



南京邮电大学

硕士学位论文摘要

学科、专业：工学 光学工程

研究方向：光通信与光信息处理

题 目：太赫兹波光子晶体光纤的特性研究

英文题目：Research on Characteristics of Terahertz Photonic
Crystal Fiber

主 题 词：太赫兹波光子晶体光纤，数值计算方法，缺陷态，带隙，模场分布，
泄露损耗，超平坦色散，锥型光子晶体光纤

Keywords: Terahertz Photonic Crystal Fiber, Numerical Method, Defect States,
Band Gap, Mode Field Distribution, Leakage Loss, Super-flat Dispersion, Tapered Photonic
Crystal Fiber

摘要

太赫兹 (THz) 波是指频率在 100GHz-10THz 范围内的电磁波, 它介于微波毫米波与红外线之间。它优越的特性, 使其具有重要的学术和应用价值。光子晶体光纤从提出到实现与应用, 迄今为止已经取得了异常迅猛的发展。光子晶体光纤与 THz 技术结合的产物 THz 波光子晶体光纤也有了长足发展。对 THz 波光子晶体光纤生产工艺中出现的缺陷的研究将有助于 THz 器件的深入发展进步以及加快其商用化进程; 同时对新型 THz 波光子晶体光纤的设计和理论研究也将成为研究热点。

本论文应用平面波法 (PWM)、光束传播法 (BPM)、频域有限差分法 (FDFD)、时域有限差分法 (FDTD) 四种数值计算方法分别对 THz 波光子晶体光纤的带隙特性、模场分布、泄露损耗和色散特性进行仿真研究。首先根据生产工艺中可能出现的缺陷态, 构造出相应的理论模型, 通过仿真分析其对 THz 波光子晶体光纤带隙、色散、损耗等特性的影响; 得出对 THz 波光子晶体光纤生产工艺方面要避免出现位错缺陷, 严格控制控制光纤中的周期结构等结论。然后根据改变空气孔径有助于实现平坦色散这一结论启发灵感, 提出一种新型的横向上空气孔渐变的 THz 波超平坦色散光子晶体光纤, 并对此光子晶体光纤的其他特性进行全面分析, 得到能在波长 $60\mu\text{m}$ - $65\mu\text{m}$ 范围内将波导色散值控制在 $-0.1\pm 0.3\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 范围内的 THz 波超平坦色散光子晶体光纤, 这种 THz 波光子晶体光纤有利于实现大容量传输, 有助于下一代大容量传输系统的研究。最后对在纵向渐变的锥型光子晶体光纤做了初步研究探讨, 并对以后工作提出了方向和思路。

关键词: 太赫兹波光子晶体光纤, 数值计算方法, 缺陷态, 带隙, 模场分布, 泄露损耗, 超平坦色散, 锥型光子晶体光纤

ABSTRACT

The terahertz (THz) region with frequencies ranging from 100GHz to 10THz is an important region. Photonic crystal fiber (PCF) has been engendered growing interest over the past few years. THz photonic crystal fiber has also been made significant headway in recent years. The research of THz photonic crystal fiber production process will contribute to further development and progress of THz devices and commercialization processes; at the same time, new types of THz photonic crystal fiber design and theoretical studies will also become a research hotspot.

In this paper, band gap properties, mode field distribution, leakage loss and dispersion characteristics of THz photonic crystal fiber were simulated by using plane-wave method (PWM), beam propagation method (BPM), frequency-domain finite-difference (FDFD), finite difference time domain (FDTD) numerical calculation. First, according to the possible defects' states among the production practice and actual use, the defects' affect on the THz photonic crystal fiber characteristics was studied. Then some useful conclusions were gained for providing theoretical guidance in the THz photonic crystal fiber production process. And a new type THz photonic crystal fiber with super-flattened dispersion was designed according to the collusion of varying the air hole being useful for gaining the super-flattened dispersion fiber, and the characteristics of photonic crystal fiber was analyzed comprehensively. The value of dispersion can reach $-0.1 \pm 0.3 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ with the wavelength between $60\mu\text{m}$ and $65\mu\text{m}$ in this THz photonic crystal fiber. Such THz photonic crystal fibers are good to achieving high-capacity optical fiber transmission and the next generation of high-capacity transmission systems. Finally, the tapered photonic crystal fiber was researched, and the future direction of work and ideas were also proposed.

Keywords: Terahertz Photonic Crystal Fiber, Numerical Method, Defect States, Band Gap, Mode Field Distribution, Leakage Loss, Super-flat Dispersion, Tapered Photonic Crystal Fiber

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT.....	II
目 录.....	III
第一章 绪论.....	1
1.1 THz 波概述及 THz 波的功能器件研究现状	1
1.1.1 THz 波概述	1
1.1.2 THz 波的功能器件研究现状	2
1.2 光子晶体光纤简介及 THz 波光子晶体光纤研究现状.....	3
1.2.1 光子晶体光纤简介	3
1.2.2 THz 波光子晶体光纤研究现状	4
1.3 课题研究重点及意义.....	6
1.4 论文主要内容及结构.....	7
第二章 THz 波光子晶体光纤的数值计算方法.....	9
2.1 平面波法 (PWM)	9
2.1.1 理论方法介绍	9
2.1.2 PWM 求解光子带隙.....	13
2.2 光束传播法 (BPM)	13
2.2.1 理论方法介绍	13
2.2.2 BPM 仿真模场特性	15
2.3 频域有限差分法 (FDFD)	16
2.3.1 理论方法介绍	16
2.3.2 FDFD 方法求泄露损耗	17
2.4 时域有限差分法 (FDTD)	20
2.4.1 理论方法介绍	20
2.4.2 FDTD 方法计算色散	21
2.5 论文中数值分析方法介绍.....	22
第三章 缺陷态对 THz 波光子晶体光纤特性的影响.....	24
3.1 引言	24

3.2 结构描述.....	25
3.3 带隙特性.....	25
3.3.1 带隙变化	25
3.3.2 小结	29
3.4 色散特性.....	29
3.4.1 色散变化	29
3.4.2 小结	30
3.5 泄露损耗特性.....	31
3.5.1 泄露损耗变化	31
3.5.2 小结	32
3.6 本章总结与应用展望.....	33
第四章 新型 THz 波超平坦色散光子晶体光纤.....	34
4.1 引言	34
4.2 结构设计.....	34
4.3 带隙特性和模式场特性.....	35
4.4 色散和泄露损耗特性.....	37
4.4.1 色散特性	37
4.4.2 泄露损耗特性	39
4.5 本章总结与应用展望.....	41
第五章 锥型光子晶体光纤特性初探.....	42
5.1 引言	42
5.2 结构描述.....	42
5.3 锥形光子晶体光纤基模特性.....	44
5.4 后续工作与展望.....	45
第六章 论文总结与展望.....	46
致谢.....	48
参考文献.....	49
硕士期间公开发表论文.....	54

第一章 绪论

1.1 THz 波概述及 THz 波的功能器件研究现状

1.1.1 THz 波概述

太赫兹 (THz) 波^[1-3]在电磁波谱中占有一个很特殊的位置, 频率大致为 100GHz-10THz(1THz=10¹²Hz), 如图 1.1 所示。从图 1.1 可以很清楚地看到 THz 波在电磁波频谱中所处的位置, 其长波段方向与毫米波(亚毫米波)相重合, 而在短波段与红外线相重合。由于其所处的特殊位置, THz 波具一系列特殊的性质, 在频域上, THz 处于宏观经典理论向微观量子理论的过渡区, 处于电子学向光子学的过渡。它的量子能量很低、信噪比很高、频率极宽。它覆盖多种包括蛋白质在内的大分子的转动和振荡频率。因此, 在学术上有很重要的价值, 在科学技术上及工业上有很多很诱人的应用: 如信息科学方面的超高速成像信号处理, 大容量数据传输; 材料处理, 分层成像技术, 生物成像; 等离子体聚变的诊断; 天文学及环境科学等。同时 THz 波技术还将在国民经济发展、国家安全、反恐等方面发挥着重要作用^[4,5]。

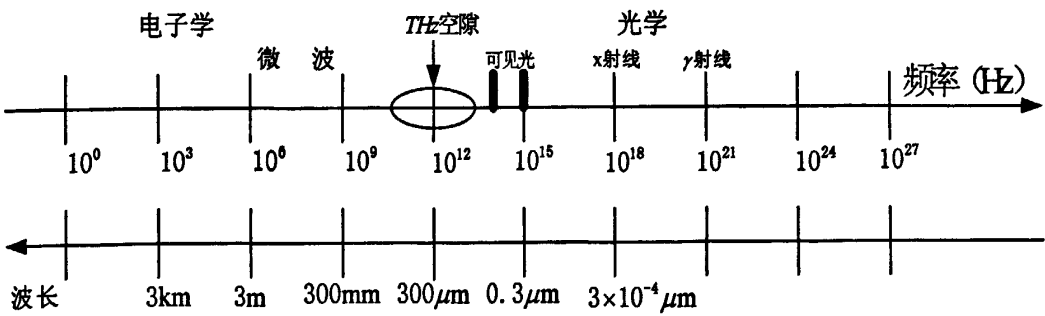


图 1.1 THz 波段在电磁波谱中的位置

由于 THz 波在科学技术及应用上有着极重要的价值, 很多国家都开始大力开展了 THz 波技术研究, 目前全世界有约 100 多个研究小组, 以美国、欧洲为主。在亚洲、日本、韩国及台湾已在进行 THz 的研究工作。据 2005 年 1 月 10 日《科技日报》报道, 日本计划在本世纪初, 重点开展的十大科技项目中, 第一项就是 THz 技术科学。在韩国, 国立汉城大学及浦项科技大学建立了两个 THz 研究中心。我国在 THz 研究方面已有一定的基础^[6]。在 THz 源方面的研究工作中, 我国天津大学等单位已开展了研究工作, 并做出了一定的成果; 中国电子集团南京 55 所, 渡越雪崩二极管可以做到 0.1THz; 中国科学院上海微系统

研究所和中国科学院半导体研究所, 已开展量子级联激光器 (QCL) 的研究工作并已做出一定的成果。我国南京大学和紫金山天文台也已开展了 THz 检测和接收方面的研究工作, 并取得了一定的成果。我国真空电子器件已有相当好的基础, 回旋管的研究工作已在电子科技大学和中科院电子所进行, 在 0.1THz 已做出近 100KW 脉冲输出的回旋管。自由电子激光 (FEL) 的研究已在中科院高能物理所、中国工程物理研究院、北京大学和电子科技大学进行, 并取得一定的成果^[2,7-8]。

1.1.2 THz 波的功能器件研究现状

鉴于 THz 波的重大应用前景, 许多国家投入了大量资金和人力开展研究。目前, 世界上约有 100 多个研究机构从事有关 THz 辐射的研究。美国国防部将 THz 技术用于安全和反恐, 并提供了 1800 万美元资金成立了 THz 研究院。2000 年以来, 欧洲围绕 THz 波段的医疗和通信技术的研究非常活跃。英国开展了 WANTED 项目的研究, 并开发了 1-10THz 的广域半导体振荡器和检波器, 开展了 TERAVISION 项目的研究, 旨在开发出应用于高功率的小型医用 THz 脉冲成像装置。法国实施了 NANO-TERA 项目, 正在研究 THz 波段信号处理装置。近几年, 世界范围举行了数十次 THz 国际会议。许多微波及光学的研究所都把研究重心转到 THz 技术研究领域^[9]。

我国科技部、国家自然科学基金委、中科院也对 THz 研究给予了高度的关注, 先后在“973”计划、基础研究重大项目前期研究专项、基金委重大项目做了相关项目的安排。中科院上海微系统与信息技术研究所、中科院物理研究所、中科院紫金山天文台、上海交通大学、首都师范大学、中国电子科技大学、中科院应用物理所、西安光机所等都是国内较早开展 THz 研究的单位, 并在 THz 物理与器件研究方面取得了多项有意义的成果^[10]。

在 THz 技术中光子晶体主要用来制作一些功能器件, 比如: THz 光子晶体光纤或波导, THz 光子晶体谐振腔, THz 光子晶体偏振器, THz 光子晶体滤波器, THz 光子晶体波开关, THz 光子晶体混频器等。事实上, 一些可以用在光波段和微波毫米波段的一些光子晶体的技术和方法同样可以在 THz 波段得到实现。目前, 已经取得了一些研究进展^[11-16]。德国半导体研究所研究了 THz 波在光子晶体中的传播, 结果表明, THz 波在硅材料的二维光子晶体中能很好地传播, 理论和实验相符; 德国 Feriburg 大学研究人员应用激光化学蒸汽沉积技术, 用 Al_2O_3 陶瓷材料研究制作了 THz 波光子晶体; 美国圣芭芭拉大学研究人员研究制作了 THz 波光子晶体谐振腔; 日本理化学研究所最近利用多层约瑟夫结制作出 THz 光子晶体滤波器; 我国台湾省的研究人员 Chao-yuan Chen 等人提出了基于向列液晶材料

的室温 THz 立奥滤波器；韩国浦项科技大学用高密度聚乙烯 (HDPE) 空心管和实心棒，制成了 THz 光子晶体光纤，并进行了 THz 波的传播特性研究；日本分子科学学会用聚四氟乙烯 (Teflon) 材料制成了 THz 塑料光子晶体光纤，实验结果表明这种光纤在 THz 波段具有低损耗、窄带宽的特性。

1.2 光子晶体光纤简介及 THz 波光子晶体光纤研究现状

1.2.1 光子晶体光纤简介

光子晶体光纤 (Photonic Crystal Fiber, PCF) 的概念最早由 ST.J.Russel 等人于 1992 年提出^[17]。光子晶体光纤 (PCF) 又称多孔光纤或微结构光纤，其结构如图 1.2 所示。图中给出了多种结构的光子晶体光纤的横截面示意图^[18]。

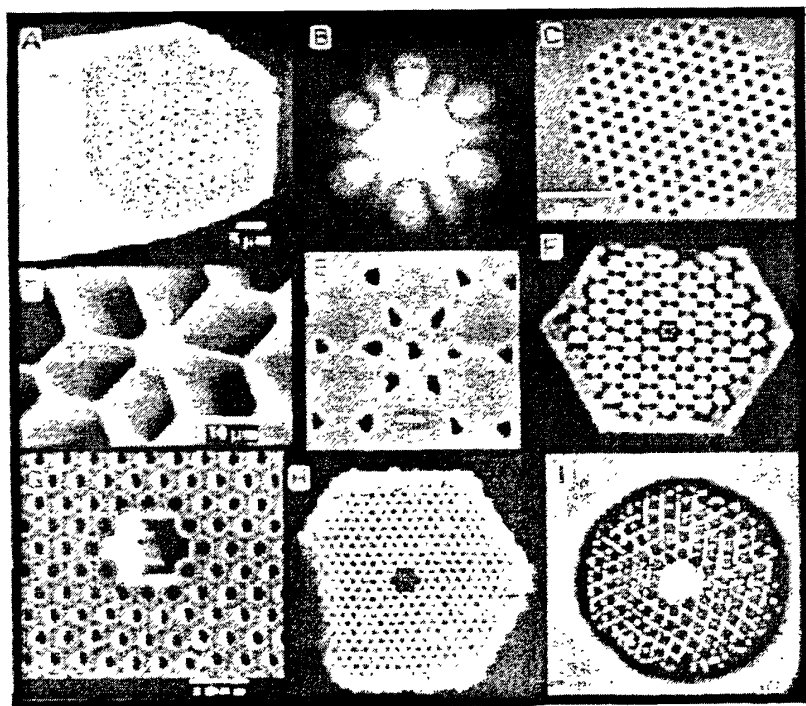


图 1.2 各种 PCF 的截面图^[18]

PCF 有两种导光机制：全内反射机制和光子带隙机制。全内反射型 PCF (TIR-PCF) 与传统光纤导光的机制一样。这种结构从等效观点来说，就是包层的等效折射率比纤芯的折射率低，通过全内反射的原理导光。虽然传统光纤也是通过全内反射原理来传输光，但是其相对折射率差 Δ 很小，一般为 0.01 左右^[19]。相比之下，TIR-PCF 完全可以由在一种材料中周期性地分布一些空气孔而构成，调整它的占空比可以使其相对折射率差 Δ 较大，达到传统光纤相对折射率差的一个数量级以上。这种导光机理对气孔大小以及周期排列方式

的要求不高,即使包层气孔没有较严格的排列,仍然可以使纤芯形成光波导。另一种 PCF 是 PBG-PCF,其包层横截面的折射率具有规则的周期分布。由于 PBG 效应把频率位于带隙内的光约束在纤芯中沿着光纤轴向方向传播,当光波场在空气芯中传播,因此最有可能得到极低的损耗。自从 PCF 的概念被提出以来,其特殊的导光机理和模式性质便得到了越来越多的关注和研究。

光子晶体光纤是一个新兴的研究领域。PCF 表现出许多奇异的特性^[17,20-23],如无限波长单模传输、大模场面积单模传输、理想的色散可控、丰富强烈的非线性效应及非线性可控、超强双折射效应、带隙限制型空芯导光和超长距离传输等。这些奇异的特性,除了可以用于新一代光通信之外,还可以用于微操作光镊、飞秒激光的压缩与产生、高精度光学计量、光与物质相互作用特殊环境构建、各种气体性质的研究等领域,发展前景非常广阔。

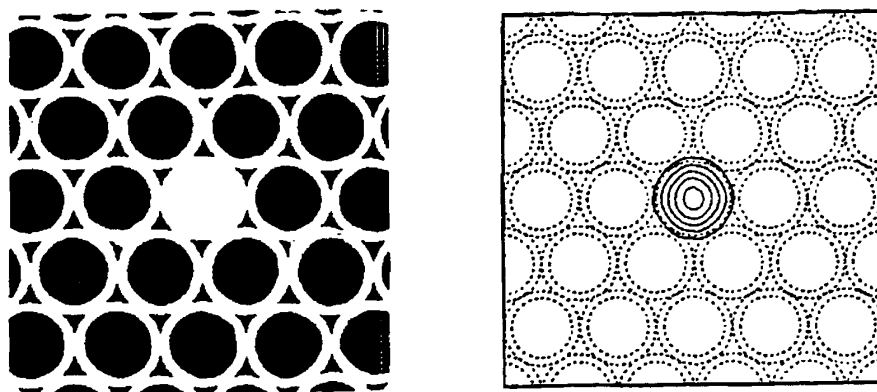
1.2.2 THz 波光子晶体光纤研究现状

普通的光纤大都采用石英材料,然而 THz 波在石英中的衰减很大无法透过,因此常规的石英纤芯光子晶体光纤难以作为 THz 波导。幸运的是研究人员发现塑料材料在 THz 频段下,具有损耗低,色散小的优异特性^[24],是制作光子晶体光纤材料的很好选择。更重要的是它具有很好的柔韧性,融化温度也比石英低的多,从而大大的降低制作工艺的难度。同时相比于其他 THz 波导,由塑料制成的光子晶体光纤具有较高的偏振保存特性和极低的材料吸收,例如对于聚四氟乙烯(Teflon)制作的光子晶体光纤在 1THz 的损耗为 0.3cm^{-1} ^[14];高密度聚乙烯(HDPE)光子晶体光纤在 0.1-3THz 波段损耗小于 1cm^{-1} ^[15];而对于普通的共面传输线来说,它在 1THz 时的损耗为 18cm^{-1} ^[16]。

国外许多单位和研究机构都投入到了 THz 光子晶体光纤研究当中,并且取得了一些成果。2002 年,韩国浦项科技大学研究小组在 Applied physics Letters 中报道他们在低损耗的 THz 波导的研究中取得了突破性成果。图 1.3 为塑料光子晶体光纤的结构示意图以及 1THz 时的场分布图^[14]。所选用的材料为高密度聚乙烯(HDPE)空心管和实心棒。文献中报道,实验中的塑料光子晶体光纤为 2cm,在 0.1-3THz 下,能有效地传输 THz 脉冲,高于 0.6THz 时,测得损耗和群速度色散分别小于 0.5cm^{-1} 和 -0.33ps/THzcm ,展示了低损耗和相对低色散的特性。2004 年已申请专利^[25]。

次年日本分子科学学会也研究出用于传播 THz 波的塑料光子晶体光纤^[15],所不同的是他们选用了聚四氟乙烯(Teflon)材料,这种材料具有很高的延展性、很强的有效极化保存特性并且此种材料很容易获得。实验测得此种塑料光子体光纤的损耗低至 0.12cm^{-1} ,

