

DOI:10.16136/j.joel.2022.03.0087

狄拉克光子晶体在面发射激光器中的应用

李儒颂^{1,2,3}, 田思聪^{1*}

(1. 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 发光学及其应用国家重点实验室, 吉林 长春 130033; 2. 中国科学院大学 材料科学与光电研究中心, 北京 100049; 3. 中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

摘要:光子晶体由于具有可设计、可调谐以及对光的超常调控等优异性能,近年已成为重要的光学拓扑态研究平台。狄拉克(Dirac)锥型线性色散的奇异特性可实现丰富的物理现象,诸如 Dirac 振荡、拓扑边缘态、零折射率等,更是凝聚态拓扑现象的物理根源。本文重点对近年 Dirac 光子晶体在面发射激光器中的应用进行了详细介绍,指出将 Dirac 光子晶体引入到半导体激光器中,可实现大面积超低阈值、高亮度、单纵模和单横模的拓扑腔面发射激光器(topological cavity surface emitting lasers, TCSELS),同时对基于 Dirac 光子晶体原理发展出的 TCSELS 进行了总结与展望。

关键词:光子晶体; 狄拉克锥; 拓扑态; 光子拓扑绝缘体; 面发射激光器

中图分类号: O432 **文献标识码:** A **文章编号:** 1005-0086(2022)03-0230-11

Dirac photonic crystal application in surface emitting lasers

LI Rusong^{1,2,3}, TIAN Sicong^{1*}

(1. State Key Laboratory of Luminescence and Applications, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China; 2. The University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: Photonic crystals have become an important optical topology research platform in recent years due to their excellent properties such as designability, tunability, and supernormal control of light. The singular characteristic of Dirac cone linear dispersion has caused many interesting physical phenomena, such as Dirac oscillation, topological edge states, zero refractive index and so on, which are the physical roots of condensed matter topological phenomena. This paper focuses on the application of Dirac photonic crystals in surface emission lasers in recent years, and points out that the introduction of Dirac photonic crystals into semiconductor lasers can realize large area ultra-low threshold, high brightness, single longitudinal mode and single transverse mode topological cavity surface emission lasers (TCSELS), and also summarize and look forward to the TCSELS developed based on the Dirac photonic crystal principle.

Key words: photonic crystal; Dirac cone; topological state; photonics topological insulators; surface emitting lasers

1 引言

光子晶体的概念最早由 YABLONOVICH^[1]和 JOHN^[2]在 1987 年分别独立地提出,之后研究人员就致力于将光子晶体应用在光子集成器件、

光纤通信等光学领域。目前,基于光子晶体的应用研究已经取得了显著的成果,如光子晶体激光器^[3-7]、光子晶体光纤^[8,9]、光子晶体传感器^[10]、光子晶体波导^[11]等。受拓扑绝缘体的启发,近年人们利用光子晶体发展出了诸如拓扑光子学等^[12-14]

* E-mail: tiansicong@ciomp.ac.cn

收稿日期: 2021-02-06 修订日期: 2021-04-25

基金项目: 国家自然科学基金(61774156)、国家自然科学基金(62061136010)、中国科学院青年创新促进会(2018249)和国家重点研发计划项目(2018YFB2201000)资助项目

新兴前沿学科,自 HALDANE 和 RAGHU 将能带拓扑学引入光子学领域以来,拓扑光子学已有 10 余年的发展历史,取得了异常迅速的发展,它不仅给固体物理和光电子学带来新的理论问题,而且其应用前景十分的广阔,目前已经吸引了国际学术界的视野,成为研究领域的焦点。

