

中文摘要

摘要: 自从1996年第一根微结构光纤问世以来,微结构光纤以其独特的特性,如无尽单模、灵活的色散控制、大有效面积等,成为光纤研究领域的研究热点。通过合理选择包层空气孔的大小、形状、空气孔的间距等结构参数,可以设计出具有不同色散特性的微结构光纤。

本文建立了全矢量等效折射率模型,研究了微结构光纤的结构参数对光纤色散特性的影响,得到了光纤色散和结构参数的关系,设计出满足不同色散需求的微结构光纤。在此基础上,将其推演到太赫兹波段,提出了三角格子和四方格子微结构太赫兹波导,并深入研究了微结构太赫兹波导的色散特性与结构参数的关系。为设计低色散的太赫兹波导提供理论依据。

主要完成以下工作:

- (1) 根据微结构光纤的特点,建立了全矢量等效折射率模型;
- (2) 应用全矢量等效折射率法分析光子晶体光纤的色散特性,总结出微结构光纤色散随结构参数的变化规律;
- (3) 在微结构光纤色散随结构参数变化规律的基础上,设计出双零色散、色散位移、色散平坦和色散补偿等四种具有优异色散特性的微结构光纤;
- (4) 吸取微结构光纤色散特性灵活可控的优势,提出三角格子和四方格子微结构 THz 波导。通过研究结构参数对微结构 THz 波导色散特性的影响,选取适当的结构参数,构建低色散的 THz 波导,为研制出低色散 THz 波导提供了一条有效的途径。

关键词: 微结构光纤, THz 波导, 色散, 全矢量等效折射率法

ABSTRACT

ABSTRACT: Since the first working sample of micro-structure fibers was reported in 1996, micro-structure fibers have been widely studied by the scientists in the field of special fiber due to its unusual properties, such as endlessly single mode, large mode area, large negative dispersion, flatten dispersion, and so on. Through adjusting the size, shape, and pitch of air holes, the micro-structure fibers can exhibit different dispersion properties. It can be used to designed different fibers for dispersion control and management.

A full-vector effective index method is developed to model the properties of micro-structure fibers. Based on the numerical results of the effect of structure parameters on dispersion properties, micro-structure fibers with different dispersion properties are designed. Further, the method above is applied on designing THz waveguide, THz waveguides with triangle and square lattice are proposed. The relationship between dispersion properties and structure parameters is discussed in order to design low-dispersion THz waveguide.

The main works in this paper are listed below:

(1) Building the full-vector effective index model according to the characteristics of micro-structure fiber.

(2) Analyzing the dispersion propertied of micro-structure fiber with full-vector effective index method, and getting the relation of structure parameters and dispersion properties;

(3) Designing four micro-structure fibers with flatten dispersion , double-zero dispersion , large negative dispersion and DSF according to the relationships between structure parameters and dispersion;

(4) Proposing THz waveguides with triangle and square lattice. By analyzing the effect of structure parameters on the dispersion properties, proper structure parameters THz waveguide with low dispersion can be constructed.

KEYWORDS: Micro-structure fiber; THz waveguide; dispersion; full-vector effective index method

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解北京交通大学有关保留、使用学位论文的规定。特授权北京交通大学可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，并采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编以供查阅和借阅。同意学校向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘。

(保密的学位论文在解密后适用本授权说明)

学位论文作者签名：孙悦

导师签名：李永春

签字日期：2007年12月20日

签字日期：2007年12月22日

独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作和取得的研究成果，除了文中特别加以标注和致谢之处外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得北京交通大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

学位论文作者签名：孙悦 签字日期：2007 年 12 月 20 日

致谢

本论文的工作是在我的导师姜淑琴教授的悉心指导下完成的，姜淑琴教授严谨的治学态度和科学的工作方法给了我极大的帮助和影响。在此衷心感谢三年来姜淑琴老师对我的关心和指导。

姜淑琴教授悉心指导我们完成了实验室的科研工作，在学习上和生活上都给予了我很大的关心和帮助，在此向姜淑琴老师表示衷心的感谢。

在实验室工作及撰写论文期间，姚磊、王立文等同学对我论文中的矢量法研究工作给予了热情帮助，在此向他们表达我的感激之情。

另外也感谢家人，他们的理解和支持使我能够在学校专心完成我的学业。

1 绪论

安全的、高效的、无阻塞的大容量全光网络将是未来互联网的发展趋势，其实现无疑将深刻影响人们的生活乃至国家的发展。新型特种光纤是研制高性能光器件的基础，是推动全光网建设的重要一环。特种光纤目前的价格从一米上百美元到上千美元，高昂的价格从某种程度上限制了高性能光器件的研制和应用。当前，特种光纤研究领域研究的热点主要是用于光通信和光传感的各种新型机制的新型特种光纤。对各种与密集波分复用、光纤到户、光交换技术与全光通信网相关的先进光纤器件和光电子器件与光子集成技术的研究与开发，已经成为当前和未来相当一段时期国际光纤通信技术领域的发展主流与研究热点。

微结构光纤由于其独特的结构特点，具有诸如无尽单模特性、灵活的色散控制特性、大有效面积等诸多独特的特性，而且其结构设计具有很大的灵活性，可以通过控制其空气孔形状、排布方式、位置等参数，灵活设计出需要的光纤特性，这些优异的性能使其成为特种光纤领域的研究热点，也为研制新型的高性能的光器件奠定了基础。

目前对微结构光纤的研究主要集中在两个方面：一是理论分析微结构光纤的特性，并对其结构参数进行优化设计；二是微结构光纤的制备及应用。本论文的主要工作之一就是在理论上开发高效计算方法，以此开展微结构光纤色散特性的研究，为优化设计出性能优异的新型光纤奠定基础。

1.1 微结构光纤概述

微结构光纤又叫做光子晶体光纤(Photonic Crystal Fiber简称PCF)或多孔光纤(Holey Fiber)。光子晶体光纤的概念最早是在1992年由ST.J.Russell等人提出的，它是在石英光纤上规则地排列空气孔，并在光纤的纤芯引入破坏包层结构的周期性缺陷结构。这个缺陷可以是大的空气孔或者实心的石英。1996年J.C.Knight等人研制出世界上第一根微结构光纤。此后，研究发现，它与传统光纤相比，具有很多显著的优点，近几年已经成为光通信的一个研究热点。

根据导光机制的不同，光子晶体光纤主要分两大类^[1]：全反射导光型(Total Internal Reflection, TIR)和光子带隙导光型(Photonic Band Gap, PBG)。如图1.1(a)所示，周期结构为蜂窝结构的PBG-PCF的芯区增加一个空气孔，因而芯区折射率就低于光子晶体包层的等效折射率，必须根据光子晶体能带理论研究其能带结构和光学传输特性。图1.1(b)中，周期结构为三角格子的TIR-PCF的芯区周

期性位置上缺少一个空气孔，因而其芯区折射率比光子晶体包层区的等效折射率高，可以用全反射来解释其导光机制。

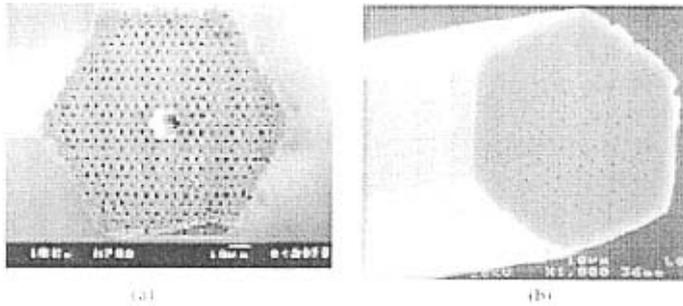


图 1.1 (a)光子带隙 PCF (b)全反射型 PCF
Fig 1.1(a) PBG-PCF (b)TIR-PCF

利用光子禁带导光的PCF已经在实验室中实现^[2]。如果空气孔采用蜂窝状的分布结构，会导致更宽的光子带隙PBG^[3]。利用这一效应制作空芯光纤，期望能实现低损耗、低非线性及无色散等空芯传输。但是，基于光子带隙PBG导光要求精确、完善的微结构，实践证明工艺难度非常大。所以，目前只在一些特殊系统中得到应用^[5]。

折射率导模型光子晶体光纤对空气孔周期性排列的结构精确程度要求较低，对孔的直径精度也无苛求，除了三角格子周期性结构外，其它类型的空气孔排布也可以达到导波目的，实现工艺相对简单。虽然折射率导模型光子晶体光纤与传统光纤导波机制类似，但是其包层周期性排列着空气孔，空气孔的存在大大扩展了芯区和包层间的有效折射率之差，为光纤结构和性能设计提供了更大的自由空间，为导光机制和偏振控制开辟了新的途径。由于折射率导模型光子晶体光纤具有许多传统光纤所不具备的独特性质，如无尽单模特性、大有效模场面积、高非线性、高双折射及灵活的色散特性等优点，目前大多数光子晶体光纤研究和应用都针对这种类型。

值得注意的是，如果空气孔较大，并且选择合适的结构，光子带隙导光型和折射率导模型两种导光机制可以共存于同一个光子晶体光纤中。

光子晶体光纤具有许多普通光纤无法达到的新的性质，能在广阔的科技领域得到大量应用。如今一些基于光子晶体光纤的无源、有源器件业已出现并得到迅速发展，如：利用光子晶体光纤特殊而又设计灵活的色散特性制作各种色散补偿、色散管理器件、短脉冲光纤激光器；利用光子晶体光纤对光的强限制作用，在芯层掺铒的光敏光子晶体光纤上制作涂覆不敏感的长周期光纤光栅；利用特殊设计的光子晶体光纤的模式截止特性制作光纤滤波器；将光子晶体光纤拉锥、填充制

作模式匹配耦合器；利用填充介质对环境的敏感响应制作光子晶体光纤传感器；利用高效的非线性过程，实现低阈值受激拉曼散射、产生高次谐波、制作超连续光源；稀土掺杂光子晶体光纤激光器、放大器；包层泵浦光子晶体光纤激光器等。

1.2 微结构光纤研究进展

1996年第一根光子晶体光纤诞生以来，光子晶体光纤以其独特的性质和设计自由度，成为光纤研究领域中一个新的亮点。国际上，形成了以英国的Bath大学(光子晶体光纤发明地)、南安普顿大学，以及美国的MIT等著名研究中心。随着制造工艺的逐步完善，出现了主营光子晶体光纤研发的公司——丹麦Crystal fiber公司。

国内在光子晶体光纤研究方面起步稍晚一些。2000年前后，清华大学和北京玻璃研究院、北京交通大学、燕山大学等几个单位依据自身力量率先在国内开展光子晶体光纤方面的研究，取得了一定的成果。近些年，国家开始重视推动这个方面的工作，国家科技部2001年9月公布的863新材料技术领域光电子材料及器件主题课题申请指南中列入“光子晶体光纤”项目。另外，连续设立的973、863重大相关项目。国家的重视，调动了研究人员的积极性，越来越多的研究单位因光子晶体光纤的光明前景，加入了这一研究行列，光子晶体光纤技术进入高速发展时期。

光子晶体光纤问世后，人们首先认识到的奇异性质是无尽单模特性(Endlessly single-mode)。1996年到1997年间，英国Bath大学首先研制出具有无尽单模特性的光子晶体光纤^{[5][6]}，对应的光子晶体光纤结构如图1.1(b)所示，测量表明其在337-1550nm波段内可实现单模传输。在PCF中，传输模的数量主要由空气孔直径 d 与空气孔间距 Λ 之比决定。当孔径与孔距比 d/Λ 小于某一数值时，例如三角格子排列空气孔的石英光子晶体光纤中，在孔径与孔距比 $d/\Lambda < 0.42$ 时，PCF能够在很宽的、近乎无尽的波长范围内单模运行^{[7][5]}。PCF的无尽单模特性与光纤的绝对尺寸无关。美国贝尔实验室2000年报道^[8]，他们研制的光子晶体光纤可在500~1600nm范围保持单模运转，光纤弯曲和扭转都没有激发高阶模，对直径小到0.5cm的弯曲都不会显著地增加损耗。单模工作波段的扩展为波分复用提供了较多的信道资源。对标准单模光纤而言，目前正在使用和开发的C波段(1530~1565nm)、L波段(1570~1620nm)和S波段(1450~1520nm)总带宽只有约150nm，而光子晶体光纤可使单模工作波段向短波方向扩展600~700nm。

随着光子晶体光纤的制作技术不断完善，目前已研制出了多种新结构新特性

的光子晶体光纤，如图1.2所示。

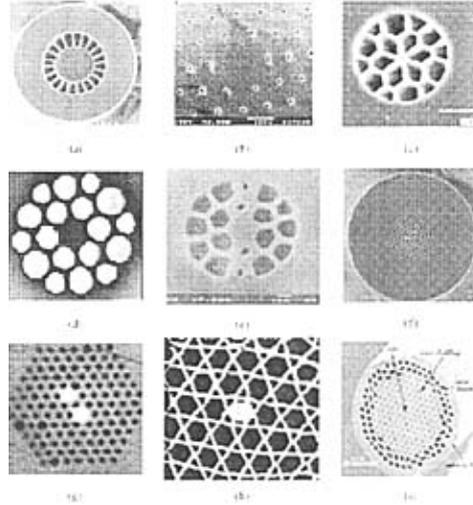


图1.2 几种常见光子晶体光纤的结构

(a)高数值孔径PCF (b)大模场面积PCF (c)高非线性PCF (d)反常波导色散PCF
(e)高双折射PCF (f)单偏振PCF (g)双芯PCF (h)掺铒保偏PCF (i)双包层PCF

Fig1.2 Common Structures of PCF

(a)Large NA PCF (b)Large mode area PCF (c) Highly nonlinear PCF(d)Abnormal dispersion PCF (e)Highly Birefringent PCF (f) Single-Polarization PCF (g) Two-core PCF
(h) Er-doped polarization-maintaining PCF (i) Double clad PCF

采用大的孔间距 Λ ，保持空气孔的孔径与孔距比，1998年Bath大学首先研制出大模面积单模光子晶体光纤^[9]，结构如图1.2(b)所示。光纤包层直径 $180\mu\text{m}$ ，芯径可达传输波长的50倍，在大于 458nm 波长范围内保持单模低损耗运转，单模模面积是标准单模光纤的10倍。2003年，又有单模模场面积超过 $600\mu\text{m}^2$ ^{[10][11]}的报道。

最近丹麦Crystal fiber公司推出大模场面积光纤商品，基模模面积可达 $1000\mu\text{m}^2$ ^[11]。PCF的这种特性，如结合掺杂技术，有利于新型光纤器件的研制，在光纤放大器和光纤激光器领域有着广泛的应用前景。

光纤接收光的能力与其输入端数值孔径密切相关，数值孔径大有利于大功率光传输、包层泵浦、光传感和激光器尾纤的制作。光子晶体光纤芯区与包层间折射率之差由空气孔径和孔间距决定。加大空气孔径、减小孔间距，可有效增大芯区与包层间折射率之差，有助于提高光纤的数值孔径(Numerical Aperture, NA)，有利于制作极小有效面积(直径小于 $1\mu\text{m}$)和极高非线性的光纤。如图1.2(a)所示，为一种数值孔径NA高达0.7的PCF^{[12][13]}，最大数值孔径已可达 0.8 ^[14]。

光子晶体光纤具有灵活的色散特性。理论研究表明,改变微结构参数,可使光纤在可见光区域具有大的反常波导色散,零色散点向短波方向位移,直至500~700nm^{[15][16]}。如图1.2(d)所示,为一种具有灵活可控色散特性的光纤,零色散点可移到670nm。2001年, Ferrando 等人详细讨论了设计色散平坦化PCF的理论,并且重点研究了在1550nm光通信窗口附近的色散平坦化设计方案,其色散平坦宽度可达300nm,色散变化量为2ps/nm·km,显示了PCF在光通信系统色散管理中的潜力。PCF灵活可控的色散特性,对于短波长光孤子的传输与产生、可见光波段光孤子激光器的制作、超宽带波分复用(Wavelength Division Multiplexier, WDM)系统的色散补偿以及超宽带近零色散光纤的设计制作等方面具有重要的意义。

2000年, Ranka等人首次报道了零色散波长在800nm的高非线性光纤^[17],如图1.2(c)所示。在这种光纤中,中等强度的光强即可产生非常强的非线性效应^{[18][19][20]}。2002年, Hansen等人研制出一种零色散波长在1.55 μm附近的高非线性光子晶体光纤^[21],非线性系数为18W⁻¹km⁻¹。零色散波长范围宽,有利于产生超连续光谱,这种光纤用于非线性环境,实现了从160Gb/s信号流到10Gb/s的解复用^[22]。2001年,英国南安普敦大学报道了基于模场面积只有2.8 μm²、非线性系数为 $\gamma = 31\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ 的非线性光子晶体光纤,应用于波长1.55 μm的2R数据再生器^{[18][23]}。T. M. Monro等人采用非线性系数更高的硫属化物玻璃材料^[7],光纤的非线性效应大幅度增强,2002年,他们采用SF57铅玻璃获得非线性系数 $\gamma = 550\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$,这是传统光纤SMF28的500倍^[24]。高非线性系数光子晶体光纤的不断涌现,对自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)、四波混频(FWM)、受激Raman散射(SRS)和Brillouin散射(SBS)等光纤非线性效应的研究和开发具有重要意义^{[17][18]}。

直到1998年,第一根光子带隙光纤才由J. C. Knight等人^[4]研制出来,包层具有蜂窝型空气孔排列结构。实验发现,基模能量主要分布在空气芯周围的石英中,光场呈环形分布。这一特点使之不易与其它器件耦合,应用受到了限制。1999年, Cregan 等人^[6]研制出首例光在空气介质中传导的光子带隙光纤,光纤的包层具有三角格子结构,纤芯是从中心移去7个毛细管而形成。N. Venkataraman 报道的空芯带隙导光型光子晶体光纤,其最低衰减为13dB/km^[25],在高功率传输下不会引起非线性效应和材料损伤。2002年, F. Benabid 等人,利用PBG型空芯光子晶体光纤可增强激光和低密度媒质非线性作用的优势,应用于气体传感及气体非线性研究领域。大部分光场(大于95%)被约束在空芯中,实现了氢气的超低阈值受激Raman散射^[26],阈值降低到以前的1%以下。在空芯中填充氩气,使用掺Ti蓝宝石激光器飞秒脉冲激发获得了紫外光或x射线输出^[27]。2004年,英国Blaze photonics公司和Bath大学的研究人员在空芯导光PCF的研究上获得了突破性的进展^{[28][29][30]},最小的传输损耗已降到1.72dB/km,大大缩小了光子带隙导光PCF与普通光纤的差

距。

光子晶体光纤的诸多特性和管束堆积制作工艺相结合,为制造有源和双包层光纤提供了便利条件。1999年,R. F. Cregan成功研制出掺 Er^{3+} 光子晶体光纤^[32],随后又出现了掺 Yb^{3+} ^[33](如图1.2(h)所示)及掺 Nd^{3+} ^[34]的报道。基于小芯的掺 Yb^{3+} 光子晶体光纤,低阈值可调谐锁模孤子激光器已经研制成功^[35]。2000年,W. J. Wadsworth,用自行研制的双包层掺 Yb^{3+} 光子晶体光纤,研制成第一台双包层光子晶体光纤激光器^[15]。仅过一年,英国南安普敦大学研制的掺镱(Yb^{3+})双包层PCF激光器也随之问世^[36]。PCF激光器得到了迅速发展。

