



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

拓扑腔面发射激光器

作者姓名: _____ 杨乐臣

指导教师: _____ 陆凌 研究员

_____ 中国科学院物理研究所

学位类别: _____ 理学博士

学科专业: _____ 光学

培养单位: _____ 中国科学院物理研究所

2021 年 12 月

Topological cavity surface emitting laser

**A dissertation/thesis submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Optics**

**By
Yang Lechen
Supervisor: Professor Lu Ling**

**Institute of Physics
Chinese Academy of Sciences**

December 2021

中国科学院大学

研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：

日 期：

中国科学院大学

学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘要

拓扑光子学是一个迅速兴起的研究领域,利用几何和拓扑思想来设计和控制光的行为,其灵感来自于凝聚态物质中量子霍尔效应和拓扑绝缘体的发现。拓扑光子学通过提供由于加工缺陷或环境变化引起的性能退变免疫力,为光子系统提供了独特的性能、鲁棒的设计和新的器件功能。从技术上来讲,通过拓扑效应可以极大地提高光子器件的鲁棒性,因此设计鲁棒的器件将变得更加容易。

光子晶体腔的设计对于分布反馈激光器(DFB)和垂直腔面发射激光器(VCSEL)等单模半导体激光器是至关重要的,DFB和VCSEL只使用一维周期结构,限制了在其它二维中控制光的灵活性。光子晶体面发射激光器(PCSEL)由二维周期结构组成,具有在窄光束中产生大功率的潜力。然而PCSEL同样有至少两种高品质因子带边模式来竞争激射。显然,拥有一个单一中间带隙模式的二维光腔是非常重要的,这也是自二维DFB的概念引入以来一直缺乏的。为了解决这个难题,满足目前单模激光器的需求,我们完成了下述相关的工作。

(1) 我们首次提出了狄拉克涡旋拓扑腔,从理论上预测并通过实验证明了狄拉克涡旋拓扑腔具有二维单一中间带隙模式。狄拉克涡旋腔具有跨几个数量级的可调谐模式面积、任意的模简并、低发散矢量光束垂直发射、与高折射率衬底兼容以及最大的自由光谱范围。它提供了一个具有大模场直径的单一带间模,可连续从几个微米调到毫米尺度。狄拉克涡旋拓扑腔在大范围内具有理想的单模特性。

(2) 我们首次在室温和光泵浦条件下,在1550 nm波长处获得了性能优异的拓扑腔面发射激光器(TCSEL)。在500 μm 直径尺寸下,拓扑腔面发射激光器具有10 W峰值功率和1°量级的光束发散角,60 dB边模抑制比和二维多波长阵列的能力,1550 nm也为光通信和眼睛安全的波长。

拓扑光子学使我们能够设计一个片上光学腔,它可以单独控制模数(w)、模面积(R)、辐射耦合(m_0)和远场变化(α)。我们采用狄拉克涡旋拓扑腔解决了二维单一中间带隙模式这个难题,它提供了二维的最佳单模选择。基于狄拉克涡旋拓扑腔,我们设计制备了拓扑腔面发射激光器,它作为新一代高亮度面发射激光器,可以直接拓展到任何其它波长范围,具有极其广泛的应用前景。

与标准的工业产品相比,拓扑腔面发射激光器在功率和发射方面都取得了显著提高,并提供了多波长表面发射阵列的特性,与先进的光子晶体面发射激光器相比,拓扑腔面发射激光器具有更稳定的模式选择机制和更稳定地工作特性。本文探索了一种二维领域的带间模式,与分布反馈激光器、垂直腔面发射激光器、光子晶体面发射激光器的历史发展和成功相一致:从一维到二维、从带边模式到带间模式、从边发射到面发射。

关键词: 光子晶体, 拓扑光子学, 狄拉克涡旋, 光腔, 激光器

Abstract

Topological photonics is a rapidly emerging field of research in which geometrical and topological ideas are exploited to design and control the behavior of light, drawing inspiration from the discovery of the quantum Hall effects and topological insulators in condensed matter. Topological photonics promises to offer unique, robust designs and new device functionalities for photonic systems by providing immunity to performance degradation induced by fabrication imperfections or environmental changes. Technologically, the exploitation of topological effects could dramatically improve the robustness of photonic devices in the presence of imperfections. As a result, it will become easier to design robust devices.

Photonic crystal cavities design is crucial for the single-mode semiconductor lasers such as the distributed-feedback laser and vertical-cavity surface-emitting laser. In fact, both phase-shift DFB and VCSEL only use one-dimensional periodic structure and that limits the flexibility of light control in another two dimensions. Photonic crystal surface emitting laser consists of a two-dimensional periodic structure which has the potential to generate large optical power in a narrow beam. However, PCSEL again have at least two high-quality-factor band-edge modes competing for lasing. It is obviously important to have a 2-D cavity of a single mid-gap mode, which has been lacking since the notion of 2D DFB was introduced. Thus, to obtain a stable high power single mode laser, one way is to design a structure that support a 2-D mid-gap mode. To address this challenge and meet the current demand for single-mode lasers. We have completed the following related works.

(1) We first proposed a Dirac-vortex topological cavity, and it is theoretically predicted and experimentally demonstrated that the Dirac-vortex topological cavity has a single 2-D mid-gap mode. Dirac-vortex topological cavity can have a tunable mode area across a few orders of magnitudes, arbitrary mode degeneracy, vector-beam vertical emission of low divergence, compatibility with high-index substrates, and largest free-spectral-range (FSR). It provides a single mid-gap mode with a large modal diameter continuously tunable from a couple of microns towards millimeter scale. Consequently, the Dirac-vortex topological cavity has an ideal single-mode behaviour over large areas.

(2) we demonstrate the first Dirac-vortex topological-cavity surface-emitting laser (TCSEL), with outstanding performance at 1550 nm, under optical pumping and room temperature. The TCSEL, of 500 μm diameter, provides 10 W peak power, sub-1° beam divergence, 60 dB side-mode suppression ratio (SMSR) and the ability for 2D multi-wavelength arrays. 1550 nm is the most important telecommunication and eye-safe wavelength.

Topological photonics enabled us to design an on-chip optical microcavity with separate controls over mode number (w), mode area (R), radiation coupling (m_0) and far-field pattern (α). Here, we address this fundamental difficulty of 2-D mid-gap mode with the Dirac-vortex topological cavity, which offers the optimal single-mode selection in two dimensions. Based on our topological cavity, we design and fabricated the Dirac-vortex topological-cavity surface-emitting laser. TCSEL, as a new-generation high-brightness surface-emitter, can be directly extended to any other wavelength ranges and is promising for an extremely wide variety of uses.

Comparing standard industrial products, TCSEL wins in both power and divergence, and offers the new feature of monolithic multi-wavelength surface-emitting arrays. Comparing the pioneering photonic-crystal surface-emitting lasers (PCSEL), TCSEL has a more robust mechanism for mode selection and potentially stabler operation. We explore a 2D broad-area mid-gap mode with out-standing performance, whose design is consistent with the historical success and development of semiconductor laser: from 1D to 2D, from band-edge to mid-gap mode, and from edge-emitter to surface-emitters.

Key Words: Photonic crystals, Topological photonics, Dirac-vortex, Cavity, Laser

目 录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 光子晶体介绍.....	1
1.2 光子晶体微腔.....	5
1.3 光子晶体激光器.....	9
1.3.1 分布反馈激光器.....	9
1.3.2 二维光子晶体激光器.....	11
1.3.3 拓扑光子晶体激光器.....	14
1.4 本论文主要内容.....	19
第 2 章 光子晶体的设计、制备和表征	23
2.1 光子晶体的设计.....	23
2.2 硅基二维光子晶体的制备.....	25
2.2.1 制备工艺流程.....	25
2.2.2 电子束光刻胶特性.....	26
2.2.3 电子束光刻系统.....	27
2.2.4 干法刻蚀系统.....	28
2.3 磷化铟基二维光子晶体的制备.....	32
2.3.1 制备工艺流程.....	32
2.3.2 刻蚀工艺分析.....	34
2.4 本章小结.....	36
第 3 章 狄拉克涡旋腔	39
3.1 引言.....	39
3.2 狄拉克涡旋腔设计.....	40
3.2.1 一维 JACKIW-ROSSI 模型.....	40
3.2.2 JACKIW-ROSSI 零模式.....	41
3.2.3 狄拉克涡旋腔设计.....	42
3.3 狄拉克涡旋腔制备和测量系统.....	45
3.3.1 制备工艺流程.....	45
3.3.2 测量系统.....	46

3.4 狄拉克涡旋腔实验表征分析.....	48
3.4.1 缠绕数实验表征分析.....	49
3.4.2 最大调制振幅实验表征分析.....	50
3.4.3 涡旋半径实验表征分析.....	51
3.4.4 全光谱和模场实验表征分析.....	53
3.4.5 自由光谱范围、远场发散角、模场特性分析.....	56
3.5 本章小结.....	59
第 4 章 拓扑腔面发射激光器	61
4.1 引言.....	61
4.2 拓扑腔面发射激光器设计、制备、及测试系统.....	62
4.2.1 激光器设计.....	62
4.2.2 制备工艺流程.....	64
4.2.3 光泵浦测试系统.....	66
4.3 拓扑腔面发射激光器特性分析.....	67
4.3.1 调制振幅特性分析.....	67
4.3.2 阵列特性分析.....	72
4.3.3 尺寸特性分析.....	74
4.3.4 连续输出特性分析.....	76
4.4 本章小结.....	77
第 5 章 总结与展望	79
5.1 论文主要工作总结.....	79
5.2 研究工作展望.....	79
参考文献.....	81
致 谢.....	91
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	93

图表目录

图 1.1 一维、二维、三维光子晶体简单示例图.....	2
图 1.2 Noda 小组制备的三维光子晶体结构图.....	4
图 1.3 各种光子晶体应用总结图.....	4
图 1.4 空气孔不同位移的微腔共振谱和扫描电子显微镜图.....	6
图 1.5 基本光子晶体结构和光子双异质结构.....	7
图 1.6 测试系统和结果.....	8
图 1.7 GaAs 分布反馈激光器结构示意图	9
图 1.8 超表面集成垂直腔面发射激光器原理图.....	10
图 1.9 光子晶体激光器截面结构图.....	11
图 1.10 光子晶体激光器截面结构图.....	11
图 1.11 光子晶体面发射激光器原理结构图和光子晶体扫描电子显微镜图.....	12
图 1.12 双晶格光子晶体谐振器原理结构图.....	13
图 1.13 拓扑绝缘体激光器结构原理图.....	14
图 1.14 拓扑和常规激光阵列的斜率效率和光谱.....	15
图 1.15 拓扑保护谷边缘态太赫兹量子级联激光器设计.....	16
图 1.16 太赫兹量子级联拓扑激光器的制备和表征.....	17
图 1.17 狄拉克涡旋拓扑激光器的设计和制备.....	18
图 1.18 狄拉克涡旋拓扑激光器的实验特性.....	19
图 2.1 电子束光刻工艺流程图.....	26
图 2.2 电子束光刻系统 JBX-6300FS.....	27
图 2.3 反应离子刻蚀系统图.....	29
图 2.4 电感耦合等离子体刻蚀系统图.....	30
图 2.5 光子晶体平板扫描电子显微镜图.....	31
图 2.6 光子晶体腔扫描电子显微镜图和共振光谱.....	31
图 2.7 光子双异质结构腔扫描电子显微镜图和共振光谱.....	32
图 2.8 激光器制作工艺流程图.....	33
图 2.9 光子晶体空气孔结构的 SEM 图	35
图 2.10 光子晶体纳米柱结构的 SEM 图	36
图 3.1 狄拉克涡旋腔与三种商业化单偏振、单模激光器腔的比较.....	39

图 3.2 Su-Schrieffer-Heeger (SSH)模型示意图	41
图 3.3 四能级二维玻色子狄拉克哈密顿量的对称性分析.....	42
图 3.4 空气包层硅薄膜光子晶体狄拉克涡旋腔的设计.....	43
图 3.5 狄拉克涡旋腔及其势阱功能的说明.....	44
图 3.6 狄拉克涡旋腔扫描电子显微镜图.....	46
图 3.7 交叉偏振反射测量装置示意图和设备图.....	47
图 3.8 不同缠绕数的腔模光谱和远场信息.....	49
图 3.9 不同调制振幅的腔模光谱和远场信息.....	51
图 3.10 不同涡旋半径的腔模光谱和远场信息.....	52
图 3.11 狄拉克涡旋腔的光谱和模场信息.....	53
图 3.12 所有腔模的光谱和场信息.....	54
图 3.13 二维计算方法分析腔特性与涡旋尺寸的关系.....	56
图 3.14 模式体积与自由光谱范围的实验和理论值.....	58
图 4.1 拓扑带间模式的单模激光器.....	61
图 4.2 基于耦合波理论的拓扑腔面发射激光器.....	63
图 4.3 量子阱样品外延结构示意图.....	65
图 4.4 椭偏仪测量的非晶硅折射率.....	66
图 4.5 光泵浦测试系统.....	67
图 4.6 拓扑腔面发射激光器显微镜图和扫描电子显微镜图.....	68
图 4.7 拓扑腔面发射激光器性能.....	69
图 4.8 拓扑腔面发射激光器阈值和线宽.....	70
图 4.9 拓扑腔面发射激光器宽光谱特性.....	71
图 4.10 多波长拓扑腔面发射激光器阵列特性.....	73
图 4.11 不同晶格常数拓扑腔面发射激光器阵列的光输入输出曲线和远场.....	74
图 4.12 拓扑腔面发射激光器不同尺寸器件特性.....	75
图 4.13 不同调制振幅拓扑腔面发射激光器的光输入输出曲线和远场.....	76
图 4.14 不同温度下拓扑腔面发射激光器的光输入输出曲线.....	77

第1章 绪论

信息技术的核心是电子芯片器件的发展，更快、更小、更稳定是目前电子芯片器件发展的目标，但电子芯片器件的发展并非无极限，如果利用光子作为信息载体，相比电子载体它的传播速度快、信息容量大、并且具有抗电磁干扰的特性，于是人们正在加速开展光子芯片研究，以便提升信息处理能力。微纳光子学主要研究在纳米尺度上操控光子，从而提高光子器件的性能，为下一代芯片器件提供技术保障。目前光子晶体、超构材料、表面等离子激元等多种方式都应用于光子的操纵和控制，其中光子晶体是一类以自然或人工结构为代表的新型光介质，是一种具有周期性折射率的介质结构，它也是目前光子领域最成熟的操控光子的方法。光子晶体可以控制光的传播、耦合及激发等特性，目前已经广泛应用于光纤、波导、滤波器、转换器、激光器等领域。

拓扑光子学是基于拓扑能带理论发展起来的新方向，具有拓扑光学结构的器件，其器件空间的无序或缺陷仅会带来器件的局部变化，不会影响器件整体特性，这正好解决了微纳光子学器件中的加工误差所带来的无序或缺陷等问题。拓扑光子学提供了光场操控和运输的新方法，它是光学系统与凝聚态拓扑相的统一体，它可以让光子拐弯绕过障碍物和缺陷，也可以让光子在没有散射的情况下向前传输，具有优越的抗干扰能力，基于其独特的优势发展了很多研究方向：光波的自旋-轨道耦合、非厄米拓扑光子学、旋磁光子晶体、量子拓扑光子学、谷电子学、拓扑超材料和鲁棒运输等。目前利用它的缺陷免疫和背散射抑制特性已经研发了拓扑光纤、拓扑激光器等器件。本文结合光子晶体与拓扑光子学的优势，设计了一种狄拉克涡旋拓扑腔，将其特性推广到激光器的应用中，设计并制备了常温下光泵浦的拓扑腔面发射激光器。

1.1 光子晶体介绍

我们的祖先从石器时代到铁器时代的崛起，在很大程度上是一个人类不断认识自然材料的过程，我们技术上的许多突破都来源于对材料特性的更深刻理解。本世纪，我们对材料的控制已经扩展到它的电性能，半导体物理学的进步使我们

能够认识某些材料的导电性能，引发了电子学中的晶体管革命。利用新的合金和陶瓷材料，科学家已经发现了高温超导体和其他可能构成未来技术基础的新奇材料。

在过去几十年来，人们开辟了一个新的领域，利用并且操控材料的电学和光学特性。在光学领域对光信号的产生、传播和接收都开展了非常多基础研究，并将这些研究成果拓展到了技术应用领域。

光子晶体(Photonic Crystals)是一类以自然或人工结构为代表的新型光介质，是一种具有周期性折射率的介质结构，尽管在过去的几十年里，光子晶体引起了人们的高度重视，但是利用周期性结构来控制光传播的第一个可能性假设是 Lord Rayleigh 在 1887 年提出的，首先对一维周期结构进行了研究^[1]，论文分析了多层膜的光学特性，周期性的多层薄膜存在一个高反射率的频率范围，可以作为一个特定频率范围的镜子，这可以说是一维光子晶体的雏形。

在将近一百年之后的 1972 年，苏联科学家 V. P. Bykov 发表了一篇论文，报道了利用周期结构来控制自发辐射的可能性^[2]。然而首次提出光子晶体的概念是在 1987 年 E. Yablonovitch 和 S. John 发表在物理评论快报(Physical Review Letters)上的论文，论文报道了自发辐射控制的可能性，提出了光子带隙的概念，以及利用周期结构进行辐射传播控制的可能性，研究了光场的局域性问题，为后续光子晶体的研究奠定了理论基础^[3-4]。

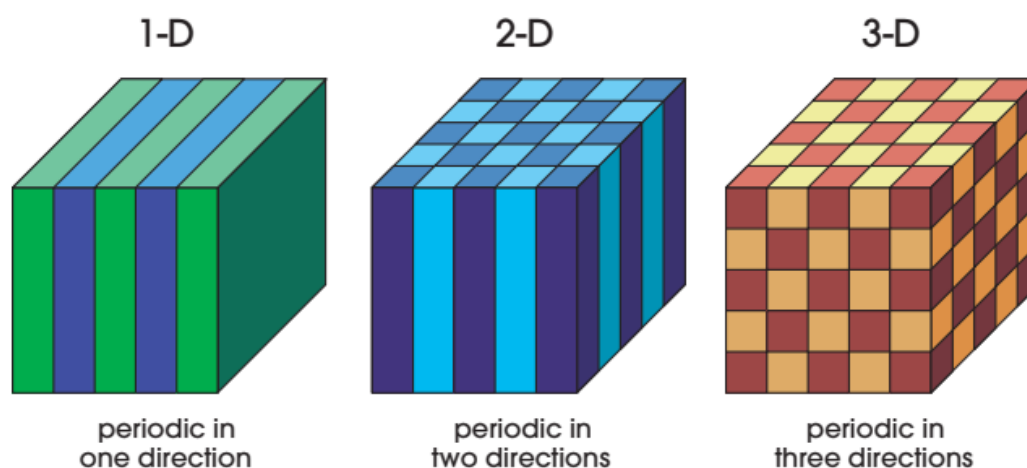


图 1.1 一维、二维、三维光子晶体简单示例图^[5]。

Figure 1.1 Simple examples of one-, two-, and three-dimensional photonic crystals^[5].

根据结构的几何形状,光子晶体可以分为三大类,即一维(1-D)、二维(2-D)和三维(3-D)结构,图 1.1 为光子晶体结构简单示例图^[5]。一维光子晶体由具有不同介电常数的多层薄膜材料交替组成,在一维光子晶体中,介电常数只在一维方向上作周期性变化,这种结构可以作为一个特定频率范围内的镜子—布拉格镜。1997 年, J. S. Foresi 等人首次报道了近红外波段的一维光子晶体腔^[6],腔制备的衬底材料为绝缘衬底的硅薄膜(Silicon-on-insulator: SOI),工作波长为 1.56 μm 、品质因子为 265、模式体积为 0.055 μm^3 。

二维光子晶体具有沿两个方向的介电常数周期性,在第三个方向上介质是均匀的。二维光子晶体按照结构一般可以分为两类:一类是高介电区域的空气孔结构,电介质区域的空气孔提供了 TE (Transverse Electric) 模式,其中 H 场极化垂直于周期平面;另一类是空气介质中的介质棒结构,介质棒提供了 TM (Transverse magnetic) 模式,其中 E 场极化垂直于周期平面。T. F. Krauss 等人首次观察到了二维平板光子晶体在近红外波段 TE 模和 TM 模的带隙^[7]。二维光子晶体结构在自然界中常见,比如蝴蝶翅膀上的图案就是由翅膀上的微结构反射光而造成的。人造二维光子晶体的典型例子是多孔硅结构,二维光子晶体平板作为一种比较容易实现光子带隙的材料,也受到了人们的广泛关注。可以通过在二维光子晶体平板中设计一个或一组缺陷,形成一个点缺陷或线缺陷,从而形成一个光腔,当光子频率与缺陷频率相匹配时,二维光子晶体平板的点缺陷可以捕获光子并发射到自由空间,这一特性对于超小型光学设备非常有用,也可以应用于环境传感、原子捕获、激光器、非线性光学等领域^[8-11]。

三维光子晶体具有沿三个方向的介电常数调制,在这种情况下可能的配置数目要比一维或者二维的情况多得多,许多工作致力于设计新的三维光子晶体,从不同波长多个维度对光信号进行调控,开拓其新特性的应用领域。三维光子晶体经典结构有:钻石晶格的空气孔结构、面心立方结构、木柴堆(woodpile)结构等。在二维空间结构的缺陷处或表面可以控制光,同样我们也可以在三维空间引入缺陷从而进行光场的控制。三维光子晶体可以应用自组装、逐层堆积、激光直写、微纳加工等方法进行制备,三维光子晶体的制备具有一定难度,尤其是光学波长尺度的制备更加具有挑战,早期集中于微波和红外波段尺度的样品制备,随着制造和材料加工方法的改进,更小结构的制备已经成为可能。S. Y. Lin 等人首

先在实验中利用交叉堆叠的硅纳米线制备了三维光子晶体,并且在中红外波段观察到光子带隙^[12]。陆续着多种反蛋白石结构三维光子晶体和木柴堆结构三维光子晶体相继报道得以实现^[13-18]。



图 1.2 Noda 小组制备的三维光子晶体结构图^[20]。

Figure 1.2 Noda's team produced a three-dimensional photonic crystal structure^[20].

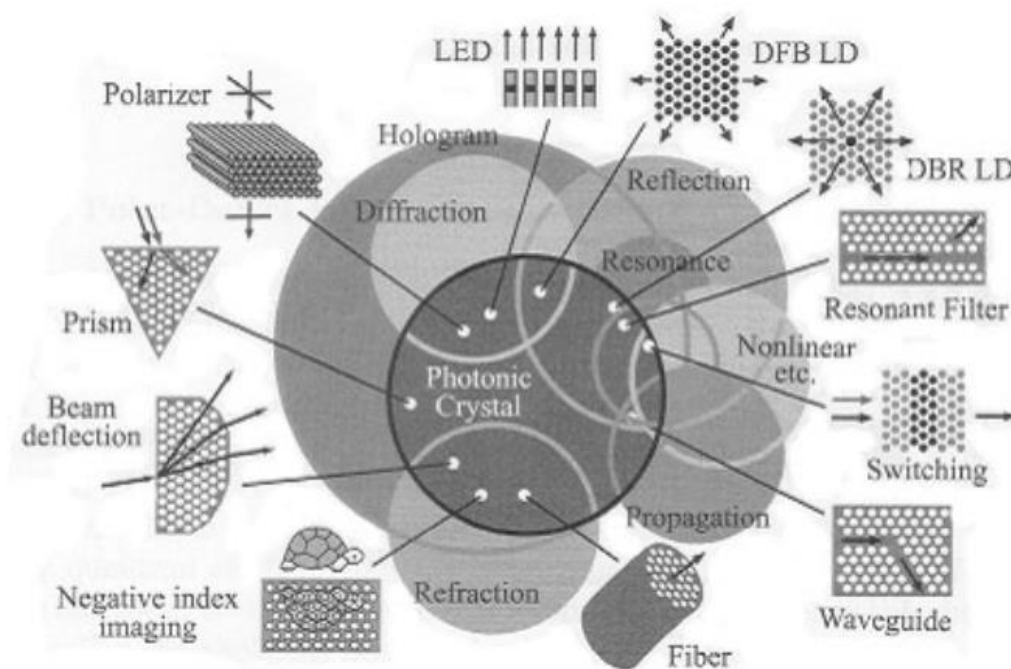


图 1.3 各种光子晶体应用总结图^[26]。

Figure 1.3 Summary of various photonic crystal applications^[26].

微纳加工方法是制备三维光子晶体最可能有效的方法，Noda 小组采用反应离子刻蚀方法制备了规格完整的三维光子晶体，图 1.2 为三维光子晶体结构图，三维光子晶体表面缺陷模式的品质因子达到 9000，这为光子操纵提供了一种新方法，三维光子晶体表面的无吸收特性为新型传感应用提供了可能，也为实现高效的光-物质相互作用提供了新途径^[19-22]。

一维光子晶体其中一个显著应用是垂直腔面发射激光器的反射层，用于提高激光器的出光效率，也可以用于棱镜、透镜、反射镜等其它光学元件中^[23-25]。通过在二维光子晶体中引入缺陷来控制 and 操纵自发辐射的能力，已经被用于设计不同应用的光学器件，这些应用都是针对于光子器件的集成，图 1.3 是光子晶体应用总结图^[26]。大多数光子晶体应用光子带隙特性，通过限制光的传播，打开了新的设计光学组件的道路。应用中商业化最高的应当说是光子晶体光纤，它的传输特性比传统光纤有很多优势，目前已经应用于光通信、光传感、光探测、激光器等诸多领域^[27-34]。

1.2 光子晶体微腔

二维光子晶体平板是光子晶体中容易实现的一种结构，因此也得到了学者们的广泛关注。通过设计在二维光子晶体平板中引入缺陷，比如引入一个点缺陷或者线缺陷，可以形成一个光子晶体微腔。光子晶体微腔有两个重要的参数指标：品质因子 Q 和模式体积 V 。品质因子 Q 代表了光子晶体微腔的储存能量的能力，也代表微腔限制光的能力。 Q/V 代表光与物质相互作用的能力，一般模式体积 V 越小器件性能越好。

2003 年 Noda 小组报道了一种 L3 结构的光子晶体微腔，通过设计优化移动微腔周围的空气孔，光子晶体微腔的品质因子 Q 可以达到 45000，模式体积 V 为 $7 \times 10^{-14} \text{ cm}^3$ ，图 1.4 是所设计的光子晶体微腔结构图和对应的光谱信息^[9]。从图中可以看出随着微腔周围的空气孔的移动，微腔的品质因子也是逐渐变化的，存在一个最优的调制结构。文章中还介绍了提高品质因子 Q 的指导思想，光子晶体微腔的品质因子与耦合进入光锥的模式相关，耦合进入光锥的模式越少，对应微腔的损耗就越小，可以通过设计优化减少耦合从而提高微腔的品质因子。光子晶体微腔的场分布越趋向于高斯分布，则微腔耦合进入光锥的模式就越少。通过设计优化光子晶体微腔的边缘，使边缘趋向于平缓，则微腔的场分布越接近于

高斯分布，通常使用的方法就是将光子晶体微腔周围的空气孔向四周移动，后续有很多优化方法都是沿着这个思路进行。2005 年，Noda 小组报道了通过分别移动微腔两侧的三个空气孔，得到了品质因子 $Q=10000$ 的光子晶体微腔^[35]，研究人员陆续报道了许多高性能的光子晶体微腔^[36-42]。

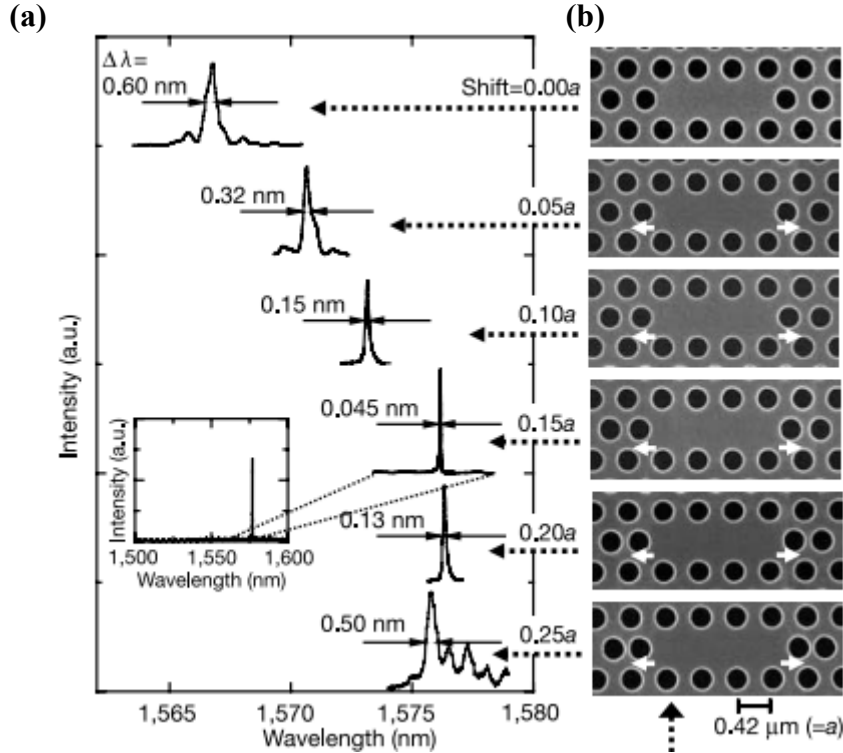


图 1.4 空气孔不同位移的微腔共振谱和扫描电子显微镜图。(a) 空气孔不同位移的微腔共振谱，(b) 扫描电子显微镜图^[9]。

Figure 1.4 Resonant spectra of cavities with various shifts of air rods and their SEM pictures. (a) Resonant spectra of cavities with various shifts of air rods, (b) their SEM pictures^[9].

Noda 小组设计了一种双异质结构光子晶体，图 1.5 是光子晶体结构图，其中图 1.5(a)是线缺陷波导型二维光子晶体，图 1.5(b)是图 1.5(a)结构所对应的能带，图 1.5(c)是双异质结构光子晶体，图 1.5(d)是图 1.5(c)沿波导方向的能带示意图^[43]。从图中可以看出，双异质结构光子晶体由不同晶格常数的光子晶体I和光子晶体II组成。当光子晶体II中的波导足够短时，将会形成一个光子纳米腔。这个双异质结构的一个重要特征是光子在波导方向上的约束不是直接由空气孔周期阵列的光子带隙效应引起的，它是光子晶体波导模隙（mode-gap）效应的结果，这是由于光子晶体I和光子晶体II之间的晶格常数差造成的。通过优化设计结构，Noda

小组得到了理论值品质因子 Q 为 2.4×10^7 的微腔，实验测量值可以达到 2.56×10^6 。

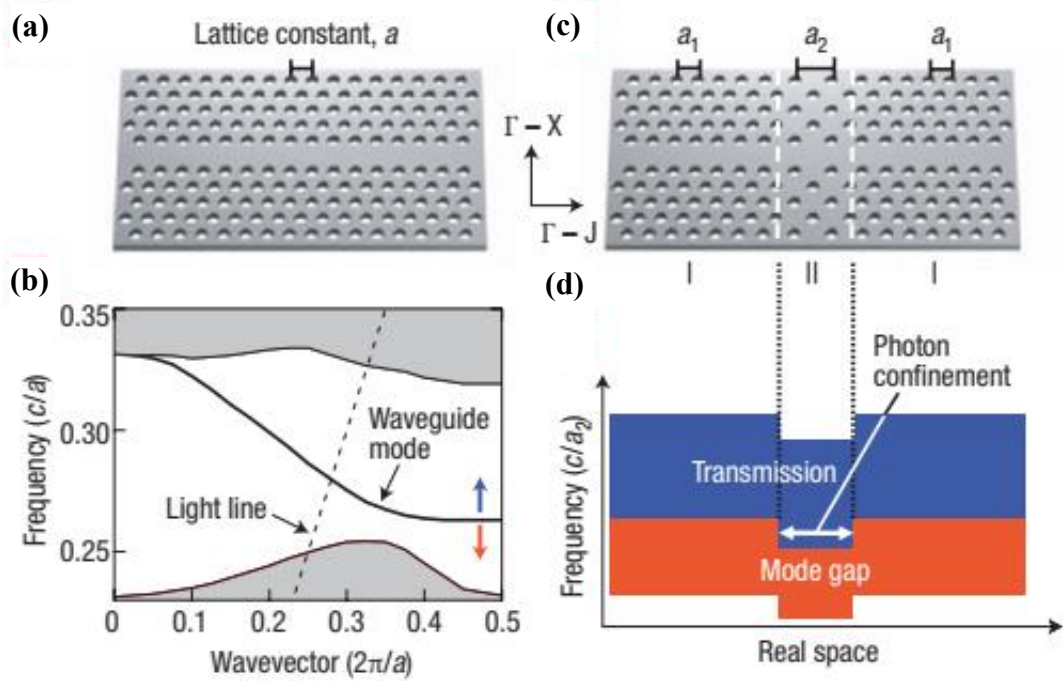


图 1.5 基本光子晶体结构和光子双异质结构。(a) 三角晶格结构的二维光子晶体平板，(b) 图 (a) 所对应的能带图，(c) 光子晶体结构 I 和 II 组成的光子双异质结构，(d) 图 (c) 沿波导方向的能带示意图^[43]。

Figure 1.5 The basic photonic-crystal structure and photonic double-heterostructure. (a) A 2D photonic-crystal slab for triangular-lattice structure. (b) The calculated band structure for (a). (c) Photonic double-heterostructures, constructed by connecting the basic photonic crystals structures I and II. (d) Schematic of the band diagram along the waveguide direction^[43].