可以实现长距离的传输，同时实验证明相比于金属波导它具有很好的极化保存性。图 1.4 为其横截面图。



(a) 高折射率缺陷三角晶格光子晶体光纤的光学显微照片

(b) 1THz 基模场分布

图 1.3 韩国浦项科技大学研制的高密度聚乙烯 (HDPE) 塑料光子晶体光纤^[14]

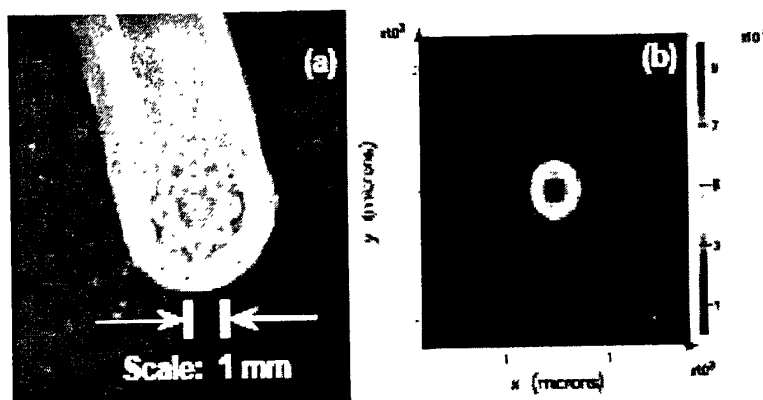


图 1.4 聚四氟乙烯 (Teflon) 塑料光子晶体光纤横截面图示和模式场分布图^[15]

2009 年，加拿大蒙特利尔理工学院研究小组设计一种双波导结构的 THz 波光子晶体波导，并通过一种新型的非定向耦合方法分析了这种结构的 THz 波导的损耗特性。通过分析最后得到这种 THz 波导在 0.25THz—3THz 频段内实现损耗在 0.1cm^{-1} 左右^[26]。图 1.5 为这种新结构模型的模场分布。

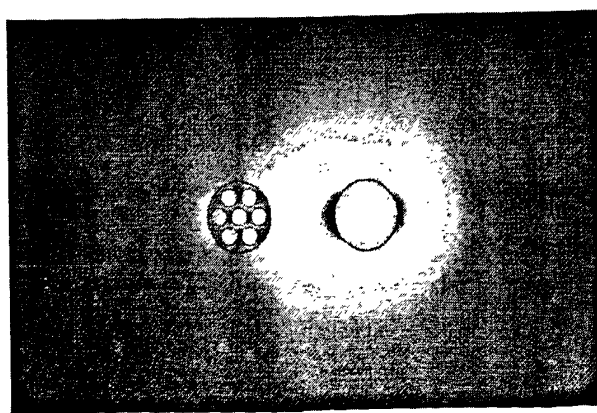


图 1.5 耦合结构的 THz 波导模式场图^[26]

而在国内也有许多大学进和研究所对其展开研究和讨论，并且取得了一些研究成果和

相关学术论文。2007 年,天津大学研究小组在 Applied Physics Letters B 中报道^[27],在实验室成功模拟出 THz 波塑料 PBG-PCF 的带隙及传输特性。文献中给出此光纤在 1.6THz 时的泄露损耗能够达到最低值为 1.54dB/Km,其它实验结果都显示出此种光子晶体光纤在传播 THz 波时表现的良好性能。他们所选用的光子晶体光纤材料也是高密度聚乙烯(HDPE)空心管。其截面图如图 1.6。

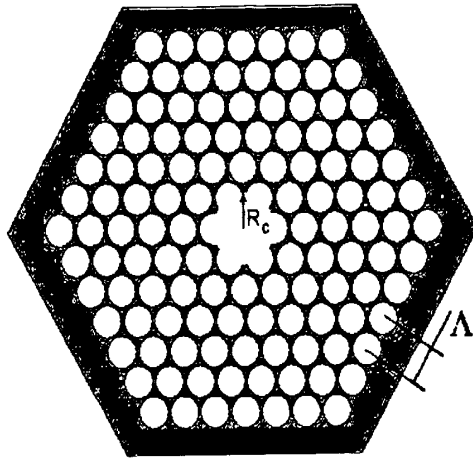


图 1.6 天津大学实验室所用高密度聚乙烯(HDPE)塑料光子晶体光纤^[27]

2008 年,电子科技大学研究人员利用有效折射率方法模拟仿真了 THz 波光子晶体光纤的模式和色散特性。分析结果得知,通过改变光子晶体光纤的空气孔孔径实现在 1THz—3 THz 频段单模、低色散传输^[28]。他们选用的材料为聚乙烯,光纤结构为常规的六边形三角结构。

1.3 课题研究重点及意义

随着 THz 波产生和探测技术的巨大进步,THz 技术在科学研究和实际生活中有着巨大的研究和应用价值。THz 各种功能器件得到快速发展,THz 光子晶体光纤也有一些新的成果,光纤的各种性能指标都在向着理想化方向发展。目前对 THz 光子晶体光纤的研究主要集中在光纤自身各种特性(色散,损耗等)的研究,以及通过实验来研究 THz 波在实体光纤中实际传输情况。为能使得 THz 波段光子晶体光纤理论及技术能像在光波段的那样成熟,在理论研究方面还有很多工作要做,其中光子晶体光纤结构中引入缺陷的研究最为重要。这是因为由于光子晶体光纤结构的特殊性,在生产制造中受制作工艺等的限制不可避免的出现晶格缺失、晶格失配、晶格变型等缺陷^[29]。这些缺陷可能影响光纤性能,甚至导致光纤失去效用,对这些缺陷的研究也将有助于指导对 THz 光子晶体光纤的设计、制造和性能控制等。并且我们通过研究为获得更好的光纤特性或研制新的光子晶体器件,可以

人为的引入某种缺陷来满足,如在正方形的 TIR-PCF 结构中,在邻近中心处引入两个点缺陷(增大临近的两个孔直径)可以实现高双折射,使的双折射常数 β 可达到 10^{-3} 量级,甚至更高,从而可以研制生产出单模单偏振光子晶体光纤^[30];在 PBG-PCF 的带隙研究中,结构变化对带隙影响的研究结论,为设计、制造 THz 光子晶体光纤提供参考^[31]。所以对缺陷的理论研究将有助于指导 THz 波光子晶体光纤生产工艺的提高和提供设计新型 THz 波光子晶体光纤的新思路。

正是因为光子晶体光纤具有结构上的特殊性,通过改变结构,获得新型的光子晶体光纤,探寻其新的特性是研究新型光子晶体光纤的另一个新方向,并且也有很多新型结构的光子晶体光纤处于研究之中。这些新结构的新型光子晶体光纤将在 THz 波光子晶体光纤及 THz 波器件中占有一席之地,将在未来大规模集成通信系统起着非常巨大的作用^[32-34]。

综上所述,本文首先研究了各种缺陷态对 THz 波光子晶体光纤传输特性的影响,通过仿真分析获得一些有用的结论并作为指导 THz 波光子晶体光纤生产实践的理论依据。仿真计算和分析研究不仅对光子晶体器件的制造、设计和性能控制有指导价值,而且仿真数值与实验数据的比较,也可验证光子晶体现有理论的正确性,进一步得以完善。然后通过分析的结论,开阔设计新型光纤的新思路,分别研究两种新型结构的 THz 波光子晶体光纤—横向渐变结构的超平坦色散光纤和纵向渐变结构的锥型光纤。并分别对此两种光纤的传输特性进行了研究,为今后深入研究新型 THz 波光子晶体光纤提供重要的理论指导。

1.4 论文主要内容及结构

本文主要研究以下几方面的问题:

第一章:首先简要介绍 THz 技术及 THz 波的功能器件等内容。随后介绍光子晶体光纤及 THz 波光子晶体光纤研究现状。最后介绍本论文研究的重点和意义。

第二章:详细介绍了平面波法(PWM)、光束传播法(BPM)、频域有限差分法(FDFD)、时域有限差分法(FDTD)四种数值计算方法的理论基础,和如何应用这四种方法对 THz 波光子晶体光纤的带隙特性、模场分布、泄露损耗和色散特性进行仿真研究。

第三章:通过生产工艺和日常使用中可能出现的缺陷,然后理论研究这些缺陷态对 THz 波光子晶体光纤特性的影响。通过分析结果,得出一些有用的结论,为今后 THz 波光子晶体光纤的生产工艺的提供理论指导,并且提供设计新型 THz 波光子晶体光纤的新思路。

第四章:根据上一章分析结论,开阔新思路,设计一种新型的超平坦色散 THz 波光子

晶体光纤，并对其性能及参数进行模拟计算。为今后新型 THz 波光子晶体光纤设计与研究提供理论指导。

第五章：针对上一章新型结构是在横向截面上的渐变，本章初步研究在纵向上线性渐变的新光纤——锥型光子晶体光纤的特性。

第六章：全文总结及展望。对本论文的所做工作进行总结和对今后的所做工作作个展望。

第二章 THz 波光子晶体光纤的数值计算方法

当我们设计一种新结构的光子晶体光纤时,需要对其特性进行理论上的计算,模拟其在各种条件下的性能,预测光子晶体光纤各种效应产生的条件、遵循的规律和限定的范围及阈值等,这就需要一种切实可行的模拟计算方法。但由于 PCF 的包层分布着很多波长量级的空气孔,传统的电磁理论不能直接使用,而且由于电子和光子的量子状态服从不同分布规律,也不能直接用电子能带理论来分析,必须建立新的理论模型^[35]。从最初的标量法到现在的矢量法,目前国内外已经建立了多种分析 PCF 特性的理论方法,如有平面波法、时域有限差分法、频域有限差分法、光速传播法、等效折射率法、多极法、超格子法、正交函数方法及有限元法等^[36-44]。这其中各种方法各有其特点和优势。本文根据各种方法的特点选取下面几种方法分别来分析带隙、模场、泄露损耗和色散特性。运用了平面波法(PWM)对 THz 光子晶体光纤的带隙特性进行了仿真,应用光束传播法(BPM)对其模场特性进行仿真,应用频域有限差分法(FDFD)分析 THz 波在该光纤中的泄漏损耗,应用时域有限差分法(FDTD)计算了 THz 波光子晶体光纤的缺陷态频率从而得出其波导色散曲线。下面介绍这四种方法的基本理论,作为后续章节的理论基础。

2.1 平面波法(PWM)

2.1.1 理论方法介绍

平面波法是能带结构计算中很普遍的一种方法。1990 年,美国的何启明、陈子亭和 Soukoulis 小组^[36]利用平面波展开法第一个成功地预言了在一种具有金刚石结构的三维光子晶体中存在完整的光子禁带,禁带出现在第二条和第三条能带之间。该方法是将电磁场在倒格矢空间以平面波叠加的形式展开,通过傅立叶变换,麦克斯韦方程组被化成为本征方程,求解该方程即得到光子的本征频率。由于光子晶体具有周期结构,它的本征值应该是布洛赫波。这种方法的优势在于直接在频域内求解本征频率,比较简便、快捷、精确。但当光子晶体结构复杂时会因计算能力的限制而不能计算或难以准确计算。因此,要折衷选择平面波数。本文中研究 THz 波光子晶体光纤的带隙特性就采用了平面波法。首先介绍一下理论方法中出现的几个概念。

基本概念

1. 光子晶体结构的周期性

理想晶体结构可以看成是由基元在空间中按一定方式作周期性无限排列而构成的。不考虑基元的细节,用一点来代替基元的某个确定位置,这样就得到一个在空间规则的,呈周期性无限分布的等同点的集合,称为布喇菲格子。布喇菲格子的严格数学定义为^[35]:

$$\bar{R}_l = l_1 \bar{a}_1 + l_2 \bar{a}_2 + l_3 \bar{a}_3 \quad (2.1)$$

其中 $\bar{a}_1, \bar{a}_2, \bar{a}_3$ 是不共面的三个基矢, l_1, l_2, l_3 是任意整数, \bar{R}_l 称为格矢。这样任意格点都可以用 \bar{R}_l 来表示。平移任何格矢,布喇菲格子都不变,这说明所有格点都是等同点。

布喇菲格子是坐标空间中分析晶体结构的周期性,实际上,这种晶体结构的周期性也可以在波矢空间(或 \bar{k} 空间)中加以描述。前者称为正格子,而后者就是相对于这个正格子的倒格子。由坐标空间变换到波矢空间,对处理周期性结构中的波动方程等问题是十分有益的。

倒格子的数学定义为^[35]:

$$\bar{K}_h = h_1 \bar{b}_1 + h_2 \bar{b}_2 + h_3 \bar{b}_3 \quad (2.2)$$

其中 $\bar{b}_1, \bar{b}_2, \bar{b}_3$ 为倒格子基矢, h_1, h_2, h_3 为任意整数, \bar{K}_h 为倒格矢。倒格子和正格子的基矢之间满足以下关系:

$$\bar{a}_i \cdot \bar{b}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (i, j=1, 2, 3) \quad (2.3)$$

这样 \bar{b} 就可以表示为:

$$\bar{b}_1 = \frac{2\pi(\bar{a}_2 \times \bar{a}_3)}{\bar{a}_1 \cdot (\bar{a}_2 \times \bar{a}_3)}, \bar{b}_2 = \frac{2\pi(\bar{a}_3 \times \bar{a}_1)}{\bar{a}_1 \cdot (\bar{a}_2 \times \bar{a}_3)}, \bar{b}_3 = \frac{2\pi(\bar{a}_1 \times \bar{a}_2)}{\bar{a}_1 \cdot (\bar{a}_2 \times \bar{a}_3)} \quad (2.4)$$

2. 布里渊区:

在倒格子中,以某一倒格点为原点,从原点出发作所有倒格点的位置矢量的垂直平分面,这些平面将把倒格子空间分割为许多部分,其中从原点出发不跨越任何垂直平分面的点的集合称为第一布里渊区。从原点出发跨越 $(n-1)$ 个垂直平分面达到的所有的点的集合称为第 n 个布里渊区。可以证明,各个布里渊区的体积相同,都可以通过倒格矢平移到第一布里渊区,既无空隙也无重叠,第一布里渊区是倒格子空间最小的对称重复单元。在用

PWM 求解光子晶体的带隙结构时, 利用波矢空间的周期性, 可以只对第一布里渊区的波矢进行计算, 这样可以极大地节省内存和缩短计算时间 (事实上在实际计算过程中, 由于第一布里渊区通常具有一定的对称性, 仅计算某些对称点处的本征频率即可)。

3. 布洛赫定律:

理想晶体中离子的排列是周期性的, 因此电子所感受的势场 $V(\vec{r})$ 应该具有布喇菲格子的周期性, 即 $V(\vec{r} + \vec{R}_l) = V(\vec{r})$ 。单电子薛定谔方程为:

$$\hat{H}\psi(\vec{r}) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\vec{r})\right) \cdot \psi(\vec{r}) = \varepsilon\psi(\vec{r}) \quad (2.5)$$

在独立电子近似中, 每个电子都遵循具有周期性势场的单电子薛定谔方程, 这样的电子称为布洛赫电子。

薛定谔方程的本征态 $\psi(\vec{r})$ 可以写成平面波与具有布喇菲格子周期性的函数的乘积形式:

$$\psi_{\mathbf{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} u_{\mathbf{k}}(\vec{r}) \quad (2.6)$$

其中 $u_{\mathbf{k}}(\vec{r} + \vec{R}_l) = u_{\mathbf{k}}(\vec{r})$, \vec{R}_l 是布喇菲格子的任一格矢。

这样布洛赫定律就可以表示为:

$$\psi_{\mathbf{k}}(\vec{r} + \vec{R}_l) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_l} \psi_{\mathbf{k}}(\vec{r}) \quad (2.7)$$

它对任意格矢 \vec{R}_l 都成立。

光子晶体的结构也是周期性排列的, 类似地, 可以应用周期性的布洛赫条件对计算空间进行截断, 这样就可以大大地减少计算时间和计算机存储空间。若在光子晶体结构中引入点缺陷或线缺陷时, 这时晶体结构的周期性被破坏, 同样可以用 $N \times N$ 的超晶胞作为其周期性的结构, 因为当 N 较大时, 超晶胞相邻缺陷之间的耦合非常小以至于可以忽略, 不过由此带来的问题是计算时间和所需计算内存空间的急剧增加。

平面波法 (PWM) 理论介绍

由电磁场理论, 在介电系数呈周期性分布的介质中, 电磁场服从如下的 Maxwell 方程:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \bar{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \\ \nabla \cdot \bar{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t) = 0 \\ \nabla \times \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \bar{\mathbf{J}}(\mathbf{r}, t) \\ \nabla \times \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \end{cases}$$

各向同性线性介质中的本征关系为：

$$\bar{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}, t) \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \quad (2.8)$$

$$\bar{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t) = \mu \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t) \quad (2.9)$$

$$\bar{\mathbf{J}}(\mathbf{r}, t) = \sigma \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \quad (2.10)$$

其中 $\bar{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t)$ 为电位移矢量, $\bar{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t)$ 为磁感应强度, $\bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t)$ 为磁场强度, $\bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ 为电场强度, $\rho(\mathbf{r}, t)$ 为电荷密度, $\bar{\mathbf{J}}(\mathbf{r}, t)$ 为电流密度, ϵ_0 为真空中的介电常数, μ 为磁导率, σ 为电导率, $\epsilon(\mathbf{r}, t)$ 为相对介电常数。假定所研究的光子带隙型光子晶体光纤结构中无源, 且介质为非磁性材料, 则有 $\rho(\mathbf{r}, t) = 0$, $\bar{\mathbf{J}}(\mathbf{r}, t) = 0$, $\epsilon(\mathbf{r}, t)$ 为实数。

将麦克斯韦方程组经过适当变换可得到波矢量为 \mathbf{k} 、频率为 ω 的单色光波的磁场 $\bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$ 所满足的方程：

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) \quad (2.11)$$

这是一个标准的特征值问题, 从上式中可以看出, $\epsilon(\mathbf{r})$ 与 ω 成线性关系, 即当 $\epsilon'(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r}/a)$, 则特征频率 $\omega' = \omega/a$ 。这正是光子带隙型光子晶体的原理同时适用于不同的频域范围的原因。

一旦磁场 $\bar{\mathbf{H}}$ 被计算出来, 可以通过式 (2.12) 得到电场 $\bar{\mathbf{E}}$ 的分布：

$$\bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{i\omega\epsilon_0\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

在无限周期性结构问题中, 根据布洛赫理论, 式 (2.11) 中的磁场 $\bar{\mathbf{H}}$ 和 $1/\epsilon$ 可分别表示成式 (2.13) 和式 (2.14) 的形式：

$$\bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \sum_{\bar{\mathbf{G}}} h(\bar{\mathbf{G}}) e^{i\bar{\mathbf{G}} \cdot \mathbf{r}} = \sum_{\bar{\mathbf{G}}} h(\bar{\mathbf{G}}, \mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} + \bar{\mathbf{G}}) \cdot \mathbf{r}} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k} + \bar{\mathbf{G}}} \quad (2.13)$$

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} = \sum_{\bar{\mathbf{G}}} \varepsilon^{-1}(\bar{\mathbf{G}}) e^{i\bar{\mathbf{G}} \cdot \mathbf{r}} \quad (2.14)$$

其中 $\bar{\mathbf{G}}$ 是倒格矢, $\bar{\mathbf{R}}_l$ 是任意格子矢量, $\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}}$ 是垂直于 $\bar{\mathbf{k}}+\bar{\mathbf{G}}$ 的单位矢量。将 $\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}}$ 分解为两个正交分量 $\mathbf{e}_{i,\mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}}$, $\mathbf{e}_{j,\mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}}$ 。则 $\hat{\mathbf{H}}$ 可进一步写成:

$$\hat{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) = \sum_{\bar{\mathbf{G}}, \lambda} h(\bar{\mathbf{G}}, \lambda) \hat{\mathbf{e}}^{i(\mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}) \cdot \mathbf{r}} \hat{\mathbf{e}}_{\lambda, \mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}} \quad (2.15)$$