1.3 理论分析方法概述

数值计算方法是设计、分析光子晶体光纤的重要理论工具,目前研究光子晶体光纤的数值方法主要有两大类:第一类是已有的用于分析光波导的通用的数值方法,如时域有限差分法^[37]、光束传播法^[37]、有限元法^[38]、有限差分法^[39]等,这类方法由于具有通用性强、结果可靠等特点,很快被应用于研究光子晶体光纤,其主要缺点是由于未考虑光子晶体光纤的特点,因而计算量较大,精度方面一般也稍差一些,但在不少场合也已经够用。第二类是专门针对光子晶体光纤或光子晶体提出来的新方法,如有效折射率法^[40]、平面波展开法^[40]、多极法^[40]等。这类方法针对性强,在计算方面有其优势,如平面波展开法在计算光子带隙,周期孔包层模的有效折射率效果好、计算量小;多极法可以获得很高精度的模式有效折射率和损耗值等。这类方法主要是针对光子晶体光纤的频域特性的。在需要对光子晶体光纤进行时域分析(如研究光子晶体光纤中的非线性现象、耦合问题)时,一般仍需要采用时域有限差分法或光束传播法来进行计算。

有效折射率模型(Effective Index Model,缩写EIM)是由T.A.Birks等提出,将PCF粗略等效为阶跃折射率光纤,而忽视了PCF截面的复杂折射率分布,此方法被用于解释折射率引导型光子晶体光纤的无休止单模特性。其后,Peyrilloux^[40]通过将光子晶体光纤结构首先近似为圆对称结构折射率分布的方法,以获得更好的效果。

平面波展开法(Plane Wave Expansion Method,缩写PWEM)是将Maxwell方程组中的介电常数和H用平面波展开,然后代入波动方程求解,得到光纤的模场分布、带隙等传输特性。通过采用超晶格结构还可计算光子晶体光纤的模场分布和模式有效折射率等,其缺点是当模场向包层区扩展较多时,可能会导致需要采用的超晶格很大而无法计算,且引入超晶格以后计算量增加很快。

多极法(Multipole Method)是将电场和磁场分量在各个圆柱坐标系内表示为

Bessel 函数的形式, 利用边界条件, 求解 Helmholtz 方程。它适合于分析具有圆形孔的光子晶体光纤(理论上经一定处理后, 也可用于分析具有椭圆孔的光子晶体光纤)。空气孔数目较少时, 其计算速度很快, 且精度很高(模式的有效折射率可有十几位有效数字)。但随着空气孔数量的增大, 计算量和计算时间急剧增加, 所以不适合孔数量很多的情况。多极法已被广泛应用于分析折射率引导型光子晶体光纤、空芯光子带隙型光子晶体光纤的模式、色散和损耗等特性。

因此, 高效精确的计算方法仍然是光子晶体光纤的理论研究重点。

1.4 微结构 THz 波导简介

太赫兹(Terahertz, THz)在电磁波频谱内处于射频波段与光波波段之间, 其频率范围100GHz—10THz。这是一个很重要的频域, 因为很多材料的典型特性都在这一频域内得以体现, 例如声子、激子和库珀对均出现在这一频域内。

近年来太赫兹(Terahertz, THz)波源和探测技术迅速发展, 推动了THz技术在空间通信、军事和生物医学等广泛领域的应用研究。目前太赫兹技术中主要使用远红外电磁波在自由空间内的传输, 对太赫兹波的控制、传导还存在困难, 在某种程度上, 能有效传输THz波波导的缺乏已成为阻碍THz技术发展和应用领域扩展的主要障碍。尽管出现了半导体基底上制作共面波导, 金属管、宝石纤维等构建THz波导的报道^[44-46], 但低损耗、低色散的THz波导仍是一项具有挑战性的研制工作。

对于THz波导的研制, 目前主要集中在两个方面: 一是对制作材料的选取和改进; 二是对THz波导结构的设计和优化。下面对THz波导的研究进展和已报道的几种THz波导做一简要介绍。

1. 金属平行板 THz 波导

金属平行板波导已被实验证明可以进行单横电磁(TEM)模传输, 其损耗大小主要由金属材料的传导率决定。最近有研究表明^[44], 这种波导内存在准光成分, 将有望成为可以用于长距离传输THz波的低损耗、低色散的可行办法。

2. 电介质光子带隙型 THz 波导

光子带隙(PBG)晶体具有周期性变化的折射率, 并具有某些线性的光学特性, 通过改变其结构参数, 可以影响所传输电磁波的相位和群速度。电介质光子带隙晶体材料用于制作THz波导的研究已展开。M. Weinacht和C. Weiss等人^[45]用双边平行凹槽结构的硅晶片构造二维木料堆结构的PBG-THz波导, 具有 16×16 的周期微结构, 其结构如下图1.3所示。

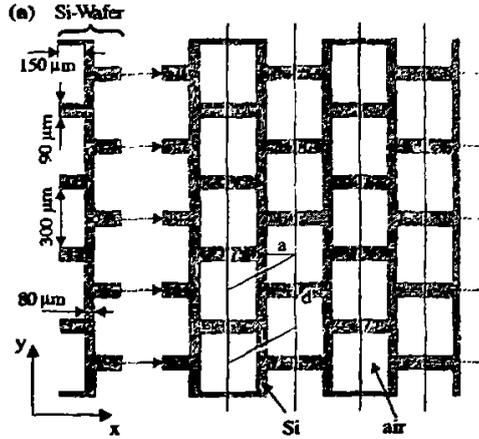


图1.3 光子带隙THz波导

Fig1.3 PBG THz waveguide

3. 金属光子晶体 THz 波导

近几年，二维金属光子晶体（MPC）的研究已经取得了很大进展。MPC具有很多引人注意的特性。单层金属光子晶体被称为“频率选择面”，已经有对其详细深入的研究，并被应用于微波设备。然而由于金属材料的反射损耗，MPC的实验还主要针对层数较少的结构，所以截止频率以外的频率光子带隙还没有很好的确定。用MPC制造THz波导的研究工作正在进行，并且已有用MPC制作蜂窝结构THz波导的报道^[46]。

4. 金属包层光子晶体 THz 波导

相对于光子晶体（PC）而言，金属光子晶体（MPC）用较少的格子周期就可实现较宽的光子带隙。然而MPC内的光子带隙PBG很容易因为包层空气孔排列的不整齐而遭到破坏，这一缺陷阻碍了MPC的应用。给石英圆柱包上一层金属包层则可有效的解决这个问题，用金属包层石英柱构造的THz波导不仅可以很容易的形成PBG，而且能有效地防止空气孔位置改变。香港科技大学^[47]报道了用镍包层石英柱构造THz波导的研究成果。

5. 微结构聚合物 THz 波导

微结构光纤由于其单模传输特性和优异的色散特性收到了科研领域的广泛关注。常见的PCF具有实心纤芯和空间周期排列的空气孔包层。由于其包层区内存在空气孔，包层的折射率相对于纤芯较低，通过全反射机制，光被限制在PCF内并传输。单模传输特性与纤芯半径和波长的比率有很大关系，THz波长比光波长长的多，所以用微结构构造THz波导更加容易。

石英是微结构光纤的典型制作材料,在THz频率范围吸收损耗较高,不适合制作THz波导。一些塑料材料对THz波吸收小,尤其是聚乙烯,介电常数在THz波段虚部为零;另外,塑料柔性好,成型温度低,是构建各种灵活微结构THz波导的理想材料。

鉴于微结构光纤优越的色散特性,本文将多孔微结构包层应用于构建微结构THz波导,从而得到一种全新的THz波导——微结构THz波导。深入全面地研究微结构THz波导的色散特性对于低色散THz波导的研发具有重要意义。

1.5 论文意义

综上所述,虽然光子晶体光纤研究取得了较大的进展,其应用领域不断拓展,但其损耗特性及成本还无法与传统光纤相比拟,因此,光子晶体光纤目前的发展趋势不是取代现有的传统单模光纤,而应在于特种光子晶体光纤,如保偏光子晶体光纤、高非线性光子晶体光纤以及双包层泵浦光子晶体光纤,和基于这些特种PCF的器件研究。光子晶体光纤理论研究的深入,将进一步推动光子晶体光纤的发展和实用化进程。

光子晶体光纤最重要的特征之一就是其横向折射率分布:光子晶体光纤的横截面可以看作是二维的由石英-空气(Silica-air)组成的光子晶体,在光子晶体中存在折射率缺陷,当光纤模式存在于缺陷位置时,折射率缺陷就可以被认为是光纤的芯层,而芯层以外的部分则是光纤的包层。对比传统的阶跃光纤,显然光子晶体光纤由于具备更加复杂的折射率分布,因而在控制光纤的光学传输特性时就更具灵活性。

人们在光子晶体光纤问世后不久就认识到光子晶体光纤的色散特性与传统的光纤有着很大的不同,例如:零色散点可以移到二氧化硅的特征零色散波长 $1.31\ \mu\text{m}$ 以下^[12];超宽带色散平坦^{[13][14][15]}等等。由于PCF独特的色散特性,PCF具有在色散管理方面的优势。其中利用PCF的色散特性用作色散补偿^[16],光孤子传输和产生^[17],非线性器件^[18]等正成为研究热点。光子晶体光纤的色散特性由其结构参数决定。因此为设计具有特殊色散特性的微结构光纤,我们有必要研究光纤的结构参量与色散特性之间的关系,用以指导微结构光纤的设计和制造。

1.6 本文主要工作

本文将应用矢量等效折射率法全面分析微结构光纤的结构参数变化对其色散的影响,并且将矢量等效折射率法引入到计算THz波导色散的工作中,通过对大量

实验结果的分析,总结出PCF及THz波导的一些色散变化规律,希望总结出的规律结论可以为微结构光纤及微结构THz波导的设计提供有意义的理论指导。主要工作包括以下几个方面:

1. 系统分析了微结构光纤的基本结构和工作原理,比较了微结构光纤常见的几种数值处理方法,在此基础上构建等效折射率模型;
2. 构建等效折射率模型后引入矢量法,计算微结构光纤的色散,通过大量数值仿真,详细分析了微结构光纤的结构参数对其色散的影响关系,并总结出一般规律;
3. 应用上述总结出的结构参数与色散特性之间的关系,设计出具有双零色散、色散平坦、色散位移和大负色散等四种优异色散特性的微结构光纤;
4. 鉴于微结构光纤灵活的色散特性,仿照微结构光纤的结构特点,提出三角格子和四方格子微结构THz波导模型,并结合材料特性,构造微结构聚合物THz波导;
5. 将矢量等效折射率法推广至THz波段,分析不同结构参数下微结构THz波导的色散特性的变化规律,为进一步研究开发THz波导提供可行算法和理论指导。

2 全矢量等效折射率模型

人们对 PCF 的传输特性已经展开了大量研究，建立了一些理论模型和数学分析方法，如等效折射率模型 (EIM: Effective Index Model)，利用各种正交基函数展开的矢量模型，平面波法，时域射线传输法，散射矩阵法，有限时域差分法 (FDTD)，有限元法 (FEM)，等等。Birks 等人最早研究 PCF 时，将其与传统的阶跃折射率光纤类比，提出了标量等效折射率模型^[13,14]，主要用于解释全反射型微结构光纤的单模特性，由于采用标量波近似理论，在 PCF 包层空气孔较大的情况时不能使用该方法^[14]，Michele Midrio 对其进行了发展^[15]，提出了计算基空间填充模的全矢量分析方法，对空气孔较大的 PCF 也能够进行分析。本章详细讨论了 PCF 的全矢量等效折射率模型分析方法。

2.1 微结构光纤的常见数值处理方法

微结构光纤常用的数值处理方法有：等效折射率法、多极法、时域有限差分法、平面波法、有限元法等。应该说这些方法各有千秋。下面将简单介绍这几种方法。

1. 等效折射率法

为了建立一个相对简单的方法分析高折射率芯的微结构光纤的传播特性，Birks T A 等发展了有效折射率法，其基本思想是用一个恰当的折射率代替包层的周期性变化的折射率分布，包层的有效折射率是由在包层中传输的最低阶模的传播常数决定的^[12]。等效折射率法的第一步就是在一单包内建立标量波动方程，此单包是以空气孔为中心，以孔距为直径的六角形单元，再用一假想场代替原场，此假想场为恒场，其在边界上的场值和原场相等，就可以得到模式传播常数 β ，进而计算出有效折射率： $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ ，这里 k_0 是自由空间的光波的传播常数，接下来就按阶跃型光纤处理。

2. 平面波法

平面波法处理周期性结构问题具有特殊的优点，可以被用来处理一、二、三维问题，能计算光子带隙的位置、宽度及光子晶体的结构缺陷问题，可从 Maxwell 方程得到磁场的全矢量方程，表示为

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times H_K \right] = -\frac{\epsilon^2}{c^2} H_K \quad (2-1)$$

其中 K 是模式传播矢量， $\epsilon(r)$ 是和位置有关的介电常数，由于 $\epsilon(r)$ 的周期性，

根据布洛赫理论, H_k 可以写为平面波的叠加, 为

$$H_k = \sum h_{k-G} \exp(-i(K-G) \cdot r) \quad (2-2)$$

其中 G 为倒格子空间的晶格矢量, 介电常数可以用傅立叶级数展开为

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} = \sum V_G \exp(iG \cdot r) \quad (2-3)$$

其中

$$V_G = \frac{1}{A_u} \int \frac{1}{\varepsilon(r)} \exp(iG \cdot r) dr \quad (2-4)$$

式中 A_u 是表征单包的一个量, 只要将式 (2-3)、(2-2) 代入式 (2-1) 即可求出本征值 ω , 也是周期性结构中允许存在的模式频率。

3. 有限元法

有限单元法是随着电子计算机的发展而发展起来的一种现代计算方法, 是 20 世纪 50 年代首先在连续体力学领域——飞机结构静动态特性分析中应用的一种有效的数值分析方法, 随后很快应用于求解热传导、电磁场、流体力学等连续性问题。有限元法可描述为: 假设要解决的问题是以变分提法给出的——就是要找出是变分为零的极值函数 u , 但一般来说不可能找到此方程的精确解, 而必须用某种近似来求解, Rayleig-Ritz-Galerkin 的思想是选择有限个试探函数 $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N$, 并在它们的线性组合 $\sum q_j \phi_j$ 中去找一个使问题极小化的组合, 这就是 Ritz 近似, 未知的权 q_j 由计算机能够处理的 N 个离散代数方程决定, 其计算的思路和做法可归纳为: (1) 物体离散化; (2) 分段多项式的构造; (3) 刚度矩阵的计算; (4) 离散方程组的求解。

4. 时域有限差分法

时域有限差分法是求解电磁问题的一种数字技术, 由 Yee K S 于 1966 第一次提出^[24], 它直接将有限差分式代替麦克斯韦时域场旋度方程中的微分式, 得到关于场分量的有限差分式, 用具有相同电参量的空间网格去模拟被研究体, 选取合适的场初始值和计算空间的边界条件, 可以得到包括时间变量的麦克斯韦方程的四维数值解, 通过傅立叶变换可以求得三维空间的频域解。在将时域有限差分法应用于微结构光纤时, 由于光波长相对一般电磁波长较短, 故要求网格密度大, 从而对计算机资源要求高。时域有限差分法较为普适, 可以用来计算微结构光纤的各种问题, 比如模式、光子带隙、非线性等。

5. 超格子法

将 PCF 的横向介电常数表示为两种周期性结构叠加, 这两种周期性结构分别用余弦函数展开, 同时将横向电场按厄密-高斯函数分解展开。利用正交函数的性

质，将全矢量波动方程转化为矩阵本征值问题，可求得 PCF 的模式特性、色散特性、偏振特性等。

6. 全矢量法

模场和等效折射率被分解为平面波矢量，将波动方程简化为本征值方程，求解后可得到模式和相应的传播常数，这种方法计算精确，但较繁杂。

7. 光束传播法

在给定的初始条件下，一步一步的计算出 PCF 各个传播截面上的场。光束传播法提供了一种简单直观的途径来获得复杂波导的模式谱和模式场剖面，非常适用于计算在纵轴方向和几何结构都会发生变化的光波导的模式变化。

8. 多极法

多极法类似于其他展开式方法但是使用了很多展开式，每一个结构孔都基于一个展开式。模式可以由每个元素的展开式组合得出，调整展开式系数可以与边界条件匹配。展开式的性质不需要人为周期，而且多极法可以计算得到光纤的复传播常数，因此它可以计算得到光纤的束缚损耗。

2.2 等效折射率模型建立

如图 2.1(a)所示为微结构光纤的横截面示意图，PCF 横截面分为芯层和包层两部分。包层由石英材料上周期性三角排列的均匀圆空气柱构成，按照周期性，芯层中心位置本应该有一个相同的空气柱，但实际的 PCF 正是通过改变该空气柱的尺寸而引入一个缺陷，从而实现光传输，PCF 的结构参数包括孔距 Λ ，孔径 d ，一般用 Λ 和相对孔径 $f=d/\Lambda$ 来描述。

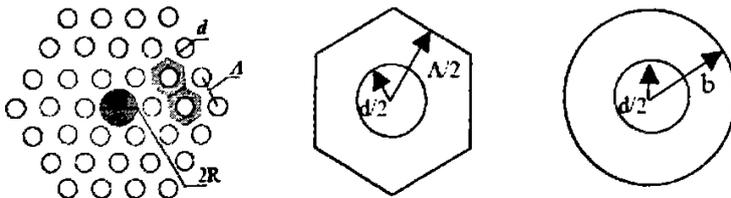


图 2.1(a) 全反射型 PCF 横截面

图 2.1(b) 包层区的单元及其等效单元

Fig 2.1(a) Cross Section of TIR-PCF

Fig2.1(b) Cladding Cell and Effective Unit

等效折射率模型相对其他的方法来说简单、容易实现并且运算快速，可以得到较好的结论。等效折射率模型采用了普通阶跃光纤分析的思想，并合理地隐藏了微结构光纤结构的细节，仅利用几个关键参数从整体上描述了微结构光纤的结

构特点，从而大大简化了计算量，同时保证了计算的正确性。它的核心就是用个合理的折射率值对包层折射率进行等效。合理而有效的等效方法是简化计算，提高计算精度的关键。

下面是建立等效折射率模型的一个基本过程示意图：

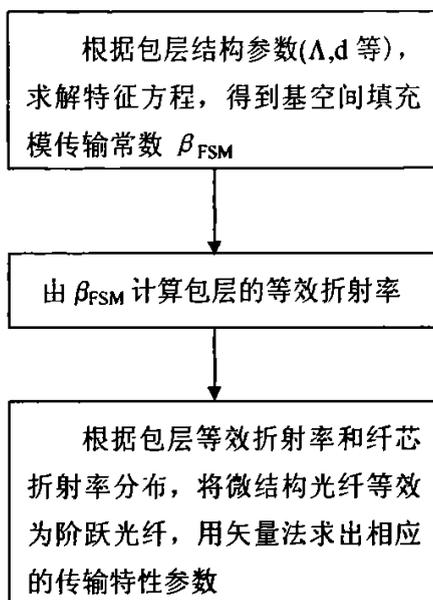


图 2.2 等效折射率模型建立流程

Fig 2.2 Flow of effective index model buiding

应用等效折射率模型推导出微结构光纤的特征方程，通过求解特征方程就可以得到传输常数，进而可以得到诸如单模特性色散特性等很多特性。因此如何求解特征方程是解决问题的关键。本论文采用二分法进行求解。二分法（Bisection Method）是求解方程根的经典数值方法，它的基本思想是中值定理。

二分法是当 $[a, b]$ 区间内仅存在一个实根，则取出 a, b 的中点 p ，检查 $f(a)$ 与 $f(p)$ 是否异号，如果异号，则用 p 点取代 b ，即区间 $[a, b]$ 缩小为 $[a, p]$ ；反之，则用 p 点取代 a ，即区间 $[a, b]$ 缩小为 $[p, b]$ 。继续相同的步骤，直到区间很小可以满足求根的误差范围或函数值 $f(p)$ 已经非常小，二分法求根的基本过程如图 2.3 所示。