腔量子电动力学 (Cavity quantum electrodynamics, QED) 研究的是单个辐射场模式与量子发射器之间的相互作用，当原子强耦合到腔模式时，就有可能实现重要的量子信息处理任务：如受控相干耦合和可区分量子系统的纠缠，在固态状态下实现这些特性是可行的，其中将半导体自组装量子点耦合到光学腔中就是实现这一目标的有效方法^[44-45]。2007 年，Dirk Englund 等人报道光子晶体微腔与单量子点的耦合^[46-47]，实验中将 InAs 材料量子点耦合到 GaAs 基质的光子晶体微腔中，测得了光子晶体微腔与量子点耦合的拉比劈裂 (Rabi splitting)，图 1.6 是测量系统和结果。其中图 1.6(a)是共聚焦显微镜测试系统示意图，图 1.6(b)是光子晶体微腔反射测量原理图，图 1.6(c)是由加热板和光子晶体微腔组成的悬浮结

构，图 1.6(d)是光子晶体微腔的测量光谱。实验在分子束外延生长的量子点晶片上制备光子晶体，利用激光加热的方法调节量子点发光频率，从而使量子点与光子晶体微腔耦合，采用交叉偏振反射测量方法测得耦合的拉比劈裂。

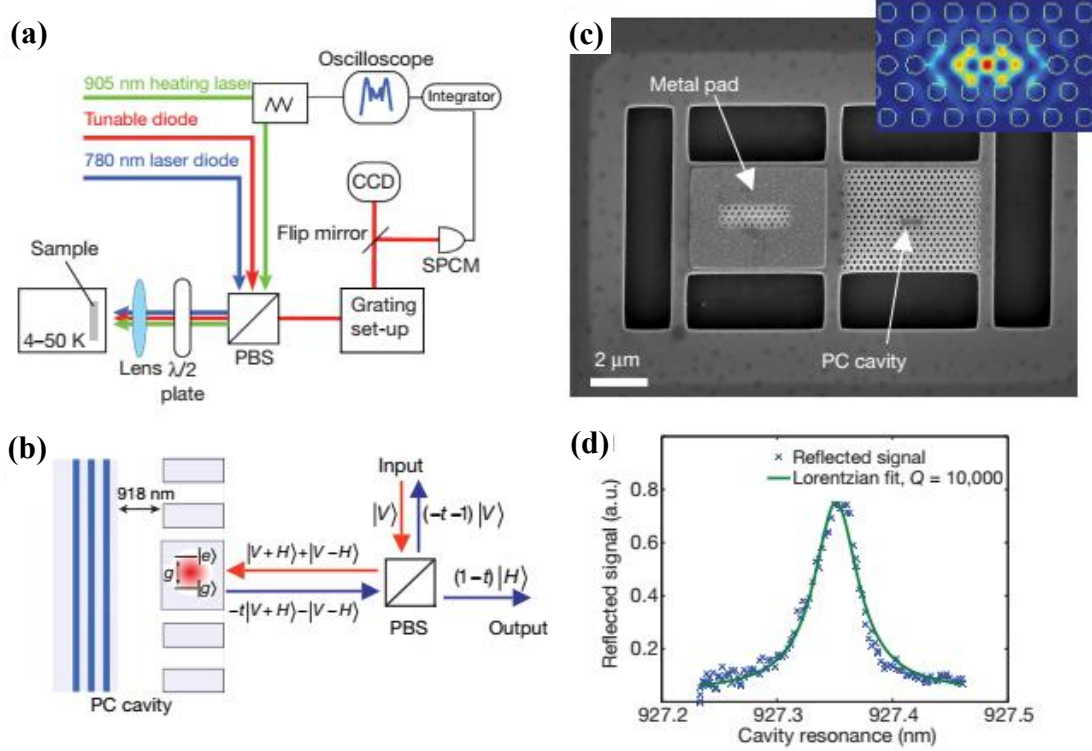


图 1.6 测试系统和结果。(a) 共聚焦显微镜测试系统，(b) 光子晶体腔反射测量原理，(c) 由加热器和光子晶体腔组成的悬浮结构，(d) 通过探测激光器调谐空腔获得的反射光谱^[46]。

Figure 1.6 Experiment set-up and results. (a) Confocal microscope set-up. (b) Principle of the reflectivity measurement off a photonic crystal cavity. (c) Suspended structure composed of a heating pad and a photonic crystal cavity. (d) Reflectivity spectrum obtained by tuning an empty cavity through the probe laser^[46].

如果要验证量子点在量子信息应用中的有效性，需要确定强耦合体系中量子点-腔系统的量子特性。K. Hennessy 等人通过观察光致发光中的量子关联，发现当非共振时，腔模式和量子点激子的光子发射在单量子的水平是反相关的；谐振时激子和腔进入耦合状态，量子点激子寿命减低两个数量级。实验中采用 InAs 材料量子点和 GaAs 基质的光子晶体微腔，应用时域测量方法得到了量子点激子寿命和光腔模式寿命^[48]。

1.3 光子晶体激光器

1946 年, Edward Purcell 提出了一种控制自发辐射方法, 原子激发态的自发辐射可以通过将其置于低损耗的波长量级的腔中得到显著改变^[49]。近年来随着半导体激光器的出现以及晶体生长和制造技术的进步, 在半导体领域人们对用于自发辐射控制的光学微腔研究越来越有兴趣^[50-52]。垂直腔面发射激光器是最早的具有光波长量级的半导体腔之一, 其光被限制在两个外延生长的分布布拉格反射器之间, 另一种微腔激光器是微盘激光器, 它利用高折射率圆盘边缘的全内反射形成低损耗的回音壁式低损耗模式^[53]。

1.3.1 分布反馈激光器

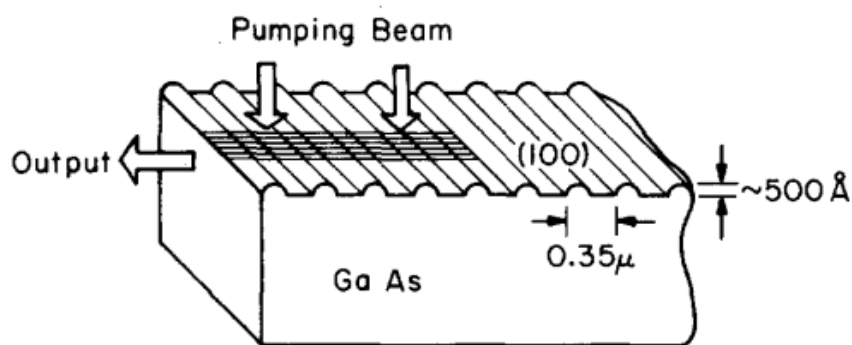


图 1.7 GaAs 分布反馈激光器结构示意图^[56]。

Figure 1.7 Schematic structure of a GaAs distributed-feedback laser^[56].

激光器结构中的谐振腔可以对特定频率的光信号进行放大, 从而可以进行选频, 谐振腔的形式有多种, 比如 F-P 谐振腔、光栅、环形谐振腔等。1971 年, Kogelnik 等人报道了周期结构在激光器中的作用, 建立了反向布拉格散射耦合的模型, 根据增益周期确定了谐振频率和振荡模式的阈值准则, 理论上提出了分布反馈 (Distributed FeedBack, DFB) 激光器, 这种激光器应用等间隔分布的光栅进行选频^[54-55]。1973 年, M. Nakamura 等人利用 GaAs 材料制备了光泵浦分布反馈激光器, 图 1.7 是激光器结构示意图^[56]。分布反馈激光器的不足之处是存在两个模式输出, 为了提高单模输出效率实现单模输出, 人们往往在激光器谐振光栅中加入四分之一波长的相移, 从而在光栅的禁带中心只存在一个频率, 实现单模激光输出^[57-58]。

1977 年, K. Iga 课题组报道了垂直腔面发射激光器 (Vertical Cavity Surface Emitting Laser, VCSEL), 并随后采用 GaAlAs/GaAs 和 GaInAsP/InP 材料制备了常温下连续输出的垂直腔面发射激光器^[59-61]。垂直腔面发射激光器可以实现单纵模输出, 被广泛的应用于光通信、面部识别和计算机鼠标等领域, 它的谐振方向与器件的外延方向一致, 通过在器件外延方向上的分布布拉格反射 (Distributed Bragg Reflector, DBR) 结构来进行反馈。垂直腔面发射激光器的谐振腔长度比较短, 从而纵模间隔比较大, 利用大自由光谱范围来加大主模和次模的增益区别, 以达到选模的效果。1991 年 W. B. Jiang 等人报道了外腔面发射激光器, 采用 InGaAs/InP 多量子阱材料实现了 $1.5\ \mu\text{m}$ 的连续锁模输出, M. Kuznetsov 等人报道了一种新型大功率半导体技术, 采用 InGaAs/GaAsP/GaAs 多量子阱材料, 利用半导体激光器光泵浦垂直外腔面发射激光器, 实现了波长 $1004\ \text{nm}$ 功率 $0.69\ \text{W}$ 圆对称激光输出, 也说明了在有限衍射的圆形光束中产生功率大于 $1\ \text{W}$ 激光的可行性^[62-63]。

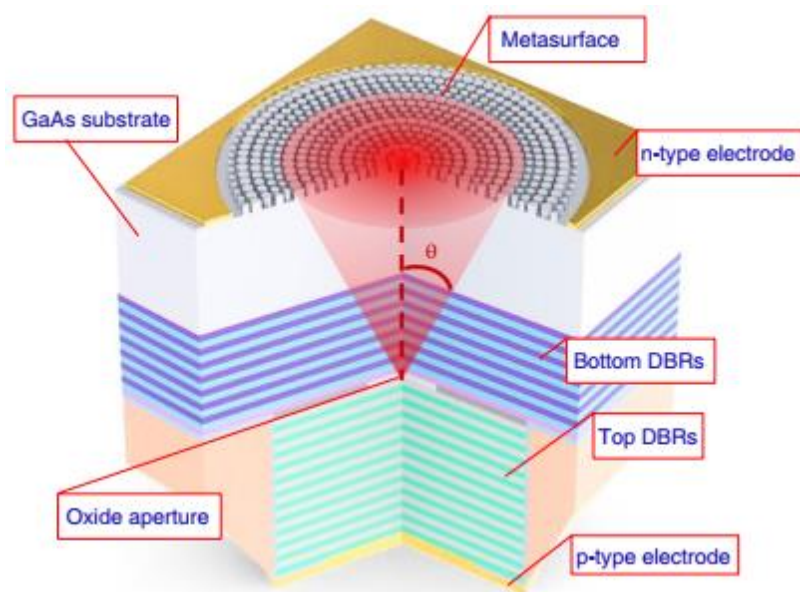


图 1.8 超表面集成垂直腔面发射激光器原理图^[64]。

Figure 1.8 Schematic of metasurface-integrated vertical cavity surface-emitting laser^[64].

2020 年, Y. Y. Xie 等人报道了一种超表面集成垂直腔面发射激光器, 可以实现可编程定向激光发射, 图 1.8 所示为超表面集成垂直腔面发射激光器原理图^[64]。该激光器可以通过设计调制组成超表面的单元结构, 实现控制激光器输出光束的

轮廓，可以得到自准直、贝塞尔、涡旋光束输出。此设计提供了一种非侵入式的单片集成方法，实现了超紧凑晶圆水平上任意波前激光发射，提供了可编程激光束控制和多通道光源产生的可行性。

1.3.2 二维光子晶体激光器

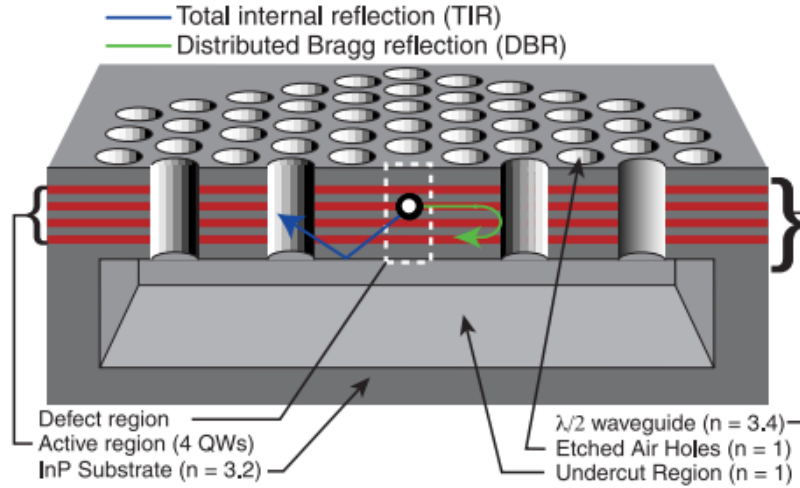


图 1.9 光子晶体激光器截面结构图^[11]。

Figure 1.9 Cross section structure of photonic crystal laser^[11].

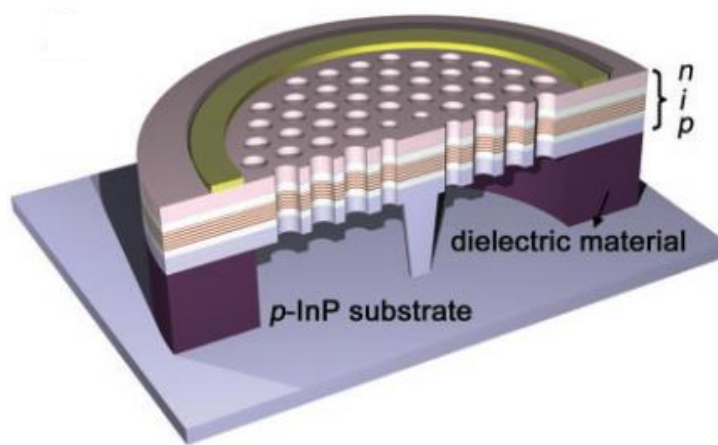


图 1.10 光子晶体激光器截面结构图^[67]。

Figure 1.10 Cross section structure of photonic crystal laser^[67].

1999 年，Painter 等人首次报道了一种工作于室温下的光子晶体激光器，图 1.9 是激光器截面图，器件通过去除一个空气孔的方式，形成二维光子晶体缺陷，从而形成光子的能量阱，类似于在量子线结构中形成的电子能量阱，二维光子晶

体的布拉格反射和低折射率包层的全内反射相结合,形成了三维受限的光学模式,实验中采用 InGaAsP 基质材料,实现了 $1.55\ \mu\text{m}$ 的激光输出^[11]。

2000 年, Painter 等人通过调整光子晶体的孔间距和孔直径,在一个单片的 InGaAsP 晶圆片上实现了波长从 $1550\ \text{nm}$ 到 $1625\ \text{nm}$ 可调谐输出,实现了通过光刻几何形状来控制光学器件的特性^[65]。J. K. Hwang 等人应用 AsGaAs/GaAs 和 InGaAsP/InP 材料成功制备了光子晶体激光器,此激光器可以在室温下连续工作,其输出波长为 $1.6\ \mu\text{m}$ ^[66]。

Hong Gyu Park 等人使用 InP 材料制备了一种光子晶体微腔激光器,此器件采用电驱动方式,可以实现单模、低阈值电流、室温下工作,图 1.10 是激光器结构图^[67]。阈值电流为 $260\ \mu\text{A}$,脉冲电流通过微米尺寸的半导体线注入,中心模式的品质因子衰减很小,实际的模式为非简并单极子模式。

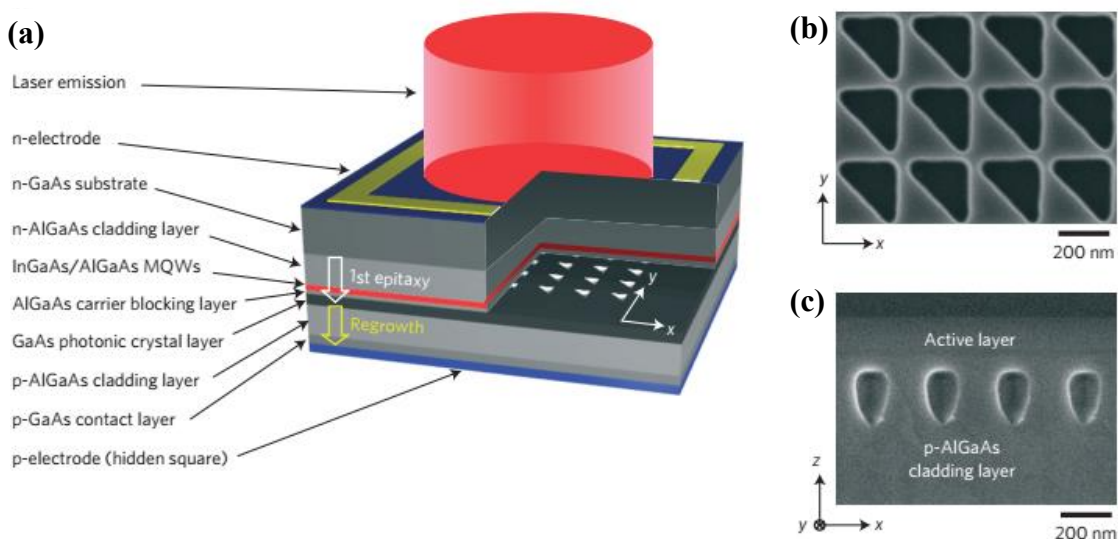


图 1.11 光子晶体面发射激光器原理结构图和光子晶体扫描电子显微镜图。(a) 光子晶体面发射激光器结构示意图,(b) 再生长掩埋前正方晶格光子晶体俯视图,(c) 掩埋生长后光子晶体气孔 x 方向截面扫描电子显微镜图^[68]。

Figure 1.11 Schematic structure of photonic crystal surface emitting laser and SEM images of a photonic crystal. (a) Schematic of the PCSEL structure. (b) Top-view SEM image of the fabricated square-lattice PC before burial by MOCVD regrowth. (c) Cross-sectional SEM image of PC air holes in the x -direction after burial^[68].

2014 年, Noda 课题组报道了一种瓦量级的高功率高光束质量光子晶体激光

器^[68]，激光器在脉冲条件下，输出功率可以达到 3.4 W，光束发散角小于 1° ；在连续条件下，输出功率可以达到 1.5 W，室温下单模输出功率最大 0.5 W。图 1.11 为激光器结构图和光子晶体扫描电子显微镜图片，其中图 1.11(a)是激光器原理结构图，图 1.11(b)和 1.11(c)分别是光子晶体扫描电子显微镜俯视图和截面图，二维光子晶体由正方形晶格组成，每一个晶格点都是一个直角等腰三角形孔。

首先，利用 MOCVD 方法在 n-GaAs 衬底上生长 n-AlGaAs 缓冲层、InGaAs/AlGaAs 多量子阱有源层、AlGaAs 载流子阻挡层和 GaAs 层；其次，利用电子束光刻和干法刻蚀技术制备光子晶体结构；最后，通过 MOCVD 方法再生长 p-AlGaAs 缓冲层和 p-GaAs 接触层，再制备器件的 p 电极和 n 电极形成器件。此结构将二维光子晶体层置于靠近有源层的位置，虽然光被限制在靠近有源层的区域，但倏逝波可以穿透到光子晶体层，通过设计光子晶体的晶格使其与有源层中传播的光波长相匹配，在光子晶体内传播的光将经历多次布拉格衍射。此激光器基于二维光子晶体的带边效应 (band-edge effect)，其中光的群速度为零，在不同的二维方向上传播的光波相互耦合，在较宽的区域内构成二维驻波或者二维腔模。

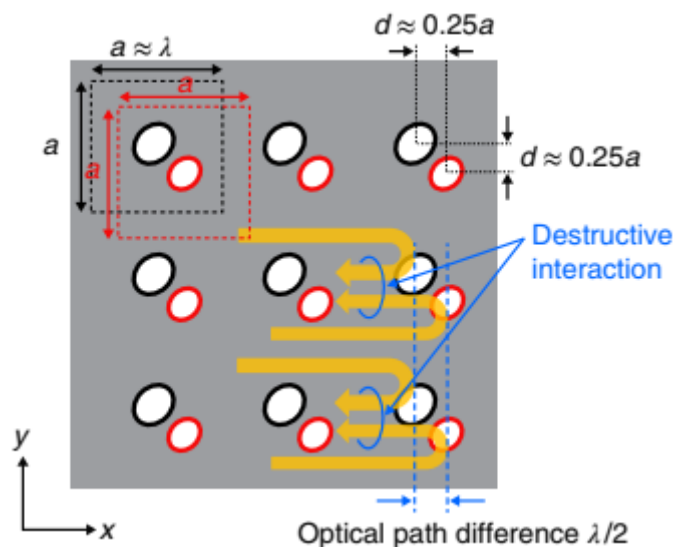


图 1.12 双晶格光子晶体谐振器原理结构图^[69]。

Figure 1.12 Schematic structure of double-lattice photonic-crystal resonator^[69].

2018 年，Noda 课题组又报道了一种采用双晶格光子晶体谐振器的高亮度窄发散激光器^[69]，图 1.12 是双晶格光子晶体谐振器原理结构图，它由黑色和红色

两个点阵群组成，两个光子晶格点阵群在 x 和 y 方向上间隔四分之一波长。激光器在脉冲条件下可以实现 $500\ \mu\text{m}$ 直径圆形对称表面输出，输出功率可以达到 10W ，光束发散角小于 0.3° ，在连续条件下输出功率可以达到 7W 。

1.3.3 拓扑光子晶体激光器

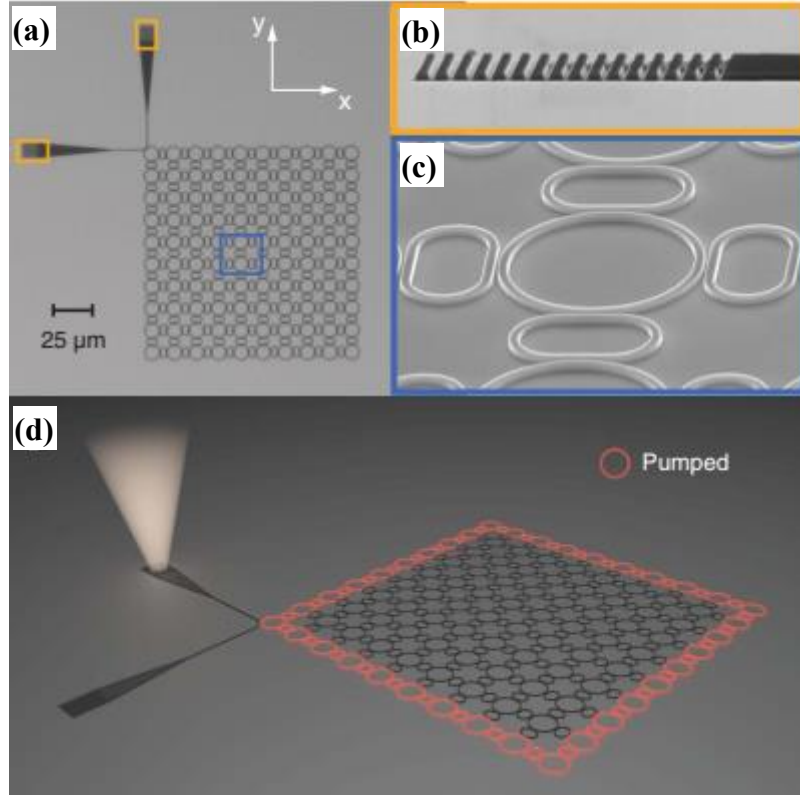


图 1.13 拓扑绝缘体激光器结构原理图。(a) 有源层 InGaAsP 拓扑结构的 10×10 单元微谐振器阵列的显微镜图形，(b) 外耦合光栅结构的扫描电子显微镜图像，(c) 图 (a) 中蓝色轮廓区域的放大图，(d) 沿周边泵浦以促进拓扑边缘模式激射的拓扑阵列示意图^[88]。

Figure 1.13 Schematic structure of topological insulator laser. (a) Microscope image of an active InGaAsP topological 10 unit cell-by 10 unit cell microresonator array. (b) Scanning electron microscopy image of the outcoupling grating structures. (c) Magnification of the blue-outlined area indicated in (a). (d) A schematic of the topological array when pumped along the perimeter to promote lasing of the topological edge mode^[88].

自量子霍尔效应发现以来，拓扑物理学一直是基础研究的焦点，拓扑绝缘体的特征是在支撑导电边缘状态的同时具有绝缘体特性，值得注意的是拓扑绝缘体的

中边缘态的运输得到了拓扑保护，这是一种源于拓扑不变量的性质，不同于传统光子晶体对光波的束缚，电磁波将具有一定的鲁棒性，遇到边界缺陷、杂质等散射体时可以继续单向传输^[70-74]。在二维系统中，沿着拓扑绝缘体边缘的单向传导特性是拓扑非平庸结构的直接结果，这种没有背散射的特性为人工微纳结构对电磁场调控提供了新思路，也被广泛的应用于光（电）子学领域^[75-87]。

2018 年，Miguel A. Bandres 报道了一种光泵浦拓扑绝缘体激光器，激光器的设计采用正方形的环形谐振器，谐振器通过链接环相互耦合^[88]。激光器基于量子自旋霍尔效应，微环中正向传播模式和反向传播模式充当了量子自旋霍尔效应中自旋自由度，图 1.13 是拓扑激光器结构原理图。在 InGaAsP 量子阱有源层材料上，制备 10×10 个单元的耦合环谐振器阵列，将阵列耦合到输出耦合器的波导上，然后再耦合到输出光栅，如图 1.13(a)所示。其中图 1.13(b)是耦合光栅部分扫描电子显微镜图，图 1.13(c)是其中一个单元的扫描电子显微镜图。

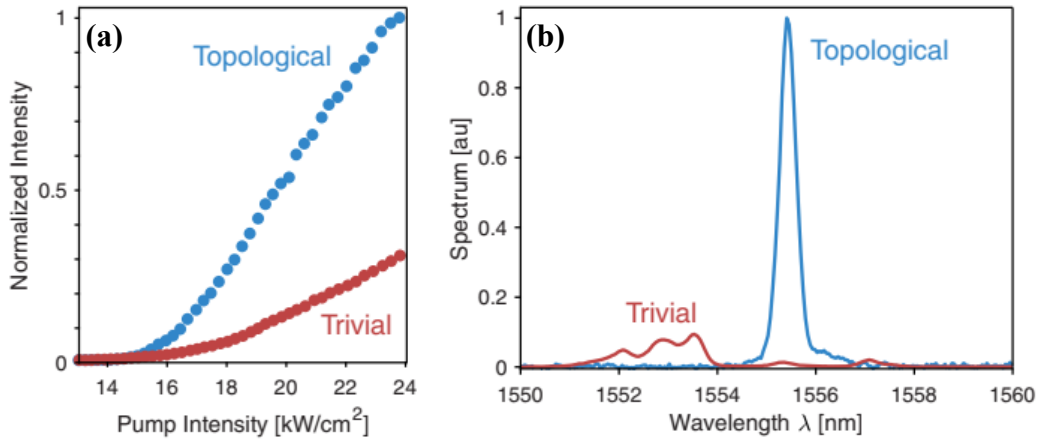


图 1.14 拓扑和常规激光阵列的斜率效率和光谱。(a) 10×10 单元拓扑阵列的泵浦强度和输出强度，(b) 泵浦强度为 23.5 kW/cm^2 时拓扑激光阵列与常规激光阵列的发射光谱^[88]。

Figure 1.14 Slope efficiencies and associated spectra of topological and trivial laser arrays. (a) Output intensity versus pump intensity for a 10 unit cell-by-10 unit cell topological array. (b) Emission spectra from a trivial and a topological array when pumped at 23.5 kW/cm^2 ^[88].

激光器采用正方形的环形谐振器，谐振器通过链接环相互耦合，链接环与谐振器形成反共振。在设计中，中间链环间隔地沿着 y 轴方向空间移动，形成环形振荡器，从而引入一组不对称的跳跃相位。相移 y 轴以 $\pm 2\pi a$ 的整数倍顺序增加，其中 $a=0.25$ ，这样沿四个圆环和四个链接环组成的平板的往返运动，其总相位为

$\pm 2\pi a$ ，其中符号取决于沿单元的路径方向。图 1.13(d)是拓扑阵列激光器的原理图，使用脉冲光源泵浦阵列的外周，形成拓扑边缘模式的激光输出。

图 1.14 是激光器实验测量结果，其中图 1.14(a)为拓扑激光器和常规激光器的光输入-光输出曲线，可以很明显的表明拓扑系统比常规阵列具有更高的效率。图 1.14(b)是泵浦强度为 23.5 kW/cm^2 时拓扑激光阵列与常规激光阵列的发射光谱，光谱测量结果证明了拓扑阵列激光器实现高效的单模发射。这是一个非磁性拓扑绝缘体激光系统，它采用拓扑保护的传输腔，应用此拓扑特性产生单模激光输出，并且对缺陷存在鲁棒性。

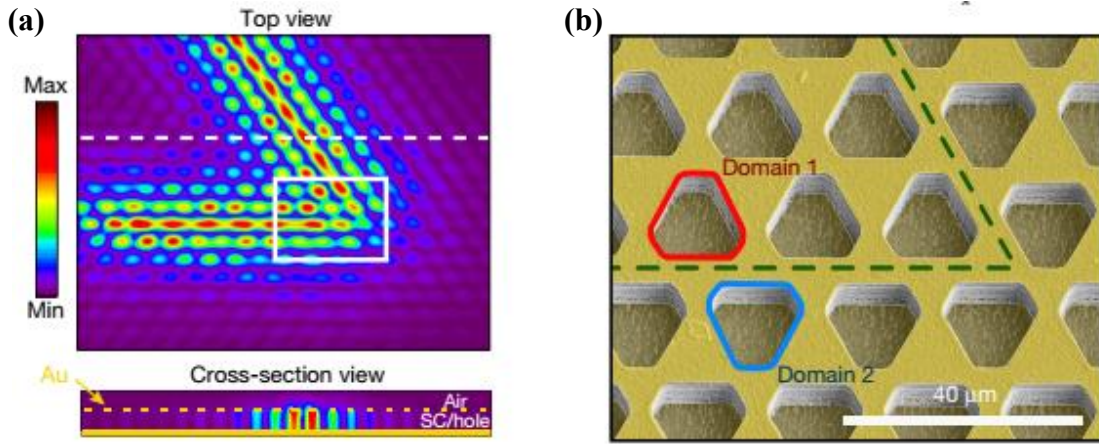


图 1.15 拓扑保护谷边缘态太赫兹量子级联激光器设计。(a) 120° 转角拓扑波导中传输模式的模拟电场分布 (b) 转角附近部分拓扑波导的扫描电子显微镜图像，对应于图 (a) 中白色矩形的区域^[92]。

Figure 1.15 Design of a terahertz quantum cascade laser with topologically protected valley edge modes. (a) Simulated electric field distribution of a transmission mode in a topological waveguide with a 120° corner. (b) SEM image of a portion of the fabricated topological waveguide near the corner, corresponding to the area enclosed by a white rectangle in (a) ^[92].

谷光子晶体 (Valley photonic crystals, VPCs) 是一种二维 valleytronic 材料的光子类似物，在二维材料中，谷自由度的作用与自旋电子器件中的自旋相似，但是不需要强自旋轨道耦合，不需要磁性材料的光子自旋结构，可以实现鲁棒的光传输^[89-91]。2020 年，Yongquan Zeng 报道了一种电泵浦拓扑激光器，激光器的设计利用谷光子晶体，通过在太赫兹量子级联激光器晶圆上制造拓扑波导环路来实现拓扑边缘态的传输、反馈和放大^[92]。激光器的谐振器采用三角形的环路结构，

图 1.15 是基于拓扑保护谷边缘态太赫兹量子级联激光器设计，其中图 1.15 (a)是 120 度折角拓扑波导传输模式的模拟电场分布，包含俯视图和横截面图；图 1.15(b)是 1.15(a)中白色矩形包围区域角附近部分拓扑波导的扫描电子显微镜图像，其中空间区域 1 和空间区域 2 有相反的单元格取向，因此两个区域具有相反的谷陈数。

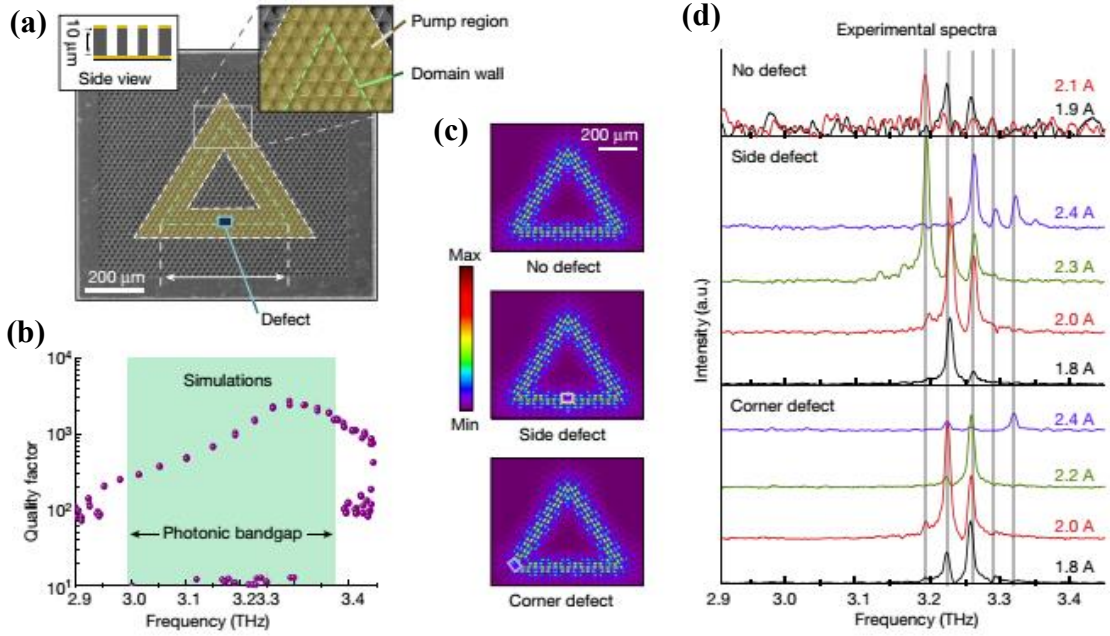


图 1.16 太赫兹量子级联拓扑激光器的制备和表征。(a) 太赫兹量子级联拓扑激光器扫描电子显微镜图像，(b) 结构本征模式的 Q 因子计算结果，(c) 对应 3.23THz 无外耦合缺陷、侧缺陷、角缺陷的典型本征模电场分布。(d) 无外耦合缺陷(上)、侧缺陷(中)、角缺陷(下)量子级联激光器发射光谱^[92]。

Figure 1.16 Fabrication and characterization of topological terahertz quantum cascade laser. (a) SEM image of the THz QCL. (b) Calculated Q factors of the structures eigenmodes. (c) Typical eigenmode electric field profiles at around 3.23 THz, with no outcoupling defect, with a side defect, and with a corner defect. (d) Emission spectra for the QCL with no outcoupling defect (top), with a side defect (middle), and with a corner defect (bottom) ^[92].