石墨烯由于具有无带隙的狄拉克(Dirac)锥线性能带结构,因此其具有诸如反常整数量子霍尔效应(anomalous integer quantum Hall effect)、震颤(Zitterbewegung)效应、克莱恩佯谬(Klein Paradox)等^[15]许多特殊的物理传输性质。近年科研人员受石墨烯 Dirac 点性质的启发,在光子晶体和声子晶体中也发现多种具有不同性质的 Dirac 锥形色散关系,例如由 2 条线性能带组成的 Dirac 锥^[16]、2 条线性能带和 1 条平带组成的类 Dirac 锥(其中 2 条线性能带构成锥形色散平面,另外的 1 条平带穿过锥的顶点)^[17]、4 条线性能带组成的双 Dirac 锥^[18,19]和两条只沿特殊方向成线性的能带组成的半 Dirac 锥^[20]。Dirac 锥形色散关系遵守无质量的 Dirac 方程。Dirac 方程是相对论量子力学中描述自旋为 1/2 的粒子波函数方程。当粒子的有效质量为零时,解 Dirac 方程可以得到线性色散关系(即能量与波矢呈线性关系),本文将这种特殊线性色散关系称为 Dirac 锥形色散关系,两条不同能带之间的线性交叉点称为 Dirac 点,从拓扑电子理论的发展角度来看,由于 Dirac 点往往是发生拓扑相变的转变点,因而通常也被视为实现各种拓扑态的母态^[21]。当在 Dirac 光子晶体中引入质量项后,Dirac 点将被打开变成拓扑态光子晶体或者拓扑平庸态光子晶体。当系统破缺时间反演或(和)空间反映称性时,Dirac 点就变成一对手性相反的 Weyl 点。由于 Dirac 光子晶体有着一些非常奇怪的现象,如 Dirac 点处的有效折射率等于零等^[22],因此人们期待 Dirac 光子晶体带来更多的应用。

本文重点对近年 Dirac 光子晶体在面发射激光器^[23-31]中的应用进行了详细描述,最后展望了 Dirac 光子晶体的光子晶体面发射激光器(photonic crystal surface emitting lasers,PCSELs)和拓扑腔面发射激光器(topological cavity surface emitting lasers,TCSELs)的未来发展和应用的方向。

2 基于 Dirac 光子晶体的面发射激光器的研究进展

具有高光束质量的大功率单模片上半导体激光

器在许多应用领域倍受关注。边发射半导体激光器(如分布反馈(distributed feedback,DFB)激光器等)的最大输出光功率受腔面灾变性光学损伤的限制(catastrophic optical mirror damage,COMD),而垂直腔面发射激光器(vertical cavity surface emitting lasers,VCSELs)输出光功率通常受到其较小腔长的限制。基于 2 维光子晶体的带边共振效应进行光放大和面发射的 PCSELs 作为一种新型半导体激光器虽然可实现大面积单模激励,具有高功率和高光束质量等优点,但是当光子晶体腔进一步增大时,由于空间烧孔等原因,光束质量会下降。HAIDER 等^[32]报道了在石墨烯异质结中 Dirac 点可诱导的超低阈值激光器的实现,通过对光子晶体进行调控同样可以实现 Dirac 锥形色散关系,于是为通过利用光子晶体实现具有大面积超低阈值的激光器提供了可能。下面将对近年科研人员对关于利用 Dirac 光子晶体实现面发射激光器方面的工作进行详细综述。

BRAVO-ABAD 等^[23]通过类比石墨烯的许多独特的电子性质源于其 Dirac 锥的电子能谱,首次提出了光子晶体 Dirac 锥可能使新的大面积超低阈值激光器、单光子源、量子信息处理器件和能量采集系统成为可能。

文献[23]中给出了自发辐射耦合系数 β 和态密度(density of states,DOS)的关系,其中 DOS 可以由下式表示为:

$$\rho(r, d, \omega) = \sum_v \epsilon(r) |E_v(r) \cdot d|^2 \delta(\omega - \omega_v), \quad (1)$$

式中, $\epsilon(r)$ 为介电系数分布, $E_v(r)$ 与光场和频率有关,由费米黄金法则,自发辐射速率与 DOS 成正比。

自发辐射率为 $\Gamma = (\pi d^2 \omega_s / \hbar \epsilon_0) \rho(r, d, \omega_s)$,进而可以得到自发辐射耦合系数 β 表达式为:

$$\beta = \frac{\omega_s g(\omega_s) \epsilon(r) |E_t(r) \cdot d|^2}{\int d\omega g(\omega) \omega \rho(r, d, \omega)}, \quad (2)$$