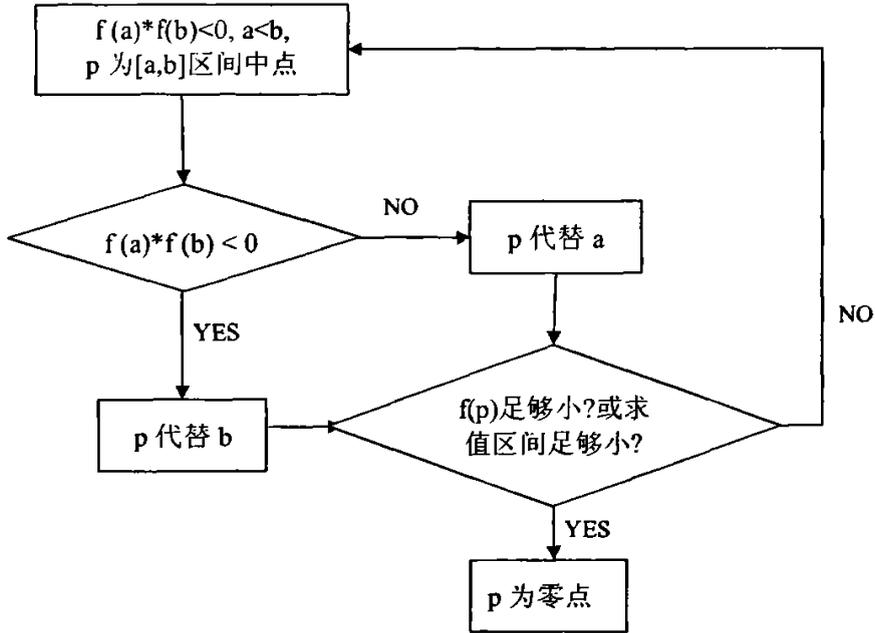


图 2.3 二分法计算流程图

Fig 2.3 Bisection method flow chart

2.3 基空间填充模

合理而有效的对包层等效的方法是简化计算，提高计算精度的关键。为此等效折射率模型提出基空间填充模式(FSM: fundamental space-filling mode)，即无限大周期结构中允许最大的传输常数 β_{FSM} 所对应的传输模式。为了得到 β_{FSM} ，将 PCF 的包层区域看作是没有中心缺陷且具有无限周期性排列的六角形二维光子晶体结构，为了进一步简化计算，再用面积相等的圆形单元胞代替六角形单元胞，如图 2.1(b)所示。根据面积等效得到圆形单元胞半径为：

$$R = \Lambda [3^{1/2} / (2\pi)]^{1/2} = 0.525\Lambda.$$

对于这种具有对称边界条件的圆形单元胞根据电磁波传播的矢量理论进行计算。在柱坐标系下单元胞中的电磁场可以表示为：

$$\vec{E}_j = \vec{E}_j(\rho, \theta) e^{i\beta z}, \quad j=1,2 \quad (2-5)$$

$$\vec{H}_j = \vec{H}_j(\rho, \theta) e^{i\beta z}, \quad j=1,2 \quad (2-6)$$

其中， $j=1$ 表示空气孔内 ($0 \leq \rho \leq r$) 的场， $j=2$ 表示石英介质中 ($r \leq \rho \leq R$) 的场。单元胞中传播的模式场又可以进一步分解为纵向分量与横向分量的和，即

$$E_j(\rho, \theta) = E_{zj}(\rho, \theta) + E_{\theta j}(\rho, \theta) \quad (2-7)$$

$$H_j(\rho, \theta) = H_{zj}(\rho, \theta) + H_{\theta j}(\rho, \theta) \quad (2-8)$$

横向分量可以用纵向分量表示为:

$$\bar{E}_{\theta j} = \frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu \epsilon_j} \left[-i\beta \nabla_{\rho} E_{zj} + i\omega \mu \nabla_{\theta} H_{zj} \times \bar{e}_z \right] \quad (2-9)$$

$$\bar{H}_{\theta j} = \frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu \epsilon_j} \left[-i\beta \nabla_{\theta} H_{zj} + i\omega \mu \nabla_{\rho} E_{zj} \times \bar{e}_z \right] \quad (2-10)$$

其中, $\nabla_{\rho} = \bar{e}_{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \bar{e}_{\theta} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta}$ 。

而 E_{zj} 和 H_{zj} 是二维 Helmholtz 方程的两个独立解, 即 E_{zj} 和 H_{zj} 满足如下 Bessel 方程:

$$\frac{d^2 E_{zj}}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dE_{zj}}{d\rho} + \left[k^2 n_j^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right] E_{zj} = 0 \quad (2-11)$$

$$\frac{d^2 H_{zj}}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dH_{zj}}{d\rho} + \left[k^2 n_j^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right] H_{zj} = 0 \quad (2-12)$$

在两种理想无损耗介质界面上, 界面无自由面电流和自由面电荷, 所以在石英空气界面 $\rho=R$ 处电场强度和磁场强度的切线分量连续, 有:

$$\begin{cases} E_{z1}(r, \theta) = E_{z2}(r, \theta) \\ H_{z1}(r, \theta) = H_{z2}(r, \theta) \\ E_{\theta 1}(r, \theta) = E_{\theta 2}(r, \theta) \\ H_{\theta 1}(r, \theta) = H_{\theta 2}(r, \theta) \end{cases} \quad (2-13)$$

在单元胞边界 $\rho=R$ 处应用理想电导和磁导条件:

$$E_{z2}(R, \theta) \equiv 0 \quad (2-14)$$

$$H_{z2}(R, \theta) \equiv 0 \quad (2-15)$$

满足理想磁导和电导边界条件(2-14)和(2-15)的二维 Helmholtz 方程(2-11)和(2-12)的解可以表示为:

$$E_{z1}(\rho, \theta) = E_{10} J_m(w\rho) e^{im\theta} \quad (2-16)$$

$$H_{z1}(\rho, \theta) = H_{10} J_m(w\rho) e^{im\theta} \quad (2-17)$$

$$E_{z2}(\rho, \theta) = E_{20} P_m(\rho) e^{im\theta} \quad (2-18)$$

$$H_{z2}(\rho, \theta) = H_{20} P_m(\rho) e^{im\theta} \quad (2-19)$$

其中, E_{10} 、 E_{20} 和 H_{10} 、 H_{20} 分别为电场和磁场在空气线和石英介质内的幅度值, 一般为待定复常数, 函数 $P_m(\rho)$ 为:

$$P_m(\rho) = J_m(u\rho)Y_m(uR) - Y_m(u\rho)J_m(uR) \quad (2-20)$$

其中, $m=0, \pm 1, \pm 2 \dots$, J_m 和 Y_m 分别为第一类和第二类 m 阶 Bessel 函数, I_m 为第一类变形 Bessel 函数, w 和 u 由下式确定:

$$w^2 = \omega^2(n_{cl}^2 - n_1^2)/c^2 \quad (2-21)$$

$$u^2 = \omega^2(n_2^2 - n_{cl}^2)/c^2 \quad (2-22)$$

$\beta = n_{cl} \omega/c$ 是待定的未知相位常数。将式(2-16)至式(2-20)代入式(2-9)、(2-10), 在利用 $\rho=R$ 处的连续条件式(2-13)得到有四个线性齐次方程组成的方程组, 该方程具有 E_{10} 、 E_{20} 、 H_{10} 、 H_{20} 四个未知的电磁场幅度值, 为了得到方程组的非零解, 必须令方程组的系数行列式的值等于零, 这样就可以得到相应模式的特征方程。

当 $m=0$ 时得到相应的横电模(TE)和横磁模(TM)的特征方程:

$$\frac{I_1(wr)}{wI_0(wr)} = \frac{1}{u} \frac{J_1(ur)Y_0(uR) - Y_1(ur)J_0(uR)}{J_0(ur)Y_1(uR) - Y_0(ur)J_0(uR)} \quad (2-23)$$

$$\frac{n_1^2 I_1(wr)}{wI_0(wr)} = \frac{n_2^2}{u} \frac{J_1(ur)Y_0(uR) - Y_1(ur)J_0(uR)}{J_0(ur)Y_1(uR) - Y_0(ur)J_0(uR)} \quad (2-24)$$

当 $m \neq 0$ 时得到混合模 HE 或 EH 模的特征方程, 这里模式名称的确定借鉴传统阶跃光纤种的一些定义方式, 但此处研究的是光纤包层的空间填充模, 所以实质上具有不同的表达式。进一步取 $m=1$ 时得到 HE_{1n} 模和 EH_{1n} 模的特征方程分别为:

$$\frac{I_2(wr)}{I_1(wr)} + \frac{1}{wr} + \frac{wr}{2} \left(1 + \frac{n_2^2}{n_1^2}\right) g(u) + wr \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^2 g^2(u) + \frac{f(w,u)}{n_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} = 0 \quad (2-25)$$

$$\frac{I_0(wr)}{I_1(wr)} - \frac{1}{wr} + \frac{wr}{2} \left(1 + \frac{n_2^2}{n_1^2}\right) g(u) - wr \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^2 g^2(u) + \frac{f(w,u)}{n_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} = 0 \quad (2-26)$$

其中函数 $g(u)$ 和 $f(w, u)$ 为:

$$g(u) = \frac{1}{ur} \frac{J_0(ur)Y_1(uR) - Y_0(ur)J_1(uR)}{J_1(ur)Y_1(uR) - Y_1(ur)J_1(uR)} - \frac{1}{u^2 r^2} \quad (2-27)$$

$$f(w, u) = \frac{1}{r^4} \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{n_2^2}{u^2} + \frac{n_1^2}{w^2} \right) \quad (2-28)$$

根据根据(2-21)、(2-22)式可得:

$$w^2 + u^2 = \omega^2(n_2^2 - n_1^2)/c^2 \quad (2-29)$$

利用(2-29)式分别与(2-23)至(2-26)相结合，可以求得四个低阶模 TE_{01} , TM_{01} , EH_{11} 和 HE_{11} 的数值解 $u = u(\omega)$ ，代入(2-22)式可以得到这四种包层模式所对应的有效折射率随光波频率(或波长)变化的规律，即：

$$n_{cl}(\omega) = \sqrt{n_2^2 - u^2(\omega)c^2 / \omega^2} \quad (2-30)$$

其中 HE_{11} 模对应的有效折射率最大，它对应于包层空间填充模 β_{FSM} 也就是所谓的基模^[12]，即方程(2-25)就是微结构光纤包层等效折射率所对应的特征方程，通过数值法解方程 (2-25) 和 (2-30) 得到 n_{cl} 。如图 2.4 所示，(a) 为孔距 $\Lambda=1$ 、2、3、4 μm ， $f=0.3$ 时，包层等效折射率随波长变化的曲线图；(b) 为孔距 $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$ ，相对孔径 $f=0.1$ 、0.2、0.3、0.4、0.5 时，包层等效折射率随波长变化的曲线图。在两图中的短波长处，包层的等效折射率一致趋于 SiO_2 的折射率，这可以解释为 PCF 中的场在短波长时集中于高折射率区域（即石英）中。随着波长的增加，即空间填充模的有效折射率与石英的折射率差越大，即曲线越分越开。当 f 一定时， Λ 越小等效折射率越小； Λ 一定时， f 越大等效折射率越小。可解释为： f 一定时，在确定的波长， Λ 越小，单元胞的空气孔中的场分布加强，从而等效折射率变小； Λ 一定时， f 越大，空气孔越大也会使等效折射率减小。

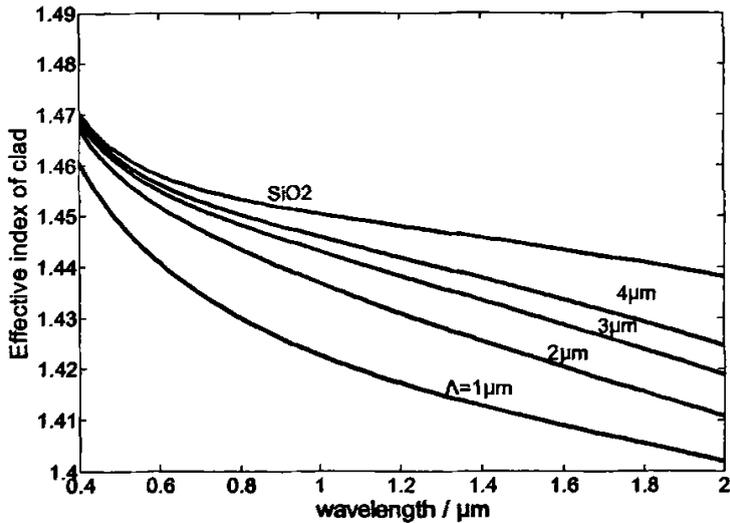


图 2.4(a) 包层等效折射率随孔距 Λ 变化曲线图

Fig 2.4(a) Relationship between effective index of clad and Λ

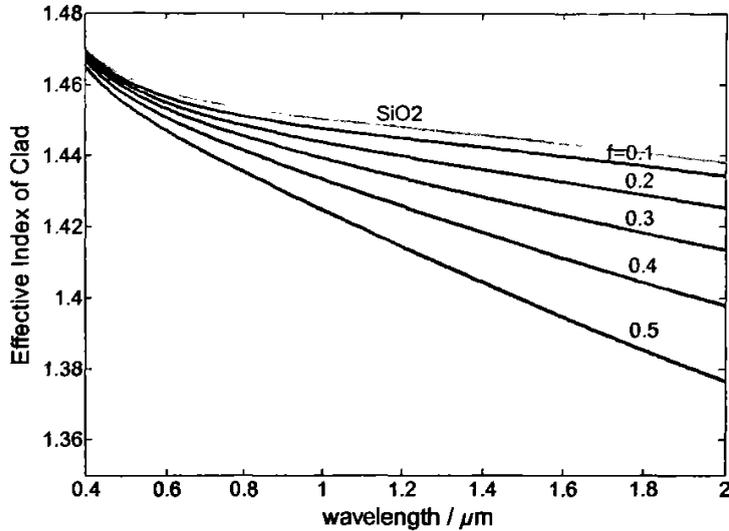


图 2.4(b) 包层等效折射率随孔径孔距比 f 变化曲线图
Fig 2.4(b) Relationship between effective index of clad and f

在普通光纤理论中，定义 Δ 为光纤的相对折射率差：

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$$

其大小决定了光纤对光场的约束能力和光端面的受光能力。在这我们将普通光纤的相对折射率差引用到 PCF 分析中，定义为：

$$\Delta = \frac{n_{si}^2 - n_{cl}^2}{2n_{si}^2}$$

如图 2.5 所示，为孔距 $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$ ，相对孔径 $f=0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ 的 PCF 和 $n_1=1.45, n_2=1.447$ 的普通单模光纤的相对折射率差对比图。由图可见，在通信窗口内 PCF 的折射率差大于普通单模光纤的折射率差，而且随着相对孔径的变大，折射率差也在变大，由此可知，微结构光纤对光场的约束能力远远大于普通单模光纤，并且随着相对孔径的变大，约束能力也在变大，这正是 PCF 的优势所在。

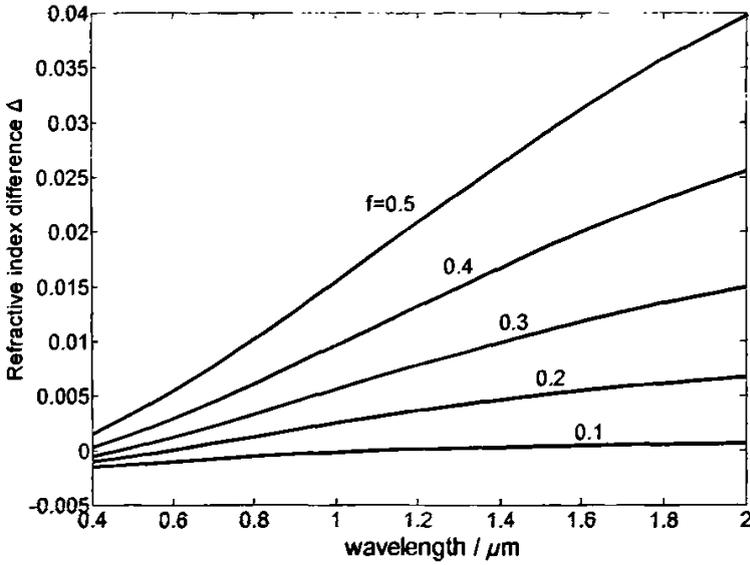


图 2.5 PCF 折射率差与普通光纤折射率差比较

Fig2.5 Refractive index difference of PCF and common fiber

2.4 基模分析

在计算得到微结构光纤的包层有效折射率后，可以把微结构光纤等效为阶跃型光纤，并可以用矢量方法分析。

阶跃型光纤的折射率分布可以表达为：

$$n = \begin{cases} n_1 & a \geq r \\ n_2 & a \leq r \leq b \end{cases} \quad (n_1 > n_2) \quad (2-31)$$

其中 a 为纤芯半径， b 为包层半径。式中 r 为光纤的径向坐标。 n_1 为芯区的折射率， n_2 为包层的有效折射率 n_{cl} ，在芯包界面 $r=a$ 处折射率呈阶跃式变化。

因为阶跃折射率光纤由芯区和包层两个均匀的区域构成，具有圆对称结构，所以在柱坐标系中进行分析，两个均匀区域电场强度所满足的波动方程可写为：

$$\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{E}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2} + k_0^2 n_j^2 \bar{E} = 0 \quad (2-32)$$

其中 $j=1, 2$ 分别表示芯区和包层。 z 为光纤轴向坐标， r 和 ϕ 分别为光纤的径向坐标和方位角坐标。 $k_0 = \omega (\mu_0 \epsilon_0)^{1/2} = 2\pi / \lambda$ 为真空中波数， λ 为光波长。磁场强度 \bar{H} 满足完全相同的方程。

上述电场和磁场强度的矢量波动方程共有六个分量需要进行求解，即 $E_r, E_\phi, E_z,$

和 H_r, H_ϕ, H_z 。在纵向均匀介质波导中, 由于 Maxwell 方程的限制, 其中只有两个分量是独立的。在柱坐标系中, 由于横场所满足方程具有相当复杂的形式, 选择 E_z 和 H_z 是最方便的, 其他分量均可由 E_z 和 H_z 通过 Maxwell 方程组得到。

事实上, 对于任意纵向均匀的无损光波导, 延 z 方向传输的电磁场具有下述形式:

$$\bar{E}(r, \phi, z) = \bar{E}(r, \phi) \exp(-j\beta z) \quad (2-33)$$

其中 j 为虚数指标, β 为传输常数。由 Maxwell 方程可得:

$$\bar{E}_t = \frac{j}{k_0^2 n^2 - \beta^2} (-\beta \nabla_t E_z + \omega \mu_0 \bar{e}_z \times \nabla_t H_z) \quad (2-34)$$

$$\bar{H}_t = \frac{j}{k_0^2 n^2 - \beta^2} (-\beta \nabla_t H_z - \omega \xi \bar{e}_z \times \nabla_t E_z) \quad (2-35)$$

其中:

$$\bar{E}_t = \bar{e}_r E_r + \bar{e}_\phi E_\phi, H_t = \bar{e}_r H_r + \bar{e}_\phi H_\phi, \nabla_t = \bar{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \bar{e}_\phi \frac{\partial}{\partial \phi}。 \bar{e}_r、\bar{e}_\phi 表示相应坐标$$

方向的单位矢量。

另一方面, 由于光纤是圆对称结构, 因此光纤中的电磁场延 Φ 方向应为驻波解。据此, E_z 应具有下述形式的解:

$$E_z = F(r) \exp(jm\phi) \exp(-j\beta z) \quad (2-36)$$

$m=0, \pm 1, \pm 2 \dots$ 为整数。 H_z 的解具有完全相同的形式。由此可得芯区和包层内 $F(r)$ 所各自满足的方程:

$$\frac{d^2 F_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_1}{dr} + \left[\frac{U^2}{a^2} - \frac{m^2}{r^2} \right] F_1 = 0, r < a \quad (2-37)$$

$$\frac{d^2 F_2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_2}{dr} - \left[\frac{W^2}{a^2} + \frac{m^2}{r^2} \right] F_2 = 0, r > a \quad (2-38)$$