将式 (2.14) 和 (2.15) 代入方程 (2.11) 中, 得到关于 $\hat{\mathbf{H}}$ 的本征方程为:

$$\sum_{\bar{\mathbf{G}}} |\mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}| |\mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}| \varepsilon^{-1}(\bar{\mathbf{G}}-\bar{\mathbf{G}}') \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_2' & -\hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_1' \\ -\hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{e}}_2' & \hat{\mathbf{e}}_1 \hat{\mathbf{e}}_1' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_1 \\ h_2 \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_1 \\ h_2 \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

这就是矢量平面波展开方法的基本方程形式, 对各个维度的光子晶体都适用, 其中 $\hat{\mathbf{e}}_{\lambda} = \hat{\mathbf{e}}_{\lambda, \mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}}$, $\hat{\mathbf{e}}_{\lambda}' = \hat{\mathbf{e}}_{\lambda, \mathbf{k}+\bar{\mathbf{G}}}'$ 。文献^[36]中已给出上述本征方程的详细推导过程, 这里不再赘述。

2.1.2 PWM 求解光子带隙

通过数值方法求解式 (2.16) 特征方程, 可以得到对于特定波矢 \mathbf{k} 的一系列特征值, 进而得到带隙图。本文选用 PWM 法计算模拟带隙图, 图 2.1 给出采用 PWM 法求解带隙结构的具体流程。

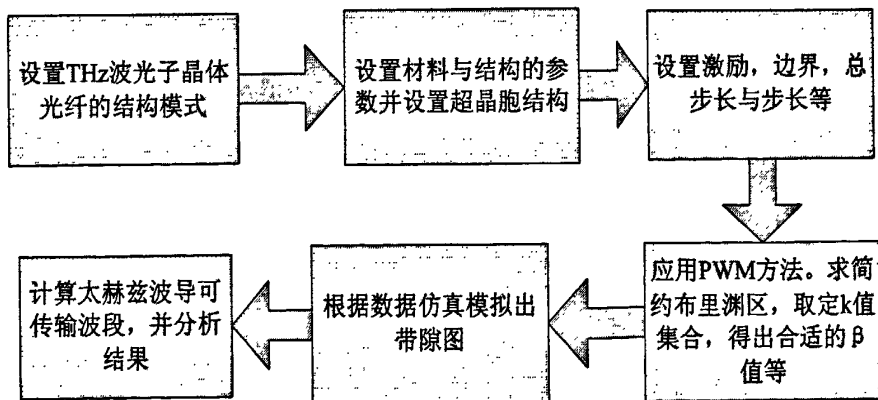


图 2.1 PWM 求解带隙结构的流程图

2.2 光束传播法 (BPM)

2.2.1 理论方法介绍

光束传播法是光波导器件分析中应用最广泛的一种, 它从矢量或标量波方程出发, 通过快速傅里叶变换 (Fast Fourier Transform-FFT), 有限差分法 (Finite Difference

Method) 等给出数值计算模型。在给定的初始条件下, 一步一步地计算出光子晶体光纤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。本文采用基于有限差分模型的光束传播法, 即有限差分光束传播法 (FFT-BPM) ^[40] 理论来模拟仿真基模特性。

BPM 理论来源于 Maxwell 方程, 电场 E 和磁场 H 的横向分量 E_t 、 H_t 可以进一步写成 E_x 、 E_y 和 H_x 、 H_y 。其中 E_x 、 E_y 和 H_x 、 H_y 是空间坐标 x, y, z 的函数, 把 E_x 、 E_y 和 H_x 、 H_y 随 z 轴的快速周期变化的部分分离^[44], 即:

$$\begin{aligned} E_x &= \hat{E}_x(x, y, z) \exp(-i\beta z) \\ E_y &= \hat{E}_y(x, y, z) \exp(-i\beta z) \\ H_x &= \hat{H}_x(x, y, z) \exp(-i\beta z) \\ H_y &= \hat{H}_y(x, y, z) \exp(-i\beta z) \end{aligned} \quad (2.17)$$

其中, $\beta = \frac{n_0 \omega}{c}$, n_0 为参考折射率。 \hat{E}_x 、 \hat{E}_y 、 \hat{H}_x 、 \hat{H}_y 是 E_x 、 E_y 、 H_x 、 H_y 的包络函数。若包络函数随 z 轴的变化足够缓^[45], 则有:

$$-\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + 2i\beta \frac{\partial \phi}{\partial z} \approx 2i\beta \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (2.18)$$

其中 ϕ 表示上面给出的各包络函数 \hat{E}_x 、 \hat{E}_y 、 \hat{H}_x 、 \hat{H}_y 。利用慢变化包络近似

$$\left| \frac{\partial^2 \hat{E}_t}{\partial t^2} \right| \approx 2n_0 \kappa \left| \frac{\partial \hat{E}_t}{\partial z} \right|, \text{ 可以推出电场方程的近轴矢量波方程:}$$

$$j \frac{\partial \hat{E}_x}{\partial z} = A_{xx} \hat{E}_x + A_{xy} \hat{E}_y \quad (2.19)$$

$$j \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} = A_{yy} \hat{E}_y + A_{yx} \hat{E}_x \quad (2.20)$$

同理, 磁场方程的近轴矢量波方程如下:

$$j \frac{\partial \hat{H}_x}{\partial z} = B_{xx} \hat{H}_x + B_{xy} \hat{H}_y \quad (2.21)$$

$$j \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} = B_{yy} \hat{H}_y + B_{yx} \hat{H}_x \quad (2.22)$$

在折射率沿波的传播方向变化缓慢的条件下，式 (2.19)、式 (2.20)、式 (2.21) 和式 (2.22) 表示了矢量波在介质中的传播特性。一旦确定了横向 \vec{E} 、 \vec{H} 就可以得到功率：

$$P(z) = \frac{1}{4} \int (\hat{E}_t^* \times \hat{H}_t + \hat{E}_t \times \hat{H}_t^*) \cdot z da \quad (2.23)$$

求式 (2.23) 的解析解是很困难，需要寻找一种方法来解决这个问题。式 (2.24) ~ 式 (2.27) 给出了利用有限差分得出的数值计算公式^[45]。

横向电场的有限差分表达式为：

$$[1 + j\Delta z \alpha A_{xx}] \hat{E}_x^{l+1} = [1 - j\Delta z (1 - \alpha) A_{xx}] \hat{E}_x^l - j\Delta z A_{xy} \hat{E}_y^l \quad (2.24)$$

$$[1 + j\Delta z \alpha A_{yy}] \hat{E}_y^{l+1} = [1 - j\Delta z (1 - \alpha) A_{yy}] \hat{E}_y^l - j\Delta z A_{yx} \hat{E}_x^l \quad (2.25)$$

横向磁场的有限差分表达式为：

$$[1 + j\Delta z \alpha B_{xx}] \hat{H}_x^{l+1} = [1 - j\Delta z (1 - \alpha) B_{xx}] \hat{H}_x^l - j\Delta z B_{xy} \hat{H}_y^l \quad (2.26)$$

$$[1 + j\Delta z \alpha B_{yy}] \hat{H}_y^{l+1} = [1 - j\Delta z (1 - \alpha) B_{yy}] \hat{H}_y^l - j\Delta z B_{yx} \hat{H}_x^l \quad (2.27)$$

其中 α 是为了控制式 (2.24) ~ 式 (2.27) 收敛而引入的收敛因子。

2.2.2 BPM 仿真模场特性

本文选用 BPM 法模拟 THz 波光子晶体光纤的基模特性，图 2.2 给出采用 BPM 法求解光子晶体光纤基模特性的具体流程。

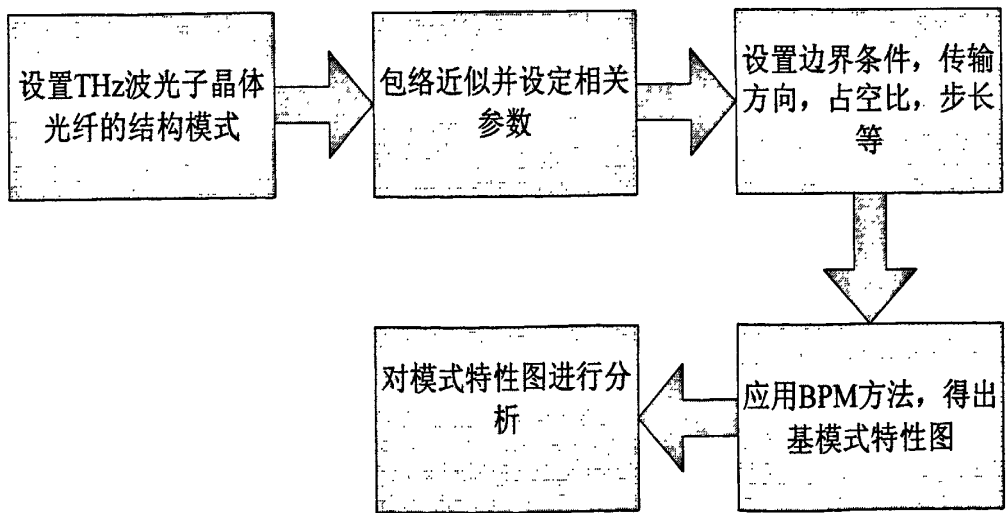


图 2.2 BPM 法仿真 THz 波光子晶体光纤基模特性流程图

2.3 频域有限差分法 (FDFD)

2.3.1 理论方法介绍

频域有限差分法^[36-40] (Finite-Difference Frequency-Domain Method, 缩写 FDFD) 是对麦克斯韦方程组进行基于 Yee 元胞的差分离散, 最后得到了一个复数形式的传播常数, 这个传播常数同时包含了色散和损耗的信息, 所以模拟色散和损耗可以同时进行。此外, FDFD 方法由于是在频域上讨论, 所以与时域有限差分法 FDTD 相比, 无需进行时域的迭代运算, 运算时间较 FDTD 要短。本文选用这种方法计算 THz 波光子晶体光纤的泄露损耗。

FDFD 方法是由微分形式的麦克斯韦旋度方程出发对各电磁场分量进行时间和空间上的差分离散而来的。假定所研究的电磁场问题只涉及各向同性、线性且与时间无关的介质, 但可以存在电、磁损耗。在大多数电磁场问题中, 计算空间内不包括磁性媒质, 在这种情况下 $\mu = \mu_0$, $\sigma_m = 0$ 。对于在轴向折射率没有变化的光子晶体波导来说, 沿着轴向传播的电磁场具有以下传播形式:

$$\bar{E}(x, y, z) = \bar{E}(x, y) \cdot e^{-i(\omega t - \beta z)} \quad (2.28)$$

$$\bar{H}(x, y, z) = \bar{H}(x, y) \cdot e^{-i(\omega t - \beta z)} \quad (2.29)$$

采用 Yee 氏二维网格将方程 (2.28) 和式 (2.29) 离散化, 对 \bar{E} 、 \bar{H} 关于空间的一阶偏导数取中心差分近似, 再经过代数运算, 得到横截面电磁场的本征方程^[46]:

$$P \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{yx} & P_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

$$Q \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

其中:

$$\begin{aligned} P_{xx} &= -k_0^{-2} U_x \epsilon_{xz}^{-1} V_y V_x U_y + (k_0^2 I + U_x \epsilon_{xz}^{-1} V_x)(\epsilon_{xx} + k_0^{-2} V_y U_y) \\ P_{yy} &= -k_0^{-2} U_y \epsilon_{yz}^{-1} V_x V_y U_x + (k_0^2 I + U_y \epsilon_{yz}^{-1} V_y)(\epsilon_{yy} + k_0^{-2} V_x U_x) \\ P_{xy} &= U_x \epsilon_{xz}^{-1} V_y (\epsilon_{yy} + k_0^{-2} V_x U_x) - k_0^{-2} (k_0^2 I + U_x \epsilon_{xz}^{-1} V_x) V_y U_x \\ P_{yx} &= U_y \epsilon_{yz}^{-1} V_x (\epsilon_{xx} + k_0^{-2} V_y U_y) - k_0^{-2} (k_0^2 I + U_y \epsilon_{yz}^{-1} V_y) V_x U_y \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} Q_{xx} &= -k_0^{-2} V_x U_y U_x \epsilon_{xz}^{-1} V_y + (\epsilon_{ry} + k_0^{-2} V_x U_x)(k_0^2 I + U_y \epsilon_{yz}^{-1} V_y) \\ Q_{yy} &= -k_0^{-2} V_y U_x U_y \epsilon_{xz}^{-1} V_x + (\epsilon_{rx} + k_0^{-2} V_y U_y)(k_0^2 I + U_x \epsilon_{zx}^{-1} V_x) \\ Q_{xy} &= -(\epsilon_{ry} + k_0^{-2} V_x U_x) U_y \epsilon_{xz}^{-1} V_x + k_0^{-2} V_x U_y (k_0^2 I + U_x \epsilon_{zx}^{-1} V_x) \\ Q_{yx} &= -(\epsilon_{rx} + k_0^{-2} V_y U_y) U_x \epsilon_{yz}^{-1} V_y + k_0^{-2} V_y U_x (k_0^2 I + U_y \epsilon_{zy}^{-1} V_y) \end{aligned}$$

(2.33)

$$\begin{aligned} \epsilon_{rx} &= [\epsilon_r(j,1) + \epsilon_r(j,1-1)]/2 \\ \epsilon_{ry} &= [\epsilon_r(j,1) + \epsilon_r(j-1,1)]/2 \\ \epsilon_{rz} &= [\epsilon_r(j,1) + \epsilon_r(j,1-1) + \epsilon_r(j-1,1-1) + \epsilon_r(j-1,1)]/4 \end{aligned}$$

(2.34)

由式 (2.30) 和 (2.31) 计算出横截面的场 E_x 、 E_y 、 H_x 、 H_y 后, 利用式 (2.28) 和 (2.29) 就可以计算出轴向的场 E_z 、 H_z 。

由频域有限差分方程的基本原理可以看出, 对于像辐射、散射等这类开放问题, 所需要的网格空间为无限大, 在无限大 Yee 氏网格空间中计算电磁场是根本不可能的。因此在应用 FDFD 分析各种问题时, 需要考虑有限计算区域的边界问题。具有这种功能的边界条件, 称为吸收边界条件 (ABC), 近年来发展的完全匹配层 (PML) 吸收边界, 其吸收效果越来越好^[51]。

在 THz 光子晶体波导仿真中, 波导四周是 PML 介质层, 计算区域中的散射体或辐射源产生的外行波穿过 PML 介质层的分界面, 在 PML 层中被吸收。

2.3.2 FDFD 方法求泄露损耗

不考虑光子晶体光纤在实际使用中存在的耦合损耗等方面的因素, 其本身的损耗来源如表 2.1 所示^[47]。

表 2.1 光子晶体波导的损耗来源

吸收损耗		散射损耗		其它
本征吸收	红外, 紫外	本征散射	瑞利散射	模式泄露
非本征吸收	OH ⁺ 过渡金属离子	非本征散射	空气孔直径引起的 结构缺陷散射; 空气 孔壁引起的散射	

光子带隙型光子晶体光纤是利用禁带效应导光, 光主要在空气芯中传输, 在基质中传播较少, 因此材料的本征损耗不是非常突出。光子带隙型光子晶体光纤产生的损耗机理主要有两方面, 模式泄漏损耗和结构缺陷损耗。由于芯部附近的包层毛细管具有一定的粗糙度, 芯包界面空气孔的不完美和芯部内表面的粗糙度成为损耗的重要来源。而抛光、腐蚀

抛光、腐蚀等工艺^[47]可以降低用来制备包层毛细管的粗糙度,使毛细管具有光滑的表面,从而减少了由空气孔引起的结构缺陷散射以及空气孔壁引起的散射。在太赫兹波段,选择聚乙烯材料为包层中的介质材料,这种材料对太赫兹波的吸收低^[48]。聚乙烯在太赫兹波段的折射率通常可以取 1.534,纤芯为空气时可实现 PBG 导光,将太赫兹波限定在纤芯传播。但如果空气芯中存在大量 H_2O 分子、 CO_2 分子及其他微粒,对 THz 波有一定的吸收。在工艺和实验中都可实现空气的干燥和洁净,大大减少空气的吸收损耗,一般认为干燥空气条件下纤芯吸收损耗可忽略^[27,49-50]。因而,在本文中研究损耗特性时主要考虑模式泄漏损耗。模式泄漏损耗主要包括泄漏损耗(或限制损耗)和模间耦合损耗。其中,限制损耗在普通波导中是不存在的,是光子晶体波导特有的损耗。产生限制损耗的原因是:实际光子晶体波导包层空气孔的个数是有限的,它们不可能把光完全限制在纤芯中,存在一定的泄漏,导致波导产生的损耗。另一方面,光子晶体波导的大部分损耗是由模间耦合引起的,其中模间耦合主要是指纤芯模与表面模的耦合。芯层是在完整周期结构中心引入中心缺陷形成的,表面模是否产生,会产生多少,取决于芯层与包层介质的分界面如何形成。斯坦福大学的 Kim H K 等人通过数值计算证明纤芯的大小和形状能够决定表面模的存在与否,以及表面模的数量^[51]。当选取合适的占空比和纤芯半径在 $0.8 \sim 1.1 \lambda$ 范围时,不存在表面模,而且可以实现单模传输。因此,通过选取合适的芯层半径,模间耦合损耗可以得到消除。

本文中取纤芯半径为 1λ ,基本上可以消除表面模的影响,所以在本文中分析损耗特性时主要考虑其泄漏损耗。本文中采用完全匹配层(PML)作为吸收边界条件的频域有限差分法(FDFD)计算泄漏损耗。

通过求解上文的本征方程(2.30)和(2.31),得到矩阵 P 或矩阵 Q 的本征值,从而得到一个复数形式的传播常数 β 。其实部 $\text{real}(\beta)$ 与光子晶体光纤的色散特性有关,虚部 $\text{imag}(\beta)$ 则与泄漏损耗有关。光子晶体光纤的泄漏损耗可用式(2.35)近似计算^[52]:

$$L_c = 8.686 * \text{imag}(\beta) (\text{dB} / \text{m}) \quad (2.35)$$

为了提高计算的精度和加快计算的速度,计算中采用了平均折射率(averaged refractive indices)^[52]。如图 2.3 所示,当某个元胞中含有两种不同的折射率分布时,式(2.34)用式(2.36)代替,即

$$\begin{aligned} \varepsilon_x(j,l) &= f_a \varepsilon_a + (1-f_a) \varepsilon_b \\ \varepsilon_y(j,l) &= f_a \varepsilon_a + (1-f_a) \varepsilon_b \\ \varepsilon_z(j,l) &= f_a \varepsilon_a + (1-f_a) \varepsilon_b \end{aligned} \quad (2.36)$$

其中 f_a 是介电常数为 ϵ_a 的介质在元胞中占用的比率, f_b 是介电常数为 ϵ_b 的介质在元胞中占用的比率。需要注意的是 ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z 分别是以 E_x , E_y , E_z 为中心的网格点的折射率。

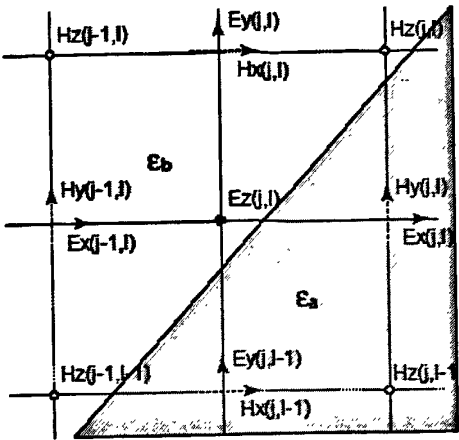


图 2.3 由两种不同折射率介质构成的Yee元胞^[52]