图 1.16 是太赫兹量子级联拓扑激光器的实验制备和表征结果，其中图 1.16(a)是激光器的扫描电子显微镜图像，其谐振腔是一个等边三角形，黄色阴影区是电流注入区域，其它部分是无源区域，绿色虚线是两个拓扑区域的交界面，黑色矩形区域表示一个缺陷。图 1.16(b)是谐振腔本征模式品质因子的计算结果，其中阴影部分表示谷光子晶体的能带图。图 1.16(c)是各种缺陷结构的典型本征模场，

图 1.16(d)是对应的各种缺陷结构的激光器输出光谱特性。由实验结果可以看出，三角形结构拓扑激光器的本征模式类似于环形腔或者圆盘腔中的回音壁模式，光谱图中可以看到规律间隔的激射峰，当在三角形结构的不同位置处引入缺陷时，激射峰的间距仍然保持一定的鲁棒性，这充分说明了缺陷的引入不会破坏激光模式的行波特性，进一步证明了拓扑激光器独特的稳定性。利用拓扑结构中的边缘态，器件具有鲁棒性的行波模式，受基础结构扰动影响很小，可以有效地绕过缺陷和尖角，还可以抵抗局部驻波模式的形成，有助于抑制空间烧孔效应。

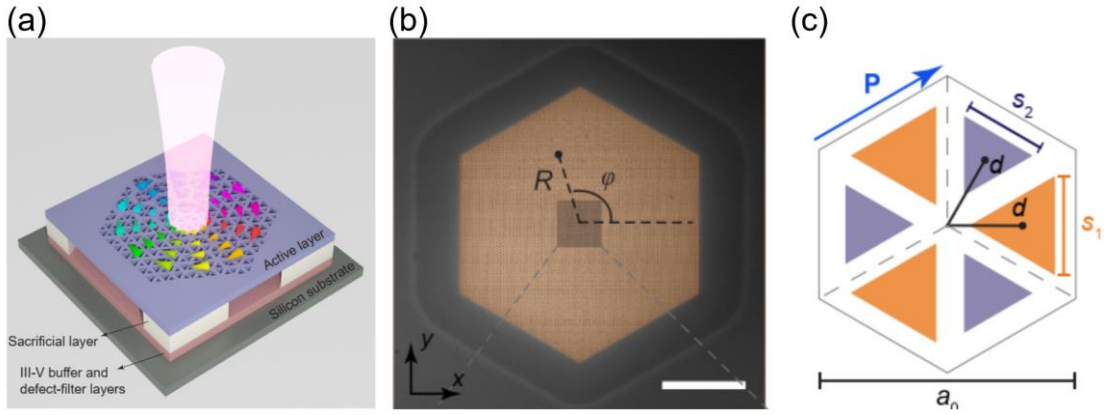


图 1.17 狄拉克涡旋拓扑激光器的设计和制备。(a) 狄拉克涡旋激光器结构示意图，(b) 狄拉克涡旋激光器的扫描电子显微镜图像，(c) 单元结构的详细图解^[93]。

Figure 1.17 Design and fabrication Dirac-vortex topological laser. (a) Conceptual illustration of a Dirac-vortex topological laser. (b) Scanning electron microscope image of the fabricated Dirac-vortex topological photonic crystal laser. (c) Illustration of the detailed structure in a unit cell^[93].

我们课题组首次理论提出并实验验证了狄拉克涡旋拓扑腔，可以说这是在光子系统中研究狄拉克涡旋态的开端，后面第三章会进行详细的介绍。孙贤开课题组基于狄拉克涡旋腔制备了狄拉克涡旋拓扑激光器，器件采用硅衬底上的 InAs/InGaAs 量子点材料，图 1.17 为激光器结构设计图和器件图^[93]。激光器为薄膜形式，图 1.17(a)为激光器结构设计图，图 1.17(b)为激光器的扫描电子显微镜图像，其中橙色区域为光子晶体结构区域，由于是薄膜形式，要进行中间层的湿法腐蚀，四周边框为湿法腐蚀的扩散区域。图 1.17(c)光子晶体单元结构图，通过调制三角形的尺寸来打破空间反转对称性、通过控制三角形的位置来打破沿着矢

量 P 方向的平移对称性。

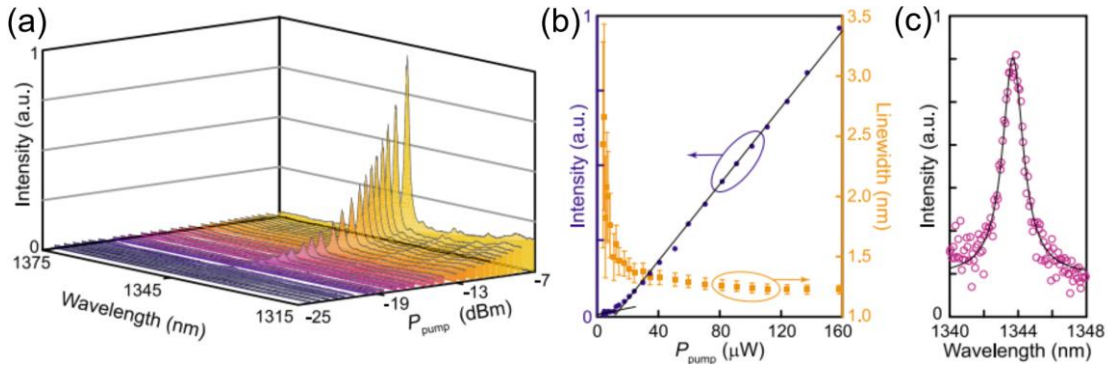


图 1.18 狄拉克涡旋拓扑激光器的实验特性。(a)不同泵浦功率时狄拉克涡旋激光器的光谱，(b)不同泵浦功率时激光器的强度和线宽结果，(c)低于激光阈值处的光谱^[93]。

Figure 1.18 Experimental characterization of a Dirac-vortex topological laser. (a) Measured μ -PL spectra of the Dirac-vortex lasers under different pump power. (b) Measured μ -PL intensity and linewidth as a function of the pump power. (c) μ -PL spectrum measured just below the lasing threshold^[93].

图 1.18 是激光器实验测量结果，图 1.18(a)是不同光泵浦功率时的光谱曲线，可以看到随着泵浦功率增加，激光器激射光谱的变化情况。图 1.18(b)表征了输出功率和线宽，随着泵浦功率增加，激光器开始激射，输出功率逐渐增加，线宽也明显减小。图 1.18(c)是低于阈值处的光谱，激光器工作波长为 1344 nm 附近。激光器采用薄膜形式，薄膜的设计形式限制了器件的整体尺寸，当器件尺寸做大后，薄膜将会很容易碎裂，激光器输出功率也很小，不满足潜在芯片产品的要求。

1.4 本论文主要内容

本论文以狄拉克涡旋拓扑腔为主要研究对象，深入探索了其物理机理及其在激光器中的应用，充分利用狄拉克涡旋拓扑腔的优势，构建了新颖的拓扑腔面发射激光器，开展了一系列应用研究工作。主要包括如下章节内容：

第 1 章简单介绍了光子晶体的发展历史，以及光子晶体在多个领域的应用，首先介绍了光子晶体微腔，叙述了提高品质因子的方法，以及光子晶体在量子动力学方面的应用。详细介绍了光子晶体在激光器中的应用，叙述了分布反馈激光器、二维光子晶体激光器、以及目前发展的拓扑光子晶体激光器；介绍了他们的

原理和发展现状,尤其是目前广受关注的拓扑光子晶体激光器,利用拓扑结构中的边缘态,器件具有鲁棒性的行波模式,受基础结构扰动影响很小,可以有效地绕过缺陷和尖角,这种没有背散射的特性为人工微纳结构对电磁场调控提供了新思路,也被广泛的应用于光(电)子学领域。

第2章首先介绍了光子晶体的理论计算方法:平面波展开法、MPB、有限元法、时域有限差分法;对比了深紫外光刻技术、激光相干光刻技术、纳米压印光刻技术、聚焦离子束技术和电子束光刻技术,其中电子束光刻技术具有高分辨率和不需要制备光刻版等特性,被广泛应用于纳米尺寸科学研究领域。以电子束光刻技术为例叙述了硅基二维光子晶体的制备工艺:电子束掩膜旋涂准备、电子束光刻、硅材料刻蚀、剩余光刻胶去除。选择制备了两种光子晶体腔,对制备结果和光谱信息进行了表征分析。对磷化铟基光子晶体的制备工艺进行了工艺开发,磷化铟材料的刻蚀,受腔室温度、刻蚀功率、反应气体等因素影响较大,可以直接影响刻蚀速率、表面粗糙度、侧壁粗糙度和陡直性等。分别制备了磷化铟纳米空气孔结构和纳米介质柱结构光子晶体,对制备结果进行了扫描电子显微镜表征。我们优化的工艺参数可以适用于纳米尺寸的光子晶体刻蚀,为后续激光器器件的制备提供了保障。

第3章通过分析分布反馈和垂直腔面发射激光器中两种光学腔具有的单一带间模,我们利用具有狄拉克涡旋质量的蜂窝光子晶体-类似于 Jackiw-Rossi 零模,将拓扑腔的设计推广到了二维。理论设计狄拉克涡旋拓扑腔,仿真和实验对其特性进行表征分析。形状因子影响狄拉克涡旋腔品质因子的增长速率和模场大小;缠绕数决定了狄拉克涡旋腔的模式数目;最大调制振幅影响了狄拉克涡旋腔品质因子、波长和模场大小;涡旋半径不仅影响了狄拉克涡旋腔品质因子、波长和模场大小,还影响带隙之间的模式数目;狄拉克涡旋腔中心的选择决定了能量在腔中的分布情况。

第4章中,在我们第三章设计的狄拉克涡旋拓扑腔基础上,解决了芯片区域上稳定单模的问题,在室温光泵浦条件下获得了性能优异的拓扑腔面发射激光器。我们通过计算仿真对激光器的性能进行了优化,通过实验对激光器调制振幅、晶格常数、器件尺寸和阵列特性进行了表征分析。拓扑腔面发射激光器以脉冲形式工作于 1550nm,有望应用于光通信或者激光雷达等领域。

第 5 章中对全文和整个博士期间的工作进行了总结,主要包括狄拉克涡旋拓扑腔和拓扑腔面发射激光器;对激光器未来的发展进行了展望,主要包含高功率、窄发散角、多波长阵列、电泵浦等研究方面;同时也对激光器的潜在应用进行了分析。

第 2 章 光子晶体的设计、制备和表征

2.1 光子晶体的设计

光子晶体的制备过程产生的费用相对较昂贵，特别是在光学波段尺寸的加工，于是一个优化的设计显得至关重要，这些设计都是基于严格的建模和理论分析，可以说是实验研究的基础，也是探索发现的源泉。人们对于光子晶体材料的研究提出了许多数值分析方法，主要包括时域有限差分法、有限元法、平面波展开法、MPB (MIT Photonic Bands)、传输矩阵法等。传输矩阵和散射矩阵方法，分别计算各层的传输矩阵，从而得到有限光子晶体的透射谱。

平面波展开法是一种频域计算方法，它可以得到能带结构和模场，这种方法特别适合无限延伸周期结构的计算^[94]。MPB 是美国麻省理工学院研发的免费和开源的软件包，利用全矢量和三维方法求解任意矢量的周期介电结构中的麦克斯韦方程组，从而求得频率本征值或谐振模式，可用于计算频带结构、或色散关系、以及周期性介电结构的电磁模式^[95]。可以单处理器运行也支持并行计算，在本文工作第三章中，狄拉克涡旋拓扑腔的能带分析部分由合作者高晓梅采用 MPB 软件进行计算。

有限元法是求解微分或积分方程的一种数值方法，该方法本质上是求解分段连续函数，并以减小解中误差的方式获取函数的参数。有限元法由于其离散化的特点，非常适合于光子晶体的计算，有限元方法采用非结构化网格来表示区域，将区域分解成许多形状简单、大小和方向不同的元素，一个连续域被划分为一组子域。有限元法将麦克斯韦方程组转换成一组线性方程组，这些方程组近似于一个元素上的场，选择某个插值函数，计算每个元素的系数，并以元素矩阵的形式保存，然后将这些矩阵组成全局矩阵，形成一个特征值问题，特征值问题的维数取决于元素的数量^[96,97]。COMSOL Multiphysics 是一款以有限元法为基础的多物理场仿真软件，并且被学者们广泛应用，通过求解偏微分方程来实现真实物理现象的仿真，可以应用于电磁分析、结构力学、热传导、流体力学等多种物理场。

时域有限差分法是 1966 年由 Kane Yee 首先报道的一种数值分析方法，用于建模计算电动力学，求解微分方程相关系统的近似解。这是一种时域方法，可以

一次模拟从而覆盖很宽的频率范围,并且可以很好的处理非线性材料的特性,可以用来研究光子晶体及其器件的动态特性^[98-100]。单个时域有限差分法模拟可以提供超宽带时域波形,也可以提供激励频谱内任意频率的正弦稳态响应。这是一种系统的方法,将指定要建模的新结构简化为一个网络生产问题,而不是一个复杂的积分方程的重新制定。模拟特定问题所需的计算资源量是时域有限差分法的主要缺点,为了确保计算结果的正确性,三维结构的模拟计算必须是大数据量且缓慢的过程。大数据量来自于精密的空间尺度上进行离散化的需求,缓慢的模拟来自于许多网格每一步都需要更新、较小的时间步长、以及需要对许多周期进行计算以获得高频率分辨率。本文工作中狄拉克涡旋拓扑腔的场信息部分由合作者采用三维时域有限差分法进行计算。

对于微纳尺度的加工制备存在很多不同的技术方法,正确的技术选择取决于以下几个因素:加工成本、制版速度、模式区域等,下面我们进行一个简单介绍。深紫外光刻技术(Deep Ultraviolet Lithography)是一种光学投影式光刻技术^[101],通过4倍或者5倍光学系统将掩膜上的图案投影到晶圆片表面。与传统光刻技术的不同之处是所使用的光源不同,深紫外光刻技术所使用的光源波长比较短,一般为150 nm~250 nm,常用光源波长有248 nm、193 nm、157 nm,光源波长相对较小,于是可以得到比较高的分辨率,可以加工的最小尺寸接近50 nm。

激光相干光刻技术(Laser Interference Lithography)是一种可以在大面积区域实现具有精细特征规则阵列结构的光刻技术,这种技术不需要复杂的光学系统,也不需要掩膜版^[102,103]。这种技术的原理类似于激光干涉测量和光全息法,主要是应用两束或者多束激光形成干涉图案,从而被光刻胶记录实现曝光。激光相干光刻是一种不受传统光刻系统限制而产生非常小周期结构的技术,我们可以很容易地达到衍射极限,而不必使用高数值孔径的光学元件。这种方法是制造周期性或者准周期性图形的首选方法,空间周期的结构可以达到干涉波长的一半,对于紫外光源能够得到100 nm量级,甚至小于100 nm的图形。这种方法的优势是在短时间内完成大面积曝光,缺点是对制备的图形具有局限性。

纳米压印光刻(Nanoimprint Lithography)是一种基于高产量掩膜光刻方法和低产量高准确性高分辨率电子束光刻方法相结合的技术^[104,105],压印模板一般使用高精度的电子束光刻技术制造完成,使用压印模板在压印胶上制备一个有厚

度的特定图案，纳米压印后再使用标准的图案转移方法，比如反应离子刻蚀进行图案转移。纳米压印技术是一种高产量的平面印刷技术，但是受限于模板图案的固定和加工精度。

聚焦离子束（Focused Ion Beam, FIB）技术是一种直接无掩膜加工方法^[106-109]，它利用高质量的离子（如镓离子），通过系统的加速和偏转直接到达加工样品表面，加速离子对表面的轰击会导致表面原子的原子溅射，从而可以实现微纳米尺寸特征的表面。此种方法设备昂贵，加工速度缓慢，不适合大面积的尺寸加工。

电子束光刻技术（Electron Beam Lithography, EBL）是利用电子束在基于聚合物抗试剂薄膜上进行图形制备，这种技术应用电子束代替光进行抗试剂的曝光，相对于光学系统，它具有更优的分辨率、可以实现小于 10 nm 尺寸的结构图形、并且不需要制作光学掩模版，由于其高分辨率等特性，被广泛应用于纳米尺寸科学研究领域^[110-112]，我们的实验样品选择电子束光刻技术进行制备。

2.2 硅基二维光子晶体的制备

2.2.1 制备工艺流程

综合上述的各种微纳加工方法的优缺点，我们选用加工速度快、精度高、价格合适的电子束光刻技术来制备本论文中的光子晶体。下面以绝缘衬底上的硅材料（Silicon on insulator, SOI）为例叙述一下二维光子晶体加工制备工艺流程，图 2.1 为工艺流程图，主要包含：（a）电子束掩膜旋涂准备、（b）电子束光刻、（c）硅材料刻蚀、（d）剩余光刻胶去除。

（a）电子束掩膜旋涂准备：电子束掩膜旋涂准备主要包括样品的清洗和电子束光刻胶的旋涂，样品的清洗包括有机清洗和无机清洗，有机清洗流程一般包括丙酮溶剂清洗、异丙醇溶剂清洗、去离子水清洗和氮气吹干，其中清洗过程可以借助超声设备，目的是去除晶圆片表层的有机物。无机清洗流程一般包括稀盐酸清洗、去离子水清洗和氮气吹干，主要是去除晶圆生长、加工所带来的金属离子污染。清洗干净的样品在旋涂光刻胶之前首先要在热板上进行烘烤，用以去除样品表面附着的水分子，然后选择合适的电子束光刻胶、旋涂速率、烘烤温度来完成掩膜的制备，电子束光刻胶的特性我们将在后面进行介绍。

（b）电子束光刻：电子束光刻过程就是图形转移的过程，通过电子束与光刻胶

的反应，再经过显影和定影，将我们需要的图形转移到电子束光刻胶上。

(c) 硅材料刻蚀：接下来进一步以电子束光刻胶图形为模板，将需要的图形再次转移到硅衬底上，由于这一过程我们使用光刻胶做掩膜版，为了增加刻蚀选择比，保证图形的完整性，首先要对定影后的光刻胶进行高温后烘，从而保证光子晶体图形的精确性和陡直性，本文实验中选择等离子体刻蚀方法进行硅材料的刻蚀，进一步将光刻胶上的图形转移到硅衬底上，从而完成图形的转移。

(d) 剩余光刻胶去除：刻蚀后的电子束光刻胶一般采用丙酮溶剂通过浸泡的方法去除，由于干法刻蚀的高温会造成光刻胶性质变化，从而导致很难去除，此时可以通过氧等离子体去除。

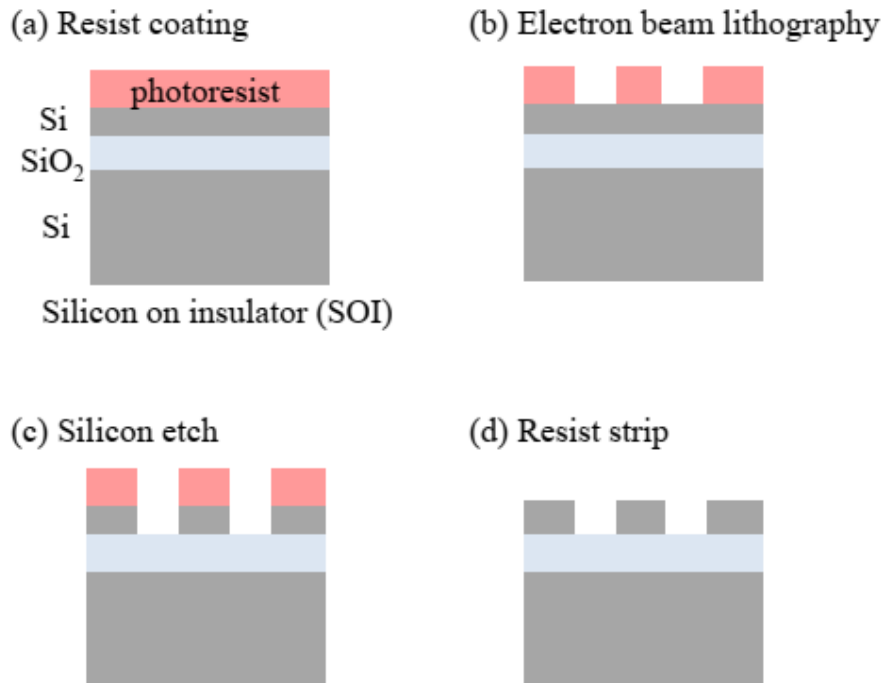


图 2.1 电子束光刻工艺流程图。(a) 清洗样品旋涂电子束光刻胶，(b) 电子束光刻图形，(c) ICP 刻蚀用来转移图形，(d) RIE 刻蚀用来去除光刻胶。

Figure 2.1 Schematic of Electron beam lithography process. (a) Cleaning the substrate and spin coating photoresist. (b) Electron beam lithography patterning. (c) Dry etching using ICP to transfer the pattern. (d) Dry etching using RIE to removal of the photoresist.

2.2.2 电子束光刻胶特性

电子束光刻胶是在电子束光刻中进行图形记录和转移的中介物质，分为正性光刻胶和负性光刻胶，电子束光刻胶具有以下参数指标：分辨率、对比度、附着

力、兼容性、寿命等。其中聚甲基丙烯酸甲酯 (Polymethyl Methacrylate, PMMA) 是一种广泛应用的正性光刻胶, HSQ (Hydrogen Silesesquioxane) 是一种分辨率可以达到 10 nm 的耐刻蚀负性光刻胶。在正性光刻胶中, ZEP520A 以高分辨率和强耐刻蚀等特性深受广泛欢迎, 但是它的吸附性比较差, 价格相对也比较贵。AR-P 6200 是一种新型正性光刻胶, 它具有非常高的灵敏度, 可以实现亚 10 nm 的高分辨率, 并且具有高性能的等离子体刻蚀稳定性, 其性能可以与 ZEP520A 相媲美, 并且具有价格方面优势, 可以替代 ZEP520A^[113]。

电子束光刻胶的工艺流程一般包括: 脱水烘烤、增粘处理、旋涂、前烘、曝光、显影定影、后烘。电子束光刻胶 AR-P 6200 系列在 6000 rpm~1000 rpm 不同转速下, 可以得到 50 nm~1600 nm 不同厚度的光刻胶掩膜, 能够满足各种工艺的需求^[113]。我们实验中选用电子束光刻胶 AR-P 6200, 旋涂速率为 2000 rpm、旋涂时间 60 s、前烘温度为 150°C、烘烤时间 60 s, 以便得到比较优化的实验结果。

2.2.3 电子束光刻系统



图 2.2 电子束光刻系统 JBX-6300FS^[114]。

Figure 2.2 JEOL JBX-6300FS Electron Beam Lithography System^[114].

我们所使用的微加工实验室电子束光刻系统型号是 JBX-6300FS, 图 2.2 是设备实物图^[114]。主要包括: 电子枪、准直系统、电磁透镜、消像散器、偏转器、物镜、光阑、电子探测器、工作台及真空系统。扫描方式主要为光栅扫描和矢量

扫描，该系统使用矢量扫描方法来测量电子束在一个区域内的偏转、以及两个区域之间的阶跃和重复移动，利用比较强大的电子光学系统可以自动纠正由于电子束偏转而产生的畸变，即使在视场角和边界上，也可以写出非常精准的图形。电子束的加速电压通常为 10 kV ~100 kV，由于其高分辨率和不需制备光刻板等特性，被广泛应用于纳米尺寸研究领域。

JBX-6300FS 系统拥有一个高精度的平台，平台采用 19 位、0.125 nm 分辨率的波束定位 DAC 和 0.6 nm 分辨率的激光干涉仪，可以实现小范围到大面积领域 9 nm 的位置精度。系统具有 50 MHz 高扫描速度，并且自动聚焦，极大地缩短了模式写入时间。此系统可以在 25 kV、50 kV、100 kV 加速电压下运行，在 100 kV 加速电压下自动调整 2.1 nm 直径的电子束，可以完成 8 nm 图案曝光。此外，该电子束系统可以实现 9 nm 的高拼接和覆盖精度。对于 500 μm x 500 μm 的写场范围，扫描步进分辨率为 1 nm，62.5 μm x 62.5 μm 的写场范围，扫描步进分辨率可以达到 0.125 nm。由于其优越的特性，我们在实验中采用电子束光刻方法完成样品的制备，所选条件为加速电压 100 kV，电流 500 pA。

2.2.4 干法刻蚀系统

经过电子束光刻、显影和定影后，图形将转移到硅衬底的顶层电子束光刻胶上，接下来需要进一步将电子束光刻胶图形转移到硅材料中，常规使用的方法是刻蚀技术，在刻蚀工艺之前需要对电子束光刻胶进行后烘，以保障刻蚀选择比和图形完整性。

对于刻蚀技术存在两个关键方面，一个方面是刻蚀材料的方向性，另一个是掩膜的刻蚀选择比。湿法刻蚀和干法刻蚀是常规的两种刻蚀技术，湿法刻蚀可以提供好的刻蚀选择比，但是很难控制刻蚀的精准度，也很难实现各向异性的垂直刻蚀；干法刻蚀主要是通过等离子体反应来实现，它可以实现湿法刻蚀所不具备的各向异性特性，并且具有很好的刻蚀精准度，但是对掩膜的选择比有要求，一般情况下光刻胶掩膜可以满足刻蚀的要求，但是对于高深宽比的情况则需要硬掩膜，比如氧化硅、氮化硅、金属等。

反应离子刻蚀（Reactive Ion Etching: RIE）是一种物理离子轰击与化学反应共同作用的过程，图 2.3 是反应离子刻蚀系统原理示意图和设备图^[115]，主要包含供气系统、射频系统、温控系统、真空系统等，反应气体以氯基和氟基为主，

可以实现硅材料、硅化物材料、及部分III-V材料的刻蚀，本文实验中我们使用反应离子刻蚀系统进行氧化硅和光刻胶的刻蚀。

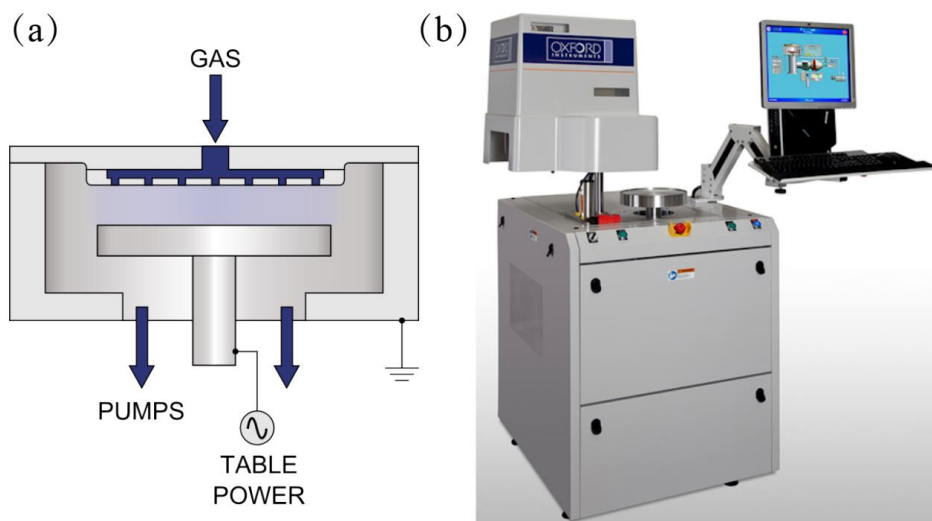


图 2.3 反应离子刻蚀系统图。(a)反应离子刻蚀系统原理图，(b)反应离子刻蚀系统图片^[115]。

Figure 2.3 Reactive Ion Etching system diagram. (a) Schematic of the RIE system. (b) RIE system picture^[115].

对于高深宽比的微纳米结构，反应离子刻蚀系统的刻蚀能力则表现的力不足心，人们又发展了一种新的刻蚀系统-电感耦合等离子体刻蚀系统（Inductively Coupled Plasma Etching system: ICP），图 2.4 是电感耦合等离子体刻蚀系统原理示意图和设备图^[116]，除了包含供气系统、射频系统、温控系统、真空系统等，又增加了一个射频功率源-ICP 源。ICP 源设计成圆柱形，为了产生高密度电感耦合等离子体，将射频功率施加于绝缘管外线圈上，等离子体的产生区域和刻蚀区域彼此是分开的，它还可以提供高射频功率，等离子体通过加速回旋后电离率也可以得到很大提高。在晶圆电极上施加 RIE 偏置功率，对基板上的离子能量进行单独控制。这种独立的 PF 和 ICP 发生器可以独立控制输出功率，从而独立控制自偏置电压，实现独立控制离子能量和密度，提供了很高的工艺灵活性，也具有化学和等离子体刻蚀共同作用。可以通过低离子能量来实现选择性和损伤的控制，也可以在 RIE 模式下进行低刻蚀率的应用。系统中晶片采用机械夹持和氮气冷却方式，保证了电极与晶片之间良好的导热性，提供了良好的温度控制和广泛的温度选择范围。

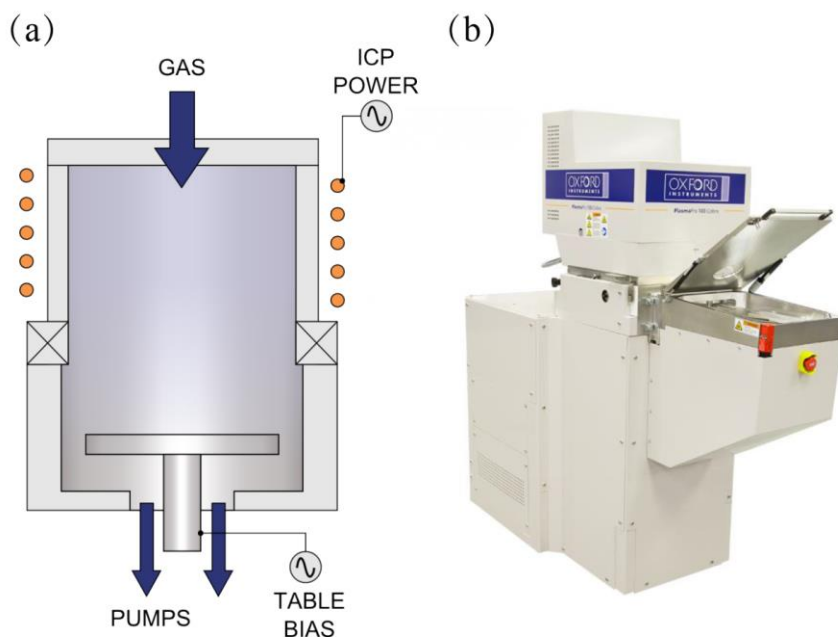


图 2.4 电感耦合等离子体刻蚀系统图。(a) 电感耦合等离子体刻蚀系统原理图，(b) 电感耦合等离子体刻蚀系统图片^[116]。

Figure 2.4 Inductively Coupled Plasma Etching system diagram. (a) Schematic of the ICP system. (b) ICP system picture^[116].

ICP 与 RIE 系统相比，ICP 离子密度高，从而刻蚀速率高，RIE 离子密度与离子能量不能分别控制。ICP 离子密度由 ICP 功率控制、离子能量由 RF 功率控制，可以在低离子能量下，可控离子流量达到高刻蚀速率，低压下可以具有高离子流量从而维持高刻蚀速率。实验中我们应用等离子体耦合刻蚀系统（ICP）进行硅薄膜干法刻蚀，刻蚀实验条件为：温度 20°C，气体 HBr:50 sccm，ICP 功率 800 W，RF 功率 100 W，压强 10 mTorr。由于实验中对电子束光刻胶 AR-P 6200 进行了干法刻蚀，即便使用专门的去胶溶剂也比较难去除，于是我们采用反应离子刻蚀系统(RIE)，使用氧等离子体去除残余的光刻胶，实验条件为：温度 20°C，气体 O₂: 50 sccm，功率 100 W，压强 100 mTorr。

对于空气桥结构的硅基光子晶体，在完成以上工艺后还要进行一步湿法腐蚀工艺，去掉中间层的氧化硅形成空气桥结构，实验中我们制备了三角晶格结构的二维光子晶体平板，湿法腐蚀的过程为：稀释的氢氟酸（HF:H₂O=1:10）、去离子水、氮气吹干。经过以上工艺流程的制备加工过程，我们需要对样品进行扫描电子显微镜（SEM）表征，用以检查加工样品是否符合要求，图 2.5 是我们实验

制备的二维光子晶体平板扫描电子显微镜（SEM）图片。

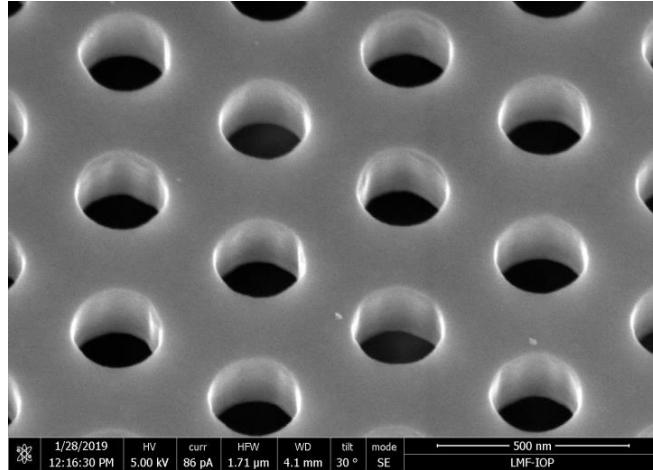


图 2.5 光子晶体平板扫描电子显微镜图。

Figure 2.5 SEM images of photonic crystal slab.

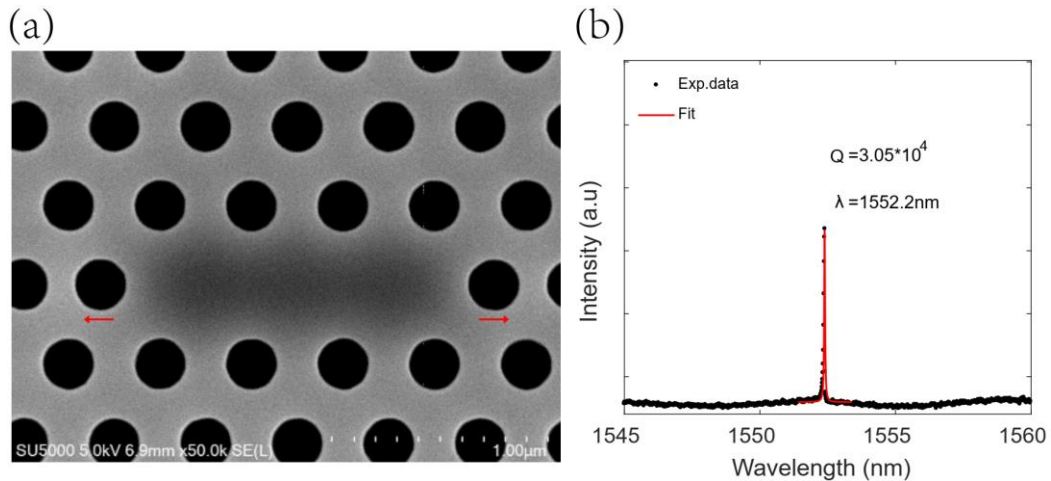


图 2.6 光子晶体腔扫描电子显微镜图和共振光谱。(a) 光子晶体腔扫描电子显微镜图，(b) 光子晶体腔共振光谱。

Figure 2.6 SEM image and resonant spectra of a photonic-crystal cavity. (a) SEM image of the fabricated photonic-crystal cavity, (b) the resonant spectra of the photonic-crystal cavity.