其中: $U^2 = a^2(k_0^2 n_1^2 - \beta^2)$, $W^2 = a^2(\beta^2 - k_0^2 n_2^2)$ 上述两个方程分别为标准的 m 阶 Bessel 方程和 m 阶虚宗量 Bessel 方程。

由于 E_z 和 H_z 满足相同的方程, 因此电磁场的纵向分量可以写出为:

$$E(r, \phi) = E_0 G_m(r) \exp(jm\phi) \quad (2-39)$$

$$H(r, \phi) = H_0 G_m(r) \exp(jm\phi) \quad (2-40)$$

$$\text{其中 } G_m(r) = \begin{cases} \frac{J_m(Ur/a)}{J_m(U)}, r < a \\ \frac{K_m(Wr/a)}{K_m(W)}, r > a \end{cases}$$

由以上各式可以得到光线中电磁场的其他分量:

$$E_r(r, \phi) = \begin{cases} \frac{d^2}{U^2} [-j\beta E_0 \frac{U J_m'(U/a)}{a J_m(U)} + \alpha_0 H_0 \frac{m J_m(U/a)}{r J_m(U)}] \exp(jm\phi), r < a \\ \frac{d^2}{W^2} [-j\beta E_0 \frac{W K_m'(W/a)}{a K_m(W)} + \alpha_0 H_0 \frac{m K_m(W/a)}{r K_m(W)}] \exp(jm\phi), r > a \end{cases} \quad (2-41)$$

$$E_\phi(r, \phi) = \begin{cases} \frac{d^2}{U^2} [j\alpha_0 H_0 \frac{U J_m'(U/a)}{a J_m(U)} + \beta E_0 \frac{m J_m(U/a)}{r J_m(U)}] \exp(jm\phi), r < a \\ \frac{d^2}{W^2} [j\alpha_0 H_0 \frac{W K_m'(W/a)}{a K_m(W)} + \beta E_0 \frac{m K_m(W/a)}{r K_m(W)}] \exp(jm\phi), r > a \end{cases} \quad (2-42)$$

根据介质分界面上电磁场切向分量连续的边界条件, 在 $r=a$ 的芯包界面上, E_z 和 H_ϕ 应当连续。由此可得:

$$\frac{E_0}{H_0} = -\frac{j\omega\mu_0}{m\phi} \frac{U^2 W^2}{V^2} \left[\frac{J_m'(U)}{U J_m(U)} + \frac{K_m'(W)}{W K_m(W)} \right] \quad (2-43)$$

$$\frac{E_0}{H_0} = -\frac{j \frac{m\beta}{\omega\epsilon_0} V^2}{n_1^2 \frac{J_m'(U)}{U J_m(U)} + n_2^2 \frac{K_m'(W)}{W K_m(W)}} \quad (2-44)$$

其中: $V^2 = U^2 + W^2 = a^2 k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)$ 为光纤归一化频率。

由式 (2-43) (2-44) 可得到光纤中电磁场模式的特征方程为:

$$\left[\frac{J_m'(U)}{U J_m(U)} + \frac{K_m'(W)}{W K_m(W)} \right] \left[n_1^2 \frac{J_m'(U)}{U J_m(U)} + n_2^2 \frac{K_m'(W)}{W K_m(W)} \right] = \left(\frac{m\beta}{k_0} \right)^2 \left(\frac{V}{UW} \right)^4 \quad (2-45)$$

对于单模光纤, 采用矢量模分析方法则令 $m \neq 0$, 由以上各式可以看出, 在这种情况下 E_0, H_0 均不为零。这种电场和磁场的纵向分量均不为零的电磁场的模式为混合模。应用 Bessel 函数及其导数的递推关系可得到 HE_{11} 模的特征方程为:

$$\frac{J_0(U)}{U J_1(U)} = \frac{1}{U^2} + \frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2} \left[\frac{1}{W^2} + \frac{K_0(W)}{W K_1(W)} \right] - \left\{ \left[\frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \left(\frac{1}{W^2} + \frac{K_0(W)}{W K_1(W)} \right) \right]^2 + \left(\frac{\beta}{k_0 n_1} \right)^2 \left(\frac{V}{UW} \right)^4 \right\}^{1/2} \quad (2-46)$$

通过数值方法计算方程(2-46), 可以得到基模的传输常数 β , 并取最大的传输常数, 然后由式 $n = \beta / k_0$ 就可以得到 HE_{11} 模对应的模式等效折射率 n 。如图 2.6(a) 所示, 为孔径孔距比 $f=0.3$, 孔距 $\Lambda=1 \mu\text{m}, 1.5 \mu\text{m}, 2 \mu\text{m}, 2.5 \mu\text{m}, 3 \mu\text{m}$ 的 PCF 中基模传输的等效折射率随孔距变化的曲线图; 图 2.6(b) 为孔距 $\Lambda=2 \mu\text{m}$, 相对孔径 $f=0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ 的 PCF 中基模传输的等效折射率随孔径孔距比 f 变化的曲

线图。图 2.6(c)为孔距 $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$, 孔径孔距比 $f=0.3$ 时 PCF 中基模传输的等效折射率随波长变化曲线图。

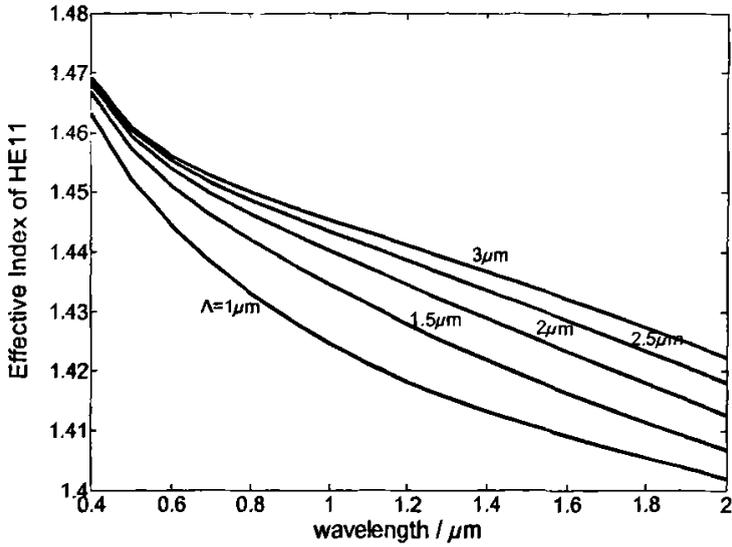


图 2.6(a) 基模等效折射率随孔距 Λ 变化曲线图
 Fig 2.6(a) Relationship between effective index of HE11 and Λ

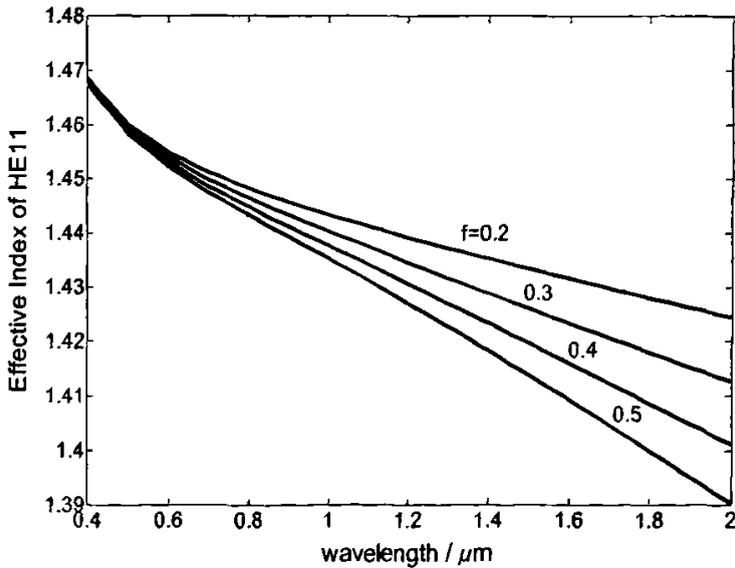


图 2.6(b) 基模等效折射率随孔径孔距比 f 变化曲线图
 Fig 2.6(b) Relationship between effective index of HE11 and f

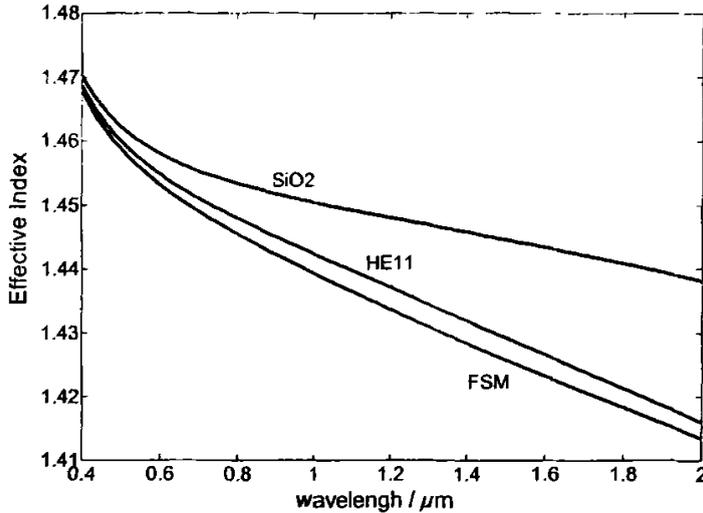


图 2.6(c) 基模等效折射率变化曲线图

Fig 2.6(c) Relationship between effective index of HE11 and wavelength

从图 2.6(a)及图 2.6(b)中的曲线可看出, 基模等效折射率变化趋势与包层等效折射率变化趋势相近, 即在短波长处, 等效折射率一致趋于 SiO_2 的折射率。随着波长的增加, 曲线越分越开。当 f 一定时, Λ 越小基模等效折射率越小; Λ 一定时, f 越大基模等效折射率越小。图 2.6(c)显示当 f 和 Λ 相等时, 基模等效折射率 N_{HE11} 曲线处于基空间填充模等效折射率和石英材料等效折射率曲线之间。当模式等效折射率大于包层等效折射率(基空间填充模等效折射率)时, 此模式可以在 PCF 中传输, 当模式等效折射率小于包层等效折射率(基空间填充模等效折射率)时, 此模式成为泄漏模。当只有基模的等效折射率处于基空间填充模等效折射率和石英折射率曲线之间时, PCF 实现单模传输。

2.5 单模特性

确定了包层区的等效折射率, 就可以讨论在一定波长范围内光子晶体光纤的模式截止问题。如前文分析对一定结构的 PCF, 一定的波矢量, 通过求解本征方程, 可以求出各阶模式的传播常数, 进而求得各阶模式的有效折射率。与普通光纤一样, 只有当模式的有效折射率位于包层和芯区折射率之间, 即满足 $N_{\text{FSM}} < N_{\text{eff}} < N_{\text{Si}}$ 时, 对应模式才能在光纤中传输。欲使光纤实现单模运转, 必须使高阶模截止, 即使二次模的有效折射率低于包层的有效折射率。

如图 2.7(a)所示为孔距 $\Lambda=2\mu\text{m}$, 相对孔径 $f=0.6$ 的微结构光纤前四个模式的

有效折射率随归一化频率 (ω/λ) 的变化曲线。

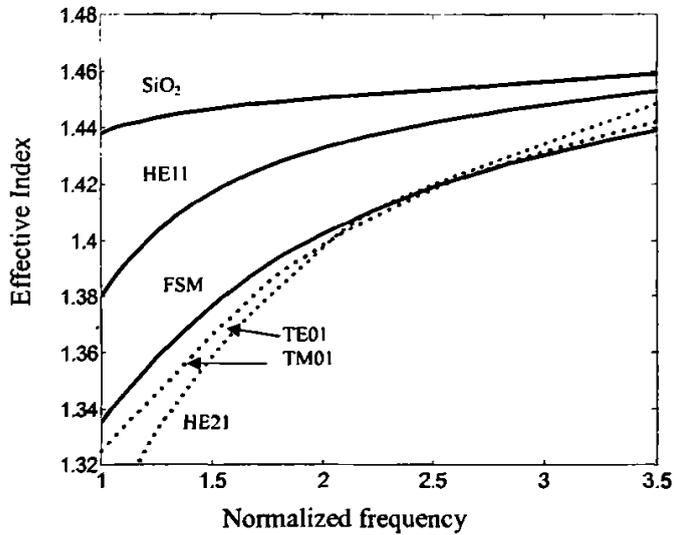


图 2.7 (a) 二次模式和基空间填充模等效折射率
Fig 2.7(a) Effective index of FSM and higher-order mode

图 2.7(a)中基模和 FSM 模的有效折射率变化曲线及其它 4 条二次模曲线已分别标出, 从图中可以看出, 模式的有效折射率随着归一化频率的减小而降低, 当归一化频率的减小到 2.3 时, 最高的二次模开始截止, 即在归一化频率小于 2.3 时, 只有基模能在微结构 THz 波导中传输。

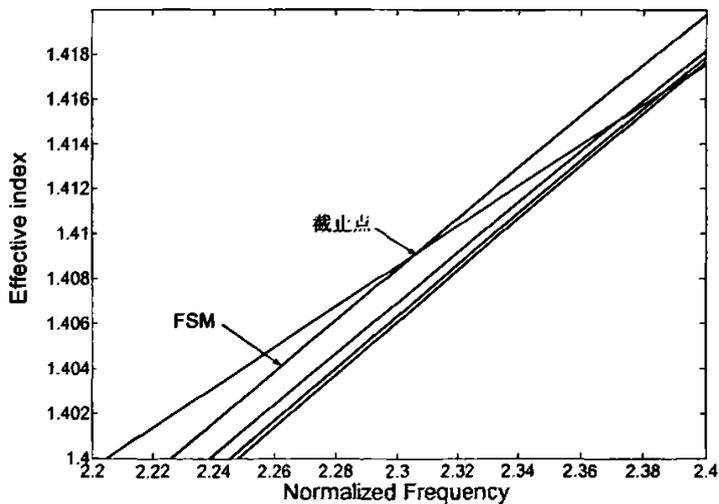


图 2.7(b) 局部放大效果图
Fig 2.7(b) Subplot of fig 2.7(a)

图 2.7(b)给出图 2.7 (a)的局部放大图, 5 条曲线分别对应着 FSM 和四个二次模的有效折射率变化曲线, 从图中可以明显看出对应最高的二次模截止点。

改变 d/Λ 值, 通过计算获得二次模截止时所对应的归一化频率, 得到二次模截止特性变化曲线。

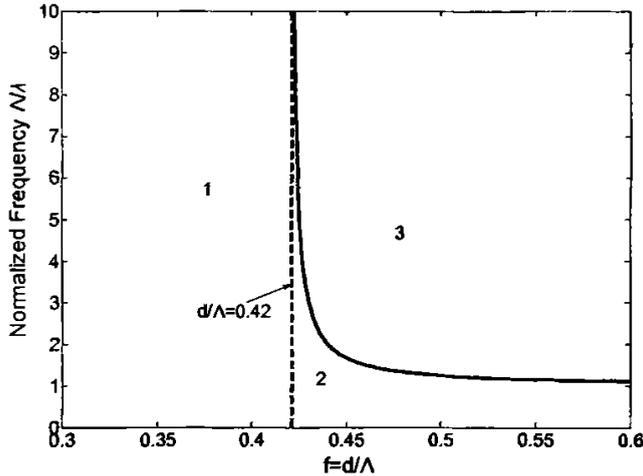


图 2.8 二次模截止频率随 d/Λ 变化曲线

Fig2.8 Relationship between second-order mode cut-off frequency and d/Λ

如图 2.8 实线所示, 其渐近线对应 $d/\Lambda=0.42$ 的直线。可见, 随着 d/Λ 的减小, PCF 的二次模截止频率迅速增大, 最终截止频率趋于 $d/\Lambda=0.42$ 。这样, 由二次模截止特性曲线和 $d/\Lambda=0.42$ 的渐近线可以判断 PCF 的工作状态: 当 d/Λ 小于 0.42 时, 对应于渐近线以左的区域 1, PCF 处在‘无尽单模’工作状态, 即无论频率的高低, 二次模都不会出现; 当 d/Λ 大于 0.42 时, 截止频率特性曲线下方的区域 2 为单模区, PCF 只能在特定的频率范围内实现单模传输, 上方的区域 3 为多模区。

2.6 小结

本章首先建立了等效折射率模型, 并将其与矢量法相结合得到矢量等效折射率法。并应用此方法重点分析了 PCF 的包层等效折射率及模式等效折射率。通过分析比较大量计算结果, 找到了包层等效折射率及基模等效折射率随微结构参数的变化规律。即当 f 一定时, Λ 越小基模等效折射率越小; Λ 一定时, f 越大基模等效折射率越小。最后分析了微结构光纤的单模特性和截止频率。模式有效折射率与基空间填充模的关系是判断模式截止的重要依据。

3 微结构光纤色散特性

当电磁波与电介质的束缚电子相互作用时,介质的响应通常与光波频率 ω 有关,这种特性称为色散,它表明折射率 $n(\omega)$ 对频率的依赖关系。光纤中的色散描述的就是不同波长的光在光纤中以不同的速度传播,从而导致光脉冲在时域上的展宽,造成码间干扰,引起误码率的上升,影响系统的性能。微结构光纤(PCF)由于相对于常规光纤具有许多奇异的特性,如光子带隙效应、无休止单模特性和极强的非线性等,在光通信系统中逐渐显示出重要作用和发展前景,选择合适的包层结构参数可以使微结构光纤具有特殊的色散特性,这是普通光纤难以实现的。

3.1 色散系数

有了基模的传输常数,就可以得到 PCF 的色散系数,光纤中的色散系数 D 可以表示为:

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (3-1)$$

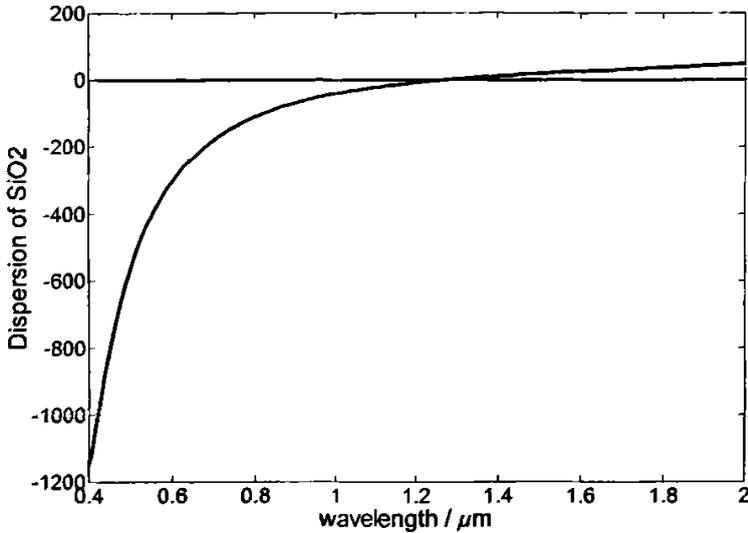
其中 c 为真空中的光速, λ 为波长。 n_{eff} 为光纤中模式的等效折射率。

第二章中已经应用矢量等效折射率法计算出基模等效折射率 n_{eff} , 带入式(3-1)即可计算出 PCF 总色散。

光纤中模式的等效折射率又可以写作 $n_{eff} = \beta[\lambda, n_m(\lambda)]/k_0$ 。 β 为光纤中模式的传播常数, k_0 为自由空间波矢量, $n_m(\lambda)$ 指的是材料折射率对波长的依赖关系。由此, 光纤色散起源于两个因素: 一是模式的传播常数 β 对波长的依赖, 即使没有材料色散 $n_m(\lambda)$ 的影响, 总色散 D 也不会为零, 称之为波导色散。另一个因素是模式的传播常数 β 通过 $n_m(\lambda)$ 对波长的隐性依赖, 称之为材料色散。这样总色散 D 就可以近似表达为:

$$D(\lambda) \approx D_w(\lambda) + D_m(\lambda) \quad (3-2)$$

$D_w = D|_{n_m(\lambda)=const}$ 为波导色散; D_m 为材料色散, 可以应用 sellmeyer 公式计算得到。如图 3.1 所示。