本文中通过带隙图求出对应的传播波长, 将波长代入以上方法的程序中, 模拟计算对应的损耗值, 最后耦合出泄露损耗曲线图。

图 2.4 为利用 FDFD 方法计算光子晶体 THz 波导的泄露损耗的流程图。

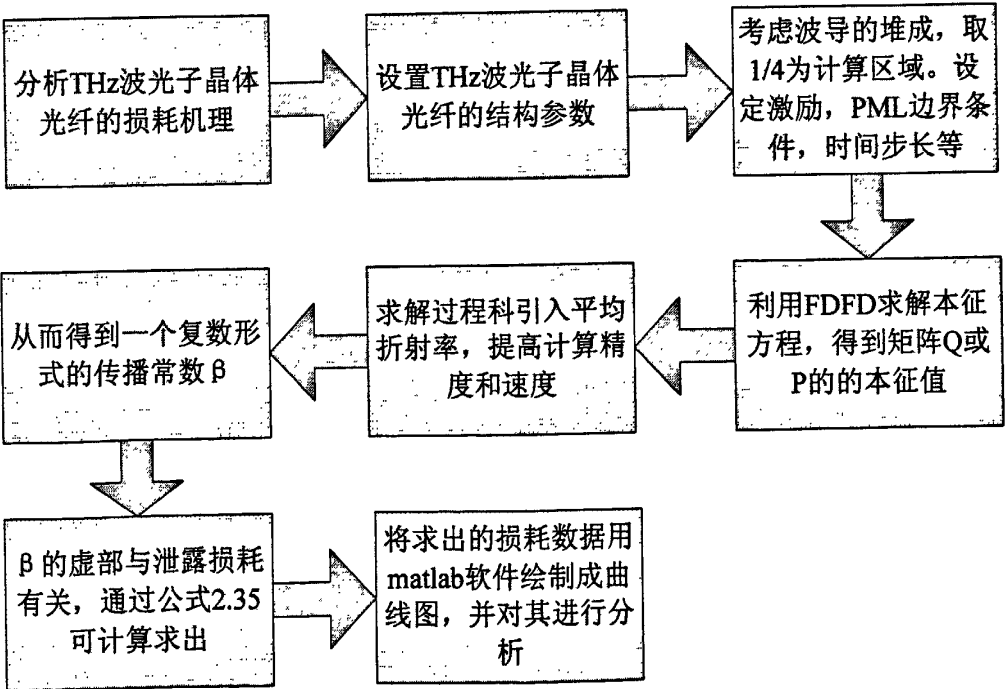


图 2.4 用 FDFD 方法计算 THz 波光子晶体光纤的泄露损耗的流程图

2.4 时域有限差分法 (FDTD)

2.4.1 理论方法介绍

时域有限差分法 (Finite-Difference Time-Domain Method, 缩写 FDTD) [39-43] 可以方便地给出电磁场的时间演化过程, 这种可视化结果可以在计算机上显示清楚的显示物理过程, 便于分析。其主要思想是: 对电磁场 \vec{E} , \vec{H} 分量在空间和时间上采用交替抽样的离散方式, 每一个 \vec{E} 或 \vec{H} 场分量周围被四个 \vec{H} 或 \vec{E} 场分量环绕, 应用这种离散方式将含有时间变量的 Maxwell 旋度方程转化为一组差分方程, 并在时间轴上逐步推进地求解空间电磁场。Yee 提出的这种抽样方式后来被称为 Yee 元胞。采用这种方法可以直接在数值空间中模拟电磁波的传播以及它与物体的相互作用过程, 有效地应用于设计特定色散和偏振特性的光子晶体光纤。由于采用差分法, FDTD 算法可以处理任意不规则边界面以及场在空间变化较大的问题。只要时间足够长, 都能逼近实际场分布。本文将采用 FDTD 法分析 THz 波光子晶体光纤的波导色散问题。

麦克斯韦方程组的微分形式:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.37)$$

在三维空间里, 可以写成以下形式:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.38)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.39)$$

根据 Yee 胞理论, 对上述微分方程, 进行空间和时间上的离散化:

$$\begin{aligned}
E_x^n(i, j, k) &= P(i, j, k)E_x^n(i, j, k) + Q(i, j, k) / \Delta s [H_z^{n+1/2}(i, j, k) \\
&\quad - H_z^{n+1/2}(i, j-1, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k) + H_y^{n+1/2}(i, j, k-1)] \\
E_y^n(i, j, k) &= P(i, j, k)E_y^n(i, j, k) + Q(i, j, k) / \Delta s [H_x^{n+1/2}(i, j, k) \\
&\quad - H_x^{n+1/2}(i, j, k-1) - H_z^{n+1/2}(i, j, k) + H_z^{n+1/2}(i-1, j, k)] \\
E_z^n(i, j, k) &= P(i, j, k)E_z^n(i, j, k) + Q(i, j, k) / \Delta s [H_y^{n+1/2}(i, j, k) \\
&\quad - H_y^{n+1/2}(i, j-1, k) - H_x^{n+1/2}(i, j, k) + H_x^{n+1/2}(i-1, j, k)] \\
H_x^{n+1/2}(i, j, k) &= H_x^{n-1/2} + K(i, j, k) \Delta s [(E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k) \\
&\quad - E_y^n(i, j, k+1) + E_y^n(i, j, k)] \\
H_y^{n+1/2}(i, j, k) &= H_y^{n-1/2} + K(i, j, k) \Delta s [(E_z^n(i, j, k+1) - E_z^n(i, j, k) \\
&\quad - E_x^n(i+1, j, k) + E_x^n(i, j, k)] \\
H_z^{n+1/2}(i, j, k) &= H_z^{n-1/2} + K(i, j, k) \Delta s [(E_x^n(i, j+1, k) - E_x^n(i, j, k) \\
&\quad - E_y^n(i+1, j, k) + E_y^n(i, j, k)]
\end{aligned} \tag{2.40}$$

$$\begin{aligned}
Q(i, j, k) &= [\varepsilon(i, j, k) - \sigma(i, j, k) \Delta t / 2] / [\varepsilon(i, j, k) + \sigma(i, j, k) \Delta t / 2] \\
Q(i, j, k) &= \Delta t / [\varepsilon(i, j, k) + \sigma(i, j, k) \Delta t / 2] \\
K(i, j, k) &= \Delta t / \mu(i, j, k)
\end{aligned} \tag{2.41}$$

其中 i, j, k 为空间网格点, n 为时间步长数, Δt 为时间步长, $\Delta s = \Delta x = \Delta y = \Delta z$ 为空间步长。

$$\begin{aligned}
Q(i, j, k) &= [\varepsilon(i, j, k) - \sigma(i, j, k) \Delta t / 2] / [\varepsilon(i, j, k) + \sigma(i, j, k) \Delta t / 2] \\
Q(i, j, k) &= \Delta t / [\varepsilon(i, j, k) + \sigma(i, j, k) \Delta t / 2] \\
K(i, j, k) &= \Delta t / \mu(i, j, k)
\end{aligned} \tag{2.42}$$

为了得到稳定的解, 时间步长 Δt 必须满足 $\Delta t \leq 1 / \left[c \left(\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2} + \Delta z^{-2} \right) \right]$ 。另外为了尽量降低数值色散带来的影响还要求 $\Delta s \leq \lambda_{\min} / 10$, 这样可以使误差控制在 0.13 % 以内。在网格的边界处采用完美匹配层 (PML) 边界条件, 它能做到对于任意频率和任意方向电磁波无反射的吸收^[53]。

$$\text{激励源选择高斯脉冲: } f(t) = \exp[-(t - t_0)^2 / T^2] \tag{2.43}$$

2.4.2 FDTD 方法计算色散

单模光纤色散表达式为:

$$D(\lambda) = \frac{d\tau}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) = -\frac{1}{c\lambda} k \frac{d^2\beta}{dk^2} \tag{2.44}$$

表达式中包含两种色散, 一种是材料色散, 另一种是波导色散。光纤的总色散等于波导色散和材料色散之和^[54]。其中材料色散可由塞尔迈耶尔 (Sellmeier) ^[55] 给出。THz 波光

子晶体光纤是由单一材料组成的，因此材料色散恒定不变，故光纤的波导色散决定了总色散。所以本文仅考虑 PBG 光子晶体光纤的波导色散。

式 (2.44) 中 β 为传播常数， k 为相应传播常数下适合在光纤中传输的模式，在 PBG-PCF 中又叫做相对应于传播常数的缺陷态频率，也就是这个波长的波在光纤中可以纵向传输的很远，其它波长的波则被衰减散射。所以本文只要找到对于一些传播常数在光子带隙中的缺陷态频率就可以计算得到光纤的波导色散。

本文根据FDTD理论方法计算出色散曲线，运用FDTD计算THz波光子晶体波导色散的流程如下图2.5所示。

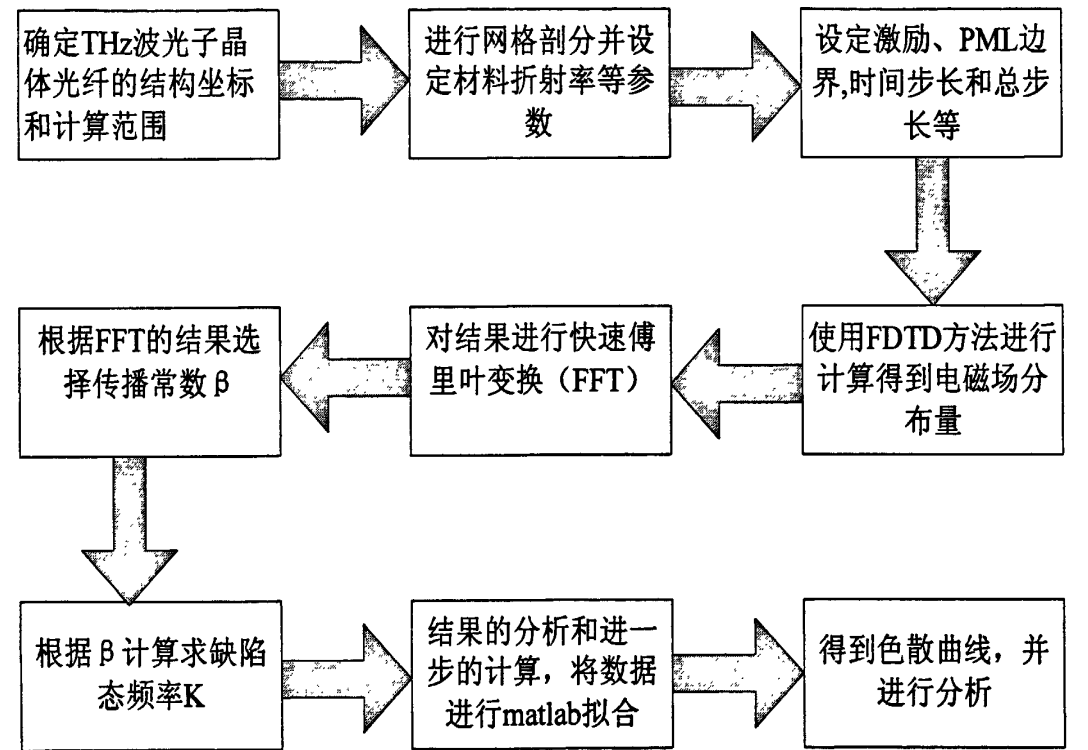


图 2.5 利用 FDTD 计算 THz 波光子晶体光纤色散曲线的程序流程图

根据时域有限差分法的理论，我们可以得到任意时间步时光纤内的电磁场分布，通过记录一定时间步后中心缺陷处的一些点的场分布进行傅里叶变换就可以得到相应的频谱图，选择在带隙范围内的峰值处的频率，就是缺陷态频率。按照上面的流程图，就可以得到色散曲线。

2.5 论文中数值分析方法介绍

由于本文主要研究存在缺陷的 THz 波光子晶体光纤和新型结构的 THz 波光子晶体光纤，因此在使用数值分析方法分析光纤特性时，与完整结构的光子晶体光纤的研究稍有不

同，下面简要说明一下论文中应用的平面波法（PWM）、光束传播法（BPM）、频域有限差分法（FDFD）、时域有限差分法（FDTD）四种分析方法。

平面波法（PWM）在分析光子晶体光纤带隙特性时引入“超晶胞”这一概念，在计算光子带隙时，“超晶胞”的选取是此理论分析方法的核心。因此本论文中缺陷态和渐变结构的理论分析中主要是对“超晶胞”选取的不同。根据各种结构，选择合适的“超晶胞”，从而得出比较准确的结果。光束传播法（BPM）、频域有限差分法（FDFD）、时域有限差分法（FDTD）这三种理论方法都是应用电磁场理论，将其在空间平面理论化，应用各自的数学理论进行数值计算。因此，在本论文中只要构造出缺陷结构和渐变结构的理论空间模型，然后将理论方法搭建在此模型上，就可以数值计算出准确结果。

第三章 缺陷态对 THz 波光子晶体光纤特性的影响

3.1 引言

随着 THz 波产生和探测技术的巨大进步,在紧凑 THz 设备和测量装置中,迫切需要低损耗、色散可调的 THz 传输线。光子晶体光纤(PCF)是一种特殊的光波导,由具有光子晶体结构的包层和纤芯组成。和普通的光纤相比,PCF 有着无尽单模、色散特性可调等优点[20-23]。韩国和日本的科学家将光子晶体光纤的应用拓展到 THz 波段,研制出 THz 波光子晶体光纤(THz—PCF)[56]。目前对光子晶体光纤传输 THz 波的研究大部分集中在光子晶体光纤结构及特性的理论方面。但由于光子晶体光纤结构的特殊性,在生产制造中受制作工艺等的限制不可避免的出现晶格缺失、晶格失配、晶格变型等缺陷[29]。图 3.1 给出其中的几种带有缺陷的光子晶体光纤的截面图[57-58]。这些缺陷结构使光子晶体光纤失去完整的周期性,从而影响光子晶体光纤的性能,对其进行仿真计算和分析研究不仅对光子晶体光纤等其它光子晶体器件的制造、设计和性能控制均有指导价值,而且仿真数值与实验数据的比较,也可验证光子晶体的现有理论的正确性,进一步完善相关理论。本章就将分别研究晶格缺失(空位缺陷)、晶格失配(晶格位错缺陷)、晶格变型(晶胞孔径改变)三种缺陷对 THz 波光子晶体光纤的特性的影响。首先将含这几种缺陷态的实体进行理论化,构造出相应的理论模型,通过仿真计算,分别研究存在缺陷时对 THz 波光子晶体光纤带隙特性、色散和损耗的影响。

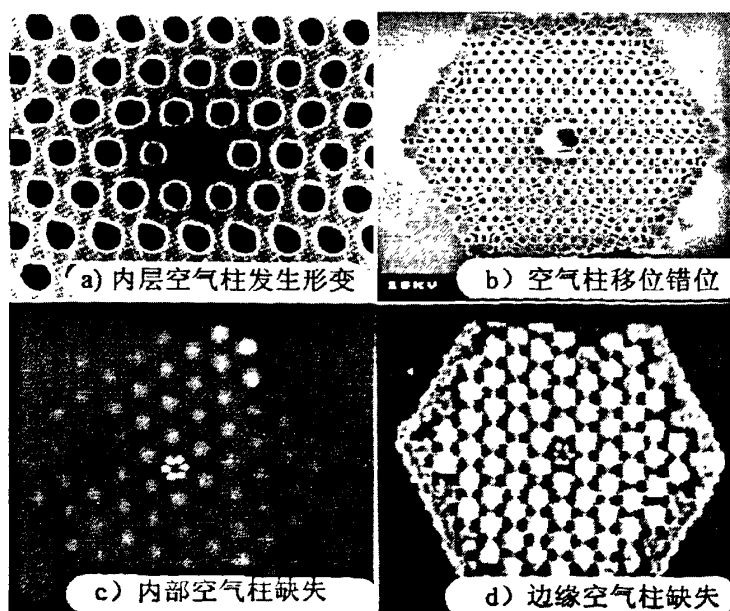


图 3.1 含有不同缺陷的 PCF^[57-58]

3.2 结构描述

对于分析的 PBG 型 THz 波光子晶体光纤 (PBG-TPCF) 我们设置参数如下: 空气折射率 $n_1=1$, 选用聚乙烯作为基底介质材料^[54], 其在 THz 波段的折射率 $n_2=1.534$, 占空比 (空气柱半径/空气柱之间的距离) $r/\Lambda=0.4$, 晶格常数 $\Lambda=100\mu\text{m}$ 。本章讨论的含缺陷光纤截面图及完整包层的截面图的理论模型如下。图中黑色部分为空气孔。

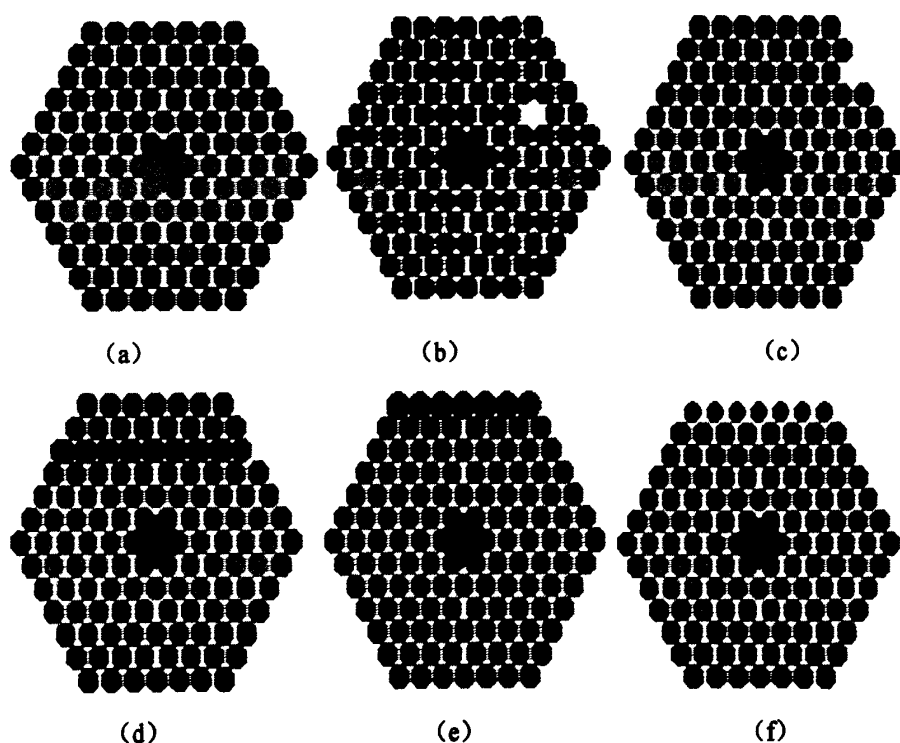


图 3.2 出现不同缺陷的 PBG-TPCF 截面图 (a) 完整结构 (b) 包层中间缺失一个空气孔 (晶格缺失) (c) 包层边缘处缺失一个空气孔 (晶格缺失) (d) 有一排空气孔位置发生位错 (晶格失配) (e) 边缘空气孔变大 (晶格变型) (f) 边缘空气孔变小 (晶格变型)

3.3 带隙特性

3.3.1 带隙变化

应用平面波展开法求解麦克斯韦方程用以计算并分析光子能带结构来分析带隙型光子晶体光纤带隙特性, 它的数值模拟结果比较可靠, 与一般所熟知的有限时域差分法得到的结果有一致性, 与实验结果也有一定的相似性。光子带隙是带隙型光子晶体光纤的一个

重要特征，光子晶体光纤的绝对带隙越大，其性能就越稳定，应用价值越高^[59]。所以探索光波长处的更宽光子带隙的光子晶体光纤的结构是这一领域研究的重点之一。从光纤的端面上看，这些空气孔排列成二维周期性的结构，所以在计算光子晶体光纤的带隙时主要就是针对二维结构讨论的。本节通过研究存在各种缺陷态结构特性对带隙的影响。作为比较，首先给出完整结构下的光纤带隙特性。

不同占空比条件下 PBG-TPCF 的光子带隙是不同的，即空气芯中传播的光波长范围是不同的。由电磁场和导波光学的理论可知，如果要把电磁波限制在 PBG-TPCF 的空气芯中传播，必须同时满足电磁波波频率落入光子禁带范围内和传播模式满足 $\beta\Lambda \leq k\Lambda$ 这两个条件，其中 k 为波矢， β 为模式的传播常数。反映在带隙图中，即要求空气线 ($k\Lambda = \beta\Lambda$) 与禁带有重叠^[46]。