式中, $g(\omega)$ 表示中心频率为 ω_s 半高宽为 $\Delta\omega_s$ 的谱线线型。

从式(2)可以得出,自发辐射耦合系数 β 与 DOS 成反比关系,减小态密度将会显著提高自发辐射耦合系数 β ,而 Dirac 锥形色散是线性的,态密度在 Dirac 点处为零。图 1 为 3 维光子晶体中的 Dirac 点与有限尺寸对自发耦合系数(β 因子)的影响。该研究证实了 3 维光子材料中可以现出 Dirac 锥形色散关系,同时还给出了该系统如何能够在大范围内实现大的 β 因子,而理论上大的 β 因子可能会导致大面积超低阈值 PCSELs 的实现。

CHUA 等^[24]通过改变光子晶体参数,在布里渊

区中心形成一个偶然简并的 Dirac 点,并通过对光子晶体平板仿真,证实了具有线性色散光子晶体腔($L=300a$,这里 L 为光子晶体腔的尺寸, a 为光子晶体晶格常数)中的第一带边模式的面内品质因子($Q_{\parallel}$)比二次型色散光子晶体腔($L=40a$)中的 $Q_{\parallel}$ 要小一个数量级(小的 $Q_{\parallel}$,意味着弱的面内反馈和低局域效应),这是因为由于在线性色散情况下,第一带边的群速度($v_g = d\omega/dk$)较大,而 $Q_{\parallel} = \omega_0 \tau_{\parallel}$ (这里 $\tau_{\parallel}$

$\propto L/v_g$ 是光子在光子晶体平板腔内的寿命)。光子晶体的线性色散与二次型色散之间的另一个区别是线性色散模式都有相似的 $Q_{\parallel}$ 值(由于群速度 v_g 是常数),而二次型色散模式的 $Q_{\parallel}$ 随着频率增大而减小(因为群速度 v_g 是在增大的)。尽管如此,第一带边模式拥有最高的 $Q_{\perp}$ 值(使得 PCSELs 具有最低的激射阈值),因为 $Q_{\parallel}$ 的数值随着光子晶体腔的尺寸增大而增大,并不是大面积光子晶体腔

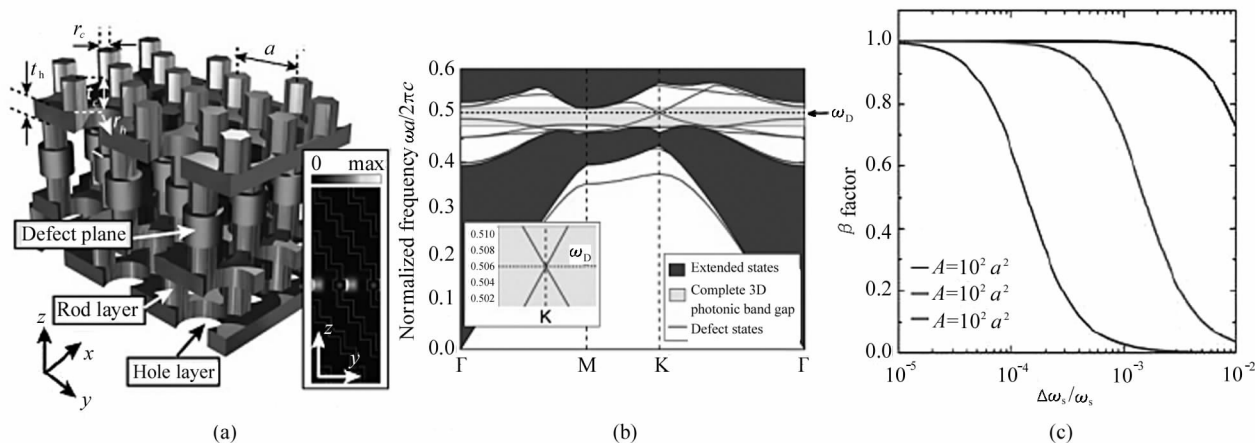


图1 三维光子晶体中的 Dirac 点与有限尺寸对自发辐射耦合系数(β 因子)的影响^[23];