图 3.1 石英 (SiO_2) 的材料色散曲线Fig3.1 Material dispersion of SiO_2

对于不同结构参量的石英 PCF 来说, 由于是纯石英材料, 材料色散是相同的, 所以只需要讨论波导色散 D_w 。

3.2 波导色散

由于光纤的纤芯与包层的折射率差很小, 因此在交界面产生全反射时, 就可能有一部分光进入包层之内。这部分光在包层内传输一定距离后, 又可能回到纤芯中继续传输。进入包层内的这部分光强的大小与光波长有关, 这就相当于光传输路径长度随光波波长的不同而异。把有一定波谱宽度的光源发出的光脉冲射入光纤后, 由于不同波长的光传输路径不完全相同, 所以到达终点的时间也不相同, 从而出现脉冲展宽。具体来说, 入射光的波长越长, 进入包层中的光强比例就越大, 这部分光走过的距离就越长。这种色散是由光纤中的光波导引起的, 由此产生的脉冲展宽现象叫做波导色散。

在研究光子晶体电磁特性的时候, 由于制造工艺上的困难, 最初人们便根据麦克斯韦方程的比例性质在较大尺寸上进行实验研究, 得到了重要的结论。随后在光子晶体光纤和 Bragg 光纤的研究中, 提出了波导色散关于尺寸的比例性质, 根据波导色散的比例性质可以灵活设计光纤的色散。而在光通信系统中, 进行合理的色散管理是十分重要的。这就需要对传输光纤以及色散管理模块的色散特性

进行精心的设计, 因此研究波导色散的比例性质并根据这个性质来设计色散显得十分必要。

本节从麦克斯韦方程的比例性质出发推导了光纤波导色散的比例性质, 并对光子晶体光纤中的波导色散进行了数值分析。数值结果也表明这种光纤的波导色散具有比例性质。根据波导色散的比例性质, 通过调整光纤的结构参数或介质的折射率可以灵活地设计各种色散特性。

对于不同结构参量的石英 PCF 来说, 由于是纯石英材料, 材料色散是相同的, 所以只需要讨论波导色散 D_w 。

3.2.1 波导色散的比例性质

假设介质线性且和各向同性, 并且不考虑介电常数随频率的变化, 由麦克斯韦方程得到磁场的波动方程:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (3-3)$$

其中 $\epsilon(\mathbf{r})$ 为介电常数、 ω 为光波的角频率、 c 为光速。从(4-3)式求得磁场后, 再由麦克斯韦方程可以求得电场。

假设介质结构中的一个模式: $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, 角频率为 ω 。根据(3-3)式可以得当 $\epsilon'(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r}/M)$ 时, 模式变为: $\mathbf{H}'(\mathbf{r}) = \mathbf{H}(\mathbf{r}/M)$ 、 $\omega' = \omega/M$; 当 $n'(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r})/M$ 或 $\epsilon'(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r})/M^2$ 时, 模式变为: $\mathbf{H}'(\mathbf{r}) = \mathbf{H}(\mathbf{r})$ 、 $\omega' = M\omega$ 。

通常, 波导色散定义为:

$$D_w = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (3-4)$$

上式中 c 为光速, $n_{\text{eff}}(\lambda)$ 为模式的等效折射率。由光纤的纵向均匀性, 模式 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 可以写为: $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_0(x, y) e^{j\beta z}$ 。

当 $\epsilon'(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r}/M)$ 时, 因为 $\mathbf{H}'(\mathbf{r}) = \mathbf{H}(\mathbf{r}/M)$ 、 $\omega' = \omega/M$, 所以有:

$$\beta'(M\lambda) = \beta(\lambda)/M \quad (3-5)$$

而模式的等效折射率为:

$$n_{\text{eff}}(\lambda) = \beta(\lambda)/k_0 = \beta(\lambda) \cdot \lambda / (2\pi) \quad (3-6)$$

$$n'_{\text{eff}}(M\lambda) = \beta'(M\lambda)/k'_0 = \beta'(M\lambda) \cdot M\lambda / (2\pi) \quad (3-7)$$

将(3-5)式带入(3-6)式, 即可得到: $n'_{\text{eff}}(M\lambda) = n_{\text{eff}}(\lambda)$, 再由(3-4)式有: $D'_w(M\lambda) = D_w(\lambda)/M$, 波长作变换后可改写为:

$$D'_w(\lambda) = D_w(\lambda/M)/M \quad (3-8)$$

(3-8)式说明当波导结构的尺寸增大 M 倍后, λ 波长处的波导色散变为原来 λ/M 波长处波导色散的 $1/M$ 。

当 $n'(r) = n(r)/M$ 或 $\epsilon'(r) = \epsilon(r)/M^2$ 时, 由 $H'(r) = H(r)$ 、 $\omega' = M\omega$ 可以得到:
 $\beta'(\lambda M) = \beta(\lambda)$ 。按照上面相同的方法可以得到:

$$D'_w(\lambda) = D_w(M\lambda) \quad (3-9)$$

上式表明波导的介质折射率值减少到原来的 $1/M$ 后, λ 波长处的波导色散与原来 $M\lambda$ 波长处的波导色散相等。

(3-8)、(3-9)两式即为光纤波导色散的比例性质, 揭示了波导色散随介电常数的变化关系, 为设计光纤的色散特性提供了理论基础。

3.2.2 波导色散数值仿真

图 3.2 (a) 为 PCF 的波导色散特性与孔距关系的曲线。计算时选取 $f=0.3$, PCF 的孔距 Λ 从 $1\mu\text{m}$ 到 $3\mu\text{m}$ 变化。

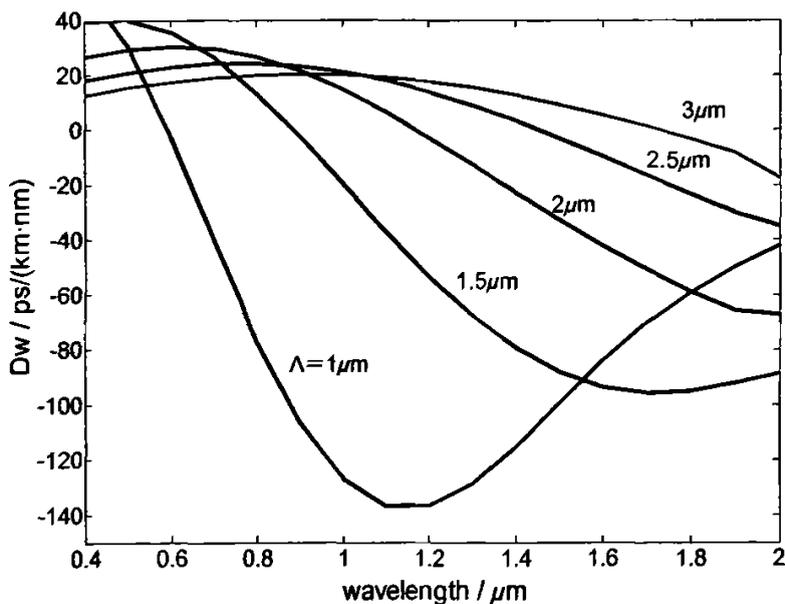
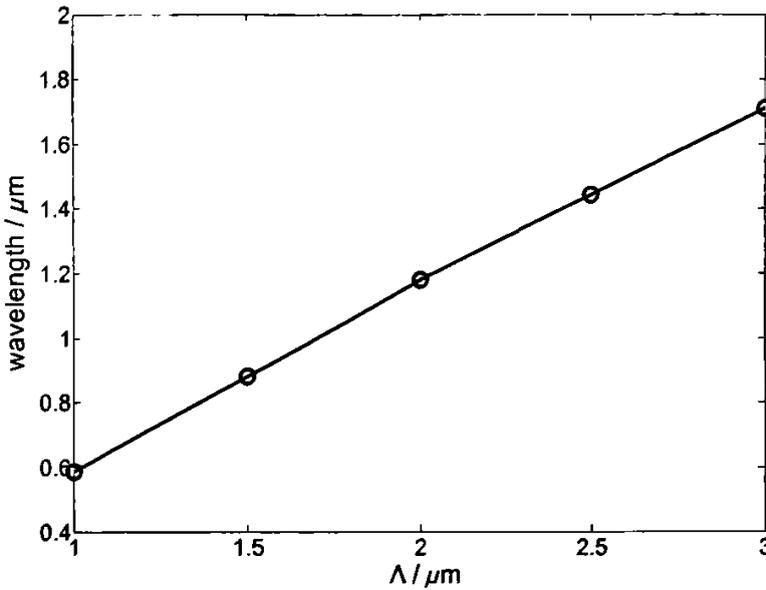


图 3.2(a) 波导色散随孔距变化曲线

Fig3.2(a) Relationship between D_w and Λ

图 3.2 (b) 波导色散零点位置与 Λ 的关系Fig3.2(b) Relationship between zero-point of D_w and Λ

从图 3.2 (a) 可以看出, 在波长 $0.4\ \mu\text{m}$ — $2\ \mu\text{m}$ 范围内, 孔距越大, 波导色散曲线在波长方向上拉得越开, 同时其幅度相应地减小。对于每一个 Λ 其色散曲线都有一个零点和极小值, 曲线的线性部分 (下降部分) 的斜率随 Λ 的变化而变化。通过计算曲线零点的位置, 得到图 3.2 (b)。图 3.2(b) 显示对于确定的 f , 不同 Λ 的曲线, 其零点的位置 (用 $D_w=0$ 表示) 与 Λ 呈正比关系。这种关系可以通过 (3-8) 式来解释, 对于确定的 f , 波导色散曲线为 $y=D_w(\lambda, \Lambda, f)$, 假设其零点对应的波长分别为 λ_1 , 当 Λ 变为 $M\Lambda$ 时, 由 (3-8) 式, 曲线形式变为 $y=D_w(\lambda/M, \Lambda, f)/M$ 。曲线零点对应的波长与比例因子 M 的关系即为: $\lambda = \lambda_1 M$ 这条直线, 式中的 M 可以这样理解, 若选取参考点为 $\Lambda = 1$, M 就是孔距 Λ 的大小。直线的斜率为 λ_1 且过原点, 如图 3.2(b) 中实线所示。

图 3.2 体现了孔距 Λ 对微结构光纤波导色散的影响规律, 首先当我们减小孔距 Λ 时, 可以使光纤具有更大的波导负色散, 这对于构造大负色散的色散补偿光纤具有重要意义, 同时随着孔距的变小, 负色散极值点的位置向短波长移动, 根据这一规律, 还可以调整波导色散的负色散极值点到所需要的波段, 从而构造出在主要通信窗口 (如 $1.31\ \mu\text{m}$ 和 $1.55\ \mu\text{m}$) 内的大负色散补偿光纤; 其次随着孔距的变化, 波导色散曲线的负斜率也在发生变化, 当孔距减小时, 曲线斜率增大, 根据这一规律可以适当增大或减小孔距的值, 得到不同的波导色散曲线斜率, 当波导色散曲线的负斜率与材料色散曲线斜率近似一致时, 即可构造出色散平坦光纤;

再次，随着孔距的改变，波段色散零点位置也在随之变动，当减小孔距值时，零点位置向短波长区域移动，根据这一规律通过调整孔距值，即可以构造色散位移光纤。

图 3.3(a)是 PCF 的波导色散特性与 f 关系的曲线，计算中取 $\Lambda=2\mu\text{m}$ ， f 的取值从 0.2 到 0.6 变化。

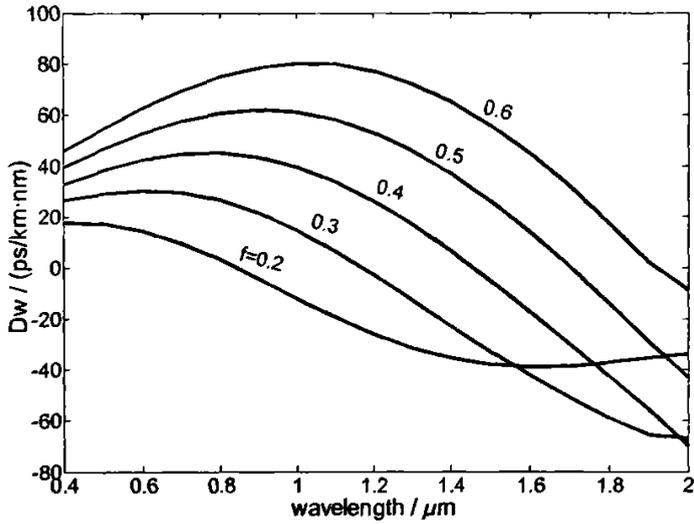


图 3.3 (a) 波导色散随孔径孔距比 f 变化曲线

Fig3.3(a) Relationship between D_w and f

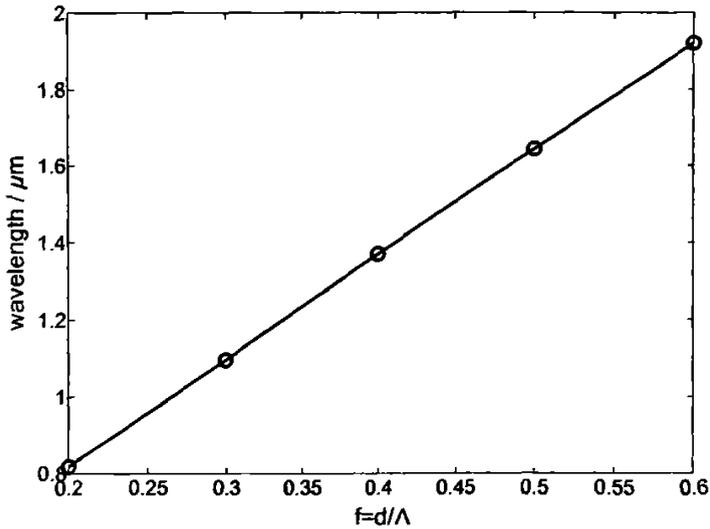


图 3.3(b) 波导色散零点位置与 f 的关系

Fig3.3(b) Relationship between zero-point of D_w and f

从图 3.3 (a) 可以看出, 对于确定的孔距, 在波长 $0.4\mu\text{m}-2\mu\text{m}$ 范围内, 不同 f 所对应的曲线都有一个零点。 f 越大, PCF 的波导色散也就越明显, 曲线变化越剧烈。我们注意到, 对应不同 f 值的曲线的负斜率部分 (下降部分), 曲线近似是平行的, 并随 f 的增大下降部分延长, 并向右平移, 同时得到更大的负色散, 这种规律有利于对 PCF 的色散进行设计。同样, 经计算得图 3.3(b) 中曲线的零点位置与 f 的关系, 如图 3.3(b) 所示。不同 f 的曲线的零点位置与 f 近似呈线性关系, 即随 f 的增大, 零点位置线性增大。

图 3.3 体现了孔径孔距比 f 对微结构光纤波导色散的影响规律, 其中最吸引人的是当改变 f 值时, 不同波导色散曲线的负斜率很相近, 曲线呈现出近似平行状态, 即孔径孔距比 f 对波导色散曲线斜率的影响很小, 但是改变 f 值时又可以使曲线负斜率部分的位置发生改变, 所以当选定某一孔距值构造出色散平坦光纤后, 可以通过改变 f 值, 调节色散平坦部分在波长区域的位置, 从而构造出所需波长区域内的色散平坦光纤。同样孔径孔距比 f 对于波导色散的零点位置也有影响, 当选定孔距后, 也可以再通过改变 f 值, 使波导色散的位置向长波长或短波长区域移动, 从而构造出色散位移、双零色散等微结构光纤。

下一节中将利用孔距 Λ 及孔径孔距比 f 对微结构光纤波导色散影响关系的规律, 构造出几种具有优异色散特性的光纤, 并在设计过程中进一步深入分析结构参数与光纤色散之间的关系。

3.3 微结构光纤设计仿真

当材料选定后, 材料色散就确定了, 这时只能通过改变波导结构的尺寸来调节波导色散达到调节总色散的目的。上一节中已经得到了微结构光纤波导色散特性与结构参数之间的关系, 利用这些规律, 再结合材料色散的影响, 即可设计出具有优异色散特性的微结构光纤。

3.3.1 双零色散微结构光纤

由 $D=D_w-(-D_m)$ 可知, 如果得到波导色散 D_w 曲线与材料色散曲线 $-D_m$, 总色散就等于两条曲线的差。图 3.4 双零色散 PCF 的色散曲线, 选取的参数为: $\Lambda=2\mu\text{m}$, $f=0.3$ 。

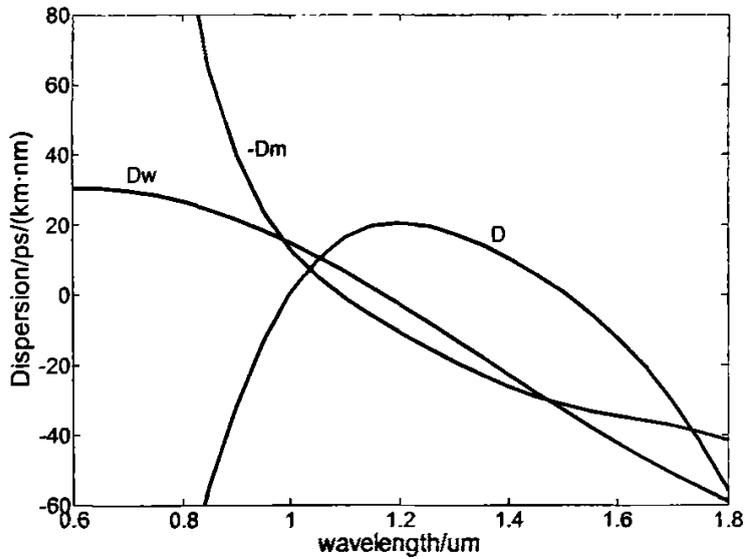
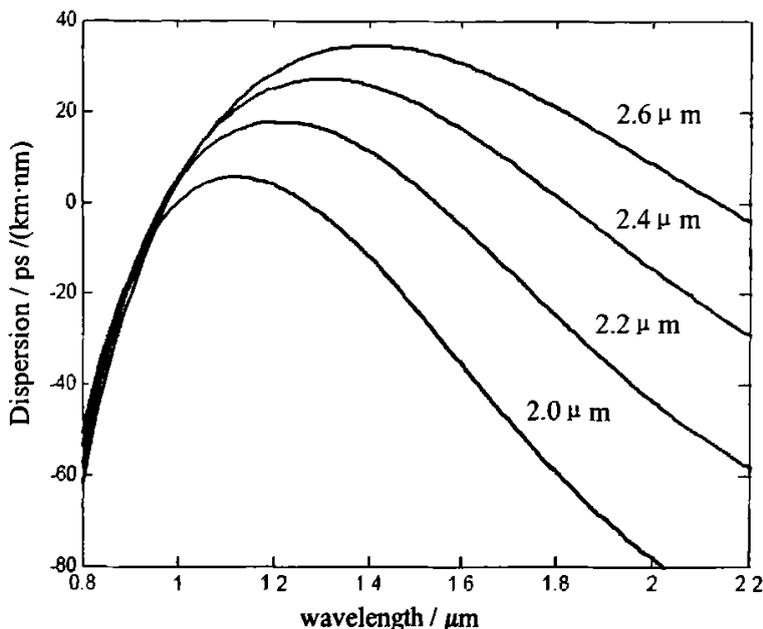