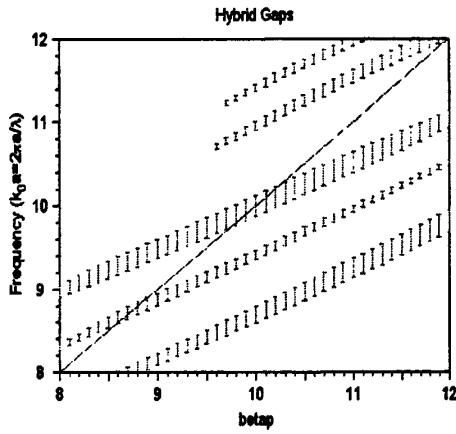


图 3.3 完整包层时带隙扫描图

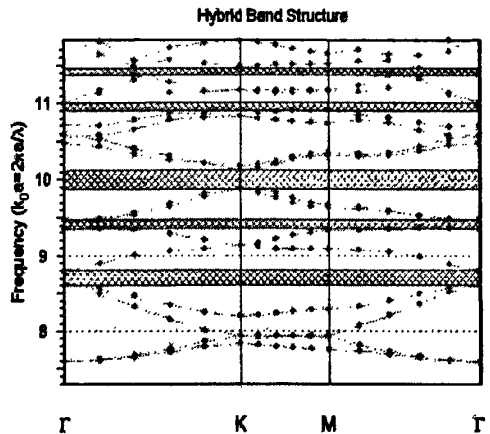


图 3.4 $\text{betap} = 10$ 时的带隙图

两图中纵坐标为归一化频率 Frequency，其换算表达式为： $k_0a = 2\pi a/\lambda$ 。从图 3.3 中可以看出，通过计算可得到在此光纤中传播的波长范围是 $74\mu\text{m} - 70\mu\text{m}$ ($4.05\text{THz} - 4.29\text{THz}$)， $65\mu\text{m} - 60\mu\text{m}$ ($4.61\text{THz} - 5.00\text{THz}$)， $52\mu\text{m} - 50\mu\text{m}$ ($5.77\text{THz} - 6.00\text{THz}$)。我们选取这个波段： $65\mu\text{m} - 60\mu\text{m}$ 作研究。即 $\text{betap} = 10$ ($\text{beta} = \text{betap}/10$, beta 为传播常数) 的在附近。

不失一般性，确定单个传播常数值来研究带隙变化情况。取 $\text{betap} = 10$ ，完整包层的 PBG-TPCF 带隙图如图 3.4。由图 3.3 知，研究第 3 条带隙，落在此带隙内的 THz 波（波长范围在 $65\mu\text{m} - 60\mu\text{m}$ 之间）是可以在光纤中传播。从图 3.4 可得到，归一化带隙宽度约为 0.2，归一化中心频率约在 10 附近。下文都将研究归一化中心频率在 10 附近的带隙（图

中箭头所指的带隙)。

应用 PWM 方法模拟仿真出带有空位缺陷的 PBG-TPCF 的带隙图为如图 3.5。

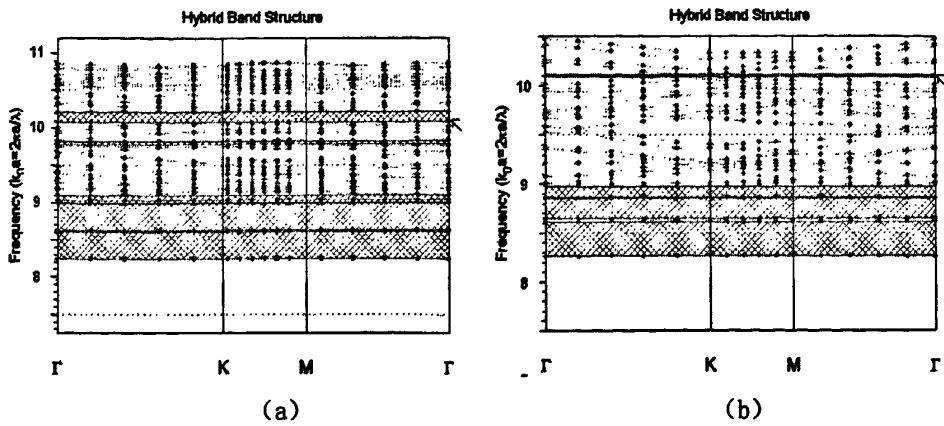


图 3.5 含空位缺陷时带隙图 (a) $\beta_{\text{etap}} = 10$ 边缘空位缺陷带隙图 (b) $\beta_{\text{etap}} = 10$ 内部空位缺陷带隙图

从两幅带隙图可以看出，归一化带隙宽度由完整包层时的 0.2 分别减少为 0.13 和 0.05；归一化中心频率也从完整包层的 10 分别上移到 10.15 和 10.1。这说明空位缺陷减低了 PBG-TPCF 的性能。带隙宽度减小，意味着这个光纤的光源的有效范围减小，从价值上减低了 PBG-TPCF 的效用。空位缺陷在包层内部比在包层边缘影响更大，从而得知空位缺陷态越靠近纤芯对 PBG-TPCF 的带隙特性影响越大。

应用 PWM 方法模拟仿真出带有空气柱位错缺陷的 PBG-TPCF 的带隙图为如图 3.6 所示。

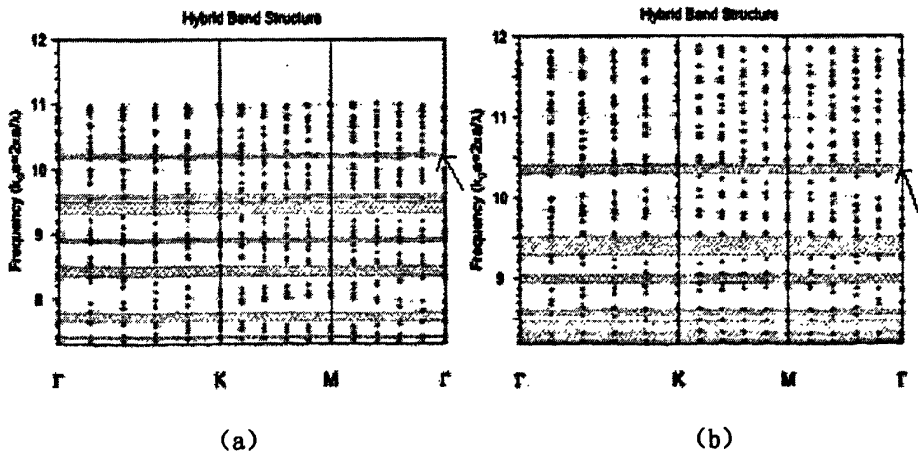


图 3.6 (a) $\beta_{\text{etap}} = 10$ 时空气柱错位 $0.1 \cdot \Lambda$ 距离的带隙图 (b) $\beta_{\text{etap}} = 10$ 空气柱错位 $0.2 \cdot \Lambda$ 距离的带隙图

从两幅带隙图可以看出，带隙宽度都大幅减小了，中心频率也不同幅度的上移。比较两幅图，可知空气孔位置发生位错距离大时对带隙的影响更大些。总的来说，位错缺陷

大大减小了这个光子晶体光纤光源的有效范围，从价值上比较明显地减低了 PBG-TPCF 的效用。这类缺陷对 PBG-TPCF 影响是比较明显地。所以对这类缺陷应尽量避免。

应用 PWM 方法模拟仿真出带有边缘空气孔孔径改变缺陷 PBG-TPCF 的带隙图为图 3.7。

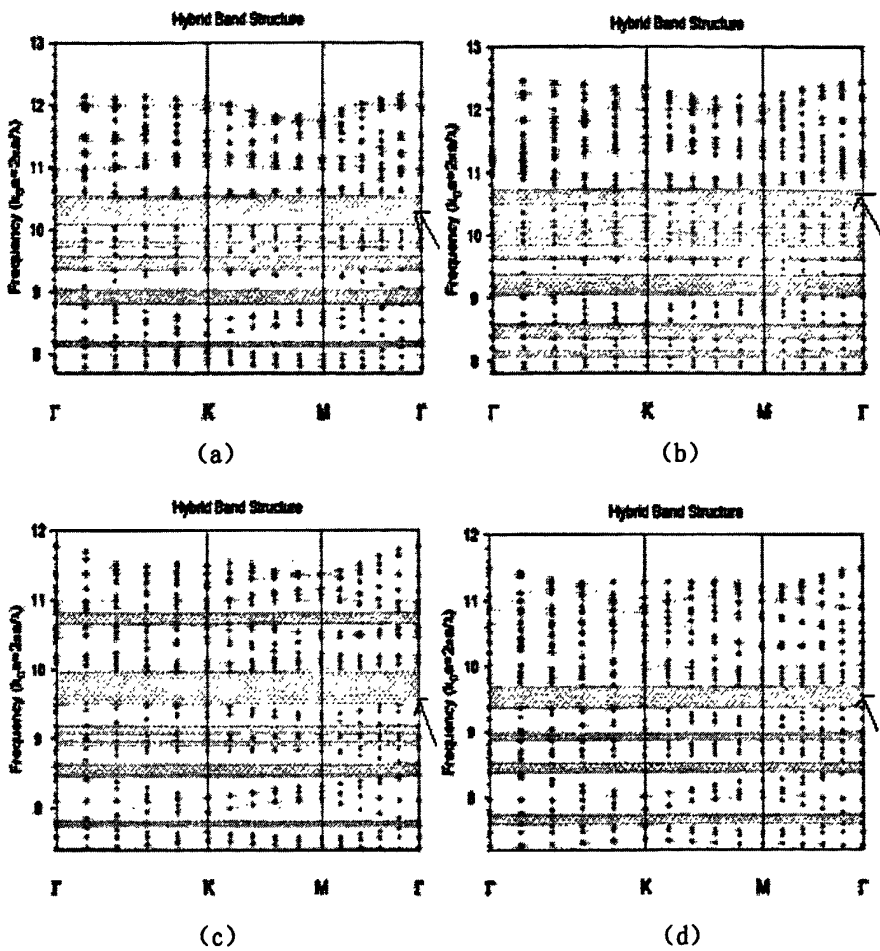


图 3.7 边缘空气孔孔径改变的带隙图 (a) 边缘空气孔孔径变大了 $0.1 \cdot r$ (b) 边缘空气孔孔径变大了 $0.2 \cdot r$ (c) 边缘空气孔孔径变小了 $0.1 \cdot r$ (d) 边缘空气孔孔径变小了 $0.2 \cdot r$

从四幅带隙图可以看出，边缘空气孔孔径的改变对带隙总宽度的影响不大，有的甚至增大了带隙宽度，这可以提高光纤的有效光源的范围。但随着孔径变化，使得带隙的中心频率发生了移动。分析这四幅图，可以看出这样的规律：当边缘空气孔孔径变大时，将使带隙中心频率上移；相反，空气孔孔径变小时，带隙中心频率下移。当然，无论上移，还是下移的幅度与孔径改变的大小有关。从这四幅图和大量仿真，得知孔径改变的越大，带隙在对应的方向上移动越大。

3.3.2 小结

文章所选的各种缺陷都改变了 THz 波光子晶体光纤的带隙特性，经过分析，像空位缺陷和空气孔位置发生位错这两种缺陷，都减小了带隙宽度，减低了通过光子晶体光纤光源的有效范围。并且，这其中的空气孔位置发生位错的缺陷对光纤的影响甚深，这要求我们在生产、使用中都要注意与防范此种缺陷的发生。对空气孔孔径改变的研究，给我们一个构造新型的大范围光源光子晶体光纤的新思路-变空气孔光子晶体光纤。

3.4 色散特性

3.4.1 色散变化

利用 FDTD 方法结合色散公式可得出不同缺陷下的色散曲线，方面比较，同时给出完整包层情况下的色散曲线。

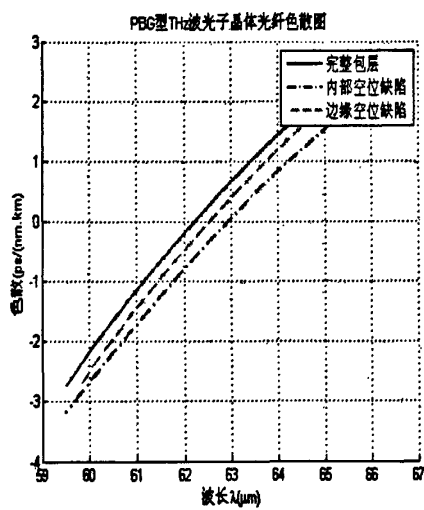


图 3.8 空位缺陷色散图

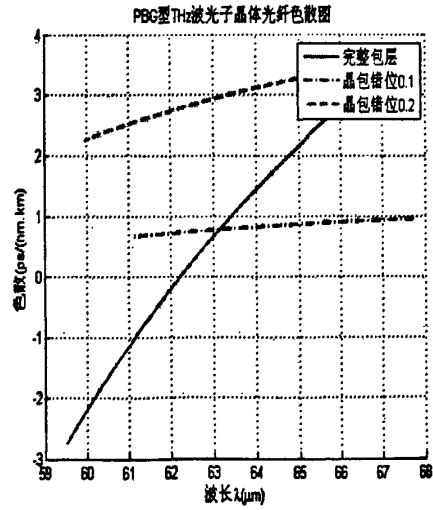


图 3.9 空气孔位错色散图

图 3.8 给出带有两种空位缺陷时的色散曲线图。从图中可以看出，空气孔的缺失使得零色散点向长波长移动，色散偏移量与空气孔的位置有关。当空位缺陷出现在包层边缘的时候零色散点偏移量较空位缺陷在内部时小，这说明边缘空位缺陷对色散影响比较小。这是由于光子晶体光纤色散主要受占空比及纤芯附件的空气孔的影响。

图 3.9 显示了当有某排空气孔的位置发生位错时的色散曲线图。图中的位错缺陷色散曲线与完整包层时的色散图相差很大。主要原因是当空气柱的位置发生错位后，使得整个光子晶体光纤的结构变的不对称，破坏了其周期性，使得此光纤色散变大。随着位错程度

的不同，色散值的变化也不同。

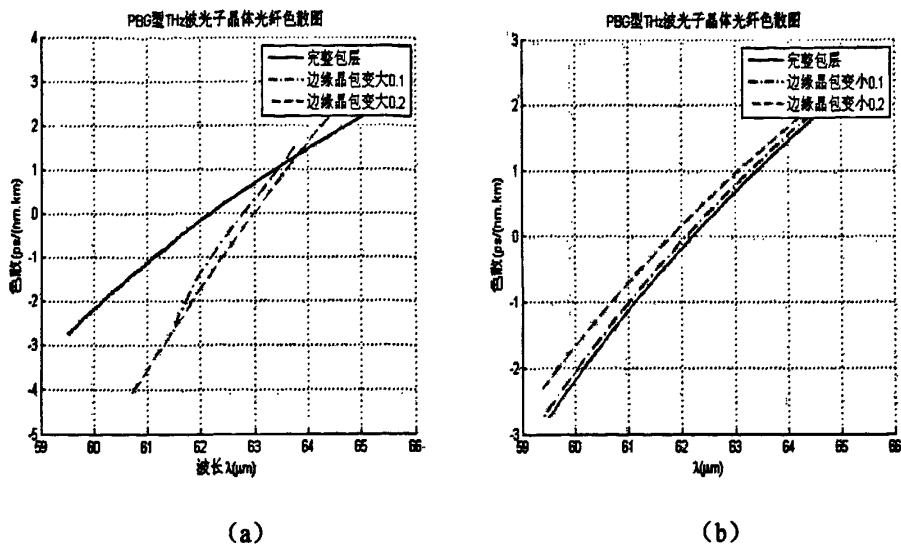


图 3.10 边缘空气孔孔径改变时的色散图 (a) 边缘空气孔孔径变大色散图 (b) 边缘空气孔孔径变小色散图

图 3.10 中的两幅图是边缘空气孔径变化时的色散曲线图。从这两幅图可以看出，空气孔径变大时，零色散点向长波长移动；相反，空气孔径变小时，零色散点向短波长移动。由于空气孔位置在包层边缘，零色散点偏移量都比较小。两种情况对色散斜率亦有不同的影响。从 (a) 可以看出，色散斜率有变大的趋势；而 (b) 的情况，色散斜率趋势稍有变小，向趋于色散平坦的方向变化。

3.4.2 小结

实际生产中，缺陷是影响 PBG-TPCF 传输质量，限制其正式商用的一个重要因素，本小节通过对不同缺陷下的色散曲线分别进行了仿真计算，分析得出一些结论：1、由于缺陷的存在，都改变了零色散点的位置，这表明此光纤在传播原先的波段时色散将改变，即减低了光纤的性能。2、从分析结果知，PBG-TPCF 的色散受周期性及纤芯周围空气孔的影响比较大。所以位错改变光纤周期性及空位在包层内部靠近纤芯对光纤色散影响都比较大，甚至会使光纤由于色散过大而失去效用。3、尽管这些缺陷的存在改变了色散，但有些缺陷使得色散斜率趋于平坦，如空气孔径变小，这启发我们通过改变光纤结构来获得平坦色散的 PBG-TPCF。

3.5 泄露损耗特性

3.5.1 泄露损耗变化

通过 FDFD 方法仿真计算得到此 PBG-TPCF 的泄露损耗曲线如图 3.11。在完整包层的情况下，此 PBG-TPCF 的最低泄露损耗点在 62.2 μm 附近。

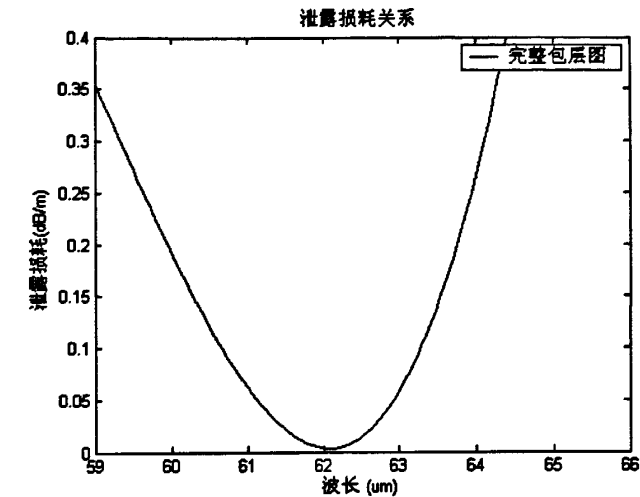


图 3.11 完整包层时泄露损耗图

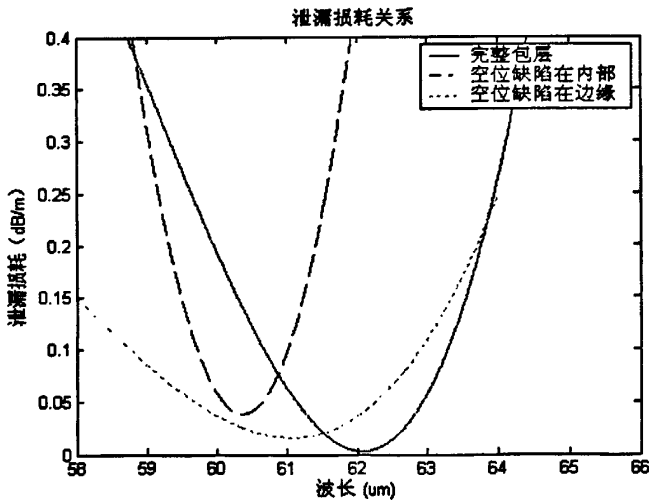


图 3.12 空位缺陷时的泄露损耗图

从泄露损耗图 3.12 中可以看出空位缺陷将使得 PBG-TPCF 的泄露损耗增大,并且最低泄露损耗点位置也有所偏移。空位缺陷在包层内对泄露损耗的影响明显大于在包层边缘的影响。最低泄露损耗点的偏移可能是由于带隙上移的原因。带隙上移,中心频率变大,对应的波长将减小。所以,从理论上泄露损耗图与带隙图的结果是相符的。

从图 3.13 可以看出,位错缺陷使得光子晶体光纤的损耗急剧变大,大大减低了光纤

的效用。从上文的带隙和色散分析得知，位错缺陷的影响都是比较大的。这可能因为由于空气孔的位错破坏了结构的周期性，使得光子晶体光纤失去了本身的意义。这要求我们在实际生产及实践应用中都要注意避免引起此种缺陷。

从图 3.14 可知，边缘空气孔孔径的改变对 THz 波光子晶体光纤泄露损耗的影响是比较小的，只是最低泄露损耗点由于带隙中的中心频率的改变，做相应的移动。对于中心位置没有做改变，只是空气孔孔径本身作了一定比例的改变，没有影响结构的周期性，所以对光子晶体光纤的特性影响较小。