我们参照文献报道首选了两种光子晶体腔，进行了加工制备和光谱表征，第一种是 L3 结构的光子晶体腔，为了优化腔的品质因子 Q ，分别平移了腔左右两侧的一个空气孔，图 2.6(a) 为光子晶体腔的扫描电子显微镜图，其中移动的空气孔位置和方向图中已经标出，晶格常数 $a=420\text{ nm}$ ，移动的距离为 $0.15a^{[9]}$ 。我们

采用交叉偏振反射测量系统对制备的光子晶体腔进行了光谱测量，具体的测量装置我们将在后面进行详细的介绍。光谱测量结果如图 2.6(b)所示，光子晶体腔品质因子 Q 为 3×10^4 量级，共振波长为 1552.2 nm 。

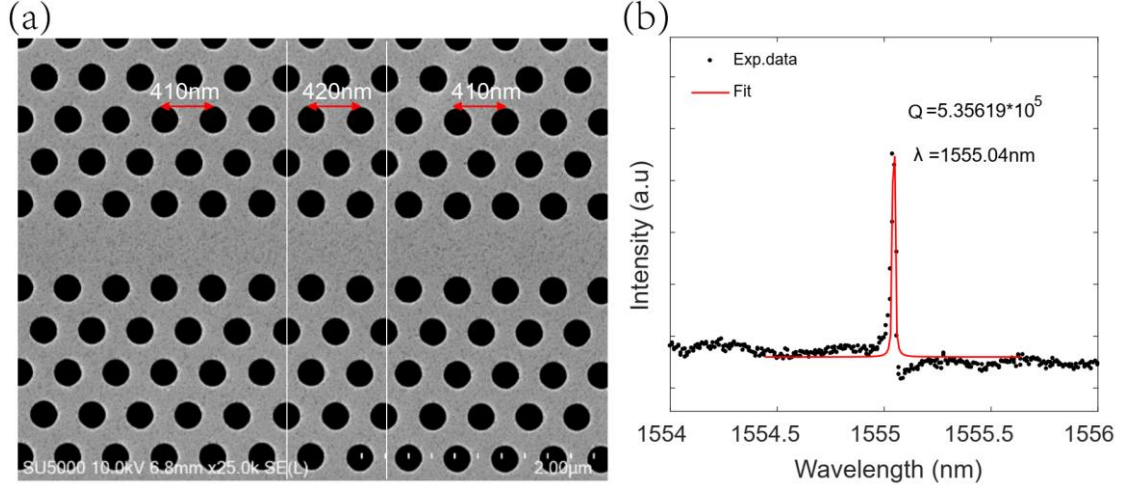


图 2.7 光子双异质结构腔扫描电子显微镜图和共振光谱。(a) 光子双异质结构腔扫描电子显微镜图，(b) 腔的共振光谱。

Figure 2.7 SEM image and resonant spectra of photonic double-heterostructure cavity. (a) A SEM image of the fabricated photonic double-heterostructure cavity. (b) The resonant spectra of the cavity.

我们还加工制备了图 1.5 中的双异质结构光子晶体腔，图 2.7(a)为光子晶体腔的扫描电子显微镜图，晶格常数分别为 $a_1=410 \text{ nm}$ 、 $a_2=420 \text{ nm}$ ^[43]。我们采用交叉偏振反射测量系统对制备的光子晶体腔进行了光谱测量，光谱测量结果如图 2.7(b)所示，光子晶体腔品质因子 Q 为 5×10^5 量级，共振波长为 1555 nm 。

2.3 磷化铟基二维光子晶体的制备

2.3.1 制备工艺流程

III-V材料是激光器、探测器等器件常用的有源材料，于是III-V材料的加工工艺开发非常重要，我们以磷化铟（InP）基材料为例对III-V材料器件的加工进行简单说明。磷化铟（InP）基材料的刻蚀条件与硅基材料不同，磷化铟（InP）基材料的刻蚀产物比较难挥发，刻蚀一般需要较高的温度，为了得到高质量的光子晶体结构，我们选用氧化硅做硬掩膜进行干法刻蚀。

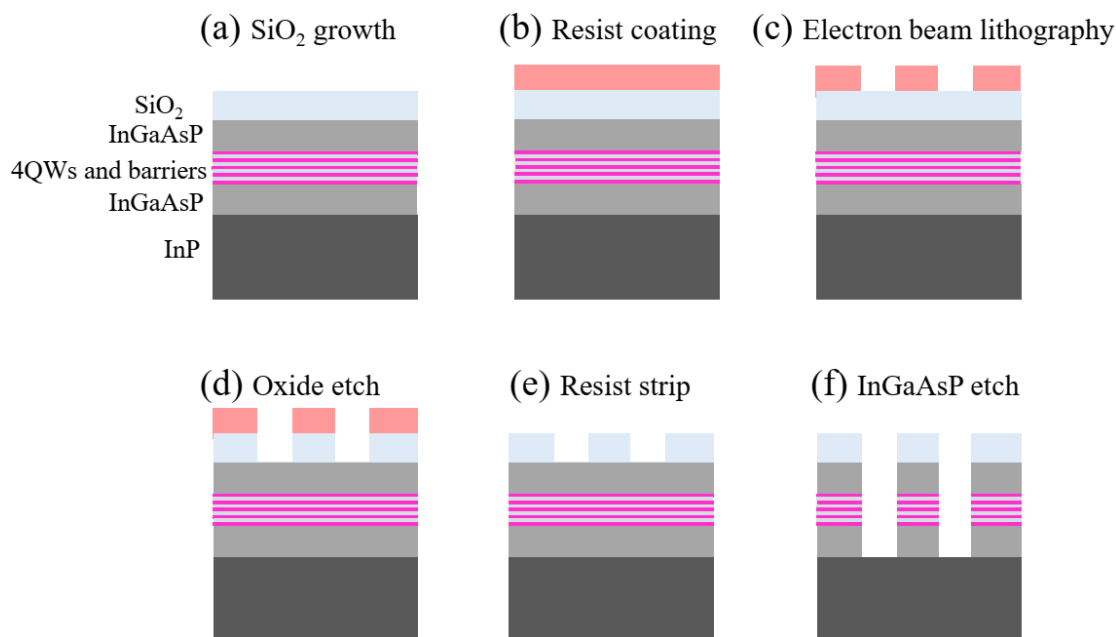


图 2.8 激光器制作工艺流程图。(a) 清洗样品生长氧化硅，(b) 旋涂电子束光刻胶，(c) 电子束光刻图形，(d) RIE 刻蚀用来转移图形，(e) RIE 刻蚀用来去除光刻胶，(f) ICP 刻蚀用来转移图形。

Figure 2.8 The process flow for the fabrication of laser. (a) Cleaning the substrate and growth silicon oxide, (b) Spin coating photoresist. (c) Electron beam lithography patterning. (d) Dry etching using RIE to transfer the pattern. (e) Dry etching using RIE to removal of the photoresist. (f) Dry etching using ICP to transfer the pattern.

在干法刻蚀工艺中掩膜的形状直接决定了最终刻蚀结构的结果，为了保证光子晶体刻蚀结构的陡直性，电子束光刻胶的选择具有比较关键的作用，常用的电子束光刻胶为 PMMA，它的价格便宜、性能也比较稳定、并且很方便去除，但是在耐刻蚀、分辨率等方面却不如其它光刻胶。电子束光刻胶 AR-P 6200 是一种性能可以于 ZEP 胶相媲美的电子束光刻胶，并且具有耐刻蚀、高分辨率等特点，我们实验中选用电子束光刻胶 AR-P 6200。

磷化铟 (InP) 基光子晶体的加工流程如图 2.8 所示，主要包括：(a) 氧化硅掩膜生长、(b) 光刻胶旋涂、(c) 电子束光刻、(d) 氧化硅刻蚀、(e) 光刻胶去除和 (f) InP 材料刻蚀。

(a) 氧化硅掩膜生长：先对样品进行有机清洗，主要包括丙酮清洗、酒精清洗、去离子水清洗、氮气吹干和高温烘干。我们采用等离子体增强化学气相沉积法

(ICPECVD) 生长氧化硅薄膜, 厚度为 500 nm, 生长条件为: 温度 80°C, 压强 1 Pa, ICP 功率 350 W, 气体为 SiH₄ 7 sccm、O₂ 13 sccm、Ar 130 sccm。

(b) 光刻胶旋涂: 在旋涂光刻胶之前, 先对样品进行有机清洗, 主要包括丙酮清洗、酒精清洗、去离子水清洗、氮气吹干和高温烘干。我们选用的电子束光刻胶是 AR-P 6200, 旋涂速率为 2000 rpm, 旋涂时间 60 s, 前烘温度 150°C, 前烘时间 60 s。

(c) 电子束光刻: 应用微加工实验室电子束光刻系统 JBX-6300FS, 加速电压 100 kV, 电流 500 pA。完成了第一步图形的转移, 此时需要通过显微镜检查图形是否满足要求, 再决定下一步工艺。因为下一步工艺是干法刻蚀, 为了保证刻蚀比和图形质量要先进行后烘, 后烘温度 130°C, 后烘时间 2 分钟。

(d) 氧化硅刻蚀: 应用反应离子刻蚀系统 (RIE) 刻蚀氧化硅, 刻蚀条件是: RF 功率 200 W, Ar: 10 sccm, CHF₃: 90 sccm, 温度 10°C, 压强 35 mTorr。

(e) 光刻胶去除: 我们采用反应离子刻蚀系统 (RIE), 去除残余的光刻胶, 实验条件为: 温度 20°C, 气体 O₂: 50 sccm, RF 功率 100 W, 压强 100 mTorr。

(f) InP 材料刻蚀: 我们优先选用氯基气体作为刻蚀反应气体以便实现高深宽比的图形, 工艺条件为: 腔室温度 180°C, ICP 功率 400 W, RF 功率 70 W, 压强 6 mTorr, 气体流量 Cl₂: 15 sccm、N₂: 60 sccm。

2.3.2 刻蚀工艺分析

在 III-V 族半导体材料刻蚀工艺中常用两类气体元素, 卤素类化合物和碳氢类化合物, 其中卤素类化合物主要为 Cl₂ 和 Br₂, 碳氢类化合物主要为 CH₄/H₂ 和 C₂H₆/H₂。对于碳氢类化合物的刻蚀中, 由于 CH₄ 基化合物容易附着在样品表面, 形成一个微掩膜难以去除, 从而产生较粗糙的刻蚀表面, 于是这个工艺条件难以实现高刻蚀速率、高深宽比、各向异性刻蚀以及光滑的刻蚀侧壁^[117,118]。目前有很多文献报道了基于卤素类化合物刻蚀 III-V 半导体的工艺条件^[119,120], 尤其是刻蚀磷化铟 (InP) 基材料, 为了制备高深宽比及光滑侧壁的光子晶体, 为了满足高性能激光器的制备需求, 我们对磷化铟材料的刻蚀进行简单分析。

存在很多种气体组合方式可用于磷化铟 (InP) 基材料刻蚀: Cl₂/N₂, Cl₂/H₂, Cl₂/Ar/H₂, Cl₂/Ar/CH₄, 和 Cl₂/Ar/N₂ 等, 刻蚀的速率和形貌受多种因素影响, 比如气体流量、腔体压力、温度、功率及材料衬底等因素。其中最为常用有效的气

体组合是 Cl_2/N_2 ， Cl_2 为反应气体，它决定了刻蚀速率的大小； N_2 为钝化气体，可以保护刻蚀侧壁，有利于提高侧壁刻蚀陡直性^[119,120]。刻蚀过程中产物 PCl_x 和 InCl_x 去除的速率是平衡刻蚀速率、表面粗糙度、侧壁粗糙度和陡直性的关键，于是可以通过刻蚀参数的优化得到表面光洁陡直性好的刻蚀结果^[120]。对于高温刻蚀情况，高温有助于刻蚀产物 PCl_x 和 InCl_x 的挥发，即增加了刻蚀速率、侧壁陡直性、也有助于得到洁净光滑的刻蚀表面，常用于高要求的光子晶体刻蚀工艺中。

对于纳米尺寸的光子晶体刻蚀具有一定的难度，也是目前器件加工的必须，接下来我们将介绍纳米尺寸光子晶体的刻蚀。我们选择了两种结构的光子晶体，纳米空气孔结构和纳米介质柱结构。对于纳米空气孔结构的刻蚀工艺条件，选用氧化硅硬掩膜和 AR-P 6200 正光刻胶，具体的刻蚀条件为：腔室温度 180°C ，ICP 功率 400 W，RF 功率 70 W，压强 6 mTorr，气体流量 Cl_2 : 15 sccm、 N_2 : 60 sccm。

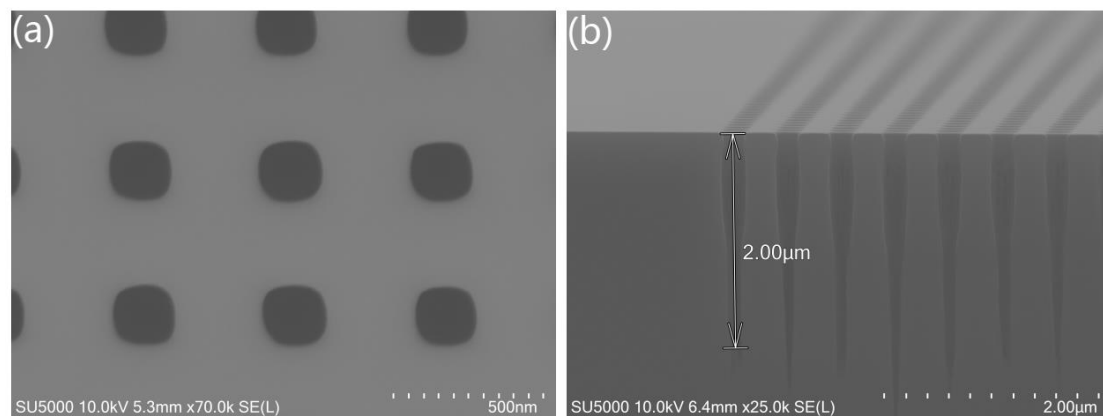


图 2.9 光子晶体空气孔结构的 SEM 图。(a) 扫描电子显微镜俯视图，(b) 扫描电子显微镜截面图。

Figure 2.9 SEM images of photonic crystal. (a) Top view of SEM image. (b) Tilted view of SEM image.

我们制备的光子晶体空气孔结构是直径 200 nm 的圆形，周期为 500 nm，正方形晶格排列。我们通过扫描电子显微镜对刻蚀实验结果进行了表征，如图 2.9 所示。其中图 2.9(a)是光子晶体 SEM 平面图，图 2.9(b)是光子晶体 SEM 截面图，可以看到刻蚀深度已经可以超过 2 μm，深宽比超过 10:1，可以满足常规器件加工制备的要求。

对于另一种纳米介质柱结构尺寸也是直径 200 nm 的圆形，周期为 500 nm，三角形晶格排列。但是这个结构的工艺流程不一样，我们选用 HSQ 负性光刻胶，这种光刻胶的特点是，曝光区域光刻胶显影后将变成氧化硅材料，可以直接当做硬掩膜，而未曝光区域光刻胶显影后将直接溶解掉，于是不需要进行氧化硅掩膜的生长和刻蚀，工艺流程也相对简单。我们通过扫描电子显微镜对刻蚀实验结果进行了表征，如图 2.10 所示。其中图 2.10(a)和(b)分别从不同倾斜角度对刻蚀的 InP 介质柱结构进行表征，刻蚀的纳米柱比较均匀陡直，高度达到了 1.3 μm 。通过以上的实验结果分析，从工艺角度证明了我们具备加工扫描电子显微镜基材料光子晶体的能力，也为我们后续激光器的制备提供了有力的保障。

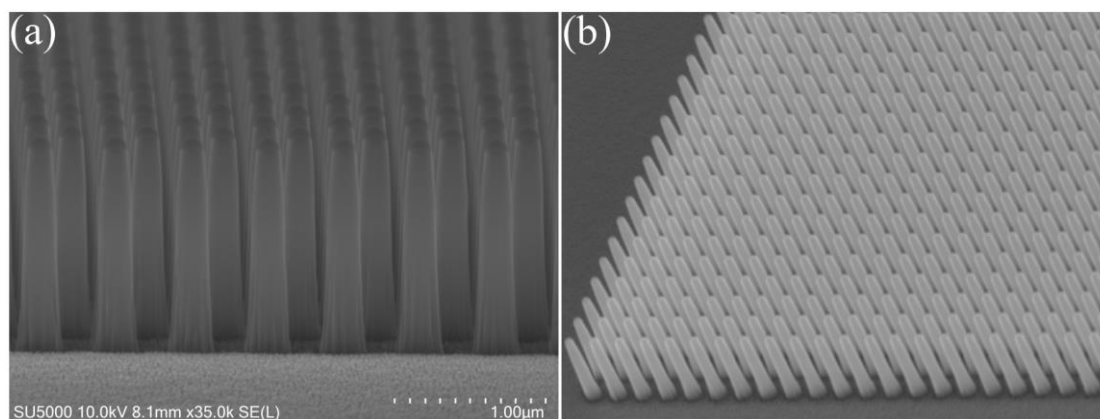


图 2.10 光子晶体纳米柱结构的 SEM 图。(a) 倾斜 5 度扫描电子显微图，(b) 倾斜 45 度扫描电子显微图。

Figure 2.10 SEM images of photonic crystal. (a) Oblique-5-angled of SEM image. (b) Oblique-45-angled of SEM image.

2.4 本章小结

高性能光子晶体的实现离不开理论计算的结构设计优化和加工工艺优化，本章介绍了常用的光子晶体理论计算方法，叙述了光子晶体常用制备方法及工艺条件。电子束光刻技术可以实现样品的快速加工制备，还可以满足从微米到纳米各种尺寸加工的需求，实验中我们首先电子束光刻工艺。首先介绍了硅基二维光子晶体的制备工艺流程，分析了电子束光刻胶、电子束光刻系统、干法刻蚀系统的特性。制备了 L3 结构和双异质结构两种光子晶体腔，表征分析了制备结果和光

谱信息。介绍了磷化铟（InP）基光子晶体加工制备工艺流程，对工艺参数进行了优化分析。制备了磷化铟（InP）基纳米空气孔结构和纳米介质柱结构光子晶体，采用扫描电子显微镜对制备结果进行了表征分析。从工艺角度证明了我们实验条件具备加工微纳结构光子晶体的能力，为激光器的制造提供了前期准备工作。

第3章 狄拉克涡旋腔

3.1 引言

单模半导体激光器是光通信、光传感和光谱学等领域的标准光源，用于互联网通信的分布反馈激光器 (DFB)，从能带分析来看，这类激光器存在两个模式，很难实现单模输出。为了克服这个问题，人们发展了相移分布反馈激光器，即在一维光栅中引入四分之一波长的相移设计，从能带分析可得这种结构为单一带间模，可以实现单模激光输出，如图 3.1 中所示^[121]。

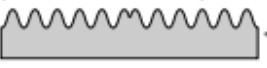
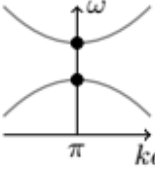
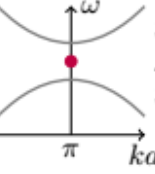
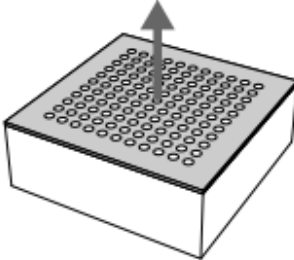
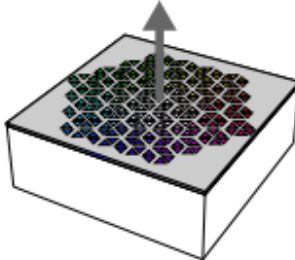
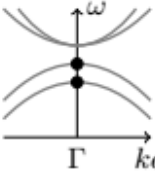
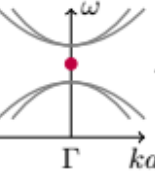
Mode	Bloch band-edge (●)	Topological mid-gap (●)
1D	DFB (commercialized)	$\lambda/4$ -shifted DFB, VCSEL (commercialized)
Edge emission		
First order feedback	 Two guided modes	 Shockley Jackiw-Rebbi SSH
2D	PCSEL (commercialized)	Dirac-vortex cavity (this work)
Surface emission		
Second order feedback	 Two high-Q modes	 Jackiw-Rossi
Advantage	Simple fabrication	Stable operation

图 3.1 狄拉克涡旋腔与三种商业化单偏振、单模激光器腔的比较^[121]。

Figure 3.1 Comparison of Dirac-vortex cavity and the three types of commercialized semiconductor laser cavities for single-polarization and single-mode operation^[121].

四分之一波长相移分布反馈激光器，以及后来发展的垂直腔面发射激光器，从能带来看为单一带间模式，可以实现单模激光输出，但是都存在一个很难克服的问题，激光器尺寸偏小，输出功率很难提高。二维光子晶体面发射激光器（PCSEL）可以实现高质量均匀激光输出，并且现在已经广泛在商业中应用。从能带图可以得到，这种结构存在两个高 Q 的模式竞争，还是无法实现单模输出，因此现在急需一种具有带间模式（mid-gap mode）的二维光子晶体腔，应用于面发射激光器中，实现单模高质量均匀激光输出。我们从目前需求出发，设计了一种狄拉克涡旋拓扑腔，具有大面积单模性、大自由光谱范围、任意模式简并度、窄光束发散角、可以兼容多种衬底材料等特性。我们所设计的狄拉克涡旋拓扑腔具有单一的带间模式，正好满足目前激光器设计的需求，狄拉克涡旋拓扑腔与三种商业化单偏振、单模激光器腔的详细比较情况见图 3.1^[121]。

3.2 狄拉克涡旋腔设计

为了设计二维带间缺陷模式腔，我们首先分析了分布反馈激光器（DFB）和垂直腔面发射激光器（VCSEL）的带间模式，他们实际上是拓扑的，在数学上与一维的 Jackiw-Rebbi kink 态和 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 边界模式相等价，这些拓扑观念将我们指向二维的 Jackiw-Rossi 零模式，通过具有涡旋带隙的狄拉克光子晶体来实现。

3.2.1 一维 JACKIW-ROSSI 模型

狄拉克方程是一个相对论量子力学波动方程，它是 1928 年由英国物理学家 Dirac 提出的^[122]，这个方程被用来预测反粒子工作的研究，也支持自由移动电子的解，目前拓扑绝缘体等工作的研究都是基于狄拉克方程进行展开^[123-125]，其哈密顿表达式为

$$H = c\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\alpha} + mc^2\beta \quad (3.1)$$

其中 c 是光速， m 为静质量项， $\boldsymbol{\alpha}$ 和 β 是狄拉克矩阵，他们满足相互交换反对称的要求。

通过求解正负质量区域交界面的束缚态，可以揭示狄拉克方程与拓扑绝缘体直接的关系。一维情况下方程可以表示为如下形式

$$H(k) = \sigma_x k_x + m'\sigma_y + m\sigma_z \quad (3.2)$$

其中 m' 为静质量项, σ_i 为泡利矩阵, 当质量项 m' 为零时, 带隙为关闭情况; 当质量项取值为正一或者负一时, 带隙为打开情况。

Jackiw 和 Rebbi 提出在空间中, 如果狄拉克方程的质量可以连续变化或者改变符号, 在改变符号的界面处会出现局域态, 称为 Jackiw-Rebbi 孤子^[126]。Su 等人提出一维聚乙炔中有拓扑孤子, 提出了 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 模型^[127], 描述了无自旋费米子在一维晶格原子链中的相互作用, 虽然结构简单但是内容丰富, 可以扩展到不同维度, 已经成为设计拓扑边界态的理论基础。图 3.2 是 SSH 模型的结构示意图, 其中的虚线椭圆部分表示结构原胞^[128]。

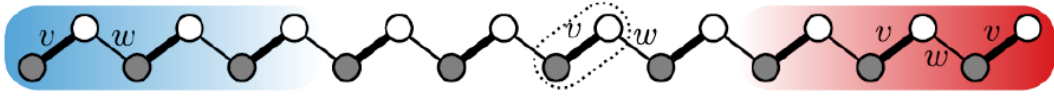


图 3.2 Su-Schrieffer-Heeger (SSH)模型示意图^[128]。

Figure 3.2 Schematic diagram of Su-Schrieffer-Heeger (SSH)^[128].

3.2.2 JACKIW-ROSSI 零模式

为了设计二维带间缺陷模式腔, 我们从一维 Jackiw-Rebbi 模型出发, 探索二维 Jackiw-Rossi 零能模, 将狄拉克方程扩展到二维情况下, 首先我们从狄拉克哈密顿方程出发, 狄拉克哈密顿量包含五个反对易项, 形式由下式所表示:

$$H(\mathbf{k}) = (\sigma_x k_x + \sigma_z k_y)T_z + m_1 T_x + m_2 T_y + m' \sigma_y T_z \quad (3.3)$$

其中 T_i 和 σ_i 是泡利矩阵, 非零的质量项 m_i 产生具有带隙的狄拉克光谱^[121,129]。方程的本征解形式为 $E(\mathbf{k}) = \pm \sqrt{\sum_i (k_i^2 + m_i^2)}$, 在二维中狄拉克锥的两个动量算符是 4 乘 4 的无质量矩阵, 即前两项与质量无关, 后面三个质量项代表三个独立的数学自由度, 可以形成双重狄拉克锥的带隙。如果系统仅剩余两个质量项^[34], 在平面内通过质量项特殊的缠绕可以形成涡旋解, 幸运的是当散射光谱的狄拉克频率上下对称时, 第三个质量项将消失。当第三个质量项 $m' = 0$ 时, 为手性对称保护 $S = \sigma_y T_z$ ($SHS^{-1} = -H$), 详细的对称性分析见图 3.3, 详述了四能带二维玻色子狄拉克哈密顿量的对称性特性^[121]。

当第三个质量项为 0 时, 表达式只剩两个质量项, 这两个质量项可以表示成

复数的形式 $[\mathbf{m} = m_1 + jm_2]$ ，我们可以将表达式改写为 $\mathbf{m}(\mathbf{r}) \propto \exp[jw\arg(\mathbf{r})]$ ，其中 $\mathbf{r}$ 是空间位置坐标、 $j^2 = -1$ 、 w 为狄拉克质量缠绕数，涡旋拓扑不变量属于 Altland-Zirnbauer 对称类 $\text{BDI}(\mathbb{Z})^{[130]}$ ，其中所述带间模的数量和手性由 w 的幅值大小和符号所决定。事实上，在有限频率的光子体系中， m' 不完全为零，手性对称性具有轻微破缺，最终导致的结果是狄拉克光谱失去上下对称性，在频率上看拓扑模也将失去严格简并。

Symmetry		$H(\mathbf{k})$	$\sigma_x k_x \tau_z$	$\sigma_z k_y \tau_z$	$m_1 \tau_x$	$m_2 \tau_y$	$m' \sigma_y \tau_z$
[H,Sym.]=0	Time reversal	$\mathcal{T} = \tau_x K _{\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}}$	√	√	√	√	√
	Parity/Inversion	$\mathcal{P} = \tau_x _{\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}}$	√	√	√	×	×
	Parity-Time	$\mathcal{PT} = K$	√	√	√	×	×
{H,Sym.}=0	Particle-hole/Charge-conjugation	$\mathcal{C} = \sigma_y \tau_y K _{\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}}$	√	√	√	√	×
	Chiral	$\mathcal{S} = \mathcal{TC} = \sigma_y \tau_z$	√	√	√	√	×

图 3.3 四能级二维玻色子狄拉克哈密顿量的对称性分析^[121]。

Figure 3.3 Symmetry analysis of the 2D Bosonic Dirac Hamiltonian of four bands^[121].

3.2.3 狄拉克涡旋腔设计

Hou 等人很早提出在 Kekule-textured 石墨烯中存在狄拉克涡旋带间模^[131]，基于上述的分析，在实际系统中设计 Jackiw-Ross 模式应当从双重狄拉克锥作为出发点，调节晶格来产生 2π 涡旋带隙用于限制这些拓扑模式，对于原子领域产生涡旋势是一项艰难的工作，但在受控声子晶格和光子体系中却可以比较容易实现^[132-135]。

我们首先在绝缘衬底的硅薄膜（SOI）上进行光子晶体结构设计优化，顶层硅薄膜厚度为 220 nm，工作波段首选为 1.55 μm 光通信波段。从能带结构分析可知，三角形结构相对于圆形结构，其狄拉克点具有更好的频率独立性^[136-140]。在狄拉克涡旋拓扑腔的设计中，我们选取了蜂窝结构晶格，其中的单元为三角形结构。我们从六边形超晶胞出发，每个晶胞包含三个蜂窝原胞，其中图 3.4(a)为六边形超晶胞结构示意图，其中 r 为三角形外接圆的半径， a 为晶格常数，图中深色填充部分为原胞的子晶格，虚线位置为原胞的平衡位置，其中浅灰色填充区域为经过调制后原胞三角形由平衡位置移动后的新位置，调制的参数为振幅 m_0 、角度 ϕ_0 。从能带分析来看为了形成双重狄拉克锥，将超晶胞原本位于布里渊区边界的两个狄拉克点折叠到了布里渊区中心，即将光锥下 $\pm K$ 点折叠到光锥上 Γ 点，

形成了 4 乘 4 的色散关系，3.4(b)为能带结构图，四重简并的狄拉克点位于 Γ 点处^[121,129,141]。

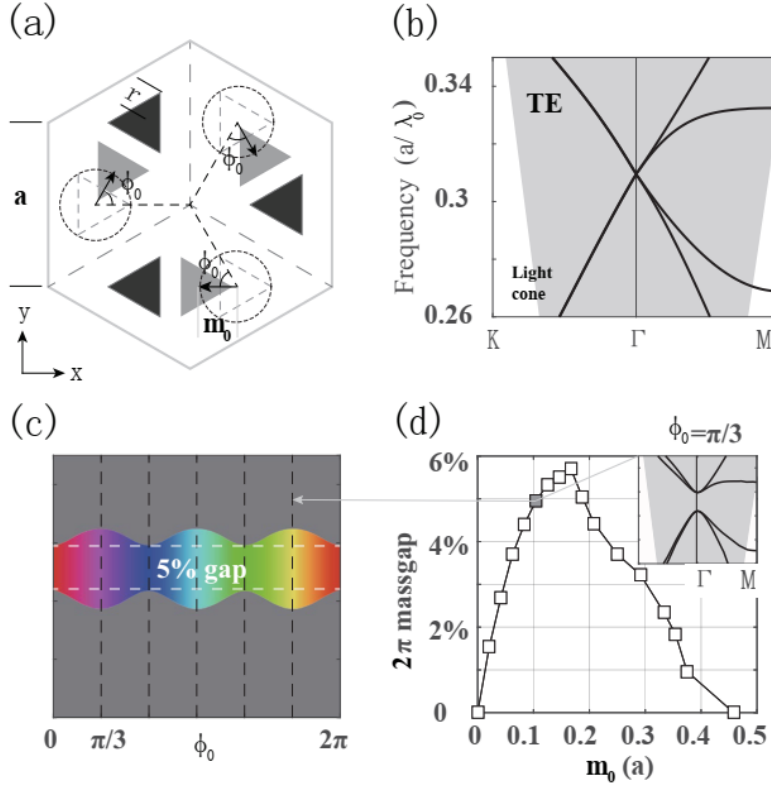


图 3.4 空气包层硅薄膜光子晶体狄拉克涡旋腔的设计。(a)广义 kekulé 调制的蜂窝超胞，(b)未调制超胞双狄拉克锥能带结构，(c) 2π 范围能带打开情况，(d)能带大小与的 m_0 关系^[121,129]。

Figure 3.4 Design of photonic-crystal Dirac-vortex cavity in an air-clad silicon membrane. (a) Honeycomb supercell of the generalized kekulé modulation. (b) Double Dirac cone band structure of the unperturbed supercell. (c) Band gap opens for 2π angle. (d) Band gap size as a function of m_0 ^[121,129].

我们在狄拉克涡旋腔的设计中为了产生涡旋带隙打开双重狄拉克锥，对超晶胞应用了广义的 Kekulé 调制，进而产生了 2π 涡旋带隙^[125]，利用完整的 2π 涡旋相位来限制平面内的光子，更具有显著的优势性。总结我们所设计的狄拉克涡旋腔具有的特别之处是：带隙始终是打开的，当振幅 $m_0=0$ 时带隙在涡旋中心闭合。也就是说对于非零的振幅 m_0 ，对于相位 ϕ_0 在 2π 角度值我们拥有一个始终打开的带隙，图 3.4(c)表示了固定振幅 $m_0 = 0.1a(50 \text{ nm})$ 时，相位 2π 角度值涡旋带隙打开的情况。由于设计的超胞具有对称性，带隙的角周期为 $\pi/3$ ，最小的带隙尺寸

出现在相位 $\phi_0 = 0$ 时^[121,129,141]。我们绘制了带隙尺寸与振幅 m_0 的关系图，描述了带隙尺寸随振幅的变化情况，如图 3.4(d)所示， 2π 涡旋带隙的最大值是 6%，随着 m_0 的增加带隙最终将闭合，因为色散在 M 点下降从而导致带隙闭合，其中图 3.4(d)右上角的插图是相位 $\phi_0 = \pi/3$ 时，双重狄拉克锥的能带打开情况，上述的计算结果由课题组的合作者高晓梅计算完成^[121,129,141]。

对于我们设计狄拉克涡旋腔的涡旋质量 $\mathbf{m}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ ，可以具有多种表示方式，在不失一般性的前提下，我们提供了一种选择表达式，如下式所示：

$$\mathbf{m}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0; w, m_0, R, \alpha) = m_0 \tanh(|\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_0}{R}|^\alpha) e^{j[\phi_0 - \omega \arg(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)]} \quad (3.4)$$

质量势阱函数的取值分别是 $\tanh(x)|_{x \rightarrow +\infty} = +1$ 和 $\tanh(x^\alpha)|_{x \rightarrow 0} = x^\alpha$ ，函数的取值解释了从中心零质量 $|\mathbf{m}(\mathbf{r} = \mathbf{r}_0)| = 0$ 到边缘最大质量 $|\mathbf{m}(\mathbf{r} \gg \mathbf{r}_0)| = m_0$ ^[121,129,141]。我们所设计的狄拉克涡旋腔主要由四个参数(w, m_0, R, α)决定，如图 3.5 所示，后面我们会对狄拉克涡旋腔参数进行详细的分析。

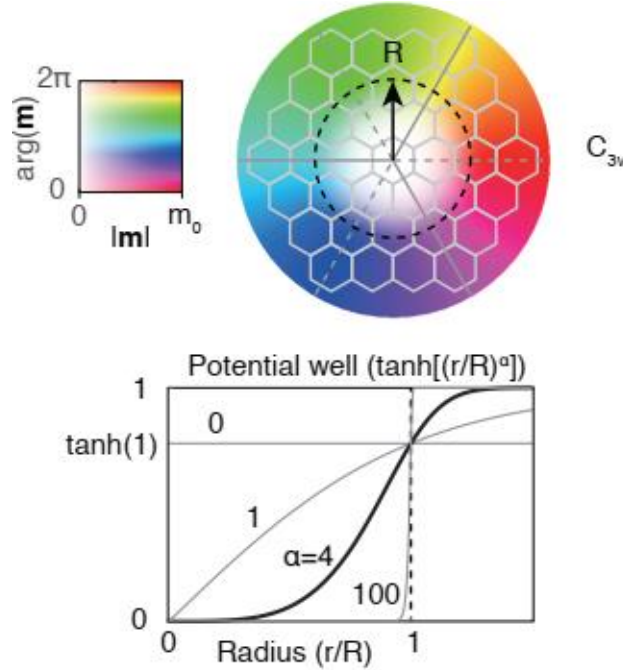


图 3.5 狄拉克涡旋腔及其势阱功能的说明^[121,129]。

Figure 3.5 Illustration of Dirac-vortex cavity and the potential-well function^[121,129].