图 3.4 双零色散 PCF 色散曲线
Fig3.Dispersion of double-zero dispersion PCF

图3.4中 D_w 曲线、 $-D_m$ 曲线有两个交点，意味着总色散将有两个零点。图中 D 是总色散的曲线，两个零色散点分别位于 $0.98\ \mu\text{m}$ ， $1.44\ \mu\text{m}$ 。通过调整图3.4中的波导色散就可以调整PCF零色散点的位置。减小孔距 Λ 波导色散曲线 D_w 会向短波长收缩，同时幅度加大，这就会导致零色散波长的移动。另外，通过对结构参数的适当选择还可以实现色散平坦，或大的负色散。如选择 $\Lambda=2.5\ \mu\text{m}$ ， $f=0.3$ ，色散曲线的色散平坦窗口非常宽，在 $1.38\text{--}1.9\ \mu\text{m}$ 窗口内，色散变化小于 $0.35\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ ，而传统光纤不可能做到这一点。选取 $\Lambda=1.2\ \mu\text{m}$ ， $f=0.5$ 时，极小值色散点移到 $1.55\ \mu\text{m}$ ，约为 $-210\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ ，在较宽的波长范围内，色散比较平坦，可用于WDM系统的宽带色散补偿。

通过调整图3.4中的波导色散就可以调整光子晶体光纤零色散点的位置，减小孔距 Λ 波导色散曲线 D_w 会向短波长收缩，同时幅度加大，这就会导致零色散波长的移动，图3.5是 $f=0.5$ ， Λ 从 $2.0\sim 2.6\ \mu\text{m}$ 变化的色散曲线。

图3.5. PCF色散零点随 Λ 的变化.Fig3.5 Relationship between dispersion zero-point of PCF and Λ

图中可以看出随着 Λ 的增大, 第一个零色散波长的位置变化很小, 在 $1\ \mu\text{m}$ 附近, 而第二个零色散波长的位置变化较大, 向长波长方向移动, 从 $1.25\text{--}2.13\ \mu\text{m}$ 。两个零色散点之间的色散为反常色散, 幅度随 Λ 的增大而增大。

3.3.2 色散位移微结构光纤

由上面的分析, 很容易设计 PCF 的结构参数来移动 PCF 的零色散点。通过对图 3.2、图 3.3 的观察, 可以发现要实现零色散点向短波长的位移, 需选取较大的 Λ , 同时注意 f 的选取。图 3.6 是色散位移 PCF 的总色散曲线。计算时参数为: $f=0.3$, $\Lambda=2.5\text{--}2.9\ \mu\text{m}$ 。图中, 零色散点的位置对 Λ 比较敏感, 规律是随 Λ 的增大, 零色散点从长波长向短波长移动(约 $1.75\ \mu\text{m}\text{--}1.28\ \mu\text{m}$)覆盖了 $1.33\ \mu\text{m}$ 和 $1.55\ \mu\text{m}$ 两个通信窗口, 而且在这段波长范围上色散比较平坦。

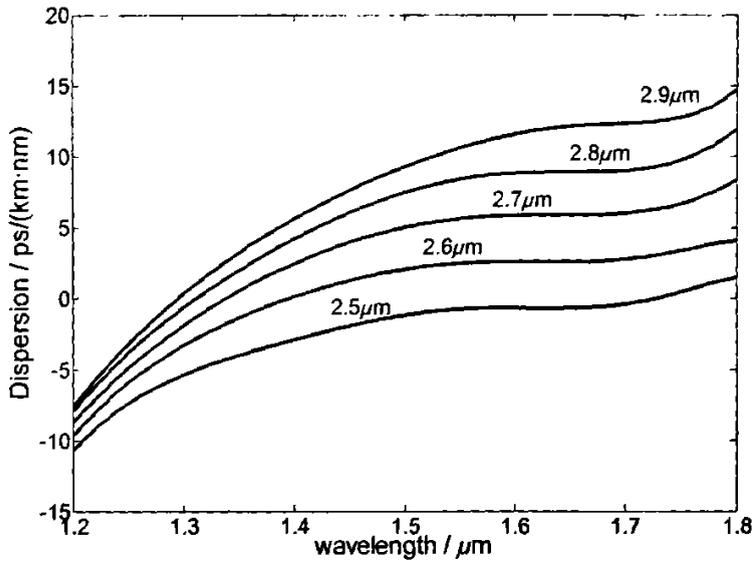


图 3.6 色散位移 PCF 总色散曲线

Fig3.6 Dispersion of DSF

3.3.3 色散补偿微结构光纤

同样以固定孔径孔距比 $f=0.3$ 为例。由图3.2 (a)可知，波长在 $1.55\ \mu\text{m}$ 通信窗口内，随着孔距 Λ 的减小，色散值也在减小。所以在孔径孔径比 f 一定时，适当减小孔距 Λ 的值时，可以得到大负色散微结构光纤。例如当 $f=0.3$ ，孔距 $\Lambda=1\ \mu\text{m}$ 时，在 $1.55\ \mu\text{m}$ 波长处色散为 $-96\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ ，孔距 $\Lambda=1.5\ \mu\text{m}$ 时，在 $1.55\ \mu\text{m}$ 波长处色散为 $-87\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 。但是考虑到其他因素的影响，孔距 Λ 的值不应无限制的减小，要参照设计的其他要求合理选择。

要想在 $1.55\ \mu\text{m}$ 附近获得较大的负色散，从图3.2分析，我们应当选取较小的孔距 Λ ，这样可以得到较大的负色散值；同时为了使负色散的极值点移到 $1.55\ \mu\text{m}$ 附近，对 f 值的大小也有一定的要求。

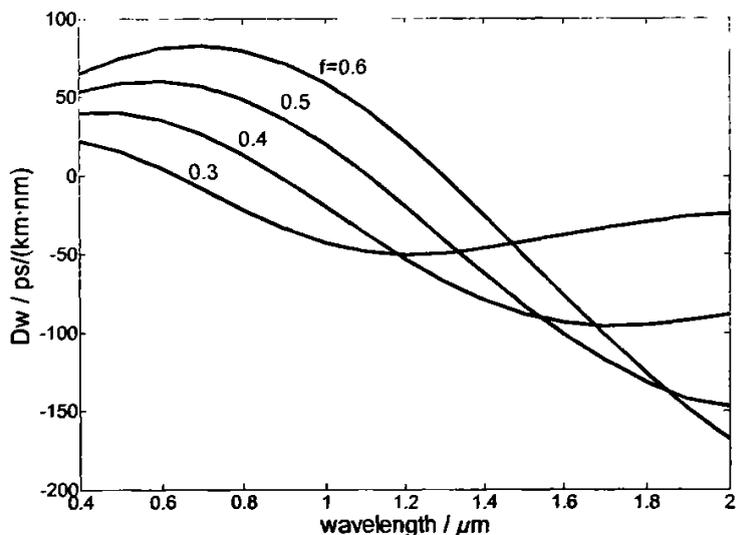
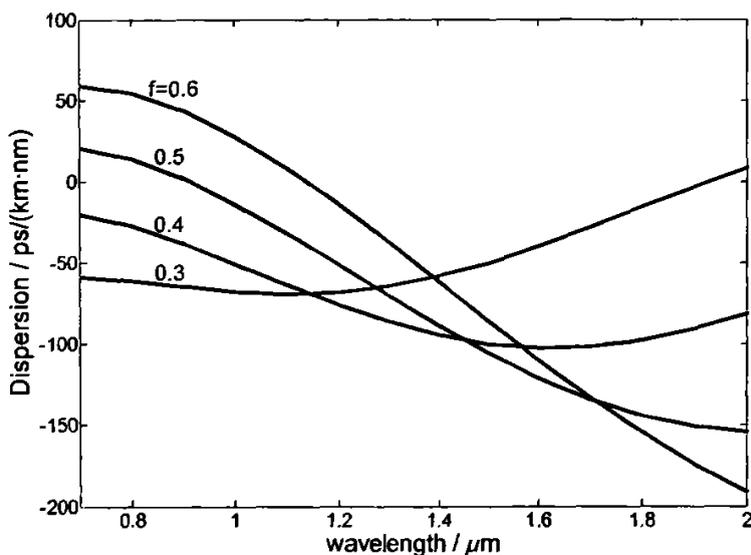
图3.7.波导色散 D_w 与孔径孔径比 f 的关系Fig3.7 Relationship between D_w and f 

图3.8 色散补偿PCF的色散特性.

Fig3.8 Dispersion of dispersion compensation PCF

图3.7是我们选取 $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$, f 取0.3—0.6变化时的波导色散曲线。图3.8是其总色散曲线。当 f 增大时,总色散曲线的色散极值点(最小色散点)将从短波长向长波长移动,同时色散的幅度增大。在 $f=0.4$ 时,最小总色散点移到 $1.55 \mu\text{m}$

附近, 大小约为 $-98 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$, 在较宽的波长范围内, 色散比较平坦, 有利于WDM系统的宽带色散补偿。改变 f 的大小还可以调整 $1.55 \mu\text{m}$ 附近的色散斜率。通过减小 Λ 的值, 并配合 f 的调整, 可以使 $1.55 \mu\text{m}$ 附近的负色散进一步增大。计算得到当 $\Lambda = 1 \mu\text{m}$, $f = 0.6$ 时, $1.55 \mu\text{m}$ 附近的色散为 $-310 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 。

3.3.4 色散平坦微结构光纤

色散平坦PCF的情况较为复杂, 由图3.2、图3.3可以看出, 波导色散曲线 D_w 的特点是随 Λ 的增大, 其斜率的绝对值减小(变平坦), 而随 f 的增大斜率基本保持不变, 整体位置上移, 并且负斜率部分延长。根据这一特点, 我们可以通过调整 Λ 的大小, 使波导色散曲线 D_w 的负斜率部分在一定的波长范围里和材料色散曲线 $-D_m$ 保持近似斜率相同, 这样就可以在特定的波长范围里得到色散平坦特性。此外还可以通过调节 f 的大小来调整色散的大小使其为正色散、负色散或零色散。

因为孔径孔距比 f 和孔距 Λ 的变化均会影响波导色散, 所以首先固定孔径孔距比 f 的值, $f = 0.3$, 在此条件下寻求平坦色散微结构光纤的最佳孔距参数。

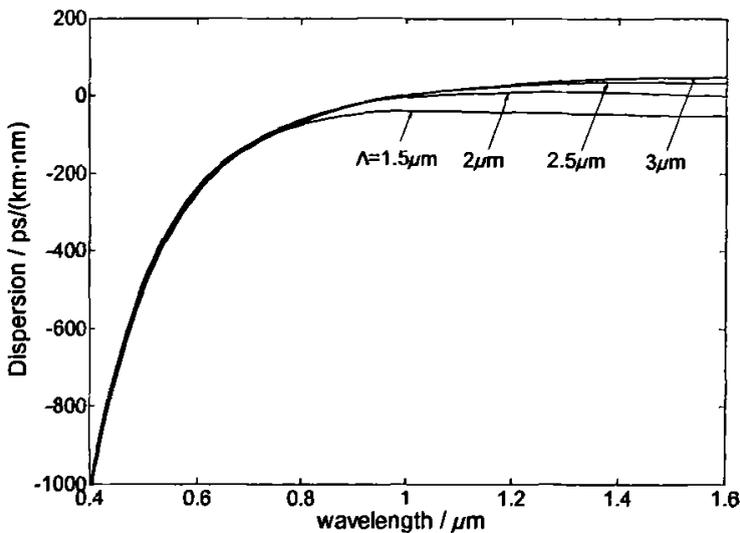


图3.9(a) 总色散随孔距变化曲线图
Fig3.9(a) Relationship between dispersion and Λ

图3.9(a)所示为微结构光纤在孔径孔距比 $f = 0.3$ 时, 总色散随孔距变化曲线图。从图中可以看出随着波长的增大, 色散值变大。在 $0.4 \mu\text{m}$ 到 $0.8 \mu\text{m}$ 波段, 曲线斜率很大, 数值急剧增大, 当波长大于 $0.8 \mu\text{m}$ 后, 曲线变得平滑。为了看清

色散随孔距变化关系, 将 $1\mu\text{m}$ — $1.6\mu\text{m}$ 波段处的曲线进行放大, 得到图 3.9 (b)

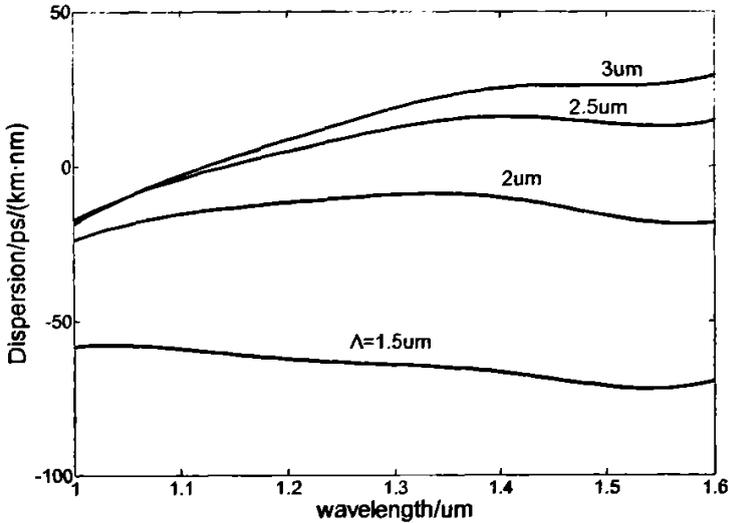


图 3.9(b) 局部放大图
Fig3.9(b) Subplot of fig 3.9(a)

为了在 $1.31\mu\text{m}$ 通信窗口内获得超平色散光纤, 考虑在 $1.2\mu\text{m}$ — $1.4\mu\text{m}$ 波段内色散曲线的平坦度。从图 3.9(b)中可以看到在 $1.2\mu\text{m}$ — $1.4\mu\text{m}$ 波段内, 孔距 $\Lambda=2\mu\text{m}$ 时曲线平坦度较好, 当孔距 $\Lambda=1.5\mu\text{m}$ 时, 其色散曲线的斜率为负, 而当孔距 $\Lambda=2.5\mu\text{m}$ 时, 其色散曲线的斜率为正, 因此可以推断出固定孔径孔距比 $f=0.3$ 时, 超平坦色散微结构光纤的最佳孔距应该在 $1.5\mu\text{m}$ — $2.5\mu\text{m}$ 之间的 $2\mu\text{m}$ 左右。应用二分法, 在孔距为 $1.5\mu\text{m}$ — $2.5\mu\text{m}$ 区间内找到最佳的孔距参数, 得到 $f=0.3$ 时的超平坦微结构光纤。

通过计算可得, 当 $f=0.3$, $\Lambda=2.2875\mu\text{m}$ 时, 在波长 $1.31\mu\text{m}$ 通信窗口内微结构光纤具有最佳超平坦特性, 波长 $1.31\mu\text{m}$ 处的色散值为 $-0.3845\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$, 在 $1.2\mu\text{m}$ — $1.4\mu\text{m}$ 波段内最大偏差绝对值为 $1.8974\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$, 标准偏差为 $0.122\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 。

上面讨论了固定 f 时, 通过改变孔距参数设计超平坦色散光纤的情况。因为孔径孔距比 f 的变化对总色散也有重大影响, 所以还通过改变孔径孔距比 f , 来调整超平坦色散光纤在 $1.31\mu\text{m}$ 处的色散值。利用上面的计算结果, 固定孔距 $\Lambda=2.2875\mu\text{m}$, 通过改变 f 的值, 对总色散曲线进行调整以最终达到设计目标

下图 3.10 为 $\Lambda=2.2875\mu\text{m}$ 时, 总色散在 $1.2\mu\text{m}$ — $1.4\mu\text{m}$ 波段内随 f 变化曲线图。可以看出在孔距 $\Lambda=2.2875\mu\text{m}$ 时, 对于不同的 f 值, 微结构光纤的总色散均具有平坦特性, 但是总色散随着 f 的增大而相应提高。理论上当在 $(0.2, 0.5)$ 区

间内对 f 取不同值时, 就可以得到 $-30 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}) \sim 40 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 内的任意总色散, 从而进一步优化设计, 得到满足不同总色散要求的超平坦微结构光纤。

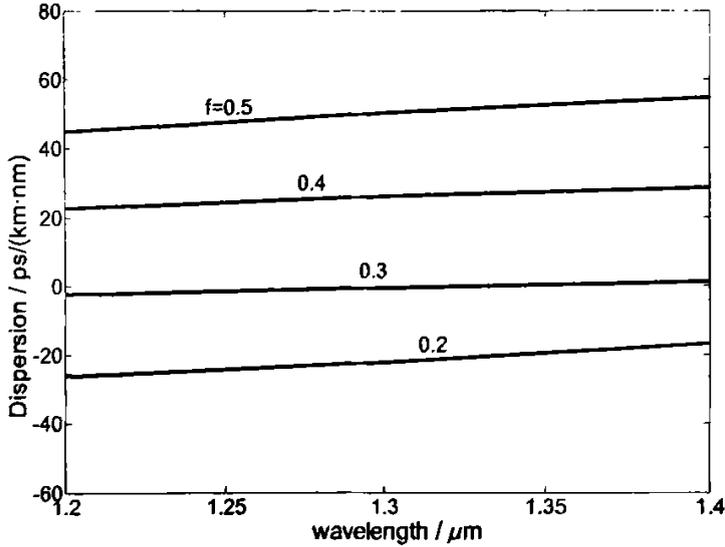


图 3.10 色散平坦光纤总色散曲线

Fig 3.10 Dispersion of flat dispersion fiber

通过上面的举例可以看出, 微结构光纤通过精细的设计 (改变结构参数) 可以得到各种色散特性的光纤, 如: 色散补偿、色散位移和色散平坦、双零色散等光纤。因此光纤波导色散随结构参数变化的关系规律, 在色散特性的设计当中具有重要的指导意义。

3.4 小结

本章应用等效折射率模型对光子晶体光纤的色散特性进行了详细的分析和讨论。讨论中将群速度色散分解为波导色散和材料色散, 着重研究了波导色散与 PCF 的结构参量孔距 Λ 、相对孔径 f 的关系。分析表明, 在 f 一定的情况下, PCF 的波导色散与 Λ 的关系符合 Maxwell 方程的比例性质 (scaling properties); 而在 Λ 确定的情况下, PCF 的波导色散的零点、极小值点位置与 f 存在线性关系。最后应用上述结论, 举例说明了通过对光子晶体光纤结构的设计可以实现特殊色散特性, 如大负色散、色散位移、色散平坦等色散特性, 显示了 PCF 在色散管理方面的优势。对光子晶体光纤应用于色散补偿、色散位移、色散平坦光纤时, 其结构参量对色散特性的影响进行研究, 得到了规律性的结论。这些结论对于光子晶体

光纤的设计制作有一定的参考价值。

4 太赫兹波导色散特性分析

微结构光纤具有诸如无尽单模特性、灵活的色散控制特性、大有效面积等诸多独特的特性，通过合理选择包层空气孔的周期排列方式、空气孔的尺寸及空气孔的层数，可设计出极低色散的波导。相对于微结构光纤，THz波长比光波长长得多，使得构建THz波段微结构光波导相对容易。本章将用类似于光子晶体光纤的微结构包层构建THz波导，并用矢量等效折射率法对微结构THz波导的色散特性进行分析。

4.1 微结构 THz 波导建模

石英是微结构光纤的典型制作材料，在THz频率范围吸收损耗较高，不适合制作THz波导。一些塑料材料对THz波吸收小，尤其是聚乙烯，介电常数在THz波段虚部为零；另外，塑料柔性好，成型温度低，是构建各种灵活微结构THz波导的理想材料。三角格子微结构THz波导的横截面具有和三角格子微结构光纤一样的构造，其超元包及单元包模型如图2.1所示。对于三角格子THz波导，其包层中按三角格子结构周期排列着聚乙烯管，中心实芯的聚乙烯棒形成一个导光线缺陷。图4.1为四方格子微结构THz波导的一个超元胞，包层中按四方格子结构周期排列着聚乙烯管，中心实芯的聚乙烯棒形成一个导光线缺陷。