(a) 三维光子晶体结构示意图;(b)与(a)中所示结构相对应的色散图;

(c) β 因子与归一化发射线宽度 $\Delta\omega_s/\omega_s$ 的依赖关系,其中 a 是光子晶体的晶格常数

Fig. 1 An isolated photonic Dirac point in a 3D photonic crystal and Finite-size effects on the β -factor^[23];

(a) Sketch of the considered structure; (b) The dispersion diagram corresponding to the structure shown in (a);

(c) Dependence of the β -factor on the normalized emission linewidth $\Delta\omega_s/\omega_s$, with a being the periodicity of the in-plane triangular photonic crystal

的主要损耗机制。

在 PCSELs 中,线性色散还可以使模式间距比典型的二次型色散要大得多,这是因为线性色散情况下的模式间距 $\Delta\omega_1 \propto 1/L$,而二次型色散的模式间距 $\Delta\omega_2 \propto 1/L$,使得在模式间距相同的情况下($\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2$ 时),具有线性色散的光子晶体腔尺寸也要比具有二次型色散光子晶体腔尺寸大得多。一般而言, Q 值随着 L 的线性增长意味着典型 PCSELs 中面内反馈在偶然简并时($v_g \propto \infty$)被完全消除,换言之 PCSELs 的行为就像 2 维法布里-珀罗 (Fabry-Perot, FP) 腔,反馈来自两镜面。但与 FP 腔不同的是 PCSELs 所有的模式都有相同的 Q 值,仍然可以选择第一带边模式激射(由于 $Q_{\perp}$ 有最大值),在实际的器件中,由于工艺制备不完美会导致局域效应,在较大的范围内抑制相干激光,但当带边具有线性色散时,这些效应就会大大降低。总而言之,与典型的具有二次型色散的 PCSELs 相比,在 Γ 处偶然简并形成的

Dirac 锥形色散不仅可增强自发辐射耦合系数,而且使模式间距增加了数量级,同时消除了分布式面内反馈,为实现超低阈值、更大面积和更高功率的单模 PCSELs 提供了可能。

拓扑的最大特点是存在边缘态,SHAO 等^[25]实现了基于能带反转光场限制效应的拓扑体态激光器^[25],将拓扑态的利用由拓扑边缘态扩展至拓扑体态,图 2 为拓扑体态激光器谐振腔。通过对蜂窝光子晶体里面的 6 个正三角形空气孔以正六边形(蜂窝状晶格的晶胞的外边缘为正六边形)为中心分别进行外扩(6 个正三角形空气孔与蜂窝光子晶体晶胞中心的距离大于蜂窝光子晶体晶格常数的 $1/3$,此时由于在布里渊区中心附近发生偶极子模式和四极子模式的能带反转,因此称该能带结构为拓扑态,得到拓扑态光子晶体)和收缩(6 个正三角形空气孔与蜂窝光子晶体晶胞中心的距离小于蜂窝光子晶体晶格常数的 $1/3$,此时由于蜂窝光子晶体的偶极子和四极

子模式间没有发生能带反转(如图2(d)所示),因此称该能带结构为拓扑平庸态,得到拓扑平庸态光子晶体)操作,均会打开 Dirac 点。当拓扑态光子晶体的外扩参数 $R_1 = 1.04R_0$, 拓扑平庸态光子晶体的收缩参数 $R_2 = 0.95R_0$, 其中 R_0 、 R_1 和 R_2 分别为正常晶胞、外扩操作和收缩操作下 6 个正三角形空气孔中心与正六边形中心的距离,可使得拓扑态光子晶体与拓扑平庸态光子晶体的能带间隙大小和位置几乎重合,因此能够较好地达到光场限制的效果。利用拓扑态光子晶体与拓扑平庸态光子晶体整体相互拼接构成了一个光子晶体谐振腔,由于边界两边的光子态的频率在靠近布里渊区中心处,其波函数的奇偶对称性不同,在拓扑平庸态光子晶体中的光不能传播到拓扑态光子晶体中。反之,拓扑态光子晶体中的光不能传播到拓扑平庸态光子晶体,从而在