我们通过设计得到了一个连续的超胞库，这个超胞库对于整个 2π 相位角度内一直具有涡旋带隙，接下来就是如何安排这些超胞库来构成涡旋腔。涡旋腔的设计就是将这些超胞围绕腔中心($\mathbf{r}_0$)按角度排放，设计结构示意图如图 3.5 所示。

狄拉克涡旋腔的中心可以是位置中的任意一点，光子晶体超胞中的子晶格由平衡位置移动位移矢量 $\mathbf{m}$ ，其振幅 $|\mathbf{m}|$ 沿着腔径向可以从 0 到最大振幅 m_0 、相位为 $\phi=\arg(\mathbf{m})$ 绕腔中心一圈后的增量为 2π 的整数倍，它们都是位置的函数，其中超胞中的子晶格具有固定的相位差，上述的整数 w 为缠绕数，可以为正整数或负整数， α 的大小决定了势阱深宽^[121,129,141]。由于原始的蜂窝晶格($m_0=0$)具有 C_{6v} 对称性，因此如果选择一个 w 相关的涡旋中心($\mathbf{r}_0$)，这涡旋腔($m_0 \neq 0$)可以始终保持 C_{3v} 对称性^[121,129,141]。

3.3 狄拉克涡旋腔制备和测量系统

3.3.1 制备工艺流程

我们所制备的狄拉克涡旋腔主要使用电子束光刻工艺和干法刻蚀技术进行样品制备，详细的工艺流程参照图 2.1，下面简要介绍一下狄拉克涡旋腔的制备过程：

- (a) 电子束光刻胶的旋涂：在旋涂光刻胶之前，先对样品进行有机清洗，主要包括丙酮清洗、酒精清洗、去离子水清洗、氮气吹干和高温烘干。我们选用的电子束光刻胶是 AR-P 6200，旋涂速率为 2000 rpm，旋涂时间 60s，前烘温度 150℃，前烘时间 60 s。
- (b) 电子束光刻：选用微加工实验室的电子束光刻机 JBX-6300FS 进行图形转移，加速电压 100 kV，电流 500 pA，经过显影和定影后，基本完成了第一步图形的转移，此时要进行显微镜的检查，因为下一步工艺是干法刻蚀，为了保证刻蚀比和图形质量要先进行后烘，后烘温度 130℃，后烘时间 3 分钟。
- (c) 硅刻蚀：我们应用微加工实验室等离子体耦合刻蚀系统（ICP）进行硅薄膜干法刻蚀，刻蚀实验条件为：腔室温度 20℃，刻蚀气体 HBr:50 sccm，ICP 功率 800 W，RF 功率 100 W，压强 10 mTorr。
- (d) 光刻胶去除：一般的电子束光刻胶比如 PMMA 很容易应用丙酮溶液去除，对于电子束光刻胶 AR-P 6200 则较难去除，由于进行了干法刻蚀，即便用专门的去胶溶剂也比较难去除，实验中我们采用反应离子刻蚀系统（RIE），使用氧等离子体去除残余的光刻胶。实验条件为：腔室温度 20℃，反应气体 O₂:50 sccm，功率 100 W，压强 100 mTorr。

我们选用绝缘衬底的硅薄膜（SOI）样品，顶层硅厚度为 220 nm，加工制备完成的狄拉克涡旋腔通过扫描电子显微镜（SEM）进行形貌表征，结果如图 3.6 所示^[121]，其中图 3.6(a)为腔 SEM 平面图，腔的详细参数是： $R=0\ \mu\text{m}$ ， $m_0=50\ \text{nm}$ ， $w=1$ ， $\alpha=4$ ，晶格常数 $a=490\ \text{nm}$ 。图中的黄色直线显示了 C_{3v} 对称性，黄色虚线位置为狄拉克涡旋腔超胞中未进行调制的子晶格位置，通过图中位置的对比可以清楚地看出经过调制后，腔子晶格空气孔发生的相对位移变化情况。图 3.6(b)为腔 SEM 截面图，可以看到我们制备的狄拉克涡旋腔结构中保留了中间层二氧化硅，它即可以用于提供器件机械稳定性，也减少了加工过程湿法腐蚀对器件的损伤，确保了器件的性能。这也是我们所设计的拓扑光腔与其它光腔的不同之处，我们的狄拉克涡旋拓扑腔可以实现大尺寸工作，可以满足芯片器件的要求。

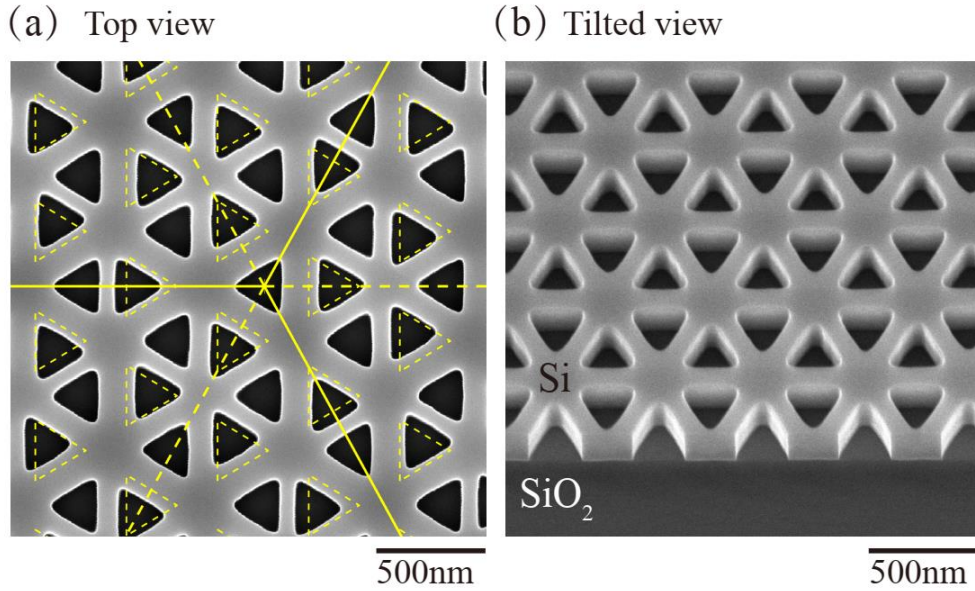


图 3.6 狄拉克涡旋腔扫描电子显微镜图。(a) 扫描电子显微镜俯视图，(b) 扫描电子显微镜截面图^[121]。

Figure 3.6 SEM images of a Dirac-vortex cavity. (a) Top view of SEM image. (b) Tilted view of SEM image^[121].

3.3.2 测量系统

光子晶体微腔的光谱特性有多种测量方法，下面简单介绍实验中常用的三种方法：光波导耦合方法、光栅耦合方法和交叉偏振方法。光波导耦合方法是通过透镜光纤将光信号耦合进光波导中，通过光波导的传输最后再通过透镜光纤耦合

出来，测量信息是光信号的损耗，当光波导中的光信号的波长与微腔的共振波长相匹配时，测量的透射光谱中将会出现明显的损耗吸收峰。采用光波导方法测量光子晶体微腔时存在耦合方面的缺陷，由于透镜光纤的尺寸比较大(几个微米)，而光波导的宽度一般小于 $1\sim 2\ \mu\text{m}$ ，厚度只有几百纳米，透镜光纤光斑截面比光波导的截面大得多，具有较大的耦合损耗。在测量时为了有助于耦合，需要使用研磨抛光的方法对光波导的端面进行平整处理，这样增加了加工难度，也容易损坏光学微腔。

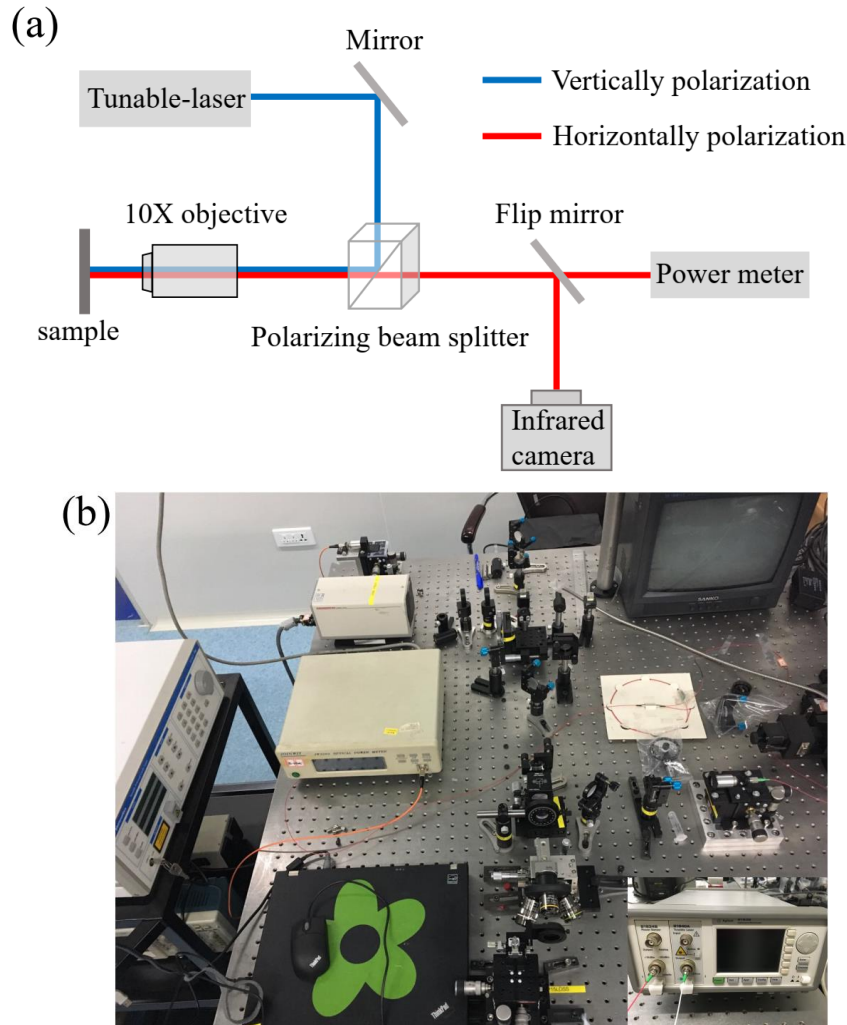


图 3.7 交叉偏振反射测量装置示意图和设备图。(a) 测量装置示意图，(b) 测量装置设备图^[121]。

Figure 3.7 Schematic diagram and equipment diagram of cross-polarized reflectivity measurement setup. (a) Schematic diagram of measurement setup. (b) Equipment diagram of measurement setup^[121].

另外一种测量方法采用光栅耦合,这种耦合方式光信号入射到微腔样品的表面,通过优化设计耦合结构改变入射光束的 K 矢量,使光信号耦合到集成波导中,其中最广泛采用的耦合方案是衍射光栅耦合法^[144],这种方法的特点是易于微纳加工和较大的定位公差,另一方面这个结构具有偏振和波长敏感性,所以需要仔细的优化和设计。

上述的耦合方法都需要光纤耦合,实验中耦合效率所带来的损耗很难消除,并且在长时间的实验测量中,光纤耦合很难保证持续的稳定性,对于二维光子晶体微腔的测量,学者们寻求了一种新的测量方法—交叉偏振反射测量方法^[145-147]。

图 3.7 为我们搭建的交叉偏振反射测量装置结构示意图和设备图^[121],其中图 3.7(a)为测量装置结构示意图、图 3.7 (b)为测量装置设备图,主要包括:可调谐激光器、偏振分束镜、近红外相机、功率计、聚焦物镜、反射镜和三维调节平移台等。可调谐激光器我们选用安捷伦公司的 8163B 主机(图 3.7 (b)右下角插图),它包含激光器和功率计,可以实现自动出光扫描探测,波长范围为 1523 nm~1620 nm,近红外成像系统使用日本滨松的近红外相机。由可调谐激光器发出的垂直偏振激光信号,通过偏振分束器的反射和物镜的聚焦入射到样品台的光学微腔上,偏振光信号与光腔耦合,激发光腔共振。耦合的光腔信号和入射的垂直偏振光信号沿原路经过物镜返回到达偏振分束器,其中所有的垂直偏振光信号将被偏振分束器反射掉,只有水平偏振光可以通过偏振分束器被功率计所接收,此时水平偏振光只包含光腔共振信息。测量系统中偏振分束器是关键的光学元件,它可以将入射光信号和微腔信号分离开,保证了测量的信噪比。

交叉偏振反射测量装置与上述的光波导耦合和光栅耦合方法相比较具有很多优势,避免了光波导的优化和光栅的耦合优化,减小了光纤的耦合损耗,也克服了光纤的抖动等不稳定性。空间光测量光路便于测量耦合和调整,可以保证测量的稳定性,本文中所制备的狄拉克涡旋腔都采用交叉偏振反射测量装置进行光谱测量和场信息表征。

3.4 狄拉克涡旋腔实验表征分析

我们所设计的狄拉克涡旋腔主要由四个参数:形状因子 α 、缠绕数 w 、最大调制振幅 m_0 、涡旋半径 R 所决定。从图 3.5 中可以看出,形状因子 α 是控制狄拉克涡旋腔势阱函数的参数,它的取值范围为 0 到 $+\infty$ 。图 3.5 中我们选取了三

种特殊情况分别是 $\alpha=1, 4, 100$ 时函数的曲线，可以看出当 $\alpha=1$ 时，势阱函数近似于线性变化，增长相对比较缓慢；当 $\alpha=4$ 时，势阱函数近似于指数形式变化，增长相对比较快；当 $\alpha=100$ 时，趋近于方形势阱，呈现陡直的增长趋势^[121,129,141]。

我们设计的狄拉克涡旋腔可以通过调制形状因子，得到各种不同分布的场信息，具有非常灵活的设计性，可以满足多种器件的需求。对于 $\alpha=+\infty$ 的情况，近场模式一直从腔中心延伸到涡旋半径 R 的边缘，此时狄拉克涡旋腔的内部是均匀的未调制的狄拉克晶格，腔的垂直辐射仅发生在势阱边缘附近的位置，因此给实验测量带来很大困难，并且远场辐射图还有很多条纹，因此我们在后续的实验中选择形状因子 $\alpha=4$ 的情况^[121,129]。

3.4.1 缠绕数实验表征分析

缠绕数 w 的取值为正整数或者负整数，它代表狄拉克涡旋腔相位旋转的圈数， w 的正负还决定了模场在腔中的分布情况， $w=1$ 模场的能量主要集中于顶角指向左边的三角形单元中^[121,129]。 $|w|$ 的模代表了狄拉克涡旋腔模式的数目，随着 $|w|$ 的增加模场面积也逐渐增大，这种情况与拓扑光纤的特性很相似^[34]。我们首先通过数值计算方法分析了缠绕数 w 对狄拉克涡旋腔的影响，随着 $|w|$ 的增加，拓扑模式的数目逐渐增加；当 $|w|=2$ 时存在两个拓扑模式，以此类推^[121,129]。

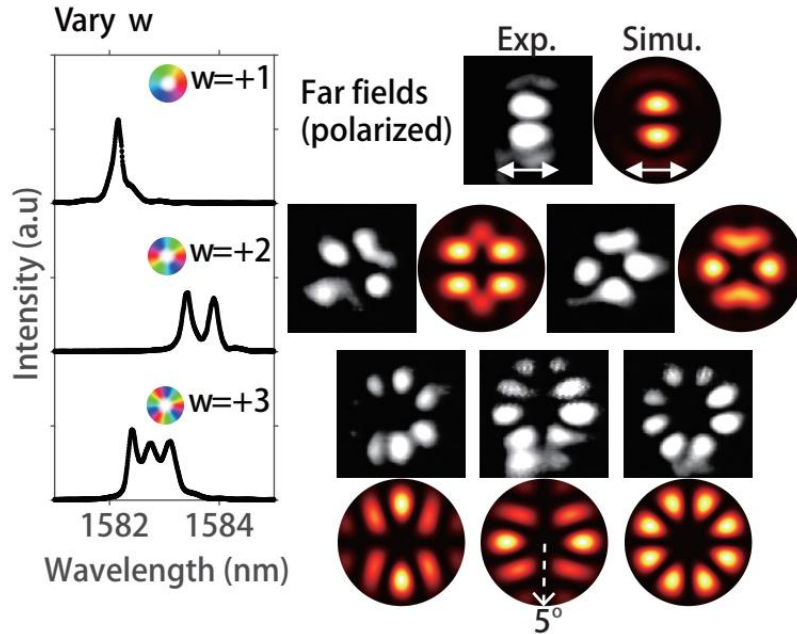


图 3.8 不同缠绕数的腔模光谱和远场信息^[121,129]。

Figure 3.8 Optical spectra and far fields of cavity modes of different winding numbers^[121,129].

我们通过实验方法对缠绕数特性进行表征分析，实验中我们选取的参数为：形状因子 $\alpha=4$ 、最大质量振幅 $m_0=50\text{ nm}$ 、涡旋直径 $2R=50\text{ }\mu\text{m}(100a)$ 、缠绕数 $w=1$ 、2、3。由于我们采用交叉偏振反射测量装置进行光谱信息和远场信息的采集，我们只能测量一个偏振态的远场信息，实验表征和数值计算的结果如图 3.8 所示。图左侧为不同缠绕数的狄拉克涡旋腔光谱，自上而下分别对应 $w=1$ 、2、3，实验结果证实了缠绕数 w 决定了光腔光谱的峰值个数，图中彩色圆环表示缠绕数改变时相对应的相位变化情况^[121,129]。图右侧为 x 方向偏振远场的实验结果和计算结果，可以看出结果的一致性很好。

在实验样品加工中，由于加工设备有一定的精度范围，从而导致实验样品与设计图形存在一定的偏差，光腔结构不能很好的保持手性对称性，会出现模式的不完全简并性，因此在实验光谱上可以看到多个峰，即为简并模式的表现^[121,129]。我们可以看到偏振分量远场图中有零场强线，类似将场信息切开了几刀，通过此信息我们可以得到拓扑荷数。对于图 3.8 中 $w=+3$ 的情况，此时具有三个拓扑模式，前面两个模式的拓扑荷数是 3；最后一个模式的拓扑荷数是 4^[121,129]。

3.4.2 最大调制振幅实验表征分析

参数 m_0 是子晶格调制的最大移动位移量，前面我们已经分析了 m_0 决定了狄拉克涡旋腔带隙打开的大小，也代表了双重狄拉克点之间耦合的强弱，表示狄拉克锥耦合进入光锥的耦合程度。我们进一步通过实验分析最大调制振幅 m_0 对狄拉克涡旋腔的影响，实验的参数选取为：形状因子 $\alpha=4$ 、缠绕数 $w=1$ 、涡旋半径 $R=0$ 、晶格常数 $a=490\text{ nm}$ 、三角形结构外接圆半径 $r=0.32a$ ，最大调制振幅 m_0 从 0 变化到 60 nm，实验中每个器件都具有相同的外围包络层，图 3.9 为实验测量的光谱信息和远场信息^[121,129]。

其中图 3.9(a)为不同 m_0 时腔光谱信息的特性分析，可以看出对于 $m_0=0$ ，即腔中的子晶格没有做调制，此时保持完整的蜂窝结构，所测量的光谱接近于一条平线，即没有模式。当我们增加 m_0 后，可以在光谱中明显看到腔的共振峰，峰值的中心波长逐渐偏向长波方向，但是始终保持着单一模式，在这一方面很好的证明了我们所设计的狄拉克涡旋腔具有独特单模优势^[121,129]。

我们进一步总结了不同 m_0 条件下的品质因子 Q 以及波长的变化情况，如图 3.9(b)所示，腔的品质因子 Q 变化比较大，可以看出随着最大调制振幅 m_0 的增

加, 品质因子 Q 逐渐减小, 从 10^3 变化到 10^2 , 而波长向长波方向偏移。最大调制振幅 m_0 增加, 对应着狄拉克点之间的耦合变弱, 增强了辐射进入光锥中的能量, 从而导致品质因子 Q 降低, 只要涡旋半径 R 保持 $0 \mu\text{m}$, 则我们所设计的狄拉克涡旋腔可以始终保持单模特性^[121,129]。我们进一步通过实验测量了偏振分量的远场信息, 如图 3.9(c)所示, 可以看到狄拉克涡旋腔的远场模式与 m_0 的变化趋势是相同的, 随着 m_0 的逐渐变大而变大, 远场模式可以一直保持在 10° 的范围内^[121,129]。

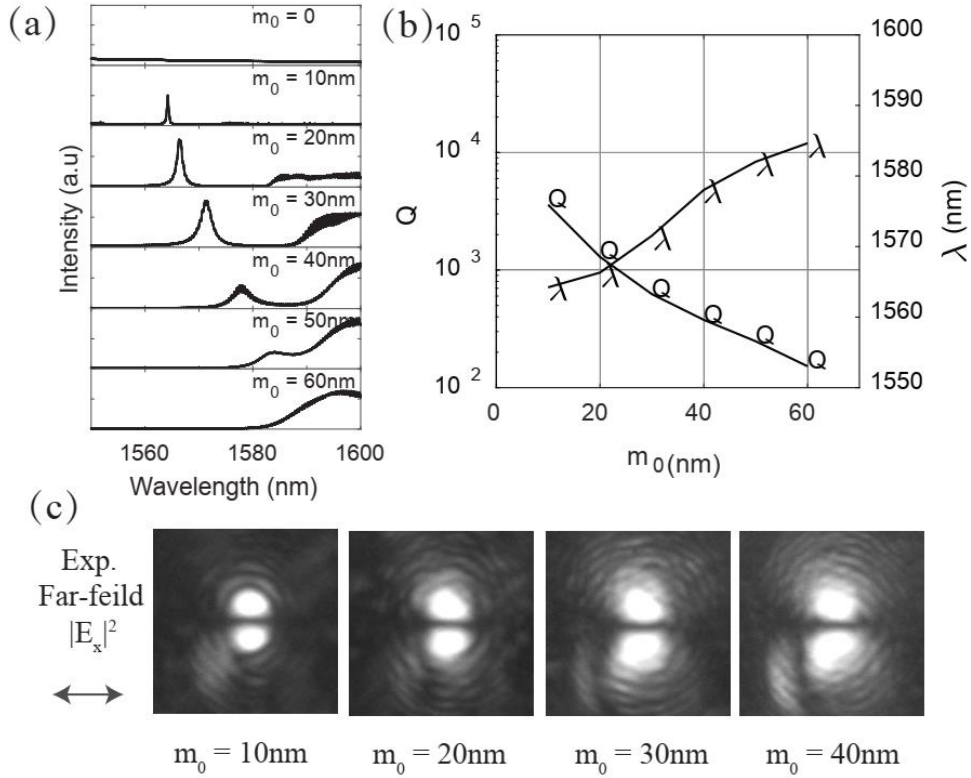


图 3.9 不同调制振幅的腔模光谱和远场信息。(a) 不同 m_0 的光谱信息, (b) 不同 m_0 的 Q 和共振波长, (c) 不同 m_0 的远场^[121,129]。

Figure 3.9 Optical spectra and far fields of cavity modes of maximum modulation amplitude. (a) The cavity spectrums as a function of m_0 , (b) The Q s and resonant wavelengths as a function of m_0 , (c) The far fields as a function of m_0 ^[121,129].

3.4.3 涡旋半径实验表征分析

图 3.5 中所标注的涡旋半径 R 代表了势阱的宽度, 取值范围为大于或者等于零, 狄拉克涡旋腔涡旋半径外围还有一层附加的包络层, 此包络层可以很好地束

缚模场能量，在设计中包络层尺寸统一选取为 50 个周期^[121,129,141]。

我们通过实验方法进行狄拉克涡旋腔涡旋半径特性分析，实验中所选取的参数为：晶格常数 $a=490\text{ nm}$ 、形状因子 $\alpha=4$ 、缠绕数 $w=1$ 、最大调制振幅 $m_0=50\text{ nm}$ 、 $r=0.32a$ ，通过调制狄拉克涡旋腔涡旋半径观察腔光谱信息的变化，实验测试结果如图 3.10 所示^[121,129]。首先分析了腔光谱随着狄拉克涡旋腔涡旋半径的变化情况，如图 3.10(a)所示可以看出涡旋半径为零时，狄拉克涡旋腔只有一个模式，也为拓扑模式，当涡旋半径增加时，狄拉克涡旋腔模式的数目也相应随之增加。对于 $R=0\text{ }\mu\text{m}$ 的情况此时不能很好的满足手性对称性，波长偏于长波方向，此时耦合比较弱、线宽也比较宽、品质因子 Q 也相对较低^[121,129]。

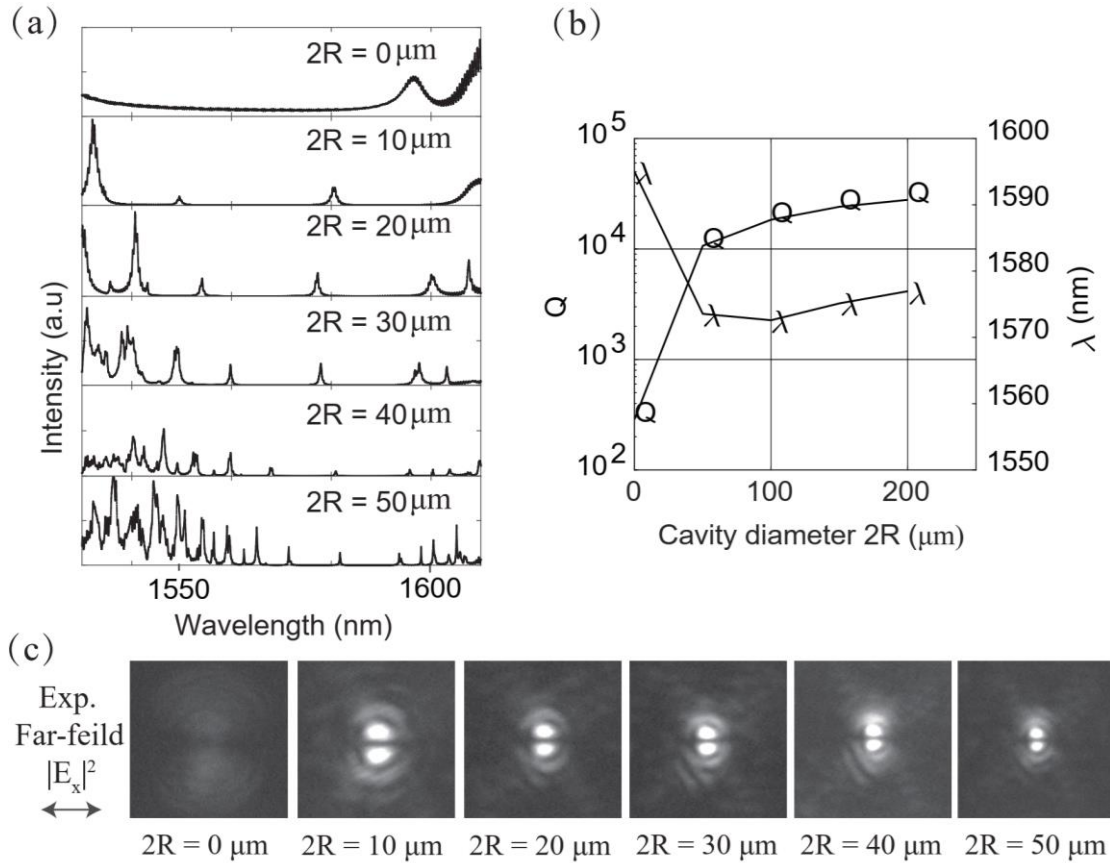


图 3.10 不同涡旋半径的腔模光谱和远场信息。(a) 不同涡旋半径 R 的光谱信息，(b) 不同涡旋半径 R 的品质因子 Q 和共振波长关系，(c) 不同涡旋半径 R 的远场信息^[121,129]。

Figure 3.10 Optical spectra and far fields of cavity modes of vortex radius. (a) The cavity spectrums as a function of R , (b)(c) The Q s and resonant wavelengths as a function of R , (d) The far fields as a function of R ^[121,129].

同时我们实验测量了狄拉克涡旋腔远场偏振分量随涡旋半径的变化情况,如图 3.10(c)所示,远场偏振分量的模场随着涡旋半径的增大而减小,涡旋半径 R 为 0 时,远场模式最大,可以一直保持在 10° 的范围内,这种模场的灵活可调谐性也为狄拉克涡旋腔的应用提供了更大的潜能,可以满足光探测、激光器等领域的应用需求^[121,129]。

我们还分析汇总了狄拉克涡旋腔涡旋半径对品质因子 Q 和波长的影响,如图 3.10(b)所示,狄拉克涡旋腔涡旋直径从 0 变化到 $200\ \mu\text{m}$,在涡旋半径逐渐增加的过程中,拓扑模式的波长向短波偏移并逐渐趋于固定值,即狄拉克点对应波长;品质因子 Q 从 10^2 一直增加的 10^4 量级,实验测量可达到 3×10^4 ,品质因子的灵活可调性和模式的可控性为狄拉克涡旋腔的应用提供了更多的可能性和优势,这也是我们设计的狄拉克涡旋腔的独特之所在^[121,129,141]。

3.4.4 全光谱和模场实验表征分析

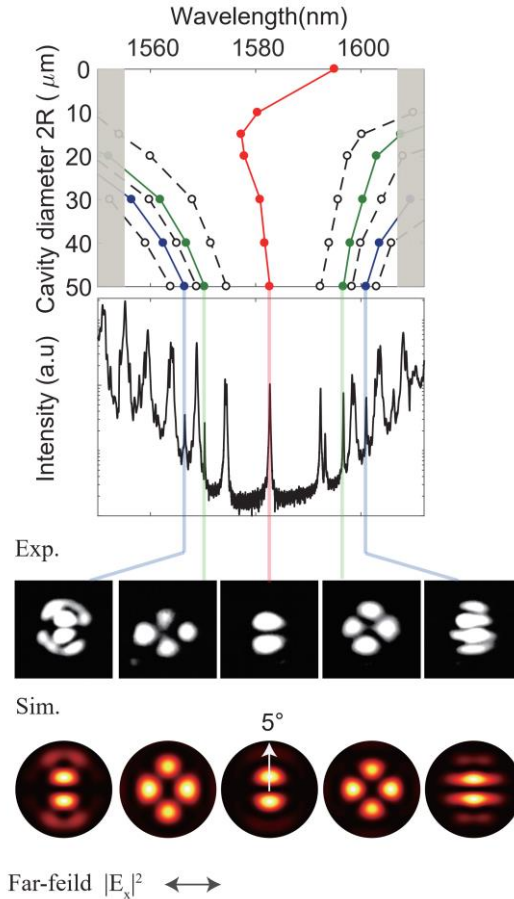


图 3.11 狄拉克涡旋腔的光谱和模场信息^[121,129,141]。

Figure 3.11 Dirac-vortex cavity spectrum and modes^[121,129,141].

图 3.11 中我们详细的分析了腔涡旋直径尺寸从 $0\ \mu\text{m}$ 到 $50\ \mu\text{m}$ 实验样品的全光谱信息, 可以更加清楚的看出狄拉克涡旋腔涡旋半径对模式数目和波长的影响, 其中红色线为拓扑模式、虚线为双重模、绿色和蓝色实线也为单模, 随着涡旋半径增加拓扑模式两侧的模式几乎是成对的出现, 我们也列出了涡旋直径为 $50\ \mu\text{m}$ 时的数值计算和实验远场偏振分量信息, 包括拓扑模式和两侧的单模, 实验结果与数值计算结果吻合的很好^[121,129,141]。

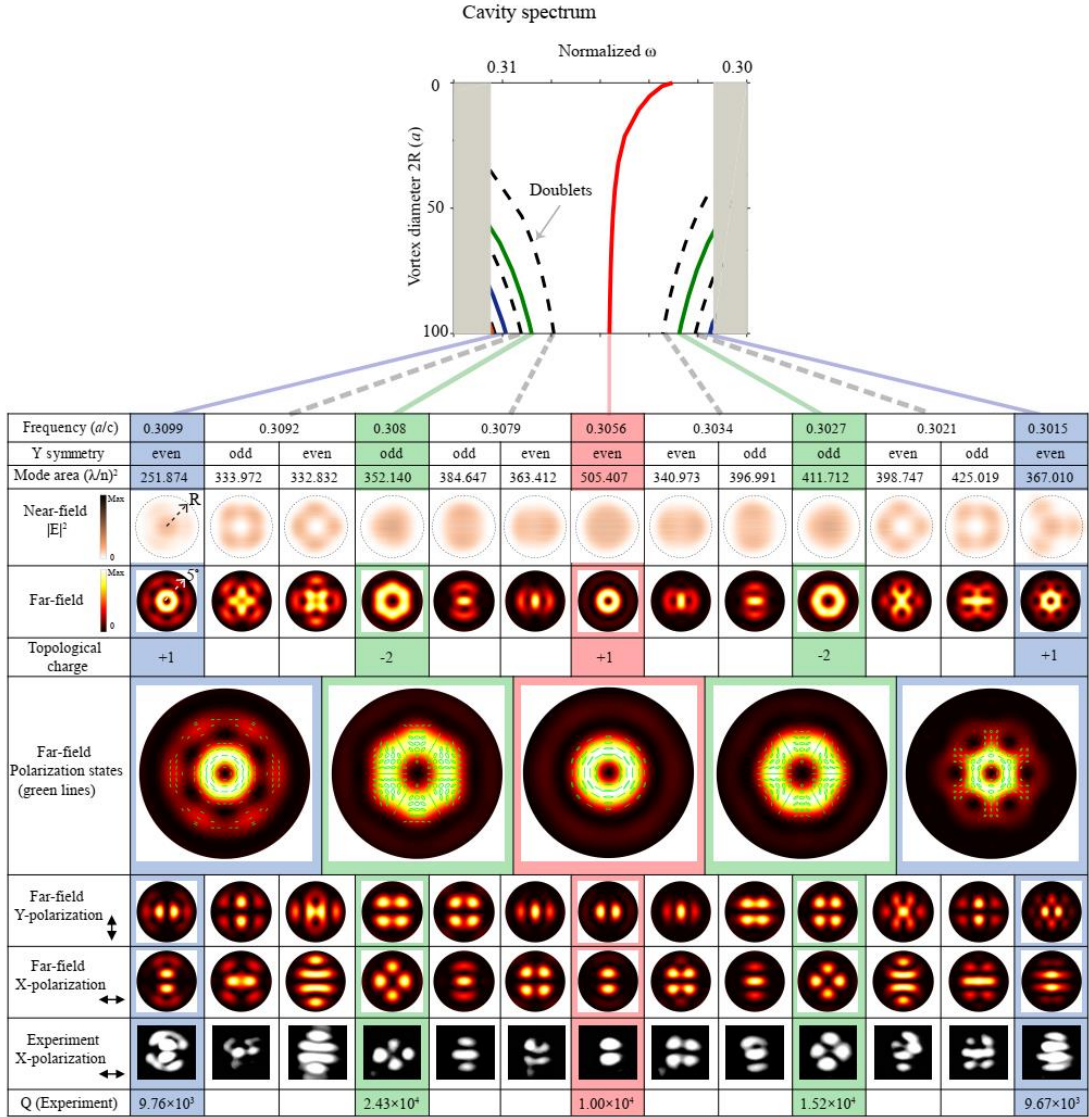


图 3.12 所有腔模的光谱和场信息^[121,129,141]。

Figure 3.12 Optical spectra and fields of all cavity modes^[121,129,141].