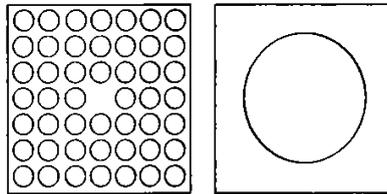


图 4.1 四方格子微结构 THz 波导的超元包及单元包

Fig.4.1(b) Supercell and unit of THz waveguide with square lattice structure

4.2 三角格子微结构 THz 波导

根据矢量等效折射率法，首先将三角格子 THz 波导的包层区域看作是没有中心缺陷且具有无限周期性排列的六角形二维结构，为了进一步简化计算，再用面积相等的圆形单元胞代替六角形单元胞，如图 4.2 所示。根据面积等效得到圆形单元胞半径为： $R = \Lambda [3^{1/2} / (2\pi)]^{1/2} = 0.525\Lambda$ 。

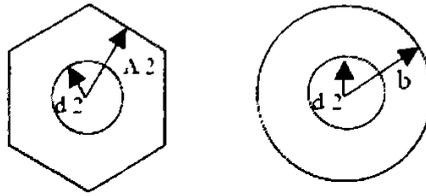


图 4.2 包层区的单元及其等效单元
Fig4.2 Cladding cell and effective unit

对于这种具有对称边界条件的圆形单元胞根据电磁波传播的矢量理论进行计算。即可得到三角格子微结构 THz 波导的包层等效折射率、模式等效折射率、色散特性等。这一过程与求解三角格子微结构光纤的过程一致。

4.2.1 单模特性

为了保证波的有效传输，应使设计的波导工作在单模区。与普通光纤一样，只有当模式的等效折射率位于包层和芯区折射率之间的模式才能在波导中传输，因此，确定微结构 THz 波导对应二次模的有效折射率和包层的有效折射率，是讨论微结构 THz 波导的单模特性的重要依据。欲获得单模运转，必须使相应的二次模截止，即使二次模的有效折射率低于包层的有效折射率。微结构 THz 波导的包层中周期排列着空气孔，等效折射率由基空间包层模(Fundamental space filling mode, FSM) 的有效折射率决定。模式的有效折射率低于 FSM 的有效折射率 NFSM 的任何模式都是辐射模，不能在微结构 THz 波导中传输。

图4.3(a)为结构参数取 $\Lambda=500\mu\text{m}$ ， $f=0.6$ ，聚乙烯折射率 $n_{\text{core}}=1.5263$ 时，THz 波导基模、基空间填充模及芯子等效折射率随归一化频率变化的曲线图。由图可以看出，在整个归一化频率范围内，基模的有效折射率均在基空间填充模 FSM 与芯区的有效折射率之间。

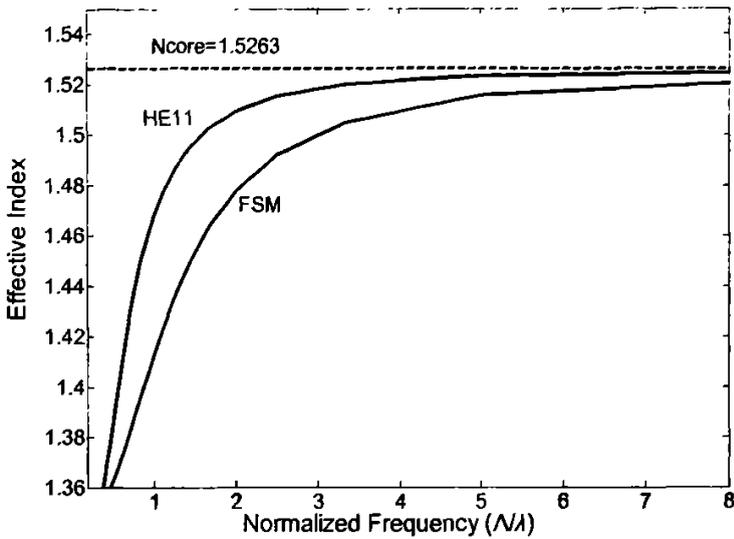


图4.3 THz波导基模及基空间填充模等效折射率比较
Fig 4.3 Effective index of FSM and HE11

为了分析 THz 波导的单模特性和截止频率，计算其四个 2 次模的有效折射率，并与基空间填充模的有效折射率对比。如图 4.4(a)所示。

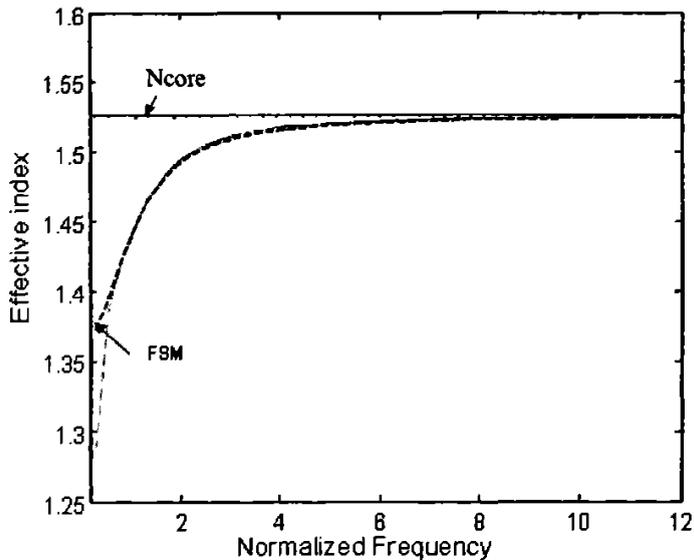


图 4.4(a) 二次模有效折射率
Fig 4.4(a) Effective index of second-order mode

图 4.4(b)是图 4.4(a)的局部放大图，图中可看出对应最高二次模的截止点。当

归一化频率小于 1.4941 时，高阶模截止，波导内只有基模传输。

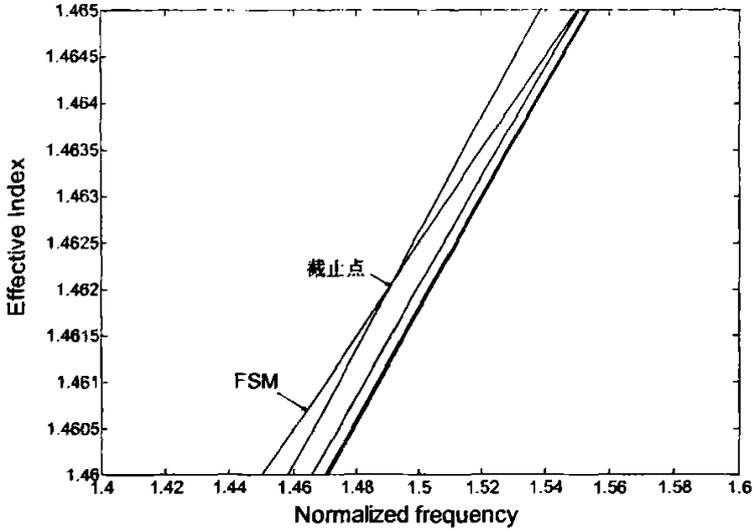


图4.4(b) 局部放大图
Fig 4.4(b) Subplot of fig 4.4(a)

改变 d/Λ 值，通过计算二次模截止时所对应的归一化频率，可以得到二次模截止特性变化曲线，如图 4.5 所示。

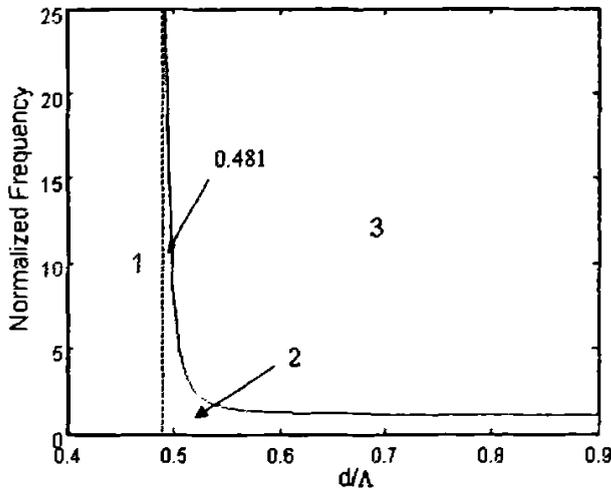


图 4.5 二次模截止频率
Fig4.5 Relationship between second-order mode cut-off frequency and d/Λ

由上图 4.5 可见, 随着孔径孔径比 d/Λ 的减小, PCF 的二次模截止频率迅速增大, 最终截止频率趋于 $d/\Lambda=0.481$ 。由此可以判断 PCF 的工作状态: 当 d/Λ 小于 0.481 时, 对应于渐近线以左的区域 1, PCF 处在‘无尽单模’工作状态, 即无论频率的高低, 二次模都不会出现; 当 d/Λ 大于 0.481 时, 截止频率特性曲线下方的区域 2 为单模区, PCF 只能在特定的频率范围内实现单模传输, 上方的区域 3 为多模区。根据此规律, 即可以选择适当的孔径孔距比, 从而获得单模传输的微结构 THz 波导。

4.2.2 色散特性

超短 THz 波脉冲是 THz 系统的典型特征和优势所在, 传输波导需要具有良好的色散性质。聚乙烯介电常数的实部在 THz 波频率范围内是常数, 聚乙烯波导的材料色散 D_m 对于总色散贡献较小, 总色散常数仅由波导色散 D_w 决定。

图 4.6 为应用矢量等效折射率法计算出的 THz 波导色散与孔距关系的曲线。计算时选取 $f=0.6$, THz 波导的孔距 Λ 从 $500\mu\text{m}$ 到 $800\mu\text{m}$ 变化。

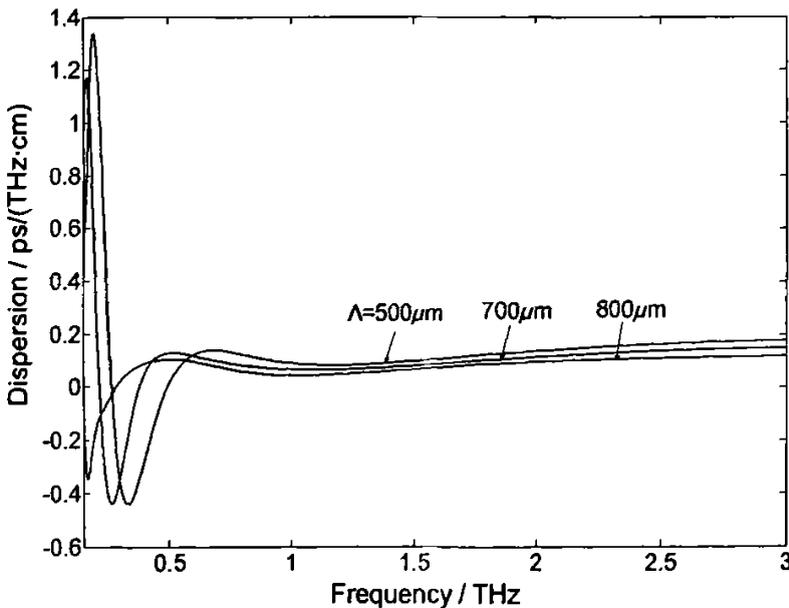


图 4.6 三角格子微结构 THz 波导色散与孔距 Λ 的关系曲线图

Fig4.6 Relationship between triangular lattice structure THz waveguide and Λ

由上图 4.6 中可以看出, 随着频率的增大, 波导色散曲线在频率方向上越平滑, 随着孔距变小, 其色散相应地减小并趋于零色散。在低频率区内, 色散曲线波动

较大，并在 0—0.5THz 区域内发生突变形成尖峰脉冲，且其峰值随着孔距变小而增大。随着孔距的变小，波峰和波谷位置均向高频区移动。

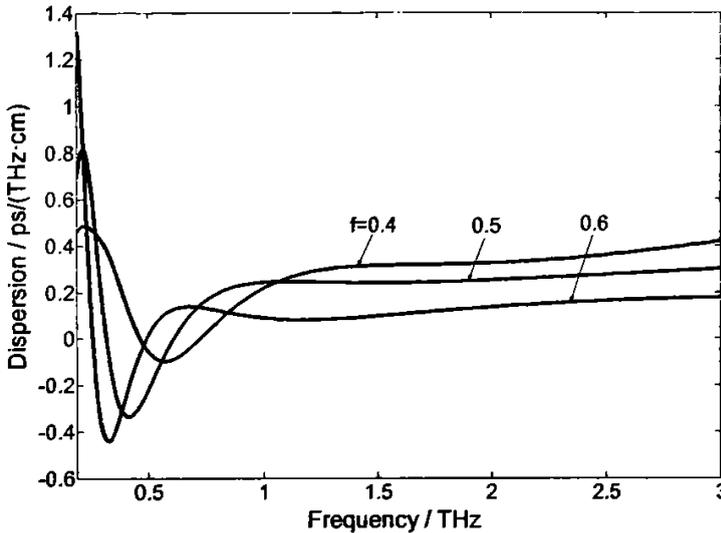


图 4.7 三角格子微结构 THz 波导色散与 f 关系曲线图

Fig4.7 Relationship between triangular lattice structure THz waveguide and f

图 4.7 所示为孔距 $\Lambda = 500 \mu\text{m}$ 时，三角格子微结构 THz 波导色散随孔径孔距比 f 变化的曲线图。其曲线形式和随 f 的变化规律类似于图 4.6。由图可以看出随着频率的增大，波导色散曲线在频率方向上越平滑，随着孔径孔距比 f 的变大，其色散相应地减小并趋于零色散。在低频区内，色散曲线波动较大，并在 0—1THz 区域内发生突变，且其曲线峰值随着 f 变大而增大。随着孔径孔距比 f 的变大，波峰和波谷位置均向高频区移动，曲线被压缩。

4.2.3 微结构 THz 波导设计

上一小节中已经分析了微结构 THz 波导的色散特性，从分析结果可以看出微结构 THz 波导的色散特性与其结构参数有着密切关系，且其变化规律类似于光子晶体光纤的波导色散变化规律，这是因为微结构 THz 波导具有与光子晶体光纤相似的微结构。在第三章中，已经利用微结构光纤其色散特性随结构参数变化的规律，通过改变微结构参数，灵活设计出了四种具有优异色散性能的微结构光纤。同样利用上面分析出的微结构 THz 波导色散特性与结构参数的关系，改变其结构

参数也可以得到不同色散特性的 THz 波导。

例如从图4.6和图4.7可以看出，在高频区出现接近零色散区的一段宽敞区域，这对构造低色散、超平坦色散的THz波导是非常有意义。适当增大孔径孔距比 f 或孔距 Λ ，不仅可以在更大频域内实现色散平坦，而且色散值也随之降低，从而构造出近零低色散超平坦的THz波导。

从图 4.6 和 4.7 还可以看出，随着孔距和孔径孔距比的变大，零色散点向高频区移动，所以通过改变孔距和孔径孔距比的值还可以调节零色散点在频域内的位置，构造出色散位移 THz 波导。

同样根据图4.6和4.7所示的规律，在孔径孔距比 f 一定时，适当减小孔距 Λ 的值时，可以得到大负色散微结构光纤。例如当 $f=0.6$ ，孔距 $\Lambda=500\mu\text{m}$ 时，频率0.3THz处的色散为 $-0.4\text{ps}/(\text{THz}\cdot\text{cm})$ ，孔距 $\Lambda=700\mu\text{m}$ 时，该频率处的色散为 $-0.1\text{ps}/(\text{THz}\cdot\text{cm})$ 。改变 f 值时还可以移动负色散极值点的位置，从而实现在某一特定频率处的大负色散。例如当 $\Lambda=500\mu\text{m}$ ， $f=0.5$ 时，即可将负色散的极值点移至0.5THz频率处。

4.3 四方格子微结构 THz 波导

类比矢量等效折射率法求解三角格子微结构 THz 波导，首先将四方格子 THz 波导的包层区域看作是没有中心缺陷且具有无限周期性排列的正方形二维结构，再用面积相等的圆形单元胞代替正方形单元。如图 4.8 所示为四方格子微结构 THz 波导的包层区单元及其等效单元。根据面积等效原则，可以得到等效单元半径 $b=\Lambda/(\pi)^{1/2}$

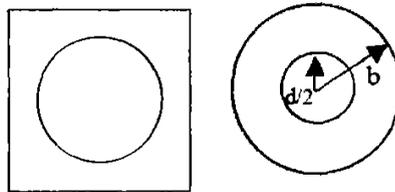


图 4.8 包层区单元及其等效单元

Fig4.8(b) cladding cell and effective unit

对于这种具有对称边界条件的圆形单元胞根据电磁波传播的矢量理论进行计算。即可得到四方格子微结构 THz 波导的包层等效折射率、模式等效折射率、色散特性等。这一节主要通过与三角格子微结构 THz 波导的色散比较，研究四方格子微结构 THz 波导的色散特性。

图 4.9 (a) 为结构参数相同情况下, 三角格子微结构 THz 波导和四方格子微结构 THz 波导色散曲线比较图。图 4.9 (b) 为图 4.9 (a) 中两条色散曲线的差值。

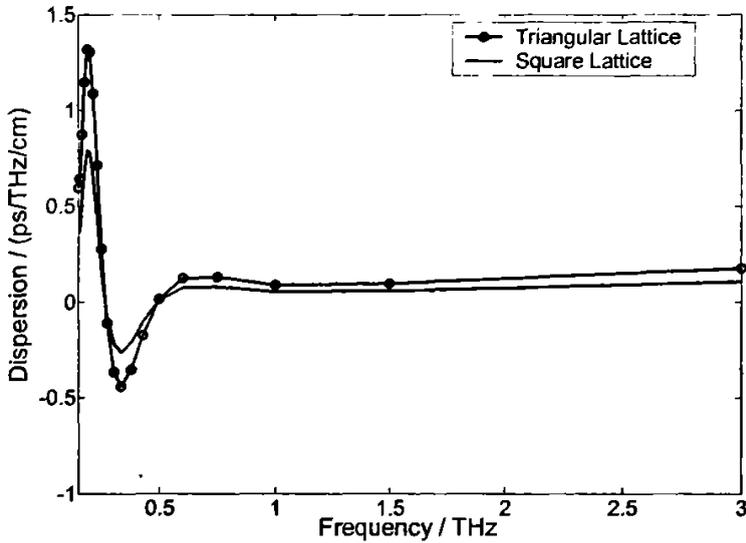


图4.9(a) 色散特性曲线

Fig4.9(a) Dispersion of two microstructure THz waveguides

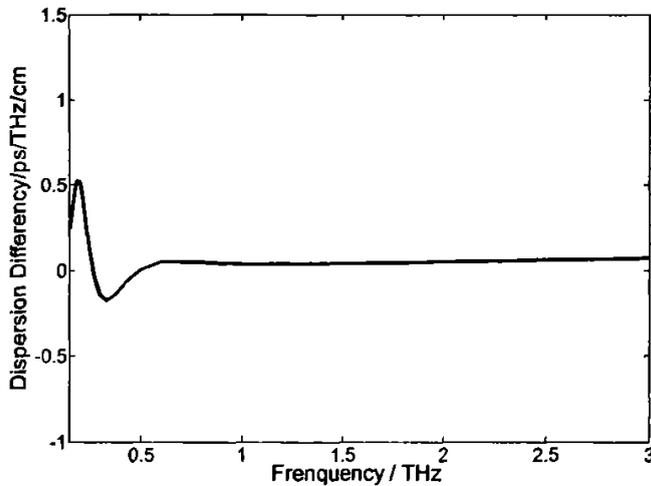


图4.9(b) 色散差曲线图

Fig4.9(b) Dispersion difference

可以看出, 这两种结构的THz波导具有相似的色散特性, 在低频区出现一色散峰值, 三角格子结构的峰值色散要比四方格子的峰值色散高, 三角格子结构的峰

值达到1.3 ps/THz/cm, 四方格子结构的峰值在0.8 ps/THz/cm左右, 两者峰值差为0.5 ps/THz/cm。随着频率的变大, 色散值越发平坦并逐渐趋于零, 当频率高于0.6THz时, 色散值稳定处于0.2—0.3 ps/THz/cm之间, 呈献出超平坦特性。从色散特性看, 四方格子的色散值始终低于三角格子的色散值, 四方格子微结构要优于三角格子微结构。