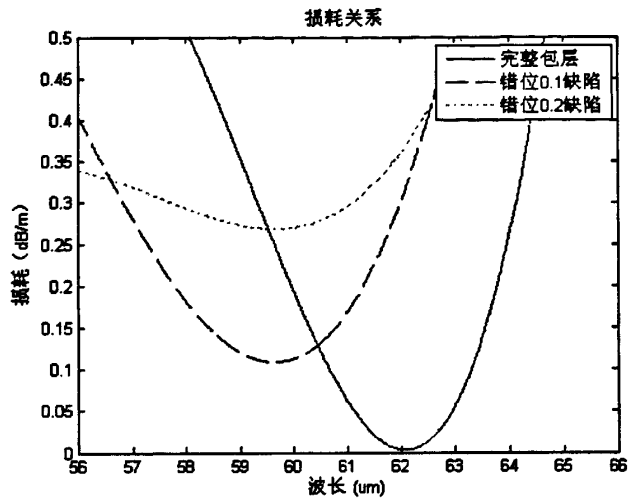


图 3.13 空气孔位置发生位错缺陷时的泄露损耗图（错位距离分别为 $0.1 \cdot \Lambda$ 、 $0.2 \cdot \Lambda$ ）

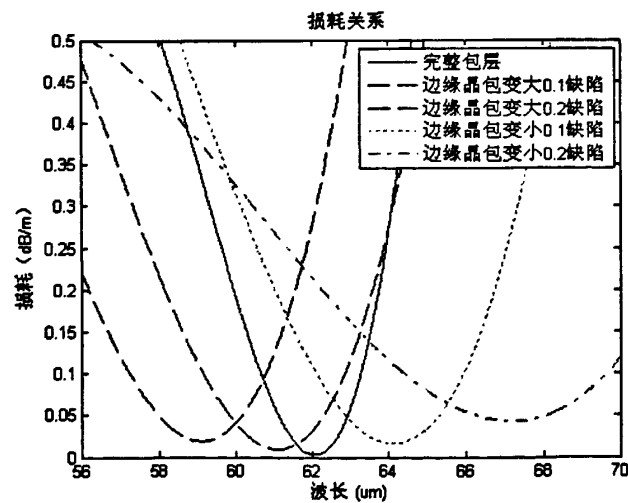


图 3.14 空气孔孔径改变的泄露损耗图（孔径大小改变幅度为 $0.1 \cdot r$ 、 $0.2 \cdot r$ ）

3.5.2 小结

本小节研究了三种缺陷对 THz 波光子晶体光纤泄露损耗的影响。从仿真图和分析结果可以得出：由于光子晶体光纤泄露损耗特性主要依赖于光纤结构的周期性，所以像位错缺

陷这种改变了周期性的,对光纤的泄露损耗特性的影响是比较大的。而空位缺陷和空气孔孔径改变没有大范围破坏光纤的周期性结构,所以对泄露损耗影响较小。尤其是在光纤的边缘出现的缺陷,在光纤的包层比较多的情况下,对光纤的影响就可忽略了。

3.6 本章总结与应用展望

本章选取生产实践和实际使用过程中可能出现的三种理论缺陷模型,分别研究了这三种缺陷对 PBG 型 THz 波光子晶体光纤带隙、色散和泄露损耗的影响。通过仿真分析得出:空位缺陷对光纤的性能有一定的影响,但这种影响较小;在出现的此种缺陷时,通过观察缺陷出现的位置是否在包层 5 层之外这简易方法判断还能否继续使用光纤。对于位错缺陷是生产制造过程中尽量避免的。而对于空气孔孔径的改变,给我们制造一种新型光纤的启示。由于通过改变空气孔孔径,可以控制光纤的色散,而且对光纤泄露损耗特性影响也比较小。

由于光子晶体光纤结构的特殊性,在生产制造中受制作工艺等的限制不可避免出现缺陷态^[29],通过对缺陷态的理论模型进行仿真分析,得出一些有用的结论,对指导生产实践和指导实际使用都有很重要的意义。如光子晶体光纤的结构周期性对光纤本身许多特有特性是至关重要的。这要求在生产过程中模具的周期分别要求就比较高,也说明要求对实际生产中对工艺的要求放在这方面。

在本章分析得出结论中知道改变空气孔孔径能够调节光子晶体光纤的色散,而且知道通过合适的结构设计能够实现色散平坦。这一思想启发我们设计一种新型结构的 THz 波光子晶体光纤-渐变型光子晶体光纤。在下一章,我们通过这一想法,设计出一种新型的 THz 波超平坦色散光子晶体光纤。这将对新型光纤及光子晶体器件的研究都有很重要的实际意义。

第四章 新型 THz 波超平坦色散光子晶体光纤

4.1 引言

随着 THz 波产生和探测技术的巨大进步, 各种 THz 器件的研究也迅速发展^[60]; 在 THz 设备和测量装置中, 迫切需要低损耗、色散可调的 THz 传输线。韩国和日本的科学家将光子晶体光纤的应用拓展到 THz 波段, 研制出 THz 波光子晶体光纤 (THz-PCF)^[56]。2007 年 S.Kim^[61]等提出了一种新型的准六重对称光子晶体光纤, 研究发现这种准光子晶体光纤的无限单模的截止频率较高, 超低超平坦色散波长范围较宽, 且色散值较小这对于实现高速大容量的波分复用 (WDM) 的信息传输是非常有利的^[62-63]。光子晶体光纤在 THz 波段得到超低超平坦色散将对 THz 波的传输及 THz 器件的研究都有重要意义。

本章设计一种新型包层空气孔渐变的 THz 波超平坦色散光子晶体光纤, 并对其特性进行全面模拟仿真。首先分析其带隙特性和模式场特性, 然后对其色散和泄露损耗进行仿真分析。通过改变这种光子晶体光纤包层中空气孔的大小、间距等参数在 THz 波段内得到趋于超平坦色散、具有很好束缚 THz 波的能力的新型 THz 波光子晶体光纤。

4.2 结构设计

本文设计的新型 THz 波光子晶体光纤结构理论模型如图 4.1 所示, 结构是常规三角结构, 包层层数 $n=4$ 。其中 Λ 为晶格常数, d_1, d_2, d_3, d_4 分别为包层从内到外空气孔的直径。其它结构参数为: 占空比 d_4/Λ , 纤芯空气孔半径 $R=\Lambda$, $\Lambda=100\mu\text{m}$ 。红色部分为空气孔, 其折射率 $n_1=1$; 选用聚乙烯作为基底介质材料, 其在 THz 波段的折射率 $n_2=1.534$ 。

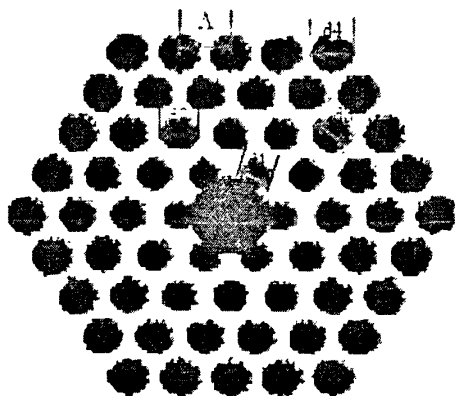


图 4.1 新型 THz 波光子晶体光纤截面示意图

由于光纤横截面关于中心呈四重对称，通过对称边界条件的加入，我们仅仅需要分析截面的 1/4。为了消除外围边界对求解结果的影响，同时为了获得光纤的限制损耗特性，求解过程中同样加入了完全匹配层吸收边界层^[53]。

4.3 带隙特性和模式场特性

对带隙型光子晶体光纤的带隙特性和模式场特性进行分析的理论方法分别为平面波展开法和光束传播法。为研究方面，对带隙特性研究的考察是在参数 $d_1 = 0.7d_4$ ， $d_2 = 0.8d_4$ ， $d_3 = 0.9d_4$ 时，包层层数 $n = 4$ ，占空比 d_4/Λ 为不同值时对应带隙图。

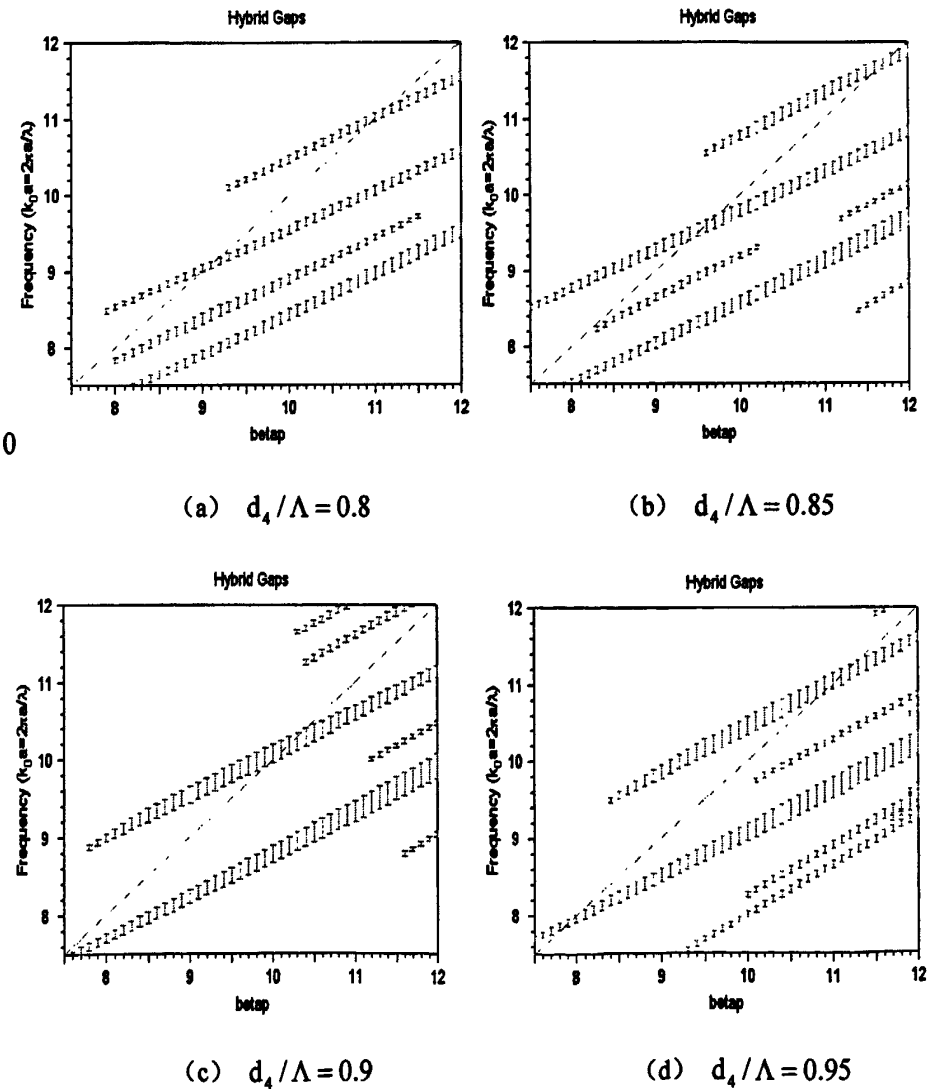


图 4.2 新型 THz 波光子晶体光纤的带隙图

图 4.2 给出了当 $n_1 = 1.0$ ， $n_2 = 1.534$ ，固定 $\Lambda = 100\mu\text{m}$ ，改变 d_4 ，使得 d_4/Λ 分别为 0.8、0.85、0.9、0.95 时三角形结构 THz 波光子晶体光纤的带隙结构边界图。根

据上一章对带隙图理论,从图 4.2 的四幅图中可以看出,不同占空比的光子晶体光纤将传播不同波长及波长范围的波段。从这四幅图可以看出,所设计的光子晶体光纤所传播的波段都在 THz 波的频段。并且当占空比 $d_4/\Lambda=0.9$ 时,此光纤可以传播的连续波段比较长,对应的波长段约为 $64\mu\text{m}-57\mu\text{m}(4.61\text{THz}-5.25\text{THz})$,这有利于下文研究宽波长段色散平坦性。所以下文将选取参数占空比为 $d_4/\Lambda=0.9$ 时作研究。

THz 波光子晶体光纤对 THz 波的束缚能力的好坏,也是表征此光纤性能优越与否的重要方面^[45]。下面就研究在不同占空比情况下对应的基模特性。

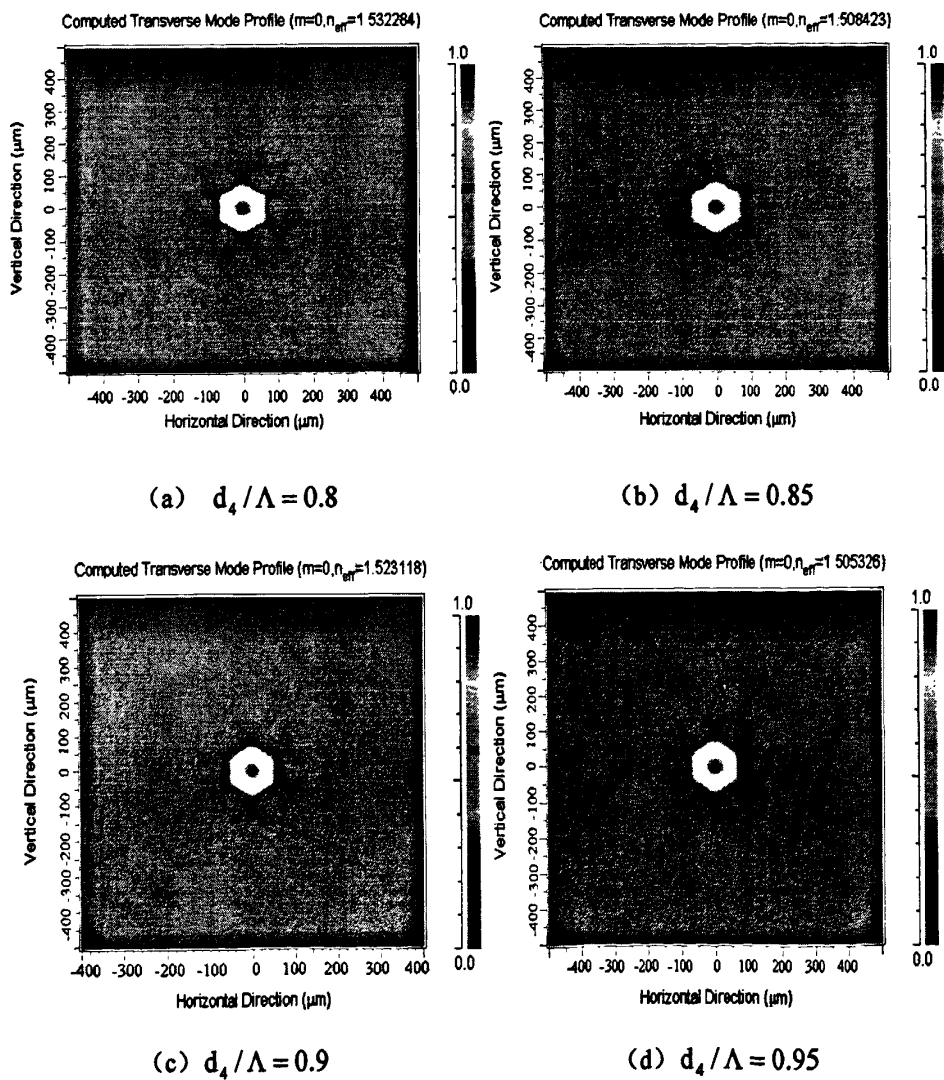


图 4.3 新型 THz 波光子晶体光纤的基模模式场分布图

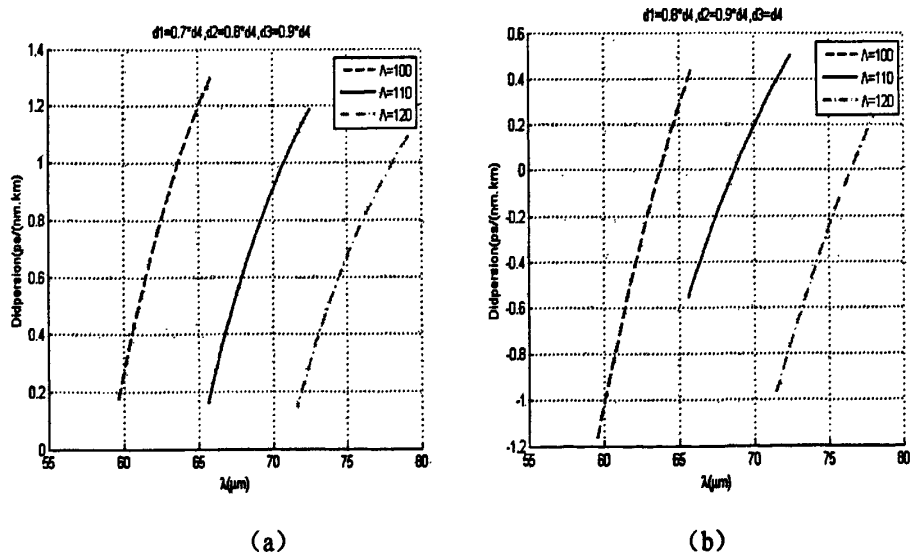
从各个占空比 d_4/Λ 对应的基模模式场分布图可以看出,随着占空比 d_4/Λ 的增加,THz 波光子晶体光纤对基模的束缚能力越来越强;从图 4.3 中的 (c) 图可以看出,当占

空比 $d_4/\Lambda=0.9$ 时，其基模特性已经非常好了。从(d)图可以看出，随着占空比的增大其相应的 THz 波光子晶体光纤对基模的束缚能力也没有比之前小占空比来得明显。所以，本章所选用的参数占空比 $d_4/\Lambda=0.9$ ，能够满足比较好的束缚 THz 波的能力。

4.4 色散和泄露损耗特性

4.4.1 色散特性

由以上分析，选取参数占空比为 $d_4/\Lambda=0.9$ ，其它参数与结构描述里的所选参数相同。研究其它各种参数改变对色散特性的影响。下面就对各种情况做了大量的模拟仿真。首先，固定各包层空气孔的值，研究改变晶格常数 Λ 大小对色散的影响。选取当 $d_1=0.7d_4$ ， $d_2=0.8d_4$ ， $d_3=0.9d_4$ 和 $d_1=0.8d_4$ ， $d_2=0.9d_4$ ， $d_3=d_4$ 时的两种情况，对于每种情况下取 Λ 为 $100\mu\text{m}$ 、 $110\mu\text{m}$ 、 $120\mu\text{m}$ 的三组曲线，得到对应的色散曲线图如下。



(a) $d_1=0.7d_4$ ， $d_2=0.8d_4$ ， $d_3=0.9d_4$ ， Λ 取 $100\mu\text{m}$ 、 $110\mu\text{m}$ 、 $120\mu\text{m}$

(b) $d_1=0.8d_4$ ， $d_2=0.9d_4$ ， $d_3=d_4$ ， Λ 取 $100\mu\text{m}$ 、 $110\mu\text{m}$ 、 $120\mu\text{m}$

图 4.4 固定空气孔直径条件下，晶格常数 Λ 对色散特性的影响

从图 4.4 中可以看出，改变晶格常数 Λ 对色散平坦性影响不大，只是改变传播波长范围，随着 Λ 的增加，色散点逐渐向长波长方向移动，可传播波段范围也向长波长方向偏移。当空气孔直径取值在(a)和(b)两种情况下，晶格常数 Λ 取 $100\mu\text{m}$ 、 $110\mu\text{m}$ 、 $120\mu\text{m}$

时对应的可传播波长范围分别为 $59\mu\text{m}$ - $66\mu\text{m}$, $67\mu\text{m}$ - $74\mu\text{m}$, $74\mu\text{m}$ - $80\mu\text{m}$, 在对应波长段内色散变化都在 $1.5\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 左右, 且色散平坦性趋势相近。

再考虑新型 THz 波光子晶体光纤色散的平坦性受空气孔直径取值的影响。为方便看出新型光子晶体光纤的色散平坦优势, 同时计算不变空气孔径光子晶体光纤的色散作为比较。色散曲线图如图 4.5。