界面处会产生光场的反射和限制效应,频率在布里渊区中心附近的光将在边界内部来回反射最终形成激射。

同时,能带反转引起的反射只发生在靠近布里渊区中心的位置,受到有效的光场限制的模式只能位于布里渊区中心附近,这些模式在垂直于激光器谐振腔的方向具有非常大的角动量分量,从而实现了很好的激光垂直发射。在泵浦功率为两倍的激光阈值(P_{th} 约为 4.5 kW/cm^2)时,该拓扑体态激光器的边模抑制比超过 36 dB。这种基于能带反转光场限制效应的拓扑体态激光器以一种新的光场限制机制实现了高方向性、低阈值、高边模抑制比的单模垂直激光出射,且各项性能均达到了可商业化应用的水平,并将拓扑态的利用由拓扑边缘态扩展至拓扑体态,同时该原理可以拓展到电子学、声学和声子学等

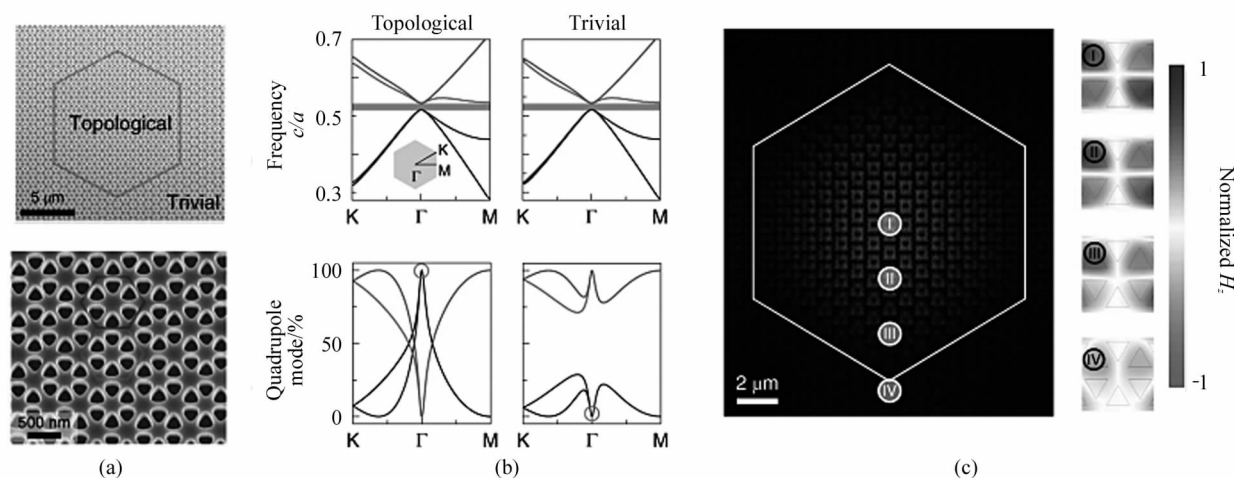


图2 拓扑体态激光器谐振腔^[25]: (a) 拓扑体态激光器的扫描电镜图像; (b) 实线表示拓扑界面, 虚线六边形表示拓扑态光子晶体的单胞, 点线六边形表示拓扑平庸态光子晶体的单胞;

(c) 通过全波模拟得到的拓扑态和拓扑平庸态光子晶体的能带图;

(d) 由紧束缚模型得到的 4 条能带中 4 极子模的相应权重;

(e) 通过全波模拟得到的谐振腔模式的电场 ($|E|^2$) 分布

Fig. 2 Topological bulk laser cavity^[25]: (a) SEM image of a fabricated topological bulk laser;
 (b) The red line represents the topological interface, the blue hexagon indicates a unit nanocavity in the topological photonic crystal and the green hexagon indicates a unit nanocavity in the trivial photonic crystal;
 (c) Band structures of the topological and trivial photonic crystals obtained from full-wave simulations;
 (d) The corresponding weight of the quadrupole mode in the four bands obtained from the tight binding model;
 (e) Electric field ($|E|^2$) distribution of a confined cavity mode obtained by full-wave simulations