图 3.11 中红色实线拓扑模式的波长随着涡旋半径的增加, 先向短波方向偏移, 最后变化逐渐接近于平稳值, 即狄拉克点对应波长, 带隙中的模式数量也是

逐渐增加的^[121,129,141]。在样品的加工过程中存在一定的加工误差，从而导致实验的样品与设计的版图存在一定的偏差，偏差会导致结构不能很好的保持手性对称性，这个偏差对于大尺寸的腔不太明显，大尺寸的腔中心区域大部分都是未调整的狄拉克晶格，于是这些腔的光谱中拓扑模式的频率(波长)趋近于狄拉克频率，并且保持稳定，但是对于小尺寸的腔，其受加工误差的影响比较明显，于是拓扑模式的频率(波长)偏差比较大，实验中测量的结果与数值计算结果的趋势还是吻合的，后面我们会进行分析，也进一步通过实验证明了我们设计的可靠性^[121,129,141]。图 3.11 中我们通过分析远场偏振分量特性，可以清楚的得出模式的拓扑荷数，中间的拓扑模式拓扑荷数为 1，邻近模式的拓扑荷数为 2，再外面两个模式拓扑荷数为 1^[121,129]。

由于实验中样品加工存在偏差，从而我们在实验测量中可以观察到由简并模式劈裂开的模式信息，在数值计算中我们也可以通过对称和反对称的边界条件将简并模式区别开来，于是我们综合数值计算和实验的方法，给出了腔模式的全光谱和场信息，其中数值计算部分由合作者高晓梅完成，实验部分由本人完成。图 3.12 中我们给出了涡旋直径 $2R = 100a$ 时全模场信息的数值计算结果和实验结果，包括模场面积、近场信息、远场信息、拓扑荷数、偏振态、品质因子等。图中红色实线为拓扑模式、黑色虚线为双重模、绿色和蓝色实线为单模，拓扑模式对应模场面积最大，计算的光谱信息与图 3.11 实验结果吻合的很好；场图中绿色的椭圆标出了场的偏振态，拓扑模式的拓扑荷数为 1，远场是角向偏振的矢量光束，我们实验中测量的远场信息与数值计算的结果具有非常好的一致性^[121,129,141]。

图 3.11 和图 3.12 中的全光谱信息我们可以看出，对于小尺寸涡旋半径的狄拉克涡旋腔，其拓扑模式频率偏向一侧，并不是在带隙的中间，当涡旋半径逐渐增加时，拓扑模式频率逐渐趋近于狄拉克点的频率，这一点是由于狄拉克涡旋腔手性对称性破缺而引起的。我们所设计的狄拉克涡旋腔具有很大的灵活性，可以通过结构上参数的调整来控制拓扑模的频率，使拓扑模的频率保持一条直线。例如通过调节狄拉克涡旋腔中部分三角形孔的大小，可以使拓扑模的频率保持一致，三角形尺寸变化越大，则需要改变的三角形数目将会较少，这里仅提供了一种方法，还可以有其它方法；这种调制的灵活性为狄拉克涡旋腔的应用提供了很大的优势，可以保证波长的稳定性，尤其在激光器应用中显得十分重要^[121,129,141]。

3.4.5 自由光谱范围、远场发散角、模场特性分析

通过上述分析,对于狄拉克涡旋腔的参数我们已经有了了一定的了解和优化选择,为了更加深刻理解狄拉克涡旋腔的特征,我们进一步分析狄拉克涡旋腔的自由光谱范围、远场发散角、模场等参数特性。其中自由光谱范围(Free Spectral Range: FSR)定义为:拓扑模频率与最邻近模频率的差值,再比上拓扑模频率;模式直径 L 为模场强度从最大值下降到 $1/e$ 时的直径大小;特性描述中我们还采用了远场发散半角这个参数,以远场的中心为原点,选择 0 到 90° 内任意角度值的半径,对远场模场进行积分并求其平均值,其中的最大值即为远场发散半角[121,129,141]。首先通过数值计算进行分析,数值计算参数为:缠绕数 $w=1$ 、涡旋直径 $2R=100a$ 、最大质量振幅 $m_0=50\text{ nm}$ 、形状因子 $\alpha=4$,计算结果如图 3.13 所示。

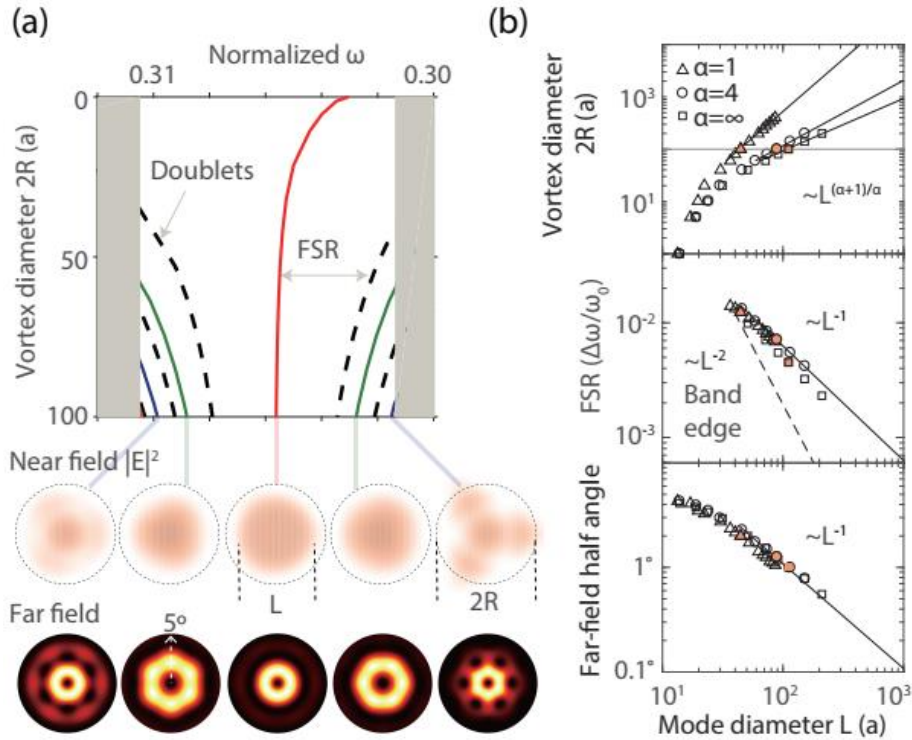


图 3.13 二维计算方法分析腔特性与涡旋尺寸的关系。(a) 腔的光谱信息和场信息, (b) 腔涡旋直径与模场直径的关系、自由光谱范围与模场直径的关系、远场发散角与模场直径的关系[121,129,141]。

Figure 3.13 Cavity properties as a function of the vortex size studied using 2D calculations. (a)

The cavity spectrum and mode profiles. (b) At the large mode limit, the mode diameter scales as

$$R \frac{\alpha}{\alpha+1}, \text{ the FSR scales as } L^{-1}, \text{ the far-field angle scales as } L^{-1} [121,129,141].$$

图 3.13(a)为狄拉克涡旋腔的光谱信息、及近场和远场信息，中间红色线为拓扑模式、虚线为简并模式、其它颜色的实线是为非简并模式；通过分析近场和远场可以看出拓扑模的模式分布相对其它模式分布更均匀、近场模场面积最大，其远场发散半角也最小，随着涡旋半径增加拓扑模式两侧的模式几乎是成对出现的，计算的光谱信息与图 3.11 实验结果吻合的很好^[121,129,141]。

图 3.13(b)给出狄拉克涡旋腔的直径、自由光谱范围以及远场发散半角与模式直径的关系，上侧图给出了涡旋直径 $2R$ 与模场直径 L 的关系，其中彩色实心的数据点分别对应参数 $\alpha=1$ 、 4 、 $+\infty$ ，在大模场直径时存在以下关系： $L \propto R^{\frac{\alpha}{\alpha+1}}$ ，为成正比关系；零模的波函数 $\Psi_0(r)$ 满足以下关系式： $|\Psi_0(r)| \propto e^{-\int_0^r |m(r')| dr'} \propto e^{-\int_0^r (r'/R)^{\alpha} dr'} \propto e^{-\frac{r^{\alpha+1}}{R^{\alpha+1}}}$ ，即受质量函数径向积分的影响，这与表达式 3.4 中的质量定义相符合；当形状因子 α 为有限值时，随着涡旋半径 R 的增大，拓扑模式尺寸的增长趋势是次线性的；当形状因子 α 为无穷大时，拓扑模式尺寸的增长趋势是理想的线性比例^[121,129,141]。

大的自由光谱范围（FSR）对于单模运行是至关重要的，如图 3.13(b)的中间图，我们通过数值计算验证了自由光谱范围（FSR）的规律： $\text{FSR} \propto \frac{1}{\sqrt{V}} \propto \frac{1}{L}$ ，自由光谱范围（FSR）反比于模式体积(V)的平方根、即反比与模式尺寸，其中彩色实心的数据点分别对应参数 $\alpha=1$ 、 4 、 $+\infty$ ，我们也在实验上进行了验证，实验结果将在后面进行分析介绍；对于不同的形状因子 α ，自由光谱范围（FSR）的变化规律几乎是一样的，说明我们所设计的狄拉克涡旋腔具有鲁棒性和大的自由光谱范围^[121,129,141]。

Chua 等人曾经报道过，线性狄拉克带边($\propto L^{-1}$)的自由光谱范围远超于二次方带边($\propto L^{-2}$)的自由光谱范围，在大的模式下这种优势是非常显著的，在通常系统参数中所报道的 Γ 处的次级狄拉克点不是鲁棒的，这就意味着不会用于制备器件、也不会在次级点稳定地运行；与此相反，我们的狄拉克涡旋腔对于大的自由光谱范围（FSR）具有相同的 L^{-1} 优势，并且这种缩放比例对于系统参数的扰动是拓扑鲁棒的，这一点对于单模运行是非常重要的^[121,129,141,148]。

从图 3.13(b)下侧图的数值计算结果可以看出，远场半角反比于模场直径，其中彩色实心的数据点分别对应参数 $\alpha=1$ 、 4 、 $+\infty$ ，图 3.13(a)中的计算结果远场

半角在 5° 以内，当狄拉克涡旋腔的涡旋直径大于 $200a$ 时，光束远场发散半角会控制在小于 1° 的范围内^[121,129,141]。因为偏振-简并的自由空间模属于 C_{3v} 双重表示，由于其表示不同，使得单模腔模场不能在严格垂直方向耦合出来；如果 C_{3v} 腔对称性被破坏，环形光束将转变为单瓣光束^[121,129,141]。

我们进一步将设计的狄拉克涡旋腔与其他类型的光腔在自由光谱范围上进行了比较，这也是激光器应用方面的更好说明。狄拉克涡旋腔的参数为：晶格常数 $a=490$ nm、形状因子 $\alpha=4$ 、缠绕数 $w=1$ 、最大调制振幅 $m_0=50$ nm。另外我们选择了壁宽为 500 nm、半径为 $40\text{ }\mu\text{m}$ 的环腔，材料选用顶层硅厚度为 220 nm 的 SOI，我们总结了模式体积和自由光谱范围的关系。

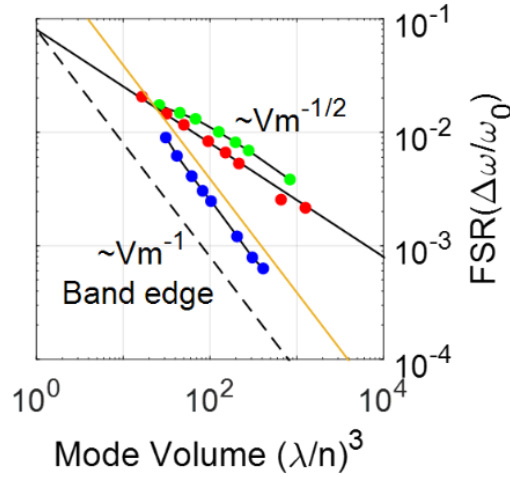


图 3.14 模式体积与自由光谱范围的实验和理论值^[121,129]。

Figure 3.14 Experiment and theory of model volume and free spectral range^[121,129].

环腔的模式体积我们通过数值计算方法得到，首先利用有效模式面积公式求得模式面积，结合估算的高度得出模式体积；图 3.14 中红点数据是我们实验得到的狄拉克涡旋腔模式体积和自由光谱范围的关系，我们通过实验测量得到自由光谱范围与涡旋直径的关系，再通过图 3.13 中的涡旋直径与模式体积的数据关系推算而得到，其中黑色实线为拟合线；图 3.14 中蓝点是环腔的数据关系，通过分析可以得出，我们所设计的狄拉克涡旋腔的自由光谱范围随着模式体积的变化趋势为 $-1/2$ 次幂正比关系，环腔的自由光谱范围随着模式体积的变化趋势为 -1 次幂正比关系，这再一次证明了狄拉克涡旋腔的优势^[121,129,141]。我们也通过数值计算方法从另一方面进行了验证，图 3.14 中绿点数据为通过有限元方法计算的

结果, 可以看到实验和计算所得到的关系趋势基本上是一致的, 存在的偏差是由模式高度的估算所带来的^[121,129,141]。

3.5 本章小结

从理论上分析设计了狄拉克涡旋拓扑腔, 通过电子束光刻工艺技术进行样品加工制备, 采用交叉偏振反射测量装置进行了光谱信息和场信息的测量, 也通过扫描电子显微镜对制备结果进行了表征。狄拉克涡旋拓扑腔的新颖之处是它可以单独控制模数(w), 模面积(R), 辐射耦合(m_0)和远场变化(α)。第一个参数 w 是涡旋缠绕数, w 的数值决定了中间带隙模的数量, 模场面积也随着 w 的增加而增大; w 的符号代表腔模场信息的手性, 它决定了场主要分布于哪类子晶格中。第二个参数 m_0 是最大调制振幅, m_0 也代表了狄拉克锥耦合进入光锥的耦合强度, 腔品质因子 Q 随 m_0 的减小而增大。第三个参数 R 是涡旋半径, R 可以与模场的尺寸大小有很大的不同, 模场尺寸随着涡旋半径的增加而增加。第四个参数 α 是形状因子, 它是控制狄拉克腔势阱函数的正指数, 对于非零 R 的情况, 模场尺寸随 α 的增大而增大。狄拉克涡旋腔中心的选择决定了能量在腔中的分布情况, 所设计的狄拉克涡旋腔可以应用于面发射光子晶体激光器中。

第 4 章 拓扑腔面发射激光器

4.1 引言

自量子霍尔效应发现以来，拓扑物理学一直是基础研究的焦点。拓扑物理学指出，物理量具有在系统参数连续变化的情况下保持不变的特性（鲁棒性）。虽然这种鲁棒性在理论上可以显著提高实际器件的稳定性和工作规格，但拓扑物理的实际应用前景仍十分不明朗^[86,150]。然而需要注意的是，日常生活中使用的二极管激光器中的关键元件—光栅，在数学上与一维拓扑模型是等价的，用于互联网通信的分布反馈激光器（DFB）和用于手机人脸识别的垂直腔面发射激光器（VCSEL），在其谐振腔设计中均采用了中间带隙拓扑模式^[54,121,151]。

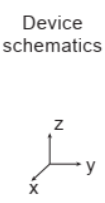
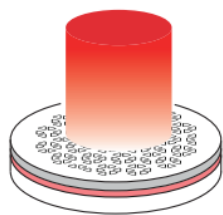
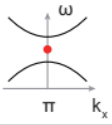
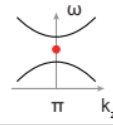
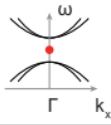
	Edge emitter	Surface emitter	
	DFB (phase shift)	VCSEL (Bragg mirror)	TCSEL (Dirac vortex)
Device schematics			
Area	$\sim 300\mu\text{m} \times 1.5\mu\text{m}$	$\sim 5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$	$> 500\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$
Power	$\sim \text{mW}$	$\sim \text{mW}$	$\sim \text{W}$
Divergence	$\sim 20^\circ \times 40^\circ$	$\sim 20^\circ \times 20^\circ$	$< 1^\circ \times 1^\circ$
Lasing mode	Single mode	Doubly degenerate	Single mode
Topological mid-gap mode			
FSR	$\propto \frac{1}{V}$		$\propto \frac{1}{\sqrt{V}}$
	Commercial products		This work

图 4.1 拓扑带间模式的单模激光器^[154]。

Figure 4.1 Single-mode lasers of topological mid-gap modes^[154].

目前市场上最主要的面发射激光器是垂直腔面发射激光器（VCSEL），当腔长超过 $10\mu\text{m}$ 时将会产生多模激射，输出功率很难超过 10mW ， 15° 发散角已经

被认为是很低的光束发散,此外长波长和多波长阵列仍然是垂直腔面发射激光器面临的挑战,这些波长灵活性方面的困难与垂直腔体是由外延生长这一事实相关,外延材料确定后则共振波长也确定了,芯片上激光器的波长是不变的^[152,153]。

我们首先提出了一种更先进的二维拓扑谐振腔,即狄拉克涡旋拓扑腔,在第三章中已经进行了详细的分析^[121]。在本研究基础上,首次在室温和光泵浦条件下,在 1550 nm 波长处获得了性能优异的狄拉克涡旋拓扑腔面发射激光器,在 500 μm 直径尺寸下,拓扑腔面发射激光器具有 10 W 峰值功率、1°量级的光束发散角、60 dB 边模抑制比和二维多波长阵列的能力,图 4.1 为拓扑带间模式的单模激光器对比结果^[154]。

与先进的光子晶体面发射激光器(PCSEL)相比,拓扑腔面发射激光器(TCSEL)具有更稳定的模式选择机制,可以更稳定地工作。目前报道的最高指标器件是双晶格光子晶体面发射激光器,器件为了避免大面积时多模式运行,严格要求制造每个单元内的空气孔形状、尺寸和相对位置,原则上周期晶格激光器的带边 Bloch 模式与拓扑缺陷模式相比鲁棒性较差^[68,69]。拓扑激光器的概念目前正在几个不同系统中积极探索,主要集中于边界效应,对比最近报道的拓扑激光器,拓扑腔面发射激光器是比目前商业激光器有明显性能优势的激光器^[88,92]。

4.2 拓扑腔面发射激光器设计、制备、及测试系统

4.2.1 激光器设计

通过对比分布反馈激光器(DFB)和垂直腔面发射激光器(VCSEL)等单模器件的能带结构,我们发现 DFB 和 VCSEL 的一维中间带隙模式是拓扑的,因此要获得稳定的高功率单模激光器,可行方案是设计一种支持二维中间带隙的结构,这种拓扑观点致使我们设计了狄拉克涡旋拓扑腔。我们采用第三章中所设计的狄拉克涡旋腔,在磷化铟(InP)衬底上设计并制备了拓扑腔面发射激光器(TCSEL),不同于现在所有的基于角态或者边缘态的拓扑激光器设计,TCSEL 采用完全 2π 涡旋相位进行平面内光子调制,实现了大面积稳定的单模激光。拓扑腔面发射激光器可以看作是一维相移 DFB 激光器的二维升级,具有二阶光栅用于垂直发射。

为了在有限的计算资源下有效地建模拓扑腔面发射激光器,我们课题组开发了一种基于耦合波理论(CWT)的准解析模型,我们通过引入空间非均匀耦合

系数, 将该方法扩展到了拓扑腔面发射激光器模型中, 对我们的器件进行了计算和优化, 此部分工作由课题组合作者李广睿完成, 图 4.2 是理论计算结果^[154]。其中图 4.2(a)为拓扑腔面发射激光器垂直方向模场剖面图, 在磷化铟 (InP, 折射率 $n=3.1$) 衬底上外延生长含有多层量子阱 (MQW) 的波导层 (厚度 225 nm, 折射率 $n=3.4$), 再生长一层非晶硅 (a-Si, 厚度 320 nm, 折射率 $n=3.4$) 作为光子晶体层。我们的狄拉克涡旋腔制备在非晶硅层中, 考虑到模式的耦合强度, 光子晶体层厚度的选择应与垂直方向模场具有足够的模式重叠。非晶硅层的引入可以避免有源层的刻蚀, 保持有源层的最佳材料质量。我们的设计可以采用成熟的光刻和再生长技术, 不需要薄膜结构或精密切割, 并且通过拓扑的鲁棒性可以避免加工误差所带来的影响, 从而保证拓扑腔面发射激光器的稳定性。

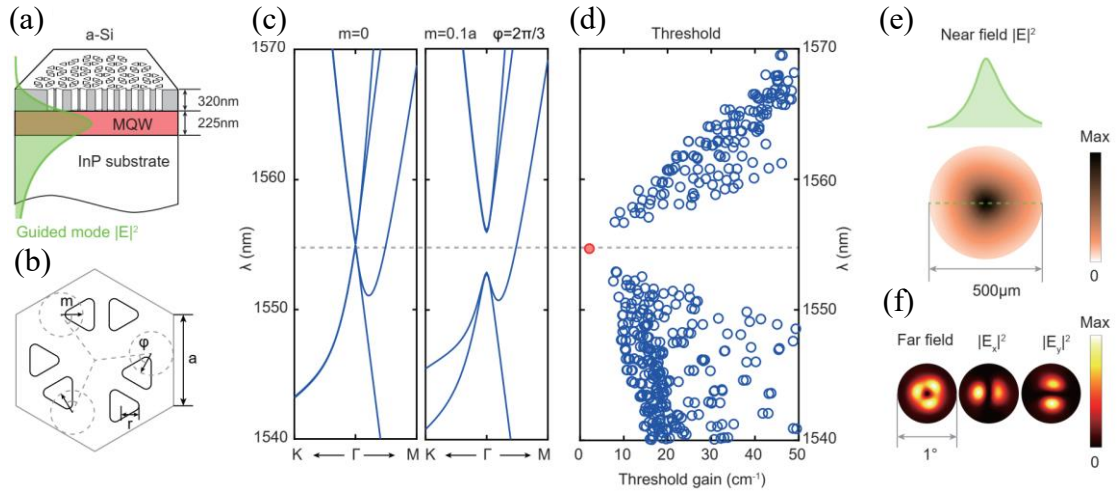


图 4.2 基于耦合波理论的拓扑腔面发射激光器。(a) 拓扑腔面发射激光器垂直方向模场剖面图, (b) 广义 Kekule 调制超胞结构, (c) 超胞结构的能带图, (d) 拓扑腔面发射激光器特征模阈值, (e) 拓扑模式的近场, (f) 不同极化方向的远场^[154]。

Figure 4.2 Topological cavity surface emitting laser modeled by coupled wave theory^[154]. (a) TCSEL structure with vertical mode profile. (b) Generalized Kekule modulation of the honeycomb supercell. (c) Band structure of the unperturbed supercell. (d) Eigenmode thresholds of TCSEL. (e) Near field of the topological mode. (f) Far-fields of different polarization directions^[154].

图 4.2(b)是具有蜂窝状空气孔结构的狄拉克涡旋腔结构示意图, 其中 m 是调制振幅、 ϕ 是相位, 拓扑腔面发射激光器采用完全 2π 涡旋相位进行平面内光子

限制，每个超胞采用广义 Kekule 调制，对于每个超胞中的三个三角形均有一个调制振幅 m 和相位 φ 的偏移，超胞具有从 0 到 2π 连续相位变化，围绕腔中心按照不同角度呈辐射状排列。图 4.2(c)给出了 $m=0$ 即未作调制时和 $m=0.1a$, $\varphi = 2\pi/3$ 时能带结构图，对于非零的 m 带隙始终是打开的，未作调制时能带结构为四乘四的双狄拉克锥色散关系，为了形成 2π 的涡旋带隙，在腔中心排列从 0 到 2π 连续相位变化的超胞，在这种结构中，狄拉克频率被完整的 2π 涡旋带隙保护和隔离，这使得器件能够大面积、稳定的单模工作。调制振幅 m 是本文研究拓扑腔面发射激光器的关键参数，随着调制振幅 m 增加，狄拉克带隙尺寸会先增加后减小，带间模式的模场在水平方向上也受到很大限制；此外，由于二阶光栅耦合强度的增加，较大的 m 也增强了平面外发射。

图 4.2(d)为尺寸 $500\text{ }\mu\text{m}$ 的腔体结构的本征模的阈值，其中具有最低阈值的红圈为对应 TCSEL 中激光产生的中间带隙模式，蓝色圆圈为来自四个能带的高阶模式。从图 4.2(c)中我们可以看到，拓扑带间模式对应于未作调制时 ($m=0$) 的狄拉克点，与传统的光子晶体面发射激光器不同，传统的光子晶体面发射激光器激光模式发生在带边，TCSEL 的激光模式孤立于周围的上下模式，缺陷模式与连续模式的良好分离，使自由光谱范围和阈值增益差最大，从而保证了单模激光的稳定性，即便在较大的光腔中也可以保持较大的自由光谱范围（自由光谱范围取决于涡旋带隙的大小）。图 4.2(e)和图 4.2(f)为计算仿真的激光器模场图，其中图 4.2(e)为腔拓扑模式的近场，可以看到近场为均匀的圆斑；图 4.2(f)为远场模式及偏振态的远场，远场为具有三个主瓣的环形光束，由于其狄拉克涡旋腔的几何结构，其近场和远场都表现出与狄拉克涡旋腔相同的 C_{3v} 对称性。

4.2.2 制备工艺流程

我们所制备的光泵浦拓扑腔面发射激光器与硅基狄拉克涡旋腔的制备流程非常相似，主要使用电子束光刻工艺和等离子体耦合干法刻蚀的方法，详细的工艺流程可以参照图 2.1。我们选用磷化铟 (InP) 基多层量子阱材料作为有源层，图 4.3 为磷化铟 (InP) 基量子阱晶圆材料外延结构示意图。首先在磷化铟 (InP) 衬底上生长一层 500 nm 的 InP 缓冲层，然后是一层 InGaAsP，接着是 4 层 10 nm 的阱层和 15 nm 的垒层，对应波长分别为 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ 和 $1.25\text{ }\mu\text{m}$ ，最后是一层 InGaAsP，晶圆材料光致发光峰值为 1543 nm 。

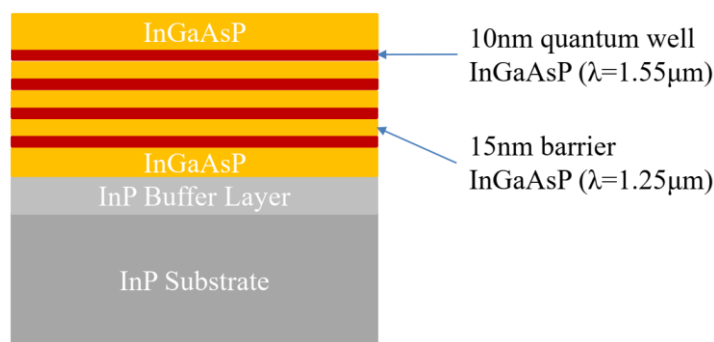


图 4.3 量子阱样品外延结构示意图。

Figure 4.3 Illustration of the epitaxy structure of quantum well sample.

下面简要介绍一下拓扑腔面发射激光器的制备过程：主要包括非晶硅生长、电子束光刻、等离子体耦合刻蚀：

- (a) 非晶硅生长：选用微加工实验室的感应耦合等离子体增强化学气相沉积系统（ICPECVD）生长 320 nm 非晶硅，生长条件是温度 130°C，压强 1 Pa，ICP 功率 40 W，RF 功率 5 W，气体为 SiH₄ 15 sccm、H₂ 65 sccm、Ar 250 sccm。
- (b) 电子束光刻胶的旋涂：在旋涂光刻胶之前，先对样品进行有机清洗，主要包括丙酮清洗、酒精清洗、去离子水清洗、氮气吹干和高温烘干。我们选用的电子束光刻胶是 AR-P 6200，旋涂速率为 2000 rpm，旋涂时间 60 s，前烘温度 150°C，前烘时间 60 s。
- (c) 电子束光刻：选用微加工实验室的电子束光刻机 JBX-6300FS 进行图形制备，加速电压 100 kV，电流 500 pA，经过显影和定影后，基本完成了第一步图形的转移，此时要进行显微镜的检查，因为下一步工艺是干法刻蚀，为了保证刻蚀选择比和图形质量要先进行样品后烘，后烘温度 130°C，后烘时间 3 分钟。
- (d) 硅刻蚀：实验中我们应用微加工实验室的等离子体耦合刻蚀系统（ICP）进行硅薄膜干法刻蚀，刻蚀实验条件为：腔室温度 20°C，刻蚀气体 HBr:50 sccm，ICP 功率 800 W，RF 功率 100 W，压强 10 mTorr。
- (e) 光刻胶去除：一般的电子束光刻胶比如 PMMA 很容易应用丙酮溶液去除，对于电子束光刻胶 AR-P 6200 比较难去除，由于进行了干法刻蚀，即便使用专门的去胶溶剂也比较难去除，实验中我们采用反应离子刻蚀系统（RIE），使用氧等离子体去除残余的光刻胶。实验条件为：腔室温度 20°C，反应气体 O₂: 50 sccm，

功率 100 W，压强 100 mTorr。

我们采用自己实验室的 J.A. Woollam RC2 型穆勒偏偏仪对生长后的非晶硅薄膜进行了光学参数的表征，图 4.4 为非晶硅薄膜的折射率特性，波长测量范围为 210 nm 到 2500 nm，可以看出非晶硅薄膜在 1000 nm 以上对于泵浦波长和激光波长都是透明的^[154]。

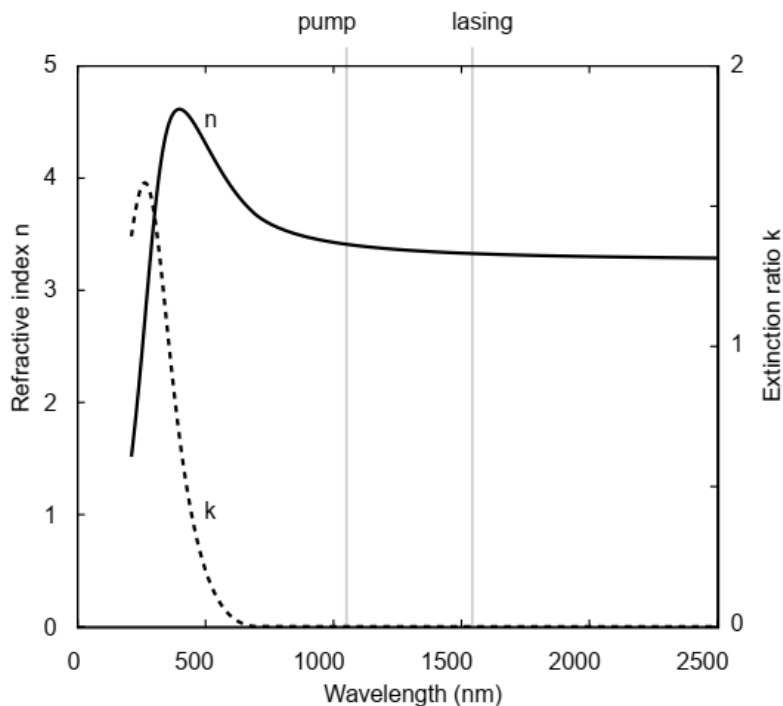


图 4.4 椭偏仪测量的非晶硅折射率^[154]。

Figure 4.4 Refractive index $n+ik$ of a-Si measured by ellipsometry^[154].

4.2.3 光泵浦测试系统

为了在室温下测量拓扑腔面发射激光器的高功率特性，减少热效应的影响，我们测量装置选用脉冲条件的光泵浦形式，我们在实验室搭建了激光器光泵浦测试系统，主要由三部分组成：1064 nm 泵浦光系统（蓝色线）、1550 nm 激光光测量系统（红色线）和设备控制系统（黑色线），如图 4.5 所示。系统主要包含泵浦光源、长波通二向色镜、长工作距离物镜、陷波滤波片、快速探测器、功率计、红外相机、光谱分析仪、示波器、电脑及反射镜等^[154]。

泵浦光我们选用 SPI 公司的 1064 nm 光纤激光器（SP-100P-A-EP-Z-B-Y），激光器可以连续输出也可以脉冲输出，并且自带红光校准光源方便光路的调整，泵浦条件为脉冲宽度 4 ns，重复频率为 250 KHz，即占空比 1:1000，适用于使用

“直接飞行时间测量”(dToF)方法的激光雷达。1064 nm 泵浦光通过一个长波通二向色镜,再通过一个长工作距离的物镜,到达器件表面。我们选用的 Mitutoyo 5X 物镜,数值孔径为 0.14,它既可以聚焦泵浦光,也可以收集激射光,还可以进行器件表面成像。激光信号通过长波通二向色镜,再通过一个陷波滤波片,过滤掉泵浦光信号,到达我们的测试系统,空间光功率计用来测量激光的出射功率(Thorlabs: S146C)、近红外相机用于表征激光束远场信息(Hamamatsu: C2741 Infrared Vidcon Camera),光谱分析仪用于分析激光光谱信息(Ando: AQ6317 Optical Spectrum Analyzer)。泵浦光和激发光的脉冲波形我们通过一个 InGaAs 快速探测器(Thorlabs: PDA015C/M)进行测量,测试设备通过 GPIB、RS232、USB 等数据线与电脑连接,可以实现自动化测量。

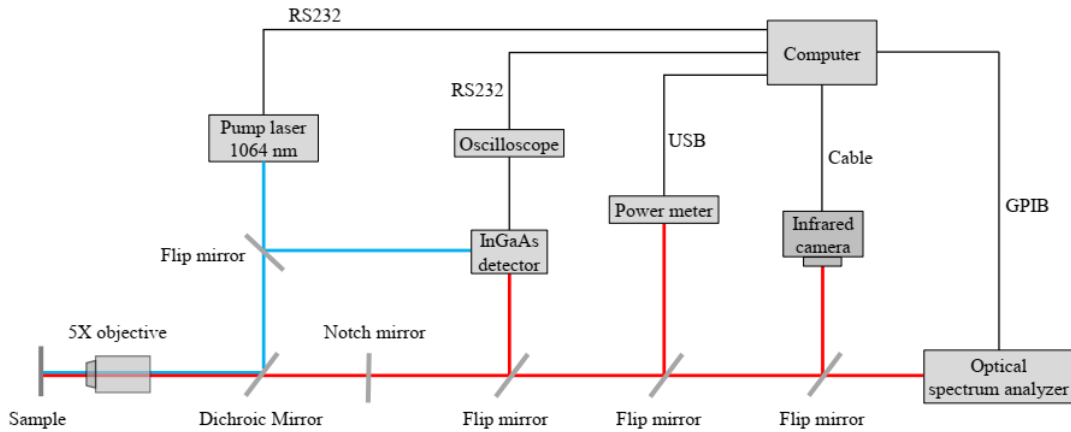


图 4.5 光泵浦测试系统, 蓝色线为 1064 nm 泵浦光路、红色线为 1550 nm 激射光光路、黑色线表示电路电缆^[154]。

Figure 4.5 Optical pump measurement setup. Blue lines represent the pump beam path of 1064 nm; red lines represent the lasing beam path of 1550 nm; black lines represent electrical cables^[154].