4.4 小结

本章选用三角格子和四方格子微结构来构建 THz 波导, 并应用全矢量等效折射率法对三角格子 THz 波导单模特性和色散特性进行较为全面的分析。

首先找到了三角格子微结构 THz 波导二次模截止频率随孔径孔距比的变化规律。根据这一规律适当选取孔径孔距比 f , 即可设计出单模传输的微结构 THz 波导。然后得出其色散特性随结构参数变化的一般规律, 为合理优化 THz 波导微结构参数, 设计出具有优异色散特性的 THz 波导提供理论依据。

最后通过四方格子微结构 THz 波导与三角格子 THz 波导在相同结构参数下, 色散值的对比, 得出四方格子微结构光纤色散特性优于三角格子 THz 波导的结论。

5 结论

本文首先建立了等效折射率模型，并将其与矢量法相结合得到矢量等效折射率法。并应用此方法重点分析了 PCF 的包层等效折射率及模式等效折射率。通过分析比较大量计算结果，找到了包层等效折射率及基模等效折射率随微结构参数的变化规律。即当 f 一定时， Λ 越小基模等效折射率越小； Λ 一定时， f 越大基模等效折射率越小。最后分析了微结构光纤的单模特性和截止频率。模式有效折射率与基空间填充模的关系是判断模式截止的重要依据。

应用等效折射率模型对微结构光纤的色散特性进行了详细的分析和讨论。讨论中将群速度色散分解为波导色散和材料色散，着重研究了波导色散与 PCF 的结构参量孔距 Λ 、相对孔径 f 的关系。分析表明，在 f 一定的情况下，PCF 的波导色散与 Λ 的关系符合 Maxwell 方程的比例性质 (scaling properties)；而在 Λ 确定的情况下，PCF 的波导色散的零点、极小值点位置与 f 存在线性关系。最后应用上述结论，举例说明了通过对光子晶体光纤结构的设计可以实现特殊色散特性，如大负色散、色散位移、色散平坦等色散特性，显示了 PCF 在色散管理方面的优势。对微结构光纤应用于色散补偿、色散位移、色散平坦光纤时，其结构参量对色散特性的影响进行研究，得到了规律性的结论。这些结论对于光子晶体光纤的设计制作有一定的参考价值。

最后鉴于微结构光纤优异的色散性质，将微结构包层应用于构造 THz 波导，得到三角格子和四方格子微结构 THz 波导。同时首创性地将矢量等效折射率法推演应用于分析 THz 波导的单模特性和色散特性，得出结果与预期结果一致，并由此总结出一般规律，为进一步研究开发 THz 波导提供了理论依据和可行算法。

研究发现，由于矢量等效折射率法求解的是矢量波动方程，所以不仅可以计算色散，还可以计算出光波导内的传输模场、偏振特性等，本文中未涉及模场和偏振特性的分析，这可作为下一步的研究方向。

研究还发现，应用矢量等效折射率法计算中不涉及求解虚部数值，所以对于 THz 波导而言，无法求解其传输损耗。如何改进并完善矢量等效折射率法，使其可以用于分析 THz 波导的损耗特性，则是另外一个研究重点。

参考文献

- [1] P. St. J. Russell. "Photonic Crystal Fibers," *Science*. 2003 299(5605):358-362.
- [2] R.F.Cregan, B.J.Mangan, J.C.Knight, et al. "Single mode photonic band gap guidance of light in air," *Science*. 1999 285:1537-1539.
- [3] P.St.J. Russell, J.C. Knight, T.A. Birks, et al. "Recent progress in Photonic Crystalline fibres," *Proc. OFC 2000*. 2000 ThG1.
- [4] Cryan, K. Tatah, R. Strack. "Multi-component all glass photonic bandgap fiber," US Patent No. US 6598428B1 (Date of Patent: Jul. 29, 2003).
- [5] V. R. K. Kumar, A. K. George, W. H. Reeves, et al. "Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation," *Opt. Express*. 2002 10:1520-1525.
- [6] K.M.Kiang, K.Frampton, T.M.Monro, et al. "Extruded single mode non-silica holey optical fiber," *Electron. Lett.* 2002 38:546-547.
- [7] T.M.Monro, Y.D.West, D.W.Hewak, et al. "Chalcogenide holey fiber," *Electron. Lett.* 2000 36:1998-2000.
- [8] J. M. Pottage, D. Bird, T. D. Hedley, et al. "Robust photonic band gaps for hollow core guidance in PCF made from high index glass," *Opt. Express*. 2003 11: 2854-286.
- [9] V.V. Ravi, K. Kumar, A.K. George, et al. "Tellurite photonic crystal fibre," *Opt. Express* 2003 10: 641-2645.
- [10] P. Petropoulos, H. Ebendorff-Heidepriem, V. Finazzi, et al. "Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers," *Opt. Express*. 2003 11:3568-3573,.
- [11] X. Feng, T. M. Monro, P. Petropoulos, V. Finazzi, and D. Hewak. "Solid microstructured optical fiber," *Opt. Express*. 2003 11:2225-2230.
- [12] M. van Eijkelenborg, M. Large, A. Argyros, et al. "Microstructured polymer optical fibre," *Opt. Express*. 2001 9:319-327.
- [13] M. A. van Eijkelenborg, A. Argyros, G. Barton, et al. "Recent progress in microstructured polymer optical fibre fabrication and characterization," *Opt. Fiber Tech.* 2003 9: 199 - 209;
- [14] M. C. J. Large, S. Ponrathnam, A. Argyros, et al. "Solution doping of microstructured polymer optical fibres," *Opt. Express*. 2004 12: 1966-1971.
- [15] M. A. van Eijkelenborg. "Imaging with microstructured polymer fibre," *Opt. Express*. 2004 12: 342-346.
- [16] T.A. Birks, J.C. Knight, P.St.J. Russell. "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* 1997 22:961-963.
- [17] T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight, et al. "The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres," *Optical Fiber Communication Conference, OSA (Optical Society of America), Washington, D.C.* 1998 FG4: 114-116.
- [18] J.Broeng, D.Mogilevtsev, S.E. Barkou, et al. "Photonic crystal fibers: a new class of optical waveguides," *Opt. Fiber Technol.* 1999 5:305-330.
- [19] 任国斌, 姜淑琴, 王智, 简水生. "等效折射率模型分析光子晶体光纤的色散特性," *光学学报* 2004 24(3): 319-323.

- [20] S.G. Johnson, and J.D. Joannopoulos. "Block-iterative frequency-domain methods for maxwell's equations in a planewave basis," *Opt. Express*. 2000 8: 173-190.
- [21] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn. "Photonic crystals: molding the flow of light," Princeton University Press, 1995, New York.
- [22] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis. "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures," *Phys. Rev. Lett.* 1990 65:3152.
- [23] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, et al. "Accurate theoretical analysis of photonic band-gap materials," *Phys. Rev. B*. 1993 48:8434-8439.
- [24] S. Guo and S. Albin. "Numerical techniques for excitation and analysis of defect modes in photonic crystals," *Opt. Express*. 2003 11:1080-1089.
- [25] Shangping Guo, Sacharia Albin. "Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations," *Opt. Express*. 2003 11:167-175.
- [26] J. Broeng and S.E. Barkou. "Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers," *Opt. Lett.* 2000 25:96-98.
- [27] Ferrando, E. Silvestre. "Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* 1999 24(5): 276-278.
- [28] K. Bierwirth, N. Schulz, and F. Arndt. "Finite-difference analysis of rectangular dielectric waveguides by a new finite difference method" *J. Lightwave Technol.* 1986 34: 1104-1113.
- [29] S. C. Lee, D.H. Choi, E.H. Hara. "Application of the FD-TD method to H-shaped rectangular optical waveguides" *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1991, AP-S. Digest*, 24-28 June 1991 3:1774 - 1777.
- [30] W.P. Huang, S.T. Chu, S.K. Chaudhuri. "A semivectorial finite-difference time-domain method [optical guided structure simulation]" *IEEE Photonics Tech. Lett.* 1991 3:803 - 806.
- [31] J.P. Berenger. "A perfectly matched layer for absorption of electromagnetic waves" *J. Comput. Phys.* 1994 114: 185-200.
- [32] Z. Zhu and T. G. Brown. "Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers," *Opt. Express*. 2002 10:853-864.
- [33] Lou Shuqin, Wang Zhi, Ren Guobin, et al.. "An Efficient Algorithm for Modeling Photonic Crystal Fibers," *Optical Fiber Technology*, 2005 11:34-45.
- [34] T. Fujisawa and M. Koshiha. "Finite element characterization of chromatic dispersion in nonlinear holey fibers," *Opt. Express*. 2003. 11: 1481-1489.
- [35] M. Koshiha and K. Saitoh. "Structural dependence of effective area and mode field diameter for holey fibers," *Opt. Express*. 2003 11: 1746-1756.
- [36] T P White, B T Kuhlmeiy, R C McPhedran, et al. "Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation," *J OPT SOC AM B*. 2002 19(10): 2322-2330.
- [37] T Boris, Kuhlmeiy, P. Thomas, et al. "Multipole method for microstructured optical fibers. II. Implementation and results," *J. Opt. Soc. Am. B*. 2002 19 (10): 2331-2340.
- [38] T. P. White, R. C. McPhedran, L. C. Botten, et al. "Calculations of air-guided modes in photonic crystal fibers using the multipole method," *Opt. Express*. 2001 9: 721-732.
- [39] F. Fogli, L. Saccomandi, P. Bassi, et al. "Full vectorial BPM modeling of Index-Guiding Photonic Crystal Fibers and Couplers," *Opt. Express*. 2002 10:54-59.
- [40] T.M. Monro, D.J. Richardson, N.G.R. Broderick, et al. "Holey optical fibers: an efficient modal

- model," *J. Lightwave Technol.* 1999 17: 1093-1102.
- [41] J.C.Knight, J. Brong, T.A.Birks, et al. "Photonic band gap guidance in optical fiber," *Science*.1998 282:399-402.
- [42] Yablonovitch,"Photonic Crystal: Semiconductors of Light", *Scientific American*, Dec.2001
- [43] Russell P St J, et al. Recent progress in Photonic Crystal fibres [A], Proc, OFC2000 [C], 3:98-100
- [44] Chongjun Jin , Bingying Cheng , Zhaolin L T.A. Birks, J.C. Knight, P.St.J. ' Two dimensional metallic photonic crystal in the THz range', *Optics Communications* 166_1999.9-13
- [45] Kanglin Wang & Daniel M. Mittleman, 'Metal wires for terahertzwave guiding,'Department of Electrical and Computer Engineering, MS 366, Rice University, Houston , Texas 77251-1892, USA
- [46] S. Coleman and D. Grischkowsky, 'Parallel plate THz transmitter ',School of Electrical and Computer Engineering, Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74078
- [47] Masahiro GOTO1, Alex QUEMA1, Hiroshi TAKAHASHI2, Shingo ONO1,2 and Nobuhiko SARUKURAI; Teflon Photonic Crystal Fiber as Terahertz Waveguide , *Japanese Journal of Applied Physics* Vol. 43, No. 2B, 2004, pp. L 317 - L 319,2004 The Japan Society of Applied Physics
- [48] Saitoh Kunimasa. Endlessly single-mode holey fibers: the influence of core design[J]. *Optics Express*, 2005, 13(26): 10833-10839.
- [49]. G. B. Ren, Z. Wang, S.Q. Lou, S. S.Jian, Mode cutoff in hole-assisted optical fibers [J] *Acta optica sinica*, Vol.24,No.11,2004:0253-2239(in Chinese)
- [51] Yuan R 2002 *Optical Comm. Tech.* 26 4 (in Chinese)[原荣 2002 光通信技术 264]
- [52] ShaoZ H 2 001 *Acta Phys. Sin.* 50 7 3(in Chinese)[邵钟浩 2001 物理学报 50 73]
- [53] X. Feng, T. M. Monro, P. Petropoulos, V. Finazzi, and D. Hewak, "Solid microstructured optical fiber," *Opt. Express* 11, 2225-2230 (2003).
- [54] M. van Eijkelenborg, M. Large, A. Argyros, J. Zagari, S. Manos, N. A. Issa, I. M. Bassett, S. C. Fleming, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, and N. A. P. Nicorovici, "Microstructured polymer optical fibre," *Opt. Express* 9, 319-327 (2001).
- [55] B. Bourliaguet et al., "Microstructured fiber splicing," *Opt. Express*, vol. 11, no. 25, pp.3412-3417, Dec. 2003.
- [56] A. Ferrando, E. Silvestre, P. Andres, J. J. Miret, and M. V. Andres, "Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers," *Opt. Express* 9, 687-697 (2001).
- [57] J. C. Knight, J. Arriaga, et al, Anomalous dispersion in photonic crystal fiber, *Photo. Tech. Lett.*, 2000, Vol. 12, No. 7, 807-809.
- [58] K.P. Hansen, J. R. Folkenberg, C. Peucheret, and A. Bjarklev, Full dispersion controlled triangular-core nonlinear photonic crystal fiber, in proceedings of OFC2003, 2003,PD2-1—PD2-3.

附录

标量等效折射率法

如图 1 中 (a) 是包层中的一个单元, 在空气孔不是很大的情况下, 利用面积等效, 可以将其外围的正六边形近似为图 1 中 (b) 中半径为 r_e 的圆。

$$r_e = (\sqrt{3}/(2\pi))^{1/2} \Lambda \quad (1)$$

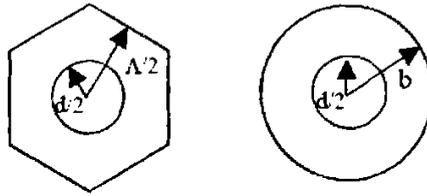


图 1 包层区的单元及其等效单元

在图 1(b) 所示的一个周期性单元中, 采用标量近似, 标量场可以表示为 $\psi \exp[i(\alpha x - \beta z + m\phi)]$, 其中 ψ 满足标量波动方程:

$$[\nabla_r^2 + (k^2 n^2 - \beta^2)]\Psi = 0 \quad (2)$$

$$\text{其中, } \nabla_r^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

在芯区, 标量波动方程为虚宗量 Bessel 方程:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \left(\beta^2 - k_0^2 n_a^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \Psi = 0 \quad (3)$$

其中, n_0 为空气折射率, 一般取为 1, 设 $d/2 = a$, $w = a(p - k_0 n_0)$, $K_m(x)$ 在 $x \rightarrow 0$ 时发散, 所以方程的解可以写为:

$$\Psi = I_m \left(\frac{W}{a} r \right) \quad 0 \leq r \leq a \quad (4)$$

在包层区, 标量波动方程为 Bessel 方程:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \left(k_0^2 n_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \Psi = 0 \quad (5)$$

其中 n_0 为石英的折射率, 令 $U^2 = a^2 (k_0^2 n_0^2 - \beta^2)$ 。其解为:

$$\Psi = J_m \left(\frac{U}{a} r \right) + C N_m \left(\frac{U}{a} r \right) \quad a \leq r \leq b \quad (6)$$

$m=0$, 利用周期性边界条件

(1) 在 $r=b$ 时, 由于周期性边界条件要求 $\frac{d\Psi}{dr} = 0$, 于是得到

$$\frac{d\Psi}{dr} = -\frac{U}{a} J_1\left(\frac{b}{a}U\right) - C \frac{U}{a} N_1\left(\frac{b}{a}U\right) = 0 \quad (7)$$

$$C = -\frac{J_1\left(\frac{b}{a}U\right)}{N_1\left(\frac{b}{a}U\right)} \quad (8)$$

(2) 在 $r=a$ 时, 边界条件要求 Ψ 、 $\frac{d\Psi}{dr}$ 保持连续,

Ψ 连续, 则

$$I_0(W) = J_0(U) + CN_0(U) \quad (9)$$

$\frac{d\Psi}{dr}$ 连续, 则

$$\frac{W}{a} I_1(W) = -\frac{U}{a} J_1(U) - C \frac{U}{a} N_1(U) \quad (10)$$

联立方程 (8) (9) (10) 即可以得到基模传输时的特征方程:

$$\frac{U I_0(W)}{W I_1(W)} = \frac{\left[J_1\left(\frac{b}{a}U\right) N_0(U) - J_0(U) N_1\left(\frac{b}{a}U\right) \right]}{\left[J_1(U) N_1\left(\frac{b}{a}U\right) - J_1\left(\frac{b}{a}U\right) N_1(U) \right]} \quad (11)$$

上述特征方程可以利用数值方法求解, 因为是单模传输所以方程的第一个根就对应基空间填充模的 β_{FSM} , 再由 $n_{eff} = \beta_{FSM} / k_0$, 得到包层区等效折射率 n_{eff} 。有了包层区的等效折射率 n_{eff} , 我们就可以利用阶跃光纤的理论来研究 PCF 的导模特性, 如单模条件、色散等传输特性。

将 PCF 等效为阶跃折射率光纤后, 即可用阶跃折射率的成熟理论进行微结构光纤的分析。

阶跃折射率光纤由芯区和包层两个均匀的区域构成, 其场量的波动方程为:

$$\begin{cases} \nabla^2 E + k^2 E = 0 \\ \nabla^2 H + k^2 H = 0 \\ \nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{cases}$$

由于光纤具有圆对称结构, 因此应在柱坐标系下进行分析, 在柱坐标系中, 两个均匀区域电场强度所满足的波动方程为:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 E = 0 \quad (12)$$

光纤中的电磁场沿 ϕ 方向应为驻波解, 利用标量波动方程可以得到芯区和包层区域的场

分布:

$$\begin{aligned} E_x &= J_m(Ur/a), 0 \leq r \leq a \\ E_x &= AK_m(Wr/a), r \geq a \end{aligned} \quad (13)$$

$U^2 = (k_0^2 n_0^2 - \beta^2) a^2, W^2 = (\beta^2 - k_0^2 n_c^2) a^2$, 利用边界条件:

$r = a$ 时, E_y 连续, 所以

$$J_m\left(\frac{U}{a}r\right) = AK_m\left(\frac{W}{a}r\right) \Rightarrow A = \frac{J_m(U)}{K_m(W)} \quad (14)$$

$r = a$ 时, $\frac{dE_y}{dr}$ 连续, 所以

$$\frac{U}{a} J'_m\left(\frac{U}{a}r\right) = A \frac{W}{a} K'_m\left(\frac{W}{a}r\right) \quad (15)$$

将式 (14) 带入式 (15) 即可得到特征方程为:

$$UJ'_m(U)K_m(W) - WJ_m(U)K'_m(W) = 0 \quad (16)$$

根据特征方程即可求得传输常数, 进而由式 (13) 得到 TIR-PCF 的电场分布, 再由 Maxwell 方程求得其他分量。

作者简历

孙悦，女，河北承德人，1982年生，2001年考入燕山大学电子信息工程学院，专业是电子科学与技术。2005年考入北京交通大学电子信息工程学院研究生，专业是电路与系统。在攻读硕士学位期间发表论文有：

1. Square Lattice Microstructure Terahertz Waveguide , Proc of SPIE 2006 , 第一作者, 2006年9月于韩国;
2. 温度对类矩形微结构光纤特性的影响, 光电子激光, 第二作者, 2006年12;
3. 微结构THZ波导器件, 光电子效应, 第五作者, 2006年12