领域。

在传统的回音壁模式微腔中,频率简并的顺时针和逆时针传播的两个行波模式会因为缺陷和转角引起的背向散射产生耦合,形成 2 个驻波模式。然而由于驻波模式在激射过程中存在空间烧孔效应,

从而导致不同模式之间存在模式竞争,难以实现单模激射。同时回音壁模式在光子共振回路的平面内需要有较大波矢,因而难以实现垂直方向出光。自旋-动量锁定是体拓扑序的直接结果,它为凝聚态物理中新的奇异现象提供了控制载流子自旋和电荷流

的基本概念。然而,到目前为止,对自旋-动量锁定的研究主要集中在它的面内输运性质上。YANG等^[26]研究了自旋-动量锁定的面外辐射特性,并提出利用自旋-动量锁定的拓扑边界态实现了高性能拓扑涡旋激光器,同时发现了近场自旋和轨道角动量具有一一对应的远场辐射,并揭示了自旋-动量锁定不仅可以保护面内单向波传播以实现有效共振,而且可以使辐射方向与共振平面解耦,从而实现了定向表面发射。拓扑涡旋激光器的工作原理如图3所示。此外,在该拓扑涡旋激光器中,由于其自旋-动量锁定的拓扑腔模受到光子晶体对称性的保护,拓扑涡旋激光器的共振回路可以被设计为具有多个尖锐

转角的“×”形状而不会产生模式的背向散射,如图3(e)所示。另外,频率简并的两个反向传播的模式因为不会产生耦合,可以保持很好的行波特性。行波模式振幅在空间分布均匀,拓扑边缘态激射可以有效避免空间烧孔效应,同时饱和增益抑制了其他模式激射,使得拓扑涡旋激光器可以实现基于边界态的单模激射。实验中得到的拓扑涡旋激光器单模激射的边模抑制比超过42 dB(是目前报道的纳米激光器中最高的)。更为有趣的是,由于拓扑边缘态的面内动量很小,其主要辐射场处于与共振腔垂直的方向,使得出射光束拥有良好的垂直方向性。

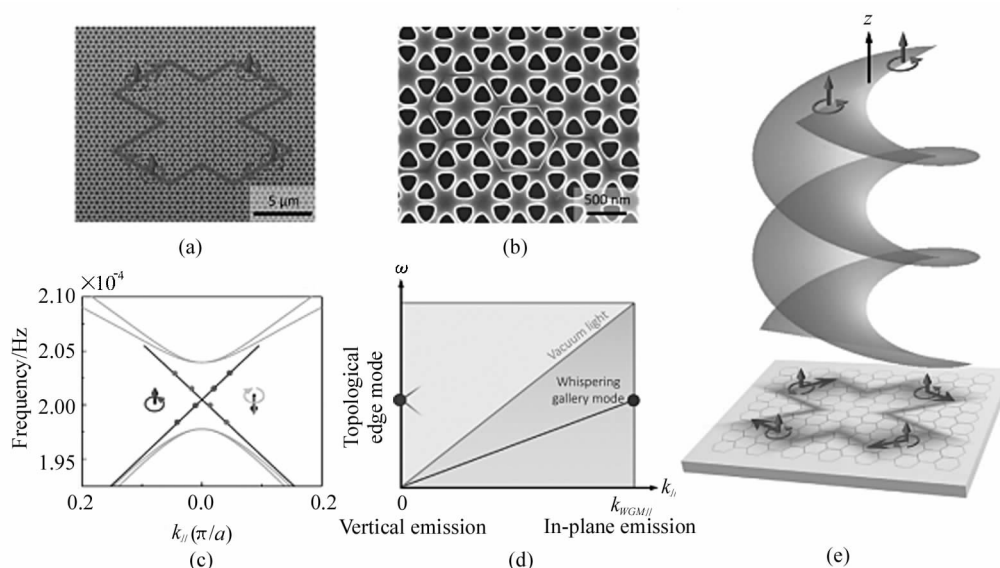


图3 拓扑涡旋激光器的工作原理^[26]: (a) 用红线和箭头表示的具有×形腔的拓扑涡旋激光器的扫描电镜图像; (b) 拓扑界面的放大扫描电镜图像; (c) 拓扑涡旋激光器的离散腔模(星号和圆点); (d) 拓扑边缘模式和传统回音壁模式的色散曲线示意图; (e) 具有圆偏振涡旋光束远场辐射的拓扑涡旋激光器示意图