4.3 拓扑腔面发射激光器特性分析

4.3.1 调制振幅特性分析

实验中我们改变器件的尺寸以及调制振幅等参数,以便优化器件的性能。我们需要探索最大的器件尺寸,因为对于单模激光器,器件尺寸越大,输出功率越大,光束的发散角越小。我们激光器尺寸变化范围从 200 μm 到 500 μm , 尺寸特性我们在后面详细叙述, 由于我们使用的电子束光刻机最大写场为 500 μm , 我

们所制备的激光器最大尺寸为 $500\ \mu\text{m}$ ，通过优化调制振幅 m 来得到最大的输出功率。首先我们将激光器尺寸固定为 $500\ \mu\text{m}$ ，分析调制振幅 m 对激光器的影响，图 4.6 是调制振幅 m 从 $0.1a$ 到 $0.22a$ 的激光器显微镜图和扫描电子显微镜图，晶格常数 a 为 $325\ \text{nm}$ ，从图中可以清晰的看到激光器的涡旋结构，也可以看出独特的 C_{3v} 对称图案，很好的展现了超胞结构的角调制^[154]。随着调制振幅 m 的增大，三角形之间的间距逐渐变小，由于电子束光刻系统存在一定的分辨率，干法刻蚀图形转移也会引入精度误差，制备的图形甚至会连在一起，不过对于我们的拓扑光腔并没有产生很大影响，下面测量的光谱特性很好的证明了这一点。

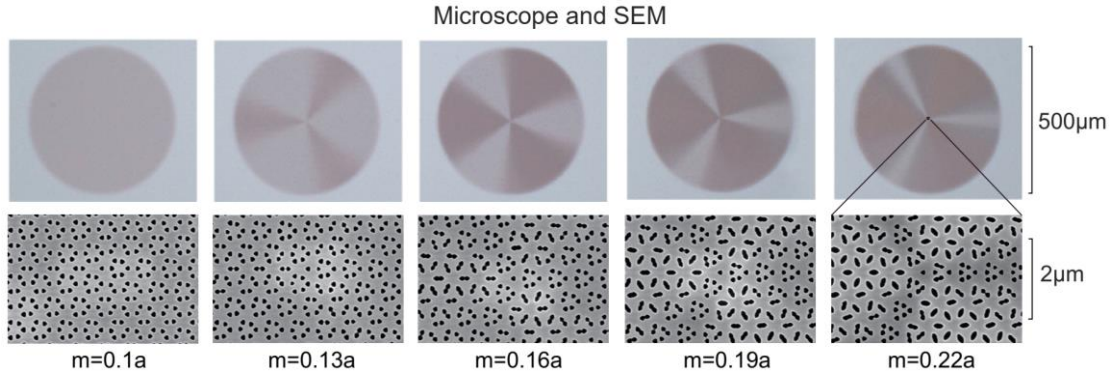


图 4.6 拓扑腔面发射激光器显微镜图和扫描电子显微镜图^[154]。

Figure 4.6 Microscope and SEM images of TCSELs^[154].

图 4.7 为拓扑腔面发射激光器光谱特性，激光器在室温下运行，中心波长为 $1550\ \text{nm}$ ，这是全球通信光纤损耗最小的波长，也是自动驾驶汽车激光雷达的眼睛安全波长。其中图 4.7(a) 是不同调制振幅 m 的光输入和输出曲线，可以看到激光器输出功率几乎是线性增长的，输出的峰值功率可以达到 $10\ \text{W}$ ，并且随着调制振幅 m 的增加，激光器光输入输出曲线斜率是逐渐增加的，进一步增加 m ，则相邻空气孔将连在一起，最终斜率效率将下降。功率曲线可以看到明显的饱和现象，这种功率饱和的常见原因是载流子逃逸有源区和非辐射复合速率随温度的增加。激光输出功率由垂直损耗和面内损耗的比值决定，当调制振幅 m 增大时腔模减小，垂直损耗增大，面内损耗减小，这也是图 4.7(a) 中输出功率随调制振幅 m 增加而增加的主要原因。

我们计算出大约 20% 的入射 $1064\ \text{nm}$ 泵浦功率被量子阱层所吸收，因此拓扑腔面发射激光器的斜率效率约为 25%。并且强调一点，本文中激光器的功率值只

是顶部发射的功率，并不包含底部发射的功率，我们在实验中测量了激光器底部发射功率大约是顶部发射功率的一半，底部发射可以用金属反射镜或者分布布拉格反射镜进行反射处理。从图 4.6 的 SEM 图片可以看出，随着调制振幅 m 的增加，结构中会有部分孔洞连接到一起，并且连接到一起的部分越来越多，但是激光器输出功率特性并没有受到很大影响，这也进一步证明了我们设计的拓扑腔面发射激光器具有很强的鲁棒性，可以解决器件加工所带了的误差影响等问题，增强器件的稳定性。

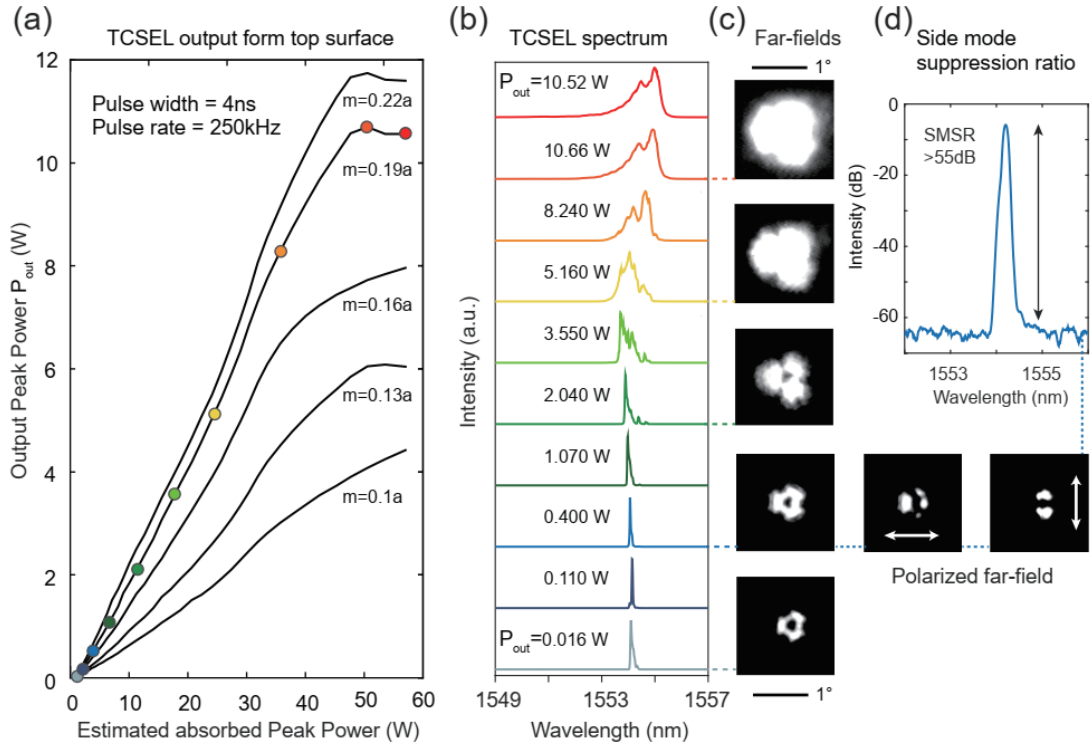


图 4.7 拓扑腔面发射激光器性能。(a) 不同 m 的激光器光输入输出谱线，(b) $m=0.19a$ 时激光器不同输出功率下的光谱曲线，(c) 激光器不同输出功率下的远场，(d) 单模光谱和边模抑制比^[154]。

Figure 4.7 TCSEL Performance. (a) L-L curves of TCSELs with different m . (b) Lasing spectra of TCSEL with $m=0.19a$ at different output powers. (c) The evolution of the Far-field at different output power conditions. (d) Single-mode spectrum and SMSR^[154].

我们通过光谱分析仪表征了激光器的光谱特性，图 4.7(b)是我们测量的激光器 ($m=0.19a$) 不同输出功率下的光谱曲线，每条光谱与图 4.7(a)曲线中的实点相对应，光谱分析仪的分辨率为 0.01 nm，可以看出我们的激光器在输出功率 1 W

时可以保持很好的单模运行,当输出功率大于 1 W 时,由于非线性效应的影响,光谱的线宽将会变宽,这也是在半导体激光器中常见的现象,在泵浦超过阈值约 100 倍,由于热效应影响激光器的输出在 10 W 以上将饱和,在高的泵浦条件下,折射率随温度升高而增加,激光器光谱产生红移^[155, 156]。

图 4.7(c)是我们采用红外相机拍摄的激光器不同出射功率下远场模场,我们的激光束发散角为 1° 范围,相比之下 VCSEL 具有典型的 20° 发散角,另一种 PCSEL 也是具有 1° 范围的光束发散角,在没有准直透镜的情况下这种良好的光束质量可以减少系统的尺寸、复杂性和应用成本(比如在 3D 传感系统的使用中)。激光远场模场为环形矢量光束具有径向极化,我们的实验结果与图 4.2(f)的计算仿真结果吻合的非常好。图 4.7(d)是激光器单模运行时光谱图,我们的光谱分析仪分辨率为 0.01 nm,这也证明了我们的激光器具有很好的单模性,激光器的边模抑制比(SMSR)可以到达 55 dB,可以应用于光通信网络,光谱半高全宽为 0.03 nm,如果将光谱分辨率扩大到 1 nm,由于信号强度增加,则边模抑制比达到 60 dB,这些参数均优于目前报道的拓扑激光器^[88,92]。

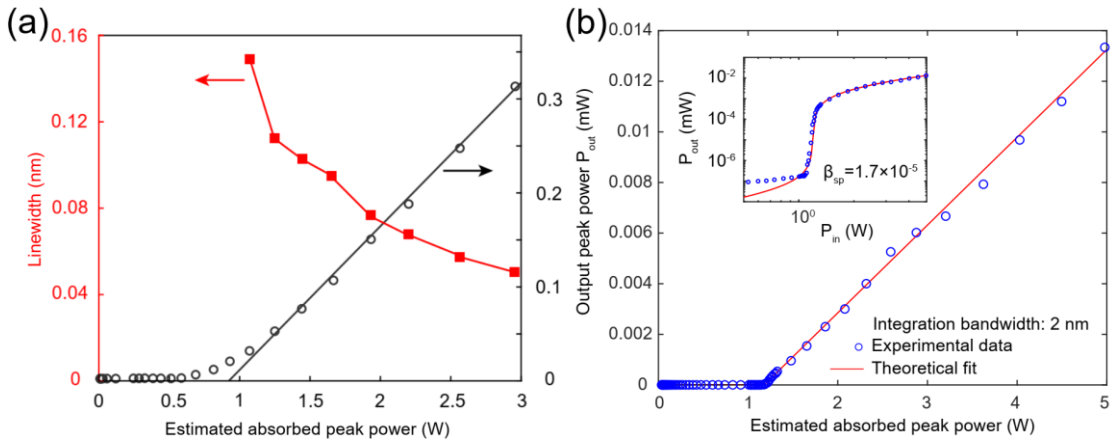


图 4.8 拓扑腔面发射激光器阈值和线宽。(a) 拓扑腔面发射激光器阈值和线宽, (b) OSA 测量的拓扑腔面发射激光器阈值^[154]。

Figure 4.8 TCSEL threshold and linewidth. (a) TCSEL threshold and linewidth. (b) TCSEL threshold measured by OSA^[154].

我们还对拓扑腔面发射激光器的阈值和线宽进行了分析,如图 4.8 所示,其中图 4.8(a)是对图 4.7(a)中 $m=0.19a$ 光输入-输出曲线阈值附近进行了局部放大,可以很清楚的看到我们激光器的阈值和激射特性。我们同时还分析了此激光器阈

值附近光谱线宽线性特性，激光器在刚刚激射时线宽比较宽，然后逐渐减小，受非线性效应等因素的影响，线宽随着出射功率的增加又逐渐展宽，这也很好的证明了我们激光器激射情况。

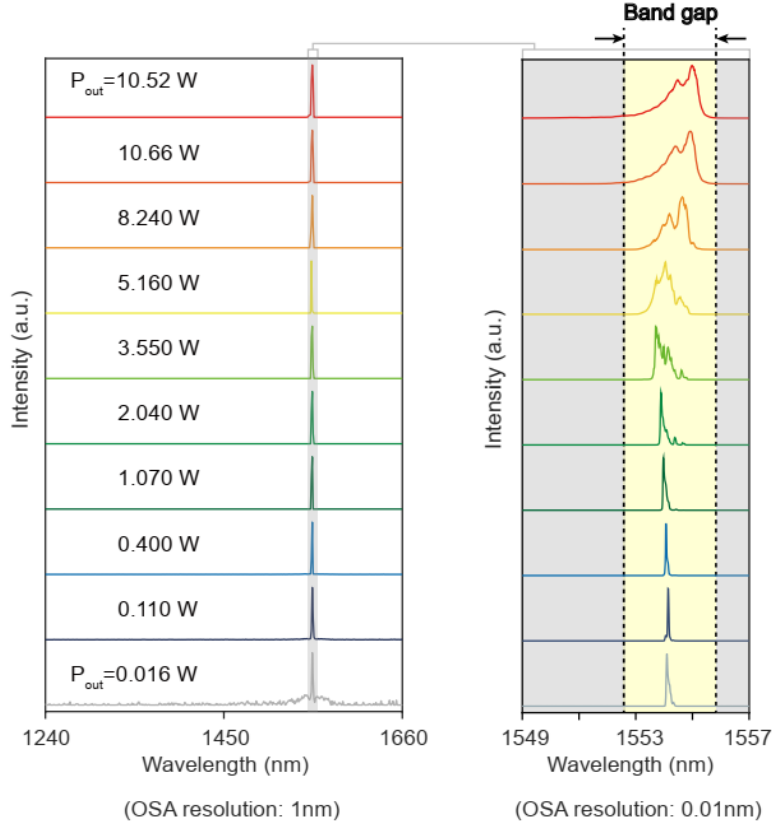


图 4.9 拓扑腔面发射激光器宽光谱特性^[154]。

Figure 4.9 TCSEL lasing spectra of wider wavelength^[154].

图 4.8(b)为通过光谱分析仪（OSA）测量的激光器阈值特性，其中蓝色圆点为实验测量结果，红色实线为拟合结果，测试条件为泵浦光源脉冲宽度 4 ns、脉冲重复频率 250 KHz、OSA 的积分带宽窗口 2 nm，通过 OSA 测量激光器的输出功率。其中上侧插图是对数形式，器件的初始阶段主要以自发辐射为主，此时泵浦功率远低于激光器阈值，因此我们将 OSA 的积分带宽设置为 2 nm，保证检测到足够的输出功率，同时只采集拓扑模式附近的自发辐射，在这种情况下，光输出曲线的对数形式具有恒定的斜率。随着泵浦功率的增加，受激辐射与自发辐射相持平，发生激光跃迁，这种现象表现为随着受激辐射的开始，输出强度明显增加，为对数图中的转折点。当泵浦功率进一步增加到阈值以上时，受激辐射大于

自发辐射，光输出曲线呈现线性变化，图 4.8(b)中测量结果的两种形式清楚的展示了我们制备的拓扑腔面发射激光器的阈值特性和激射特性。

为了验证我们激光器的单模特性，我们也对激光器光谱进行了宽波长范围的扫描，光谱分析仪分辨率为 1 nm，扫描范围为 1240 nm~1660 nm，测量结果如图 4.9 所示，左图为宽波长范围测量结果、右图为对应的窄范围细扫描结果。可以看到我们的激光器单模性很好，在 420 nm 扫描范围内没有第二个模式，这也进一步证明了我们的设计思想和计算结果，在高输出功率时光谱线宽再展宽现象不是高阶模式的出现，而是由于高泵浦功率下激光器的非线性效应。

4.3.2 阵列特性分析

与边发射激光器相比，表面发射激光器具有整片测试和易于集成二维片上阵列的优势，然而垂直腔面发射激光器阵列缺乏波长可调性，因为垂直腔（谐振尺寸）是在材料生长过程中形成的，并且在整个晶片上是均匀的，于是垂直腔面发射激光器阵列的波长通常是相同的，对于片上波分复用的应用是困难的。相比之下，拓扑腔面发射激光器的波长可以在加工过程中通过调节光腔的参数来独立的实现，更适用于现在通讯波分复用技术。

实验中我们通过改变拓扑腔面发射激光器的晶格常数 a 从 315 nm 到 340 nm，相应的激光波长从 1512 nm 到 1616 nm 线性变化，跨越了 100 nm 的线性尺度，证明了这种集成的多波长能力。图 4.10 为多波长激光阵列实验结果，其中图 4.10(a)为激光阵列不同晶格常数的光谱图，从图中可以看出六个激光器都可以很稳定的实现单模工作，他们的边模抑制比(SMSR)均大于 50 dB，对于 $a=325$ nm，即激发波长 1550 nm 的激光器，最大的边模抑制比（SMSR）达到 60 dB，也是阈值最低的器件，其激光激射波长最接近磷化铟（InP）量子阱材料的光致发光（PL）峰值。

图 4.10(b)为对应 6 个激光器的波长和阈值特性，随着晶格常数 a 的增加，激光器激射波长线性增长，激光器的阈值与光谱特性吻合的很好，1550 nm 附近为光致发光（PL）峰值，此时激光器的边模抑制比为最大的，阈值也是最小的。分析图 4.10(a)的光致发光曲线和图 4.10(b)的阈值特性，可以预测拓扑腔面发射激光器阵列可以在更短的波长工作，能够跨越比这里展示的 100 nm 范围更宽的光谱。这种多波长拓扑腔面发射激光器阵列可以潜在地提高“波分复用”（WDM）

技术的功率和带宽，应用于大容量信号传输，也可以应用于光学相干层析分析（OTC）和多光谱激光雷达等传感应用领域。

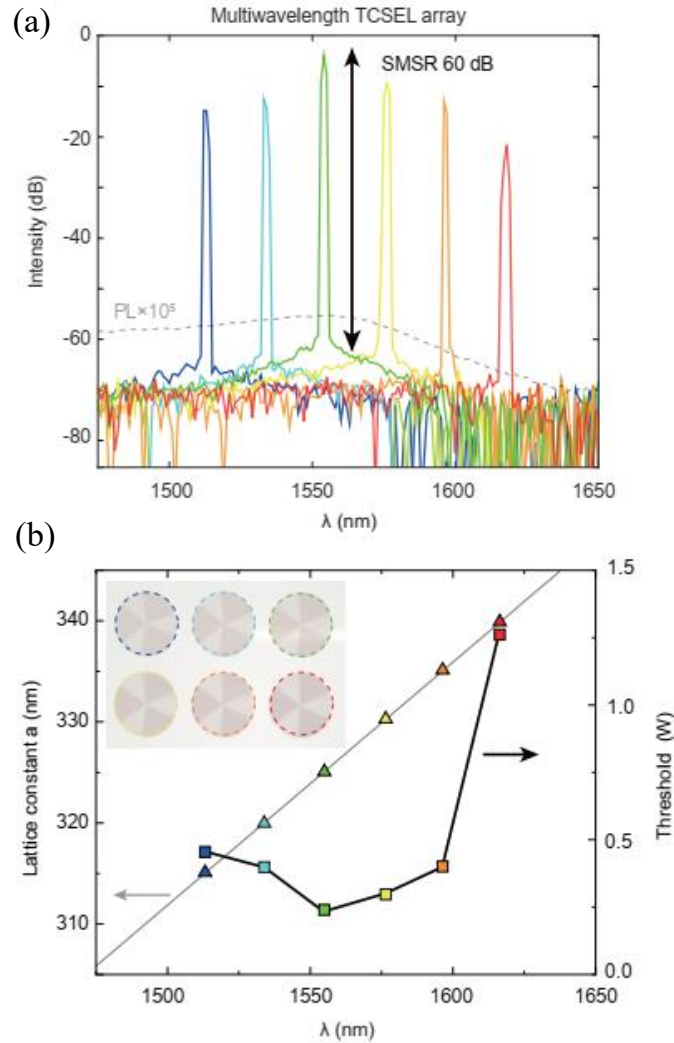


图 4.10 多波长拓扑腔面发射激光器阵列特性。(a) 不同晶格常数激光器的光谱特性，(b) 不同晶格常数激光器的波长和阈值^[154]。

Figure 4.10 Multi-wavelength TCSEL array. (a) Lasing spectrum of TCSEL with different lattice constants. (b) Lasing thresholds and lasing wavelengths with different lattice constants^[154].

我们同时也对拓扑腔面发射激光器阵列的光输入输出和远场特性进行了表征分析，图 4.11 为实验测量结果，可以看到拓扑腔面发射激光器输出功率几乎都是线性增长的，其中对于晶格常数 $a=325$ nm，激光器的出光斜率最大，这也正与图 4.10 的测量结果相吻合，激光器激射波长处于光致发光峰值附近，激光器的阈值也较低。图 4.11 右侧为对应激光器阵列的远场，均为具有三个主瓣的

亮环结构，这与我们的计算结果、以及图 4.7 的实验结果吻合的非常好。

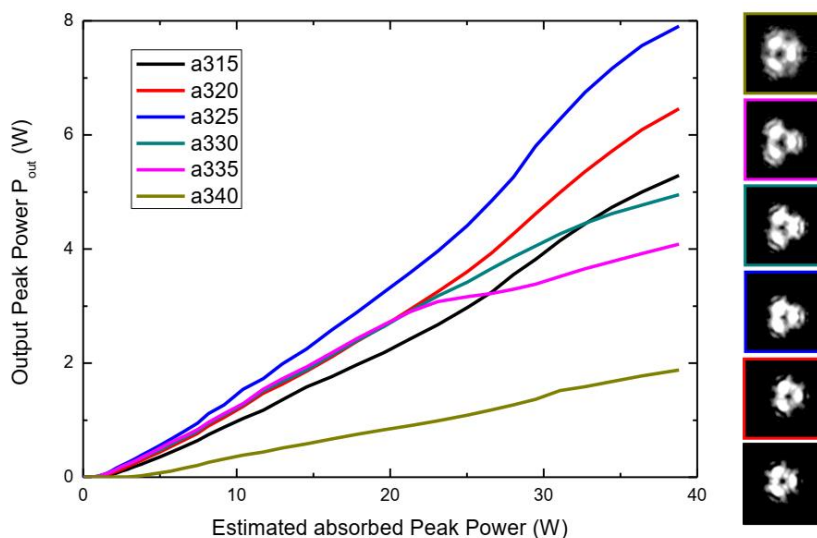


图 4.11 不同晶格常数拓扑腔面发射激光器阵列的光输入输出曲线和远场^[154]。

Figure 4.11 L-L curves and Far-fields of TCSEL array with different lattice constants^[154].

4.3.3 尺寸特性分析

在 4.3.1 节中有提到我们制备的激光器尺寸变化范围从 $200\ \mu\text{m}$ 到 $500\ \mu\text{m}$ ，接下来我们将分析不同尺寸的激光器特性。图 4.12 为拓扑腔面发射激光器不同尺寸的实验结果，其中图 4.12(a) 是不同尺寸激光器的显微镜图片，从图中可以看到拓扑腔面发射激光器结构的涡旋特性和 C_{3v} 对称。图 4.12(b) 是对应不同尺寸激光器的光输入输出曲线，首先可以看到对于不同尺寸的拓扑腔面发射激光器输出功率几乎都是线性增长的，随着器件尺寸的增加激光器输出峰值功率也越来越高，峰值功率最大可以达到 $10\ \text{W}$ 。图 4.12(c) 为不同尺寸拓扑腔面发射激光器对应的光谱信息，可以看到激光器都具有很好的单模性，对应最小尺寸 $200\ \mu\text{m}$ 激光器，边模抑制比 (SMSR) 可以达到 $40\ \text{dB}$ 。拓扑腔面发射激光器边模抑制比 (SMSR) 也随着器件尺寸增加逐渐增大， $500\ \mu\text{m}$ 尺寸的激光器边模抑制比 (SMSR) 可以达到 $60\ \text{dB}$ 。

图 4.12(d) 为对应激光器的远场信息，随着激光器尺寸的增加远场逐渐变小，光束的发散角也越来越小，实验结果与我们的理论预测结果完全一致，这也为我们提供了一种提高激光器输出功率、降低光束发散角的最直接方法。较小尺寸的器件在较低的输入功率下也出现了输出功率的饱和现象，因为更多的局部加热导

致较高的器件温度，温度升高载流子从有源区逃逸到包层中，载流子无法对粒子反转和增益做出贡献，非辐射效率随温度的增加而增加，俄歇复合随温度升高呈指数增加。

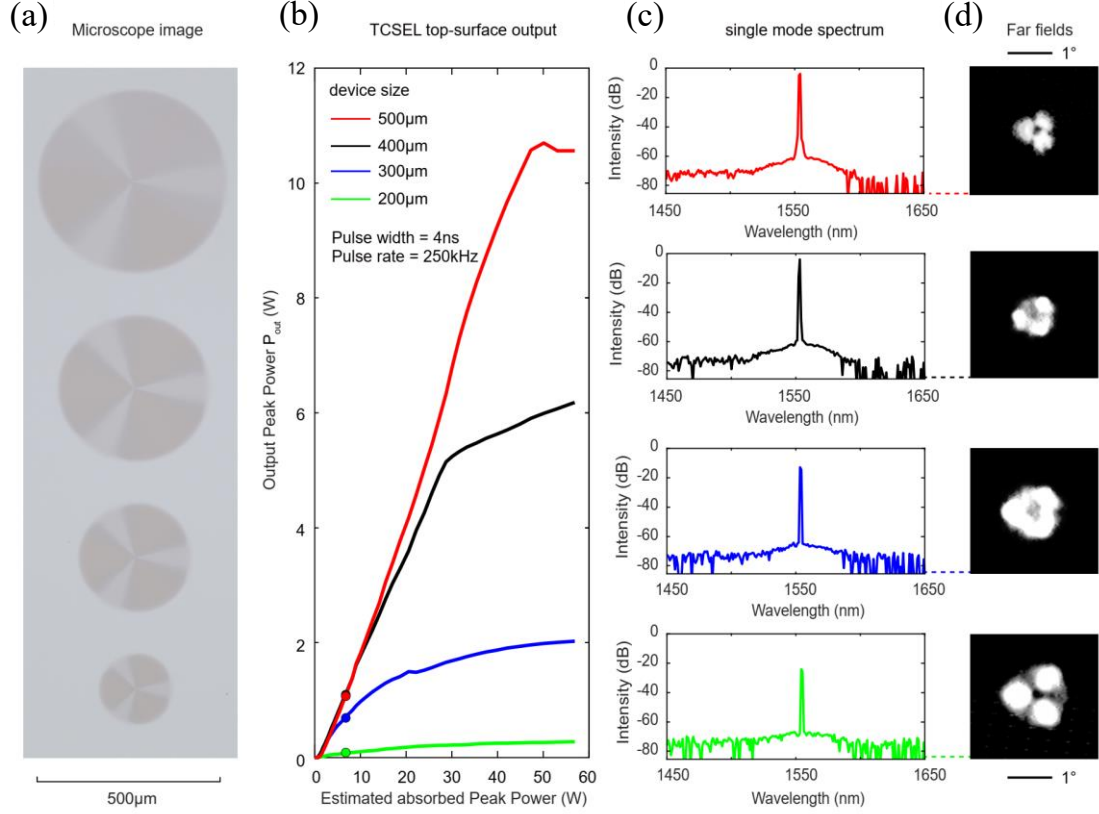


图 4.12 拓扑腔面发射激光器不同尺寸器件特性。(a) 不同尺寸激光器显微镜图像，(b) 不同尺寸激光器阵列的光输入输出曲线，(c) 不同尺寸激光器阵列的光谱，(d)，不同尺寸激光器阵列的远场^[154]。

Figure 4.12 TCSELs of different device sizes. (a) Microscope image of the TCSEL array. (b) L-L curve of TCSEL array with $m=0.19a$ and $a=325\text{nm}$. (c) Lasing spectrum of TCSEL array. (d) Far-field patterns^[154].

从上述实验结果可以看到，我们制备的不同尺寸拓扑腔面发射激光器都可以很好地工作，对于 200 μm 尺寸的激光器边模抑制比 (SMSR) 都可以达到 40 dB。为了证明我们激光器的工作能力，我们进一步分析了 400 μm 尺寸的拓扑腔面发射激光器特性，图 4.13 为实验测量结果，可以看到 400 μm 尺寸激光器与图 4.7 中 500 μm 尺寸激光器特性很相似，只是出射功率较低一些。随着调制振幅 m 的

增加，激光器的出光斜率逐渐增加，输出功率也接近线性的增长趋势，对应的远场也是规则的具有三个主瓣的亮环结构，这也进一步证明我们激光器的稳定性和可调谐性。

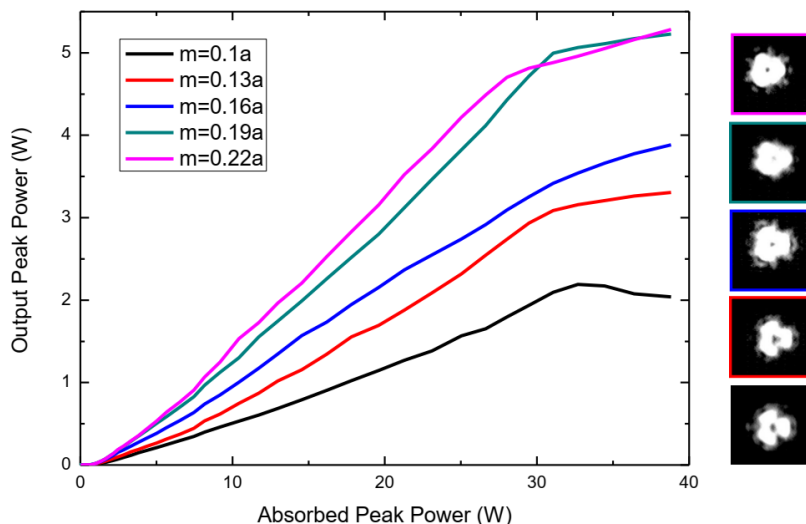


图 4.13 不同调制振幅拓扑腔面发射激光器的光输入输出曲线和远场。

Figure 4.13 L-L curves and Far-fields of TCSELs with different m .

4.3.4 连续输出特性分析

为了测量器件的最大输出功率，减小热效应的影响，我们一直采用脉冲的光泵浦方式，我们的拓扑腔面发射激光器不仅可以工作在脉冲条件下，还可以实现连续光输出，由于连续光泵浦所带来的热效应对器件的性能影响很大，需要采用制冷方式进行测试。我们的拓扑腔面发射激光器芯片目前还没有进行器件热学方面的优化处理，我们仅仅把激光器芯片放置在 TEC 制冷台上。我们通过调节 TEC 制冷台的温度，表征了不同温度下激光器的连续输出特性，我们分别选择了 20°C、15°C、10°C、5°C 四个温度，图 4.14 为实验测量结果。随着 TEC 制冷台温度的降低，激光器泵浦光热效应也降低，从而提高了激光器的输出功率，可以达到接近 3mW 的连续输出功率。由于拓扑腔面发射激光器芯片没有进行衬底减薄处理，所以温控效果较差，受连续光泵浦的热效应影响，连续输出功率相对较低。

图 4.14 中的上侧插图 of TEC 制冷台 5°C 时拓扑腔面发射激光器的光谱曲线，光谱分析仪的分辨率为 0.01 nm，激光器光谱的边模抑制比（SMSR）可以达到 50 dB，可以看出拓扑腔面发射激光器在连续输出时也可以保持很好的单模特性。

下侧插图为对应的远场信息，也是具有三个主瓣的亮环结构，这与我们的计算结果、以及前面分析的脉冲条件下的实验结果吻合的非常好。

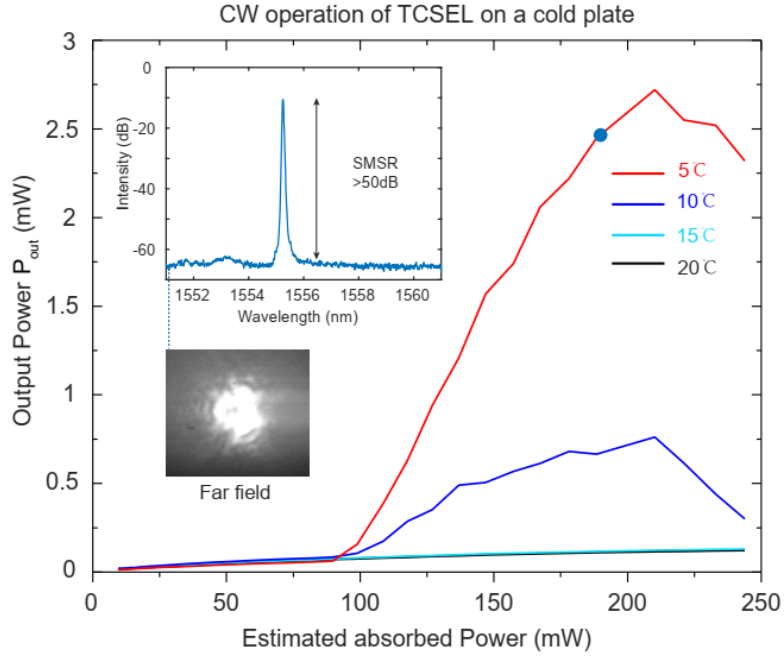


图 4.14 不同温度下拓扑腔面发射激光器的光输入输出曲线。

Figure 4.14 L-L curves of TCSEL with different temperatures.