从图 4.5 (a) 看出, 在空气孔径取 $d_1 = 0.7d_4$, $d_2 = 0.8d_4$, $d_3 = 0.9d_4$ 时色散比不变空气孔时色散平坦, 色散间隔大约在 $1.2\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$, 在空气孔径取 $d_1 = 0.85d_4$, $d_2 = 0.9d_4$, $d_3 = 0.95d_4$ 时, 色散变得不平坦, 说明空气孔径改变对色散平坦性有较大影响。图 4.5 (b) 中, 在 $d_1 = 0.8d_4$, $d_2 = 0.9d_4$, $d_3 = d_4$ 和 $d_1 = 0.9d_4$, $d_2 = 0.95d_4$, $d_3 = d_4$ 时色散都比不变空气孔径时的色散平坦, 并且当空气孔直径取值为后者时, 色散间隔达到 $1\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 左右。比较图 4.5 中的两幅图, 可以看出在靠近纤芯的空气孔对色散平坦性影响很大, 通过改变其大小可以控制色散平坦性。当 $d_3 = d_4$ 时, 通过改变 d_1 , d_2 的值, 能使光子晶体光纤达到一个超平坦色散。

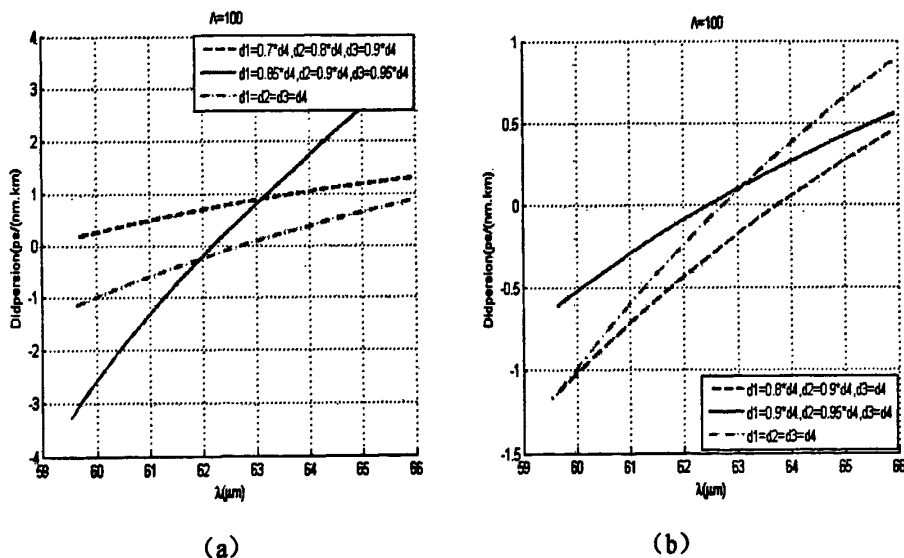


图 4.5 A 取 $100\mu\text{m}$ 时, 空气孔孔径取不同值对色散的影响, 同时给出孔径不变时色散曲线

下面就研究空气孔直径取值在 $d_3 = d_4$ 时, $d_1 = 0.85d_4$, $d_2 = 0.95d_4$; $d_1 = 0.9d_4$, $d_2 = 0.95d_4$ 和 $d_1 = 0.85d_4$, $d_2 = 0.9d_4$ 三种情况下色散曲线。所得色散曲线图如图 4.6。

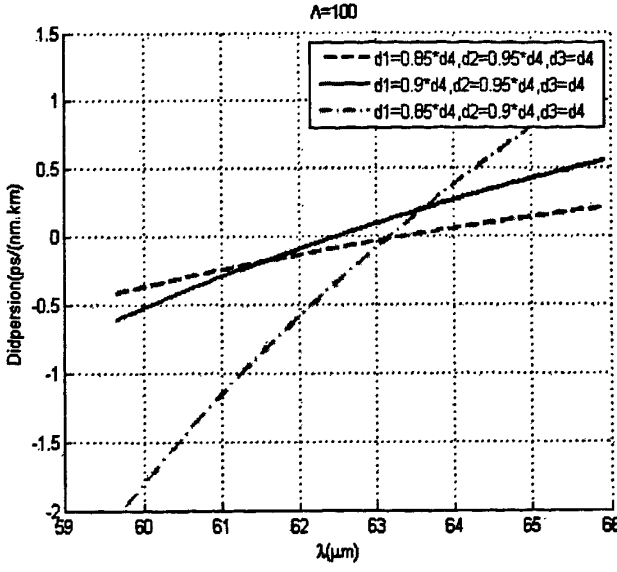


图 4.6 Λ 取 $100\mu\text{m}$, $d_3 = d_4$, d_1, d_2 取不同值的色散曲线

从图 4.6 中看出色散平坦度对包层内两层的空气孔径的大小变化比较敏感。 $d_2 = 0.95d_4$ 时所得色散曲线比 $d_2 = 0.9d_4$ 时所得色散曲线平坦，并且当取 $d_1 = 0.85d_4$ ， $d_2 = 0.95d_4$ ， $d_3 = d_4$ 时，光子晶体光纤得到色散变化在 $0.6\text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 之间的平坦色散，在波长为 $60\mu\text{m}$ - $65\mu\text{m}$ 之间的色散值可以控制在 $-0.1\pm 0.3\text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 之间，达到一个趋于超平坦色散值^[61]。

从以上的计算结果能够看出，由于本文所设计的新型 THz 波光子晶体光纤的包层中采用了渐变空气孔的结构，在短波长范围内，导波模式被很好地束缚在纤芯区，有效模场面积较小，色散特性主要受内层空气孔的影响，而在长波长范围内，有效模场面积增大，色散特性不仅受内层空气孔，也受外层空气孔的影响，因此通过调节 d_1 、 d_2 、 d_3 、 d_4 和 Λ 这些参数，就可以在合适的波长范围内获得具有合适色散值的平坦色散，但色散曲线的平坦性走势对这些参数的敏感性比较强。

4.4.2 泄露损耗特性

由上文得知选取这样的参数：可以获得比较理想的带隙特性和模式场特性以及趋于超平坦色散的新型光纤。下面就研究在这些参数下此光纤的泄露损耗特性，并研究了在前面四层参数不变情况下，增加完整的包层层数光纤泄露损耗的变化。增加的包层空气孔径 $d = d_4$ ，占空比 $d_4/\Lambda = 0.9$ 。

包层层数为 $n = 4$ 时，对应的泄露损耗曲线如图 4.7:

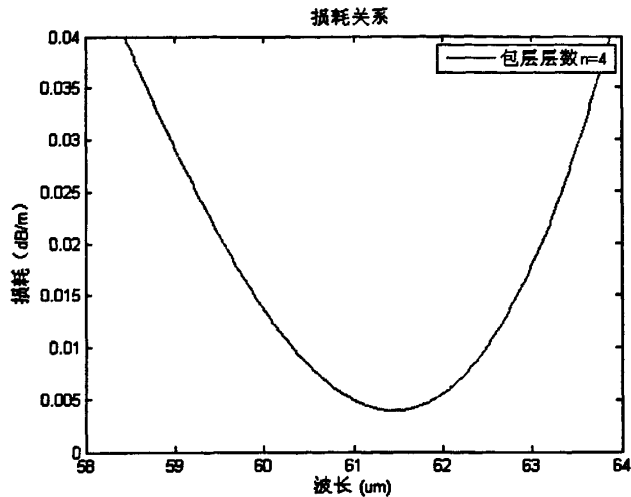


图 4.7 新型 THz 波光子晶体光纤的泄露损耗图

从图 4.7 可以看出，在 $60\mu\text{m} - 65\mu\text{m}$ 波段内，包层为四层的新型 THz 波光子晶体光纤的泄露损耗大小保持在比较低的水平并且最低值达到 3.8dB/Km 左右，这是一个比较理想的泄露损耗数值^[64]。

在增加包层层数的情况下，泄露损耗曲线图有如下变化：

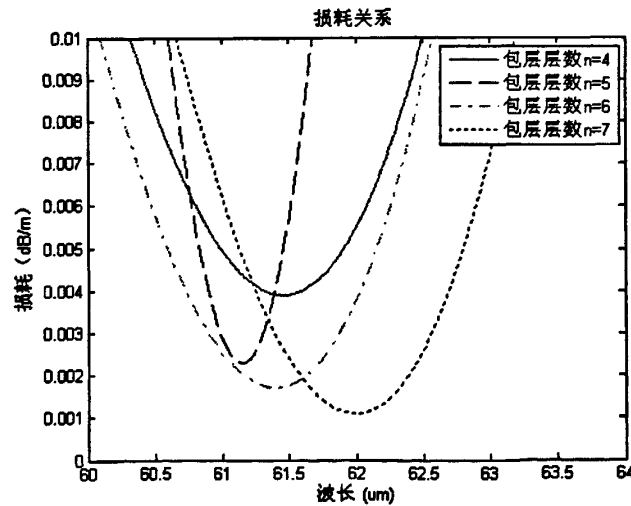


图 4.8 取不同包层层数 n 时的泄露损耗曲线

从图 4.8 中可以看出，包层层数的增加有效地降低了 THz 波导的泄漏损耗。再考虑制作工艺，当包层层数 $n = 7$ 时已经可以达到一个比较理想的泄露损耗值，泄露损耗的大小将达到 1dB/Km 左右，即制作时一般只需要做到 7 层便可以获得理想的泄露损耗特性^[64]。结合以上分析结果，将进一步推进新型 THz 波光子晶体光纤的理论研究和商用化进程。

4.5 本章总结与应用展望

本章设计一种新型包层空气孔径渐变的 THz 波超平坦色散光子晶体光纤, 通过计算并与孔直径不变的光子晶体光纤作比较, 得出渐变空气孔光子晶体光纤比孔直径不变光子晶体光纤控制色散的能力更强, 且从当第三层与第四层空气孔径相同时, 直径渐变的光子晶体光纤的色散更趋于平坦; 而当空气孔直径取 $d_1 = 0.85d_4$, $d_2 = 0.95d_4$, $d_3 = d_4$ 时, 此种光子晶体光纤得到趋于超平坦色散, 在波长 $60\mu\text{m} - 65\mu\text{m}$ 范围内将波导色散值控制在 $-0.1 \pm 0.3 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 范围内; 并且所设计的新型 THz 波光子晶体光纤具有很好的束缚 THz 波的能力和好的泄露损耗特性。

随着信息技术的快速发展, 下一代通信技术将以实现高速大容量的波分复用(WDM)系统来实现信息传输, 而超平坦色散性能的光纤将在其中起着举足轻重的作用。高速大容量的波分复用系统对传输介质的色散特性要求非常高^[60]。因为 WDM 系统中各个载波由于色散的影响在传播一段距离后将加大之间的干扰, 减低系统的传播性能。而超平坦色散传播介质光纤, 可以大大减小这方面的干扰, 真正实现高速大容量传播。本章设计的新型 THz 波光子晶体光纤具有超平坦色散特性, 对其进行深入研究将对以 THz 波源为载波的 THz 技术应用和发展、新型 THz 波光子晶体光纤研究和商用化进程以及各种 THz 光子晶体器件都有一定的指导意义。

本章中所设计的新型结构光纤是在横截面上调节空气孔孔径和间距, 在纵向长度上没有发生变化; 下一章中我们研究在纵向上发生变化, 但在任一截面上保持占空比的不变的新型的光子晶体光纤-锥型光子晶体光纤。通过下面一章和这章的全面研究, 希望能够对渐变结构的新型光子晶体光纤有一个全面的了解和认识, 为今后新型 THz 波光子晶体光纤及其它 THz 波的功能器件得深入研究提供理论指导。

第五章 锥型光子晶体光纤特性初探

5.1 引言

锥形光纤是现代通信系统中的基本元件,有着广泛的应用,主要用于光通信系统、光探测器件、模式转换器和光传感器等。近几年来,锥形光子晶体光纤的研究成为热点,其独特的锥体结构和光学特性,在许多方面有着潜在的应用,如模式转换器、倏逝场传感器、飞秒可见光脉冲、超连续谱源等^[65]。在锥形光子晶体光纤(TPCF)的研究工作中,悉尼大学的 B.J.Eggleton 小组的工作最为突出,他们研究了 TPCF 的拉制、传输和损耗特性,并通过控制拉制锥型(下文简称“拉锥”)的过程中的空气孔的塌陷控制倏逝场^[66]。P.Falk 等研究了在 TPCF 中超连续谱的产生,指出了锥体结构参数和泵浦率对超连续谱的影响^[67]。对 TPCF 的一系列的研究和应用,将会促进光器件的小型化和集成化,并促使新型光器件的产生。

锥形光子晶体光纤锥区的光学特性的研究对于 TPCF 的应用至关重要。本章从 PCF 的包层微结构出发,初步研究了锥形光子晶体光纤的基模演化特性,以及与空气填充率之间的关系。由于时间关系,对其深入研究作为后续工作。

5.2 结构描述

常见的光纤拉锥方式有线性拉锥、抛物线拉锥和一次幂指数拉锥^[68],本章以线性拉锥为例来研究 TPCF 的基模特性。图 5.2 为线性锥形光纤的纵向结构示意图, R_0 和 R_1 分别表示拉锥前后光纤始末端的光纤半径, R_i 表示锥形区域光纤的半径,它随拉锥位置的变化而变化, L 表示拉锥的总长度, z 表示锥体中的位置。根据几何关系,容易得到 TPCF 在任意截面上随拉伸位置变化的光纤半径:

$$R_i(z) = R_0 - \frac{z}{L}(R_0 - R_1) \quad (5.1)$$

由方程 (5.1) 的结构特点,可以算出任意 PCF 截面的结构参数,如孔径,孔间距。

本章中选取的参数为: $\Lambda_0 = 120\mu\text{m}$ 、 $\Lambda_1 = 60\mu\text{m}$ 、材料折射率 $n = 1.534$ 光纤长度选取

$L = 1000\mu\text{m}$, 占空比为 $\frac{2r}{\Lambda}$ 。

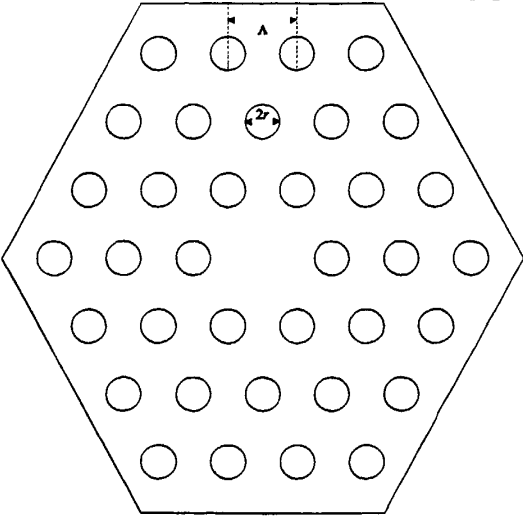


图 5.1 锥型光子晶体光纤的横截面示意图

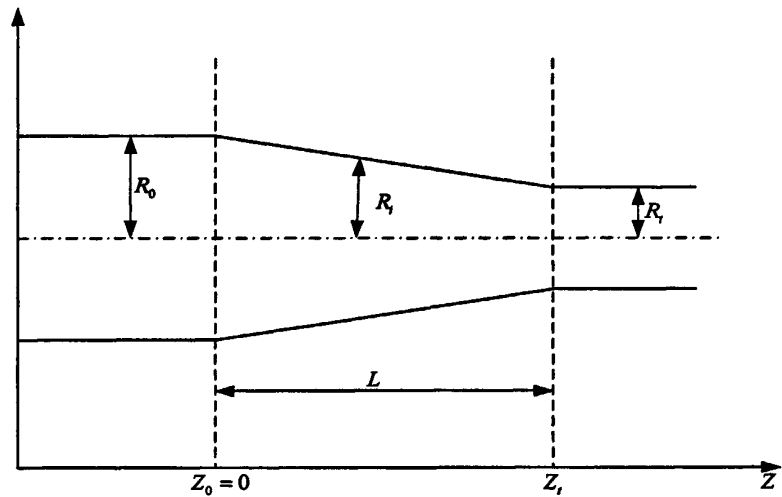


图 5.2 线性锥形光纤纵向结构示意图

我们采用的 PCF 由单一材料聚乙烯制成，中心去掉一个空气孔形成纤芯，包层空气孔按正六边形周期性排列的，如图 5.1 所示，包层空气孔大小为 r ，孔间距（晶格常数）为 Λ ，在理想拉锥的情况下，光纤的直径随着拉锥逐渐变小，空气孔和孔间距则按等比例缩小，根据方程（5.1）可以得到，在拉锥区的任意位置 z 处 PCF 的包层空气孔 r_1 和孔间距 Λ_1

$$r_1(z) = r_0 - \frac{z}{L}(r_0 - r_1) \tag{5.2}$$

$$\Lambda_1(z) = \Lambda_0 - \frac{z}{L}(\Lambda_0 - \Lambda_1) \tag{5.3}$$

其中 r_0 和 r_1 分别表示拉锥前后 TPCF 包层中的空气孔半径， Λ_0 和 Λ_1 分别表示拉锥前后 TPCF 包层中的孔间距。

5.3 锥形光子晶体光纤基模特性

光子晶体光纤的模场分布特性和色散特性都与模式有效折射率有着密切的关系^[43]。所以，本节主要研究锥型光子晶体光纤的有效折射率关系。下面是对应的图表关系。

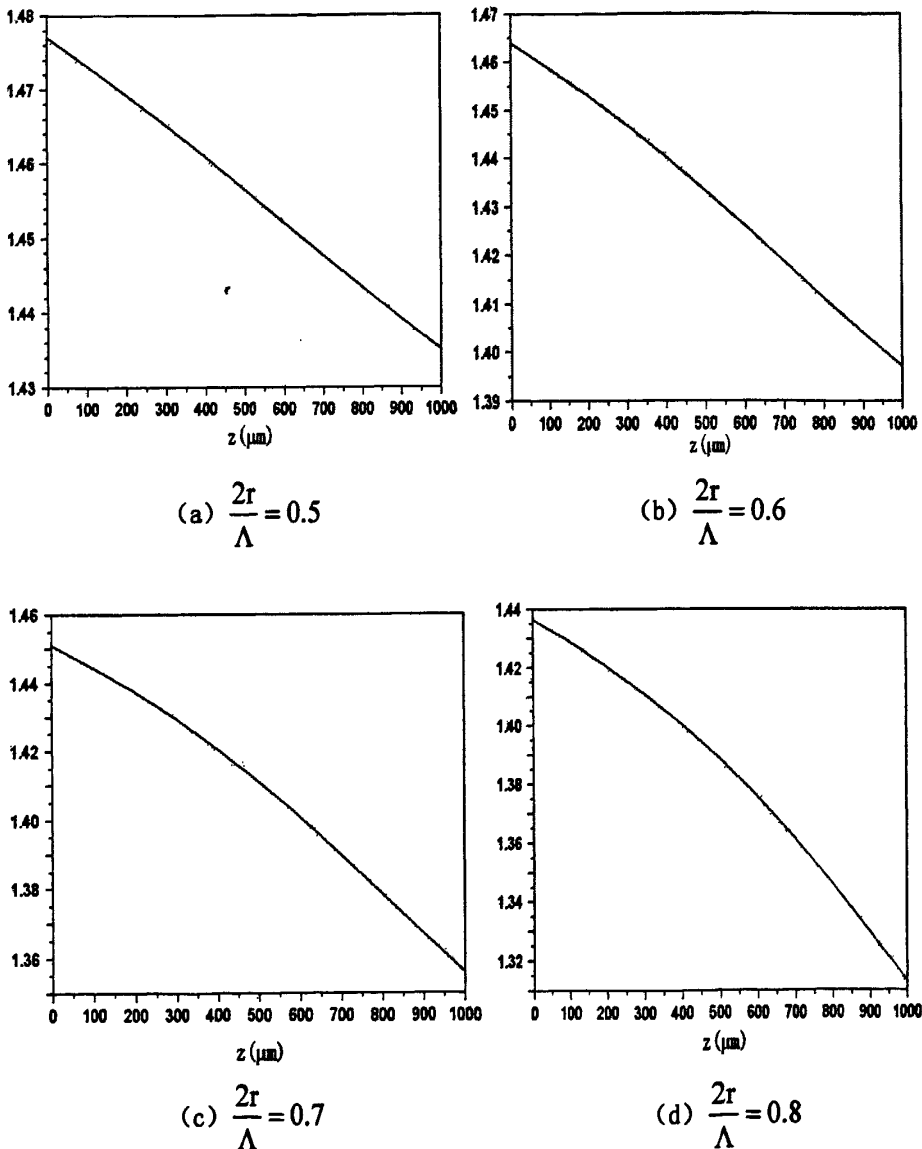


图 5.3 不同纵向长度时对应的有效折射率

图 5.3 中纵坐标为模式有效折射率 n_{eff} ，横坐标为纵向长度 z ，单位为 μm 。从图可以看出，在 TPCF 中，随着光纤直径变小，模式有效折射率也会发生变化，由 $\beta = k_0 n_{\text{mode}}$ 知，其传播常数也会发生变化。因此，锥型光子晶体光纤锥体内的光波场则以不同的传输方式进行传输，其传输方式由基模传输条件来决定，即当 $k_0 n_{\text{core}} > k_0 n_{\text{mode}} > k_0 n_{\text{clad}}$ ，光场以芯模的形式传播，大部分能量束缚在纤芯；当 $k_0 n_{\text{mode}} < k_0 n_{\text{clad}}$ 时，光场以包层模的形式在光