Fig. 3 Operation principle of the topological vortex laser^[26]: (a) SEM image of a topological vortex laser with a ×-shaped cavity indicated by the red line and arrows; (b) Zoomed-in SEM image of the topological interface; (c) Calculated discrete cavity modes of the topological vortex laser (stars and dots); (d) Schematic of the dispersion curves of the topological edge modes and conventional whispering gallery modes; (e) Schematic of the topological vortex laser with circularly polarized vortex beam far-field radiation

近年,凝聚态物理中平带局域与拓扑等概念与光学体系的有机结合,使得平带光子学系统的研究迎来了极为快速的发展,平带结构在光子晶体、光学超构材料以及光子晶格(倏逝波耦合的光学波导阵列)等多种人工光子微结构中得到了实现,并在其中观察到了很多凝聚态系统中难以直接实现的物理现象。MAO等^[27]受转角石墨烯的物理特性启发,但不同于2层石墨烯扭转形成电子体系的魔角结构,该

团队利用微纳加工技术,将2层扭转的Dirac光子晶体(如图4(c))做在同一层的半导体材料中(如图4(a)和(b)),由此形成具有更大周期的莫尔超晶格光子晶体,由于2套光子晶体中的布洛赫波函数在垂直于传播方向的维度完全重合,两者之间的耦合也随之增强,因此在较大的扭转角度下仍然可以得到光场的强局域化。研究表明,在特定的莫尔角度下,其对应的布里渊区内会因2层光子晶体模式之间的

耦合而形成光子晶体能带的扁平化,由于平带光子群速度趋于零,因此对应的实空间波函数分布也会局域化,从而在无缺陷的周期性结构中基于模式耦合新型的光场局域化机制实现了魔角激光器,其设计与工作原理如图4所示。此外,对两层光子晶体之间扭转角度为 2.65° 的魔角纳米光腔开展了详尽的理论和实验研究。3 维仿真计算表明,该纳腔的模

式体积仅约 $0.47(\lambda/n)^3$,品质因子高于 4.3×10^5 。该魔角纳腔在功率约为 6 kW/cm^2 激励下发生自发辐射到受激辐射的阈值转变,激励后辐射光谱线宽约 0.24 nm 。同时,该团队还研究了转角为 4.41° 、 6.01° 和 9.43° 的魔角激光器的能带结构、模式局域特性和激射特性,进一步阐释了该光场局域机制不依赖光子晶体禁带而实现光场局域特性及其在不同转

