Siddharth Ramachandran. Ultrasensitive long-period fiber gratings for broadband modulators and sensors, *Optics Letters*, 2003, 28(24): 2457-2460.
- [84] 王义平, 饶云江, 胡爱姿等. 长周期光纤光栅扭曲传感器. *光学学报*, 2002, 22(9): 1096-1098.
- [85] Y.P. Wang and Y.J. Rao. CO₂-laser induced LPFG torsion characteristics depending on length of twisted fibre. *Electronics Letters*, 2004, 40(18).
- [86] 李玲, 黄永清. 光纤通信基础. 北京: 国防工业出版社, 1999, chapter 3, pp. 115-139.
- [87] 大越孝敬, 岡本胜就, 保立和夫 (著). 刘时衡, 梁民基 (译). 通信光纤. 北京: 人民邮电出版社, 1989, chapter 6, pp. 190-199.
- [88] C.Y. Lin and L.A. Wang. Loss-tunable long period fibre grating made from etched corrugation structure. *Electronics Letters*, 1999, 36(21): 1872-1873.
- [89] 焦明星, 赵恩国. 光纤 Bragg 光栅应变、温度交叉敏感问题解决方案. *应用光学*, 2003, 24(2): 20-23.
- [90] 王目光, 魏淮, 童治等. 利用双周期光纤光栅实现应变和温度同时测量. *光学学报*, 2002, 22(7): 867-869.
- [91] 许兆文, 张伟刚, 黄勇林等. 缠绕式光纤扭角传感的实验研究. *光子学报*, 2002, 31(2): 227-230.
- [92] 张伟刚, 许兆文, 杨翔鹏等. 用单光纤光栅实现扭转与温度的双参量传感测量. *光学学报*, 2002, 22(9): 1070-1075.

攻读硕士学位期间发表学术论文情况

[1]关寿华, 于清旭, 宋世德.基于单端长周期光纤光栅的浓度传感器.传感技术学报, 2005,已录用

所写内容属于学位论文中第4章的部分研究成果。

[2]关寿华, 于清旭, 宋世德.有限包层半径长周期光纤光栅的理论研究, 大连理工大学学报, 审稿中, 属于第3章和第4章中的部分研究成果。

致 谢

作者的学位论文是在导师于清旭教授的悉心指导下完成的。在攻读硕士学位期间内,在学习和科研等各个方面,始终受到于老师的指导、关心和帮助。于老师渊博的学识、一丝不苟的治学精神和严谨的工作态度使我受益匪浅。于老师强烈的创新意识,对科学始终如一的热情追求,是作者毕生的楷模。在此,谨向我尊敬的导师致以最衷心的感谢和崇高的敬意。

在研究过程中,得到了大连理工大学物理系林钧岫教授、宋昌烈教授和吴世法教授的大力支持,感谢林钧岫老师在作者实验过程中给予的指导与帮助,感谢宋昌烈老师在作者光纤光栅理论研究中给予的帮助,感谢吴世法老师对于实验设备的支持。在实验过程中还得到了王晓旭老师的指导。在此向他们表示作者深深的感谢。

实验过程中需要用到许多机械器件,都是由林洪泰师傅精心制作而成,在这里作者向他表示深切的感谢。

在实验研究和学位论文撰写过程中,得到了博士生宋世德同学的无私帮助,在这里向他致以作者最诚挚的感谢。对博士生张桂菊、荆振国、张晓娜等同学给予作者的帮助表示感谢。

作者在研究期间有幸与上海交通大学博士张自嘉老师取得联系,多次通过电话和电子邮件探讨长周期光纤光栅理论的诸多问题,作者深感受益良多,在此向张自嘉博士致以最真诚的感谢。

最后,感谢我的亲人多年来的理解和支持,感谢所有帮助过我的老师、亲人和朋友。

作者: 吴寿华

2005年2月

大连理工大学学位论文版权使用授权书

本学位论文作者及指导教师完全了解“大连理工大学硕士、博士学位论文版权使用规定”，同意大连理工大学保留并向国家有关部门或机构送交学位论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权大连理工大学可以将本学位论文的全部内容编入有关数据库进行检索，也可采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编学位论文。

作者签名: 关永华

导师签名: 于清旭

05 年 3 月 31 日