4.4 本章小结

本章中，我们分析了用于互联网通信的分布反馈激光器（DFB）和用于手机人脸识别的垂直腔面发射激光器（VCSEL），在其谐振腔设计中均采用了中间带隙拓扑模式。基于第三章设计制备的狄拉克涡旋腔，通过电子束光刻工艺和干法刻蚀技术进行拓扑腔面发射激光器加工制备，采用扫描电子显微镜和光学显微镜对制备结果进行了结构表征，应用光泵浦测试系统进行了光谱信息和场信息的测量表征。激光器在室温光泵浦条件下实现了 1550nm 波长输出，峰值功率可以达到 10 W，发散角为 1°量级。对于不同调制振幅 m ，激光器输出功率几乎是线性增长的；通过改变拓扑光腔的晶格常数，激光器输出波长能够跨越 100 nm 的光谱范围，可以实现了多波长激光器阵列。

第 5 章 总结与展望

5.1 论文主要工作总结

在本论文中我主要完成了两个工作，狄拉克涡旋拓扑腔和拓扑腔面发射激光器。

第一个工作，我们利用具有狄拉克涡旋质量的蜂窝光子晶体设计了狄拉克涡旋拓扑腔。本文分别通过数值计算和实验对狄拉克涡旋腔的形状因子、缠绕数、最大调制振幅、涡旋半径、中心选择等特性进行了分析。设计的狄拉克涡旋拓扑腔，具有单一的带间模、任意的模式简并、可调谐的模场面积、大的自由光谱范围、低发散的矢量光束、兼容高折射率衬底等特性。同时本文还评估了狄拉克涡旋拓扑腔的自由光谱范围、远场发散角、模场等参数信息，可以兼容二氧化硅、蓝宝石、以及氮化镓、砷化铝等 III-V 半导体材料。狄拉克涡旋拓扑腔可以应用于面发射光子晶体激光器中，有助于提高激光器的功率和稳定性，实现单一带间模激光输出。

第二个工作，基于我们所设计的狄拉克涡旋拓扑腔，制备了拓扑腔面发射激光器。本文通过实验对激光器尺寸、调制振幅、晶格常数、阵列及连续输出等特性进行了分析，评估了激光器输出特性、远场发散角、半高全宽、阈值、边模抑制比等特性。在室温下 1550 nm 波长，拓扑腔面发射激光器具有优异的激光输出；在光泵浦条件下，激光器输出峰值功率为 10 W，输出光束发散角 1°量级。通过调制拓扑光腔的晶格常数，激光器具有集成多波长的能力，能够跨越比较宽的光谱，实现了多波长拓扑腔面发射激光器阵列。

为了很好的完成上述工作，我们还对光子晶体和激光器的制备工艺进行了开发，尤其是磷化铟基纳米结构光子晶体的制备。同时搭建了交叉偏振反射测量装置和光泵浦测试系统，完成了光子晶体和激光器的性能表征。

5.2 研究工作展望

多波长阵列可以潜在地提高“波分复用”（WDM）技术的功率和带宽，应用于大容量信号传输，也可以应用于光学相干层析分析(OCT)和多光谱激光雷达等

传感应用领域。目前实验结果显示拓扑腔面发射激光器可以在 100 nm 的光谱范围很好地工作，通过调制狄拉克涡旋光腔的参数，可以将激光器的激射波长拓展到 1310 nm 波段范围、850 nm 波段范围，及可见光波段或者其它红外波段。

从以上拓扑腔面发射激光器的性能分析可以得到，加大器件尺寸可以提高激光器输出功率、减小输出发散角，大尺寸下的高功率器件会有很多的应用前景和竞争力。调整狄拉克涡旋拓扑腔的函数可以改变光腔远场的特性，相应的也可以调整激光器的输出光斑特性，通过优化我们可以得到远场为圆环、圆点及其它特殊需求的形状的激光器。

目前拓扑腔面发射激光器特性分析主要集中于光泵浦脉冲情况下，我们已经证明了激光器连续输出可行性，还没有进行器件热学方面的优化处理，后续我们可以通过晶圆减薄、导热胶、散热片设计和器件封装等方法来提高激光器的连续输出特性。电泵浦激光器是更接近于产品应用的器件，这也是我们下一步最直接的研究方向，实现激光器的电泵浦，我们需要进行晶圆材料的二次外延、材料刻蚀工艺优化、器件电极设计、测试平台搭建、器件散热封装等工艺流程开发和优化。

汽车激光雷达可以为汽车操作提供优质的安全性和自动化，我们设计的拓扑腔面发射激光器工作波长为人眼睛安全的 1550nm，并且激光器的高功率和窄光束发散等特性满足激光雷达光源的要求。现在展示的激光器主要是脉冲工作形式，很适合 ToF 制式激光雷达，采用拓扑腔面发射激光器作光源有望减小激光雷达组成部件体积，实现远距离探测。

参考文献

- [1] Rayleigh L. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure[J]. Philosophical Magazine: 1887, 24: 145-159.
- [2] Bykov V P. Spontaneous emission in a periodic structure[J]. Journal of Experimental and Theoretical. Physics: 1972, 35: 269-273.
- [3] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Physical Review Letters: 1987, 58: 2059-2062.
- [4] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Physical Review Letters: 1987, 58: 2486-2489.
- [5] Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N, et al. Photonic crystals: molding the flow of light[M]. Princeton university press, 2011.
- [6] Foresi J S, Villeneuve P R, Ferrera J, et al. Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides[J]. Nature: 1997, 390: 143-145.
- [7] Krauss T F, Rue R M D L, Brand S. Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths[J]. Nature: 1996, 383: 699-702.
- [8] Noda S, Chutinan A, Imsda M. Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure[J]. Nature: 2000, 407: 608-610.
- [9] Akahane Y, Asano T, Song B S, et al. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal[J]. Nature: 2003, 425: 944-947.
- [10] Lan S, Nishikawa S, Ishikawa H, et al. Design of impurity band-based photonic crystal waveguides and delay lines for ultrashort optical pulses[J]. Journal of Applied Physics: 2001, 90: 4321.
- [11] Painter O, Lee R K, Scherer A, et al. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser[J]. Science: 1999, 284: 1819-1821.
- [12] Lin S Y, Fleming J G, Hetherington D L, et al. A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths[J]. Nature: 1998, 394: 251-253.
- [13] Blanco A, Chomski E, Grabtchak S, et al. Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres[J]. Nature: 2000, 405: 437-440.
- [14] Vlasov Y A, Bo X Z, Sturm J C, et al. On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals[J]. Nature: 2001, 414: 289-293.
- [15] Fleming J G, Lin S Y, Kady I. E, et al. All-metallic three-dimensional photonic crystals with a large infrared bandgap[J]. Nature: 2002, 417: 52-55.
- [16] Deubel M, Freymann G V, Wegener M, et al. Direct laser writing of three-dimensional photonic-crystal templates for telecommunications[J]. Nature Material: 2004, 3: 444-447.
- [17] Rinne S A, Santamaria F G, Braun P V. Embedded cavities and waveguides in three-dimensional silicon photonic crystals[J]. Nature Photonics: 2007, 2: 52-56.
- [18] Tandraechanurat A, Ishida S, Guimard D, et al. Lasing oscillation in a three-dimensional photonic crystal nanocavity with a complete bandgap[J]. Nature Photonics: 2010, 5: 91-94.

- [19] Ogawa S, Tomoda K, Noda S. Effects of structural fluctuations on three dimensional photonic crystals operating at near-infrared wavelengths[J]. *Journal of Applied Physics*: 2002, 91: 513-515.
- [20] Ishizaki K, Noda S. Manipulation of photons at the surface of three-dimensional photonic crystals[J]. *Nature*: 2009, 460: 367-371.
- [21] Takahashi S, Suzuki K, Okano M, et al. Direct creation of three-dimensional photonic crystals by a top-down approach[J]. *Nature Material*: 2009, 8: 721-725.
- [22] Ishizaki K, Koumura M, Suzuki K, et al. Realization of three-dimensional guiding of photons in photonic crystals[J]. *Nature Photonics*: 2013, 7: 133-137.
- [23] Bruyant A, Lerondel G, Reece P J, et al. All silicon omnidirectional mirrors based on one-dimensional photonic crystals[J]. *Applied Physics Letters*: 2003, 82: 3227.
- [24] Li Y, Xiang Y, Wen S, et al. Tunable terahertz mirror and multichannel terahertz filter based on one dimensional photonic crystal containing semiconductors[J]. *Journal of Applied Physics*: 2011, 110: 073111.
- [25] Lu T W, Chiu L H, Lin P t, et al. One-dimensional photonic crystal nanobeam lasers on a flexible substrate[J]. *Applied Physics Letters*: 2011. 99: 071101.
- [26] Robinson S, Nakkeeran R, Photonic crystal ring resonator based optical filters[M]. InTech, 2013.
- [27] Russell P. Photonic crystal fibers[J]. *Science*: 2003, 299: 358-362.
- [28] Limpert J, Schreiber T, Nolte S, et al. All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber[J]. *Optics Express*: 2003, 11: 3332-3337.
- [29] Luan F, Knight J C, Russell P St J, et al. Femtosecond soliton pulse delivery at 800nm wavelength in hollow-core photonic bandgap fibers[J]. *Optics Express*: 2004, 12: 835-840.
- [30] Welch M G, Cook K, Correa R A, et al. Solitons in hollow core photonic crystal fiber: Engineering nonlinearity and compressing pulses[J]. *Journal of Lightwave Technology*: 2009, 27: 1644-1652.
- [31] Chen Y, Liu Z X, Sandoghchi S R, et al. Multi-kilometer long, longitudinally uniform hollow core photonic bandgap fibers for broadband low latency data transmission[J]. *Journal of Lightwave Technology*: 2016, 34: 104-113.
- [32] Tan Y, Jin W, Yang F, et al. Hollow-core fiber-based high finesse resonating cavity for high sensitivity gas detection[J]. *Journal of Lightwave Technology*: 2017, 35: 2887-2893.
- [33] Mousavi S A, Mulvad H, Wheeler N V, et al. Nonlinear dynamic of picosecond pulse propagation in atmospheric air-filled hollow core fibers[J]. *Optics Express*: 2018, 26: 8866-8882.
- [34] Lu L, Gao H Z, Wang Z. Topological one-way fiber of second Chern number[J]. *Nature Communications*: 2018, 9: 1-7.
- [35] Akahane Y, Asano T, Song B S, et al. Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity[J]. *Optics Express*: 2005, 13: 1202-1214.
- [36] Asano T, Song B S, Akahane Y, et al. Ultrahigh-Q nanocavities in two-dimensional photonic crystal slabs[J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*: 2006,

12: 1123-1134.

- [37] Noda S, Fujita M, Asano T, Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities[J]. *Nature Photonics*: 2007, 1: 449-458.
- [38] Song B S, Asano T, Noda S. Heterostructures in two-dimensional photonic-crystal slabs and their application to nanocavities[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*: 2007, 40: 2629-2634.
- [39] Tanabe T, Notomi M, Kuramochi E, et al. Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity[J]. *Nature Photonics*: 2007, 1: 49-5.
- [40] Minkov M, Savona V. Automated optimization of photonic crystal slab cavities[J]. *Scientific Reports*: 2014, 4: 5124.
- [41] Tomljenovic-Hanic S, Sterke C M, Steel M J, et al. High-Q cavities in multilayer photonic crystal slabs[J]. *Optics Express*: 2007, 15: 17248-17253.
- [42] Kanamori Y, Takahashi K, Hane K, An ultrasmall wavelength-selective channel drop switch using a nanomechanical photonic crystal nanocavity[J]. *Applied Physics Letters*: 2009, 95: 171911-171913.
- [43] Song B S, Noda S, Asano T, et al. Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity[J]. *Nature Materials*: 2005, 4: 207-210.
- [44] Mabuchi H, Doherty A C, Cavity quantum electrodynamics: Coherence in context[J]. *Science*: 2002, 298: 1372-1377.
- [45] Raimond J M, Brune M, and Haroche S. Colloquium: Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity[J]. *Reviews of Modern Physics*: 2001, 73: 565-582.
- [46] Englund D, Faraon A, Fushman I, et al. Controlling cavity reflectivity with a single quantum dot[J]. *Nature*: 2007, 450: 857-861.
- [47] Faraon A, Fushman I, Englund D, et al. Coherent generation of non-classical light on a chip via photo-induced tunnelling and blockade[J]. *Nature Physics*: 2008, 4: 859-863.
- [48] Hennessy K, Badolato A, Winger M, D. et al. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system[J]. *Nature*: 2007, 445: 896-899.
- [49] Purcell E M. Spontaneous emission probabilities at frequencies[J]. *Physical Review*: 1946, 69: 681.
- [50] Jewell J L, Harbison J P, Scherer A, et al. Vertical-cavity surface-emitting lasers: Design, growth, fabrication, characterization[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*: 1991, 27: 1332-1346.
- [51] Horowics R J, Heitmann H. GaAs microcavity quantum-well laser with enhanced coupling of spontaneous emission to the lasing mode[J]. *Applied Physics Letters*: 1992, 61: 393.
- [52] Uomi K, Yoo S J B, Scherer A, et al. Low threshold, room temperature pulsed operation of 1.5 μ m vertical-cavity surface-emitting laser with an optimized multi-quantum well active layer[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*: 1994, 6: 317-319.
- [53] McCall S L, Levi A F J, Slusher R E, et al. Whispering-gallery mode microdisk lasers[J]. *Applied Physics Letters*: 1992, 60: 289-291.

- [54] Kogelnik H, Shank C V. Stimulated emission in a periodic structure[J]. Applied Physics Letters: 1971, 18: 152-154.
- [55] Kogelnik H, Shank C V. Coupled-wave theory of distributed feedback lasers[J]. Journal of Applied physics: 1972, 43: 2327-2335.
- [56] Nakamura M, Yariv A, Yen H W, et al. Optically pumped GaAs surface laser with corrugation feedback[J]. Applied Physics Letters: 1973, 22: 515-516.
- [57] Sekartedjo K, Eda N, Furuya K, et al. 1.5 μ m phase-shifted DFB laser for single-mode operation[J]. Electronics Letters: 1984, 20: 80-81.
- [58] Itaya Y, Wakita K, Motosugi G, et al. Phase control by coating in 1.56 μ m distributed feedback lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics: 1985, 21: 527-533.
- [59] Iga K, Soda H, Terakado T, et al. Lasing characteristics of improved GaInAsP/InP surface emitting injection laser[J]. Electronics Letters: 1983, 19: 457-458.
- [60] Iga K, Ishikawa S, Ohkouchi S, et al. Room-temperature pulsed oscillation GaAlAs/GaAs surface emitting injection laser[J]. Applied Physics Letters: 1984, 45: 348-350.
- [61] Iga K, Koyama F, Kinoshita S. Surface emitting semiconductor lasers[J]. Journal of Quantum Electronics: 1988, 24: 1845-1855.
- [62] Jiang W B, Friberg S R, Iwamura H, et al. High powers and sub-picosecond pulses from an external-cavity surface-emitting InGaAs/InP multiple quantum well laser[J]. Applied Physics Letters: 1991, 58: 807-809.
- [63] Kuznetsov M, Hakimi F, Sprague R, et al. High power (>0.5-W CW) diode pumped vertical-external-cavity surface emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams[J]. IEEE Photonics Technology Letters: 1997, 9: 1063-1065.
- [64] Xie Y Y, Ni P N, Wang Q H, et al. Metasurface-integrated vertical cavity surface-emitting lasers for programmable directional lasing emissions[J]. Nature Nanotechnology: 2020, 15: 125-130.
- [65] Painter O, Husain A, Scherer A, et al. Lithographic tuning of a two-dimensional photonic crystal laser array[J]. IEEE photonics Technology Letters: 2000, 12: 1126-1130.
- [66] Hwang J K, Ryu H Y, Song D S, et al. Continuous room-temperature operation of optically pumped two-dimensional photonic crystal laser[J]. IEEE Photonics Technology: 2000, 12: 1295-1297.
- [67] Park H G, Kim S H, Kwon S H, et al. Electrically driven single-cell photonic crystal laser[J]. Science: 2004, 305: 1444-1447.
- [68] Hirose K, Liang Y, Kurosaka Y, et al. Watt-class high-power, high-beam-quality photonic-crystal[J]. Nature Photonics: 2014 8: 406-411.
- [69] Yoshida M, Zoysa M D, Ishizaki K, et al. Double-lattice photonic-crystal resonators enabling high-brightness semiconductor lasers with symmetric narrow-divergence beams[J]. Nature Materials: 2019, 18: 121-128.
- [70] Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P, et al. Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential[J]. Physical Review Letters: 1982, 49: 405-408.

- [71] Hasan M, Kane C. Colloquium: Topological insulators[J]. *Reviews of Modern Physics*: 2010, 82: 3045-3067.
- [71] Wang Z, Chong D Y, Joannopoulos J D, et al. Reflection-free one-way edge modes in a gyromagnetic photonic crystal[J]. *Physical Review Letters*: 2008, 100: 013905.
- [73] Wang Z, Chong D Y, Joannopoulos J D, et al. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states[J]. *Nature*: 2009, 461: 772-775.
- [74] Yu Z, Veronis G, Wang Z, et al. One-way electromagnetic waveguide formed at the interface between a plasmonic metal under a static magnetic field and a photonic crystal[J]. *Physical Review Letters*: 2008, 100: 023902.
- [75] Lu L, Fu L, Joannopoulos, et al. Weyl points and line nodes in gapless gyroid photonic crystals[J]. *Nature Photonics*: 2013, 7: 294.
- [76] Lu L, Joannopoulos J D, Soljacic M. Topological photonics[J]. *Nature Photonics*: 2014, 26: 821-829.
- [77] Khanikaev B A, Shvets G. Two-dimensional topological photonics[J]. *Nature Photonics*: 2017, 11: 763.
- [78] Zhou H, Peng C, Yoon Y, et al. Observation of bulk Fermi arc and polarization half charge from paired exceptional points[J]. *Science*: 2017, 359: 1009.
- [79] Noh J, Huang S, Leykam D, et al. Experimental observation of optical Weyl points and Fermi arc-like surface states[J]. *Nature Physics*: 2017, 13: 611.
- [80] Dong W J, Chen D X, Zhu H, et al. Valley photonic crystals for control of spin and topology[J]. *Nature Materials*: 2017, 16: 298.
- [81] Yang B, Guo Q, Tremain B, et al. Ideal Weyl points and helicoid surface states in artificial photonic crystal structures[J]. *Science*: 2018, 359: 1013-1016.
- [82] Zhang Y, Chen A, Liu W, et al. Observation of polarization vortices in momentum space[J]. *Physical Review Letters*: 2018, 120: 186103.
- [83] Watanabe, Lu L. Space group theory of photonic bands[J]. *Physical Review Letters*: 2018, 121: 263903.
- [84] Yan Q H, Liu R J, Yan Z B, et al. Experimental discovery of nodal chains[J]. *Nature Physics*: 2018, 14: 461-464.
- [85] Yang Y, Gao Z, Xue H, et al. Realization of a three-dimensional photonic topological insulator[J]. *Nature*: 2019, 565: 622.
- [86] Ozawa T, Price M H, Amo A, et al. Topological photonics[J]. *Reviews of Modern Physics*: 2019, 91: 015006.
- [87] Cheng H B, Sha Y X, Liu R J, et al. Discovering topological surface states of Dirac points[J]. *Physical Review Letters*: 2020, 124: 104301.
- [88] Bandres M A, Wittek S, Harari G, et al. Topological insulator laser: Experiments[J]. *Science*: 2018, 359: eaar4005.
- [89] Tzuhuan M, Gennady S. All-Si valley-Hall photonic topological insulator[J]. *New Journal of Physics*: 2016, 440: 025012.
- [90] Gao F, Xue H R, Yang Z J, et al. Topologically protected refraction of robust kink states in valley photonic crystals[J]. *Nature Physics*: 2018, 14: 140-144.
- [91] Schaibley J R, Yu H Y, Clark G, et al. Valleytronics in 2D materials[J]. *Nature*

Review Materials: 2016, 1: 1-15.

- [92] Zeng Y Q, Chattopadhyay U, Zhu B F, et al. Electrically pumped topological laser with valley edge modes[J]. Nature: 2020, 578: 246-250.
- [93] Ma J W, Zhou T J, Tang M C, et al. Room-temperature continuous-wave Dirac-vortex topological lasers on silicon[J]. arXiv:2106.13838
- [94] Leung K M, Liu M. Photon band structures: the plane wave method[J]. Physical Review B: 1990, 41: 10188.
- [95] Johnson S G, Fan S, Villeneuve P R, et al. Guided modes in photonic crystal slabs[J]. Physical Review B: 1999, 60: 5751.
- [96] Katsunari Okamoto. Fundamentals of Optical Waveguides[M]. Academic Press; 2nd ed, 2005.
- [97] Giani S, Graham I G. Adaptive finite element methods for computing band gaps in photonic crystals[J]. Numerische Mathematik: 2012, 121: 31-64.
- [98] Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media[J]. IEEE Transactions on antennas and propagation: 1966, 14: 302-307.
- [99] Taflov A. Computational Electrodynamics: The finite-difference time-domain method[M]. Bostom: Artech House: 1995.
- [100] Hsieh P F, Wu T T, Sun J H. Three-dimensional photonic band gap calculations using the FDTD method and a PC cluster system[J]. IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control: 2006, 53: 148-158.
- [101] Michael T, Wilhelm U, Aksel G, et al. Pushing deep ultraviolet lithography to its limits[J]. Nature Photonics: 2007, 1: 629-631.
- [102] Maldovan M, Thomas L E. Periodic Materials and Interference Lithography for Photonics, Phononics and Mechanics[M]. Wiley-VCH: 2008.
- [103] Zhou Y, Chen Y X, Fu H Y, et al. Fabrication of large-area 3D optical fishnet metamaterial by laser interference lithography[J]. Applied Physics Letters: 2013, 103: 123116.
- [104] Chou S Y, Krauss P R, Renstrom P J. Nanoimprint lithography[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B: 1996, 14: 629-631.
- [105] Heigari B, Maximov I, Sarwe E L, et al. Large scale nanolithography using nanoimprint lithography Nanoimprint lithography[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B: 1999, 17: 2961-2964.
- [106] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, et al. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators[J]. Nature: 2006, 440: 508-511.
- [107] Genevet P, Lin J, Kats M A, et al. Holographic detection of the orbital angular momentum of light with plasmonic photodiodes[J]. Nature Communications: 2012, 3, 1-5.
- [108] Liu J, Chen Y G, Gan L, et al. Realization of Plasmonic Microcavity with Full Transverse and Longitudinal Mode Selection[J]. Scientific Reports: 2016, 6: 1-9.
- [109] Ren H R, Li X P, Zhang Q M, et al. On-chip noninterference angular momentum multiplexing of broadband light[J]. Science: 2016, 352: 805-809.
- [110] Craighead H G. 10-nm resolution electron-beam lithography[J]. Journal of

- Applied Physics: 1984, 55: 4431-4435.
- [111] Berger S D, Gibson J M, Camarda R M, et al. Projection electron-beam lithography: A new approach[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B: 1991, 9: 2996-2999.
- [112] Goodberlet J G, Todd H J, Smith I. Performance of the Raith 150 electron-beam lithography system[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B: 1999, 17: 2961-2964.
- [113] <https://www.allresist.com/products/photoresist/>
- [114] <https://www.jeol.co.jp/en/products/detail/JBX-6300FS.html>
- [115] <https://plasma.oxinst.com/campaigns/technology/reactive-ion-etching>
- [116] <https://plasma.oxinst.com/campaigns/technology/icp-etching>
- [117] Lin J, Leven A, Weimann N G, et al. Smooth and vertical-sidewall InP etching using Cl_2/N_2 inductively[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B: 2004, 22: 510-512.
- [118] Lee K H, Guilet S, Patriarche G, et al. Smooth sidewall in InP-based photonic crystal membrane etched by N_2 -based inductively coupled plasma[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B: 2008, 26: 1326-1333.
- [119] Dylewicz R, De La Rue R M, Wasielewski R, et al. Fabrication of submicron-sized features in InP/InGaAsP/AlGaInAs quantum well heterostructures by optimized inductively coupled plasma etching with $\text{Cl}_2/\text{Ar}/\text{N}_2$ chemistry[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B: 2010, 28: 882-890.
- [120] Ng D K T, Lee C W, Krishnamurthy V, et al. Sub-micron anisotropic InP-based III-V semiconductor material deep etching for on-chip laser photonics devices[J]. Advanced Engineering Materials: 2018, 20: 1700465.
- [121] Gao X M, Yang L C, Lu L, et al. Dirac-vortex topological cavity[J]. Nature Nanotechnology: 2020, 15: 1012-1018.
- [122] Dirac P A M. The quantum theory of the electron[J]. Proceedings of the Royal Society A: 1928, 117: 610-624.
- [123] Skyrme T H R. Kins and the Dirac equation[J]. Journal of Mathematical Physics: 1971, 12: 1735-1743.
- [124] Sun X C, He C, Liu X P. et al. Two-dimensional topological photonic systems[J]. Progress in Quantum Electronics: 2017, 55: 52-73.
- [125] Shen S Q. Topological Insulators: Dirac Equation in Condensed Matter[M]. Springer Singapore, 2017.
- [126] Jackiw R, Rebbi C. Solitons with Fermion Number $1/2$ [J]. Physical Review D: 1976, 13: 3398.
- [127] Su W P, Schrieffer J R, Heeger A J. Solitons in polyacetylene[J]. Physical Review Letters: 1979, 42: 1698.
- [128] Asboth J K, Oroszlany L, Palyi A. A short Course on Topological Insulators: Band Structure and Edge States in One and Two Dimensions[M]. Springer International Publishing, 2016.
- [129] 高晓梅. 基于光学微腔的矢量光场发射器研究[D].天津.南开大学, 2019.
- [130] Jeffrey C T, Charles L K. Topological defects and gapless modes in insulators and superconductors[J]. Physical Review B: 2010, 82: 115120.

- [131] Chang Y H, Claudio C, Christopher M. Electron fractionlization in two-dimensional graphenelike structures[J]. Physical Review Letters: 2007, 98: 186809.
- [132] Thomas I, Thomas S, Claudio C. Non-abelian braiding of light[J]. Physical Review Letters: 2016, 117: 186809.
- [133] Adrian J M, Jun G, David F, et al. A photonic majorana bound state[J]. Physical Review Letters: 2020, 125: 117401.
- [134] Chen C W, Lera N, Chaunsali R, et al. Mechanical analogue of a majorana bound state[J]. Advanced Materials: 2019, 1904386.
- [135] Jiho N, Thomas S, Thomas I, et al. Braiding photonic topological zero modes[J]. Nature Physics: 2020, 16: 989-993.
- [136] Wu L H, and Hu X. Scheme for achieving a photonic crystal by using dielectric matetial[J]. Physical Review Letters: 2015, 114: 223901.
- [137] Barik S, Miyake H, Degottardi W, et al. Two-dimensionally confined topological edge states in photonic crystals[J]. New Journal of Physics: 2016, 18: 113013.
- [138] Anderson P D, Subramania G. Unidirectional edge states in topological honeycomb-lattice membrane photonic crystals [J]. Optics express: 2017, 25: 23293-23301.
- [139] Barik S, Karasahin A, Flower C, et al. A topological quantum optics interface[J]. Science: 2018, 359: 666-668.
- [140] Shalaev M I, Walasik W, Tsukernik A, et al. Robust topologically protected transport in photonic crystals at telecommunication wavelengths[J]. Nature nanotechnology 2019, 14: 31-34.
- [141] 陆凌, 杨乐臣, 高晓梅, 二维拓扑光子晶体腔及其设计方法和在激光器中的应用: 中国, ZL 201911035379.9[P]. 2020-09-18.
- [142] Marathay A S, Mccalmont J F. On the usual approximation used in the Rayleigh-Sommerfeld diffraction theory[J]. Journal of the Optical Society of America A: 2004, 21: 510-516.
- [143] Lee J S, Song T L, Du J K, et al. A study on near-field to far-field transformation using Stratton-Chu formula[J]. The Journal of Korean Institute of Electromagnetic Engineering and Science: 2013, 24: 316-323.
- [144] Taillaert D, Van Laere F, Ayre M, et al. Grating couplers for coupling between optical fiber and nanophotonic waveguides[J]. Japanese Journal of Applied Physics: 2006, 45: 6071-6077.
- [145] Faraon A. Locally controlled photonic crystal devices with coupled quantum dots: physics and application[D]. Standford, 2009.
- [146] Dirk E, Andrei F, Jelena V, et al. Controlling cavity reflectivity with a single quantum dot[J]. Nature: 2007, 450: 857-861.
- [147] Andrei F, Ilya F, Jelena V, et al. Coherent generation of non-classical light on a chip via photon-induced tunnelling and blockade[J]. Nature Physics: 2008, 4: 859-863.
- [148] Chua S L, Lu L, Bravo-Abad J, et al. Larger-area single-mode photonic crystal surface-emitting lasers enabled by an accidental dirac point[J]. Optics Letters: 2019, 44: 1230-1233.

2014, 39: 2072-2075.

[149] Miyai E, Sakai K, Okano Takayuki, et al. Lasers producing tailored beams[J]. Nature: 2006, 441: 946.

[150] Hasan M Z, Kane C L. Colloquium: topological insulators[J]. Reviews of Modern Physics: 2010, 82: 3045

[151] Iga K. Surface-emitting laser-its birth and generation of new optoelectronics field[J]. IEEE Journal of selected topics in quantum electronics: 2000, 6: 1201

[152] Kapon E, Sirbu A. Power-efficient answer[J]. Nature Photonics: 2009, 3: 27

[153] Qiao P, Cook K T, Li K, et al. Wavelength-swept VCSELs[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics[J]. 2017, 23: 1

[154] Yang L C, Li G R, Lu L, et al. Topological Cavity Surface Emitting Laser[J]. Nature Photonics. (accepted).

[155] Agrawal G P, Dutta N K. Semiconductor lasers[M]. Springer Science Business Media, 2013

[156] Epperlein P W. Semiconductor Laser Engineering, Reliability and Diagnostics: A practical approach to high power and single mode devices cover[M]. John Wiley & Sons Ltd, 2013

致 谢

四年时光转瞬即逝，时至今日，方方面面的收获颇多，值此论文完成之际，向所有教导帮助我的人致以最深的感谢和敬意。

首先特别感谢我的导师陆凌研究员，本论文全部工作都是在陆凌老师的悉心指导下完成的，陆老师渊博的理论和卓越的科研前瞻性为我科研工作指明了方向。陆老师首次提出狄拉克涡旋拓扑腔，我们在理论和实验证实了狄拉克涡旋拓扑腔的优势，并且制备了拓扑腔面发射激光器，经过四年多不懈努力，终于完成了拓扑物理应用出口的探索工作。陆老师对科研学术的探索始终保持着严谨求实的精神，值得我终生学习。

感谢光物理实验室 L01 课题组所遇见的诸位老师，感谢刘荣娟老师、李家方老师、丁伟老师、李治林老师等在日常科研和生活上的关心和帮助。感谢博士后高晓梅和李广睿，论文中两个工作的理论计算部分分别由高晓梅和李广睿完成，博士期间工作的顺利完成得益于两位理论计算对实验的指导，以及平时的讨论和交流。

感谢我们两个工作中给予实验和理论帮助的所有参与者，特别感谢一下清华大学汪忠老师、北京理工大学李家方老师、北京大学彭超老师。

感谢李玉同老师、张东香老师、王纯老师等光物理实验室老师对我工作的支持，感谢顾长志老师、李俊杰老师、杨海方老师、金爱子老师、全保刚老师、耿广州老师、张忠山老师等微加工实验室老师在器件制备上给予的指导和帮助。

感谢课题组的林浩、胡孝磊、程恒斌、阎清晖、王刚、吴正冉、高浩哲、陈鲲、赵绚、张琅、刘博远、于洋、田喜敏、胡晨阳、刘之光、孙一之等实验室全体同学对我学习和生活上的帮助支持。感谢林浩和张琅同学在狄拉克涡旋拓扑腔远场计算工作中给予的帮助，感谢程恒斌和阎清晖同学在拓扑理论方面给予的帮助，感谢陈鲲同学在测试系统自动化编程方面给予的帮助。

感谢本论文中所有参考文献的作者们，您们先前的研究工作给了我很多的启发，为我工作的完成提供了很大的帮助。感谢对本论文进行评阅的专家教授们，正是有了您们的指导意见，论文才能够顺利地完成。

感谢我的父母和姐姐，感谢他们对我生活上无微不至的照顾和学业上坚定的支持，感谢我的家人无私的奉献和关爱，多年来您们一直勤俭节约供我上学读书。

最后感谢我的爱人张娅楠，感谢她的爱与支持，她的支持是我前进的最大动力。

2021 年 12 月

凝聚园

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

作者简历:

2003 年 9 月——2007 年 6 月, 在河北大学攻读学士学位。

2009 年 9 月——2012 年 6 月, 在电子科技大学攻读硕士学位。

2017 年 9 月——2021 年 12 月, 在中国科学院物理研究所攻读博士学位。

获奖情况:

2018 年获中国科学院大学“三好学生”荣誉称号

2019 年获中国科学院物理研究所所长表彰奖

2020 年获中国科学院大学“三好学生”荣誉称号

2020 年获中国科学院物理研究所所长奖学金特优奖

2021 年度宝钢优秀学生奖

已发表（或正式接受）的学术论文:

[1] Lechen Yang⁺, Guangrui Li⁺, Xiaomei Gao, Ling Lu*. Topological Cavity Surface Emitting Laser. Nature Photonics. (accepted)

[2] Xiaomei Gao⁺, Lechen Yang⁺, Hao Lin, Lang Zhang, Jiafang Li, Fang Bo, Zhong Wang, Ling Lu*. Dirac-vortex topological cavities. Nature Nanotechnology: 2020, 15: 1012-1018.

[3] Xiaomei Gao, Lechen Yang, Fang Bo, Jiafang Li, Guoquan Zhang, Jingjun Xu. Vector beams in planar photonic crystal cavities with rotating air holes. Optics Letters: 2020, 45(6): 1587-1590.

申请或已获得的专利:

[1] 陆凌, 杨乐臣, 高晓梅, 发明专利: 二维拓扑光子晶体腔及其设计方法和在激光器中的应用, 专利号: ZL 201911035379.9

[2] 陆凌, 李广睿, 杨乐臣, 高晓梅, 发明专利: 多波长拓扑腔面发射激光器阵列, 申请号: 202111283095.9

[3] 陆凌, 杨乐臣, 李广睿, 高晓梅, 实用新型专利: 拓扑腔面发射激光器及包括其的单片集成激光器阵列, 申请号: 202122645165.2