纤中传播。TPCF 的模式有效折射率在各个占空比时随着拉锥的方向有着相同的变化趋势,即随着拉锥长度的增加,越靠近锥形尖端,TPCF 的模折射率越小。通过模式折射率的规律可知 TPCF 内锥型区域内的色散特性对结构是比较敏感的。

下面看一下锥体内模式场随锥体变化的规律。

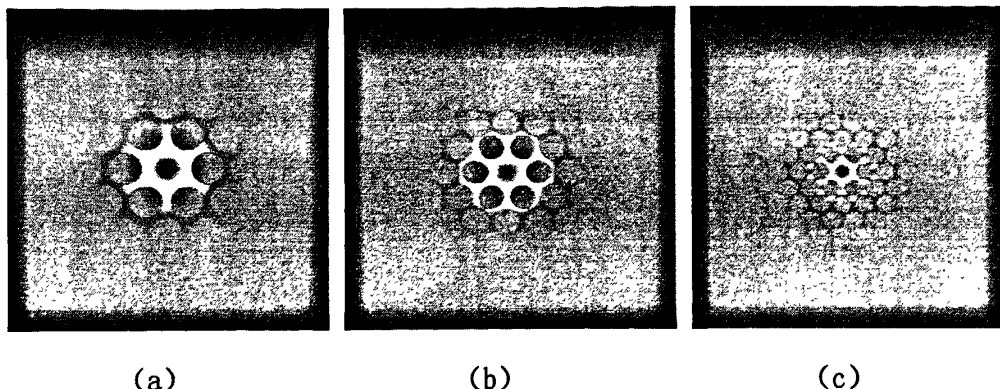


图 5.4 不同拉锥位置的模场分布 ($\frac{2r}{\Lambda} = 0.8$) (a) $z = 0\mu\text{m}$ (b) $z = 500\mu\text{m}$ (c) $z = 1000\mu\text{m}$

图 5.4 给出了锥型光子晶体光纤不同锥体位置对应的模场分布图。从图中可以看出,在锥体初始位置,模场集中收缩在纤芯,随着锥体深入,模场向包层渗透。这说明大空气孔的 PCF 能更好的束缚模场。

5.4 后续工作与展望

对于上节中分析的模式有效折射率的结果没有正面反应出光纤的色散特性,须进行更深入一步的理论分析,还有想要对 TPCF 的传输特性有更深刻研究,不仅需要研究色散的特性,还要研究其它更多的特性,如包层有效折射率、有效模场面积、损耗等,当然这就需要适合分析 TPCF 的理论方法。对于分析常规 PCF 的理论方法将不能直接搬运到分析 TPCF 中,因为在分析常规的 PCF 中,我们都理论化在同一个无限平面上求解电磁场问题。而对于 TPCF 的研究,在纵向上存在变化,所以在分析时需要考虑添加一个微扰变量,将纵向的改变量考虑进去。具体的理论方法和编程的实现将在以后的工作中继续展开。

第六章 论文总结与展望

作为物理电子学领域的一个崭新的研究领域, THz 波段的研究无疑是最热的热点之一。THz 波的优越特性以及广阔的应用前景使得近年来形成了对 THz 波技术研究的热潮^[4,5]。THz 波段的波从不可琢磨, 到逐渐被人们发现并认识到其独特的性质, 再到目前预期潜在的巨大应用范围, 吸引了越来越多的研究机构投入其中。现在, 各种 THz 功能器件越来越丰富, 虽然 THz 波源的小型化、低功耗以及低成本问题还远没有解决, 但是相信在不久的将来, THz 器件商用化以后, 我们就能真实的感受到 THz 波技术给我们的生活带来的变化。另一方面, 光子晶体光纤同样是一个新兴的研究领域, 其灵活的结构和独特的性质, 以及在 THz 波段相对容易实现的工艺, 决定了它在 THz 功能器件的应用将大有作为。基于此, THz 波光子晶体光纤作为本文题目, 围绕这个题目主要做了如下工作和创新:

1、根据生产实践与实际使用当中可能出现的缺陷态, 并将含这几种缺陷态的实体进行理论化, 构造出相应的理论模型, 应用平面波法 (PWM)、频域有限差分法 (FDFD)、时域有限差分法 (FDTD) 数值分析方法分别研究其对 THz 波光子晶体光纤带隙特性、泄露损耗特性和色散特性的影响。得出在 THz 波光子晶体光纤生产工艺方面要避免出现位错缺陷, 注意空位缺陷的位置, 严格控制控制光纤中模具的周期性和改变空气孔径有助于实现平坦色散等结论。这些结论对 THz 波光子晶体光纤的生产实践和使用指导都有重要的指导意义。

2、根据改变空气孔径有助于实现平坦色散这一结论启发灵感, 提出一种新型的空气孔渐变结构的 THz 波超平坦色散光子晶体光纤。通过应用平面波法 (PWM)、光束传播法 (BPM)、频域有限差分法 (FDFD)、时域有限差分法 (FDTD) 数值分析方法分析其相关特性, 并得出此光纤能在波长 $60\mu\text{m}$ – $65\mu\text{m}$ 范围内将波导色散值控制在 $-0.1\pm 0.3\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 范围内, 达到一种超平坦色散光纤; 并且所设计的新型 THz 波光子晶体光纤具有很好的束缚 THz 波的能力和好的泄露损耗特性。超平坦色散光纤有利于实现大容量传输, 这将有助于下一代大容量传输系统的研究。

3、纵向渐变结构的锥型光子晶体光纤作为一种结构新颖的特殊光子晶体光纤, 存在巨大的应用和研究价值, 对其进行初步探索, 并对以后工作提出方向和思路, 为日后深入研究起了很好的铺垫。

但是由于实验条件和研究时间有限, 目前的研究工作也大都还停留在理论研究和仿真计算上, 因此本文所做的工作还有以下可以改进和继续深入研究的地方:

1、本论文的研究结果主要通过理论仿真完成，与实际结果或多或少有些误差，所以，本文的相关结论需要实验结果与之相比，验证其准确性。

2、综合考虑多种缺陷共同影响及对其它缺陷态做全面的进一步研究。

3、新型渐变结构光纤的设计主要研究三角结构孔径变小情况，对其他多种渐变方式和其他光纤结构研究没有提及，这就要求通过大量的设计案例，大量仿真分析，对其他新结构的新型光纤作更全面的研究和分析总结。

4、对最后的纵向变化的新结构光子晶体光纤-锥型光子晶体光纤做深入研究，对其规律特性有一个全面认识和概括，为今后此类器件的研究和应用提供有用的理论指导。

致谢

本论文从选题到最终完稿都是我在导师施伟华副教授的悉心指导下,参阅国内外的相关资料,在本人所掌握的专业知识的基础上,经过一年多的研究而完成的。在近三年的研究生学习阶段,施老师扎实的专业知识,严谨的治学作风以及和蔼的态度使我受益匪浅,并将成为我今后学习工作的楷模,在此,对施老师表示深深的感谢和敬意!

感谢光电工程学院的全体老师,他们使我学到了很多专业技术知识,为我以后的学术研究打下了深厚的基础。

感谢在论文写作期间和我进行学术探讨的同学以及帮助我的师兄师姐和师弟师妹们,在和他们探讨的过程中使我得到了很多有益的帮助。

同时也要深深感谢在论文写作期间给予我无私帮助的室友们及其他同学们,是他们在我的论文写作期间给予了我真诚的关心和鼓励,陪伴我度过了三年愉快的研究生生活。愿大家工作顺利,生活开心!

感谢父母多年来对我的养育和无私的支持,感谢家人一直以来对我在学业上和生活上的关心,感谢所有的亲人和朋友们。

参考文献

- [1] S.P. Micken, X.C. Zhang .T-ray sensing and imaging [J].International Journal of High Speed Electronics and Systems, 2003, 12(2), 601- 676
- [2] 刘盛纲,姚建铨,张杰,封松林. 太赫兹科学技术的新发展[J]. www.thznetwork.org.cn, 2006
- [3] WANG Kang-lin, DANIEL M M. Metal wires for terahertz wave guiding [J]. Nature, 2004, 432: 376-379
- [4] 刘盛纲. 太赫兹科学技术的新发展[J]. 中国基础科学, 2006,8(1):7-12
- [5] PH. Siegel. Terahertz technology [M].IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, 2002, 50(30):910-928
- [6] S.G. Liu. Progress of terahertz technology [J]. Ch. Bas. Sic., 2006, 1: 7-12
- [7] 李格,周银贵,张鹏飞,陈念,何多慧. FEL 光学速调管的升级性能分析[J]. 强激光与粒子束, 2005,17(2): 299-303
- [8] 卜凡亮,行鸿彦. 太赫兹光谱技术的应用进展[J]. 电子测量与仪器学报, 2009,23:1-4
- [9] Sergey Savel'ev, Rakhmanov A.L., Franco Nori. Using Josephson vortex lattices to control terahertz radiation [J].Phys. Rev. Lett., 2005, 94:1-4
- [10] 元丽梅,杨梓强,高喜,梁正. 光子晶体 THz 器件的研究进展[J]. 量子电子学报, 2007,24(5):529-534
- [11] Nemec H, Duvillaret L and Garet F. Thermally tunable filter for terahertz range based on a one-dimensional photonic crystal with a defect [J]. Appl. Phys., 2004, 96(8):4072-4075
- [12] Masahiro Goto, Alex Quema, Hiroshi Takahashi,, Shingo Ono and Nobuhiko Sarukura. Teflon photonic crystal fiber as terahertz waveguide [J].App. Phys., 2004, 43:317-319
- [13] Bingham A, Zhao Y G, Grischkowsky D. THz parallel plate photonic waveguide [J]. App. Phys. Lett., 2005, 87: 1-3
- [14] Masahiro Goto, Alex Quema, Hiroshi. Takahashi, et al. Plastic photonic crystal fiber as terahertz waveguide [J].IEEE transactions on Antennas and Propagation, 2002, 46: 7239-7240
- [15] H. M. Heiliger, M. Nagel, H. G Roskos, et al. Low-loss thin-film micro-strip lines with cyclometer (benzocyclobutene) as dielectric medium [J].Appl.Phys.lett.1997, 70

- (17):2233-2235
- [16] H. Han, H. Park, M. Cho, et al. Terahertz Pulse Propagation in a Plastic Photonic crystal fiber [J]. Appl. Phys. Lett., 2002, 80:2634-2636
- [17] P.St.J. Russell, Recent Progress in Photonic crystal fiber. (A).Proc.OFC,3 ,2000(C), 98-100
- [18] R. F. Cregan,B. J. Mangan,J. C. Knight T. A. Birks, P. St. J. Russell. Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air [J].Science, 1999, 9(285):1537-1539
- [19] 饶云江. 光纤技术[M]. 北京: 科学出版社, 2006:31-69
- [20] Jonathan C. Knight. Photonic crystal fibers [J].Nature, 2003, 424: 847-851
- [21] Monro T. M, Richardson D. J, Broderick N. G R, et al. Modeling large air fraction holey optical fiber [J]. Light wave Techno, 2003, 21 (2): 138-142
- [22] Saitoh K, Koshiha M.. Chromatic dispersion control in Photonic crystal fibers application to ultra-flattened dispersion [J].Opt Express, 2003, 11:843- 852
- [23] C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, et al. Low-loss hollow-core silica/air Photonic band gap fiber [J].Nature, 2003, 424 (6949):657-659
- [24] A. Quema, M. Goto, H. Takahashi, et al. Identification of potential estrogenic environmental pollutants by terahertz transmission spectroscopy [J]. Appl.Phys.2003, (42):932-934
- [25] Hae-Wook Han. Plastic Photonic crystal fiber for terahertz wave transmission and method for manufacturing thereof [J].United States Patent Application, 2004, 1(22): 133-138
- [26] Alexandre Dupuis, Jean-Francois Allard, Denis Morris, et al. Fabrication and THz loss measurements of porous sub-wavelength fibers using a directional coupler method [J].OPTICS EXPRESS, 2009, 17(10):8012-8028
- [27] Y.F. Geng,X. L. Tan, P. Wang, J. Q. Yao. Transmission loss and dispersion in plastic terahertz photonic band-gap fibers [J].Applied Physics B, 2008, 1(12): 333-336
- [28] 刘頔威, 刘盛纲. THz 光子晶体光纤的模式及色散特性分析[J]. 电子科技大学学报, 2008,37 (3): 417-420
- [29] Jannopoulos J D, et al. Photonic crystals: modeling the flow of light [M].New York: Princeton university press, 1995, 5:12-13
- [30] 牛之果. 太赫兹光子晶体光纤的理论分析与制作[D]. 浙江大学硕士论文, 2007
- [31] 胡 婕, 陈鹤鸣. 光子晶体太赫兹波导带隙的研究 [J]. 光电子技

- 术, 2007, 27(4): 246-249
- [32] Shephard J D, Jones J D C, Hand D P et al. High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers[J]. Opt. Express, 2004, 12(4): 717-723
- [33] Humbert G, Knight J C, Bouwmans G, et al. Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery [J]. Opt. Express, 2004, 12(8): 1477-1484
- [34] Quzounov D G, Ahmad F R, Muller D et al. Generation of megawatt optical solutions in hollow-core photonic band-gap fibers[J]. Science, 2003, 3(01): 1702-1704
- [35] 阎守胜. 固体物理基础[M]. 北京: 北京大学出版社, 2003: 15-58
- [36] S.John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices [J]. Phys.Rev.Lett. 1987, 58(23): 2486-2489
- [37] 高本庆. 有限时域差分法[M]. 北京: 北京出版社, 1995: 11-114
- [38] 王长清. 现代计算电磁学基础编著[M]. 北京: 北京大学出版社, 2005: 5-25
- [39] C.P.Yu and H.C. Chang, Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers [J]. Opt. Express, 2004, 12: 6165-6177
- [40] Yong-J Z, Ke-Li Wu, A compact 2-D full-Wave Finite-Difference Frequency-Domain Method for General Guided Wave Structures[J]. IEEE, 2002, 02: 1844-1848
- [41] Wang Zhi, Ren Guo-bin, Lou Shu-qin, and Jian Shui-sheng. Super-cell lattice method for Photonic crystal fibers [J]. Opt. Express, 2003, 11: 980-991
- [42] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, P. St. Russell. Localized function method for modeling defect mode in 2-d Photonic crystal [J]. Light-wave Techno. 1999, 17: 2078-2081
- [43] M. Koshiba. Full vector analysis of Photonic crystal fibers using the finite element method [J]. IEICE Electron, 2002, E85-C, 4: 881-888
- [44] Ho K M, Chan C T, Soukoulis C M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures[J]. Phys.Rev.Lett, 1990, 65: 3152-3155
- [45] F.Cuesta-Soto, A.Martinez, J.Garcia, et al. All-optical switching structure based on a photonic crystal Directional coupler[J]. Optics Express, 2004, 12(1): 161-167
- [46] S.Guo, F.Wu, S.Albin. Loss and dispersion analysis of micro structured fibers by finite-difference method [J]. Opt. Express, 2004, 12(15): 3341-3352
- [47] 韩颖, 侯蓝田, 周桂耀, 李曙光. 低损耗光子晶体光纤的研究进展[J]. 光子晶

体, 2007,44(8):26-32

- [48] NAOTO, FUKASAWA N R. Abnormal dispersion of polymer films in the THz frequency region [J]. Chemical Physics Letters, 2004, 388: 479-482
- [49] Shaghik Atakaramians, Shahraam Afshar V., Bernd M. Fischer, et. Porous fibers: a novel approach to low loss THz waveguides [J]. OPTICS EXPRESS, 2008, 16(12):8845-8855
- [50] Daru Chen, Haibin Chen. A novel low-loss Terahertz waveguide: Polymer tube [J]. OPTICS EXPRESS, 2010, 18(4):3762-3768
- [51] Kim H K, Shin J, Fan S, et, Designing Air-Core Photonic-Bandgap Fibers Free of Surface Modes[J]. Quantum Electronic, May, 2004, 40(5): 551-556
- [52] Saitoh K, Koshiba M. Leakage loss and group velocity dispersion in air-core photonic band gap fibers [J]. Opt. Express, 2004, 11(23):3100-3109
- [53] Taflove A, Brodwin M E. Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations [J]. IEEE Tran's .Microwave Theory Tech., 1975, 23(8):623-630
- [54] 李玉权, 崔敏. 光波导理论与技术[M]. 北京:人民邮电出版社, 2002:157-161
- [55] Okomoto K. Fundamentals of Optical Waveguides [M]. Academic Press: 2000, 145-150
- [56] Park H, Cho M, Kim J and Han H. Terahertz pulse transmission in plastic photonic crystal fibers [J]. Phys. Med. Biol. 2002, 47:3765-3769
- [57] J C Knight, J. Broeng, T. A. Birks, P. St. J. Russell. Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers [J]. Science. 1998, 11(282):1476-1477
- [58] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight T. A. Birks, P. St. J. Russell. Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air [J] Science 1999, 9(285):1537-1539
- [59] 赵曼. 光子带隙型光子晶体光纤的特性研究[D]. 长春理工大学硕士论文, 2007
- [60] 朱言午, 时顺祥, 刘继芳, 孙艳玲. 用于THz波段脉冲空间整形的滤波透镜的电磁场分析[J]. 物理学报. 2009, 58(2):1042-1049
- [61] Soan K M, Chul KEE, Jongm In LEE, Novel Optical Properties of Six-fold Symmetric Quasi crystal Fibers [J]. Opt. Express. 2007, 15(20):213-218
- [62] 张晓娟, 赵建林, 侯建平. 一种新型高双折射光子晶体光纤 [J]. 物理学报, 2007, 56(8):1042-1048
- [63] Wang Wei, et al. Design of Nearly Zero Dispersion Flattened Photonic Crystal Fiber with Double Cladding [J]. Chinese Phys. Lett. 2009, 26(5):204-216

- [64] Kristian Nielsen, Ole Bang, Henrik Rasmussen. et al. Dispersion-tailored, low-loss photonic crystal fibers for the THz range [C]. Optical Terahertz Science and Technology Conference (OTST) .2009
- [65] Ahmad Rifqi Md Zain, Marco Gnan, Harold M. H. et al. Tapered Photonic Crystal Micro-cavities Embedded in Photonic Wire Waveguides with Large Resonance Quality-Factor and High Transmission [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2008, 20(1):6-10
- [66] E.C.Magi, B.J.Eggletonetal. Tapered Photonic crystal fibers [J].Opt. Exp., 2004, 12 (5):776-784
- [67] P.Falk, M.H.Frosz, O.Bang. Super-continuum generation in a Photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths tapered to normal dispersion at all wavelengths[J].Opt. Exp., 2005, 13 (19):7535-7540
- [68] C.D.Singh, Y.Shibata, M.Ogita. A theoretical study of tapered , Porous clad optical fibers for detection of gases[J].Sensors and Actuators B, 2003, 92: 44-48

硕士期间公开发表论文

- 1、姜跃进，施伟华，李培丽，赵岩。新型 THz 波超平坦色散光子晶体光纤。物理学报。已录用。
- 2、姜跃进，施伟华，赵岩，蔡晓锋，吴杨。空位缺陷对 PBG 型 THz 波光子晶体光纤特性的影响。光通信技术。2010，34（2）：24-26
- 3、姜跃进，施伟华。缺陷态对 THz 波光子晶体光纤色散的影响。南京地区 24 届研究生通信年会优秀论文集。2009.12.12：10-13
- 4、赵岩，施伟华，姜跃进。中心外缺陷对 PBG-PCF 色散特性的影响。物理学报。已录用。