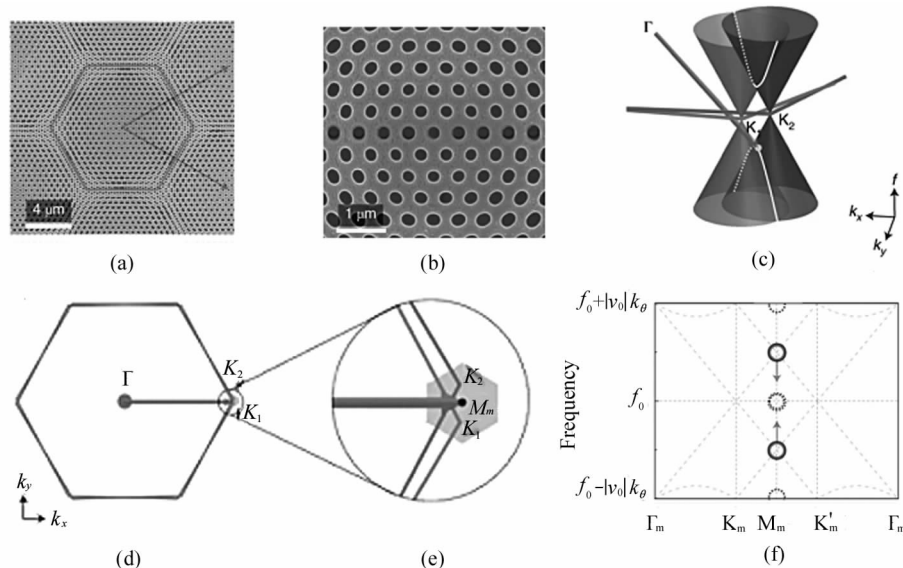


图4 魔角激光器的设计与工作原理^[27]: (a) InGaAsP多量子阱增益材料上纳米结构魔角激光器的扫描电镜图像; (b) 莫尔超晶格中单胞的放大扫描电镜图像; (c) 给出了层间耦合前Dirac点附近2层扭转光子石墨烯晶格的放大能带图; (d) 两层扭转的单层光子石墨烯晶格的第一布里渊区; (e) 扩大的区域在 M_m 点附近呈 d 圈状; (f) 两层扭转光子石墨烯晶格中波矢为 k_{Mm} 的Bloch模通过层间耦合的能量分裂

Fig. 4 Design and operation principle of a magic-angle laser^[27]: (a) An SEM image of a nanostructured magic-angle laser on InGaAsP MQW gain material; (b) An enlarged SEM image of a unit cell in a moiré superlattice; (c) An enlarged band diagram of two twisted photonic graphene lattices near Dirac points before the interlayer coupling is considered; (d) The first Brillouin zones of the two twisted single-layer photonic graphene lattices; (e) The enlarged area circled in d near the M_m point; (f) The energy splitting of the Bloch modes with a wave vector of k_{Mm} in two twisted photonic graphene lattices via interlayer coupling

角下的适用性。

单模半导体激光器在光通讯、光传感和光谱学等众多领域都具有重要的应用。DFB激光器以窄线宽和波长稳定等优势广泛应用于长距离光纤网络中,而采用均匀布拉格光栅的DFB激光器有两个相互竞争的具有最低群速度和简并阈值的带边模式(band-edge modes)。为了DFB激光器恰好单模运转在布拉格波长,人们提出并实现了相移DFB激光器,通过在光栅中心位置插入相移区,使得通过它的每个波产生 $\pi/2$ 的附加相移或 π 的往返相移,整个 $\lambda/4$ 相移DFB结构可以看作是两段折射率光栅的级联,其中第2段光栅相对第1段光栅有 π 的相移,从

而在光栅反馈最强的布拉格频率下,单个中间带隙模式可以首先发生激射。VCSEL也采用了相同的1维缺陷模来选择单一纵向模输出。PCSELs相对DFB激光器和VCSEL而言因可以实现大面积单模激射,此外由于2维光子晶体具有可灵活的设计特点,PCSELs还具有任意光束整形和片上2维光束控制等多种突出的优点,目前已引起了国内外广泛的关注与研究,并逐步在实现商业化。然而,PCSELs同样至少具有两个高品质因子的带边模式相互竞争,而一个单一稳定的激光模式通常意味着激光器拥有更高的光功率,更宽的调谐范围和更窄的线宽等。因此,实现具有单一和鲁棒的中间带隙模的2

维光子晶体谐振腔显得非常重要,这也是自从首次引入2维分布反馈激光器概念以来一直所没有取得突破的一点。

Dirac 涡旋态是一种类似于超导电子系统中的 Majorana 束缚态 (Majorana bound state, MBS) 的态。GAO 等^[28]发现用它来构造谐振腔可拥有更大的自由光谱范围 (free spectral range, FSR), 是实现高功率单模 PCSELs 的理想候选方法。为了设计 PCSELs 的中间带隙模 (mid-gap mode), 该团队首先认识到了相移 DFB 激光器和 VCSEL 的中间带隙模式本质上是具有拓扑性质, 并且在数学上等价于 1 维 Jackiw-Rebbi Kink 态和 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 边界态。通过这种拓扑视角使得利用广义 Kekulé 调制具有涡旋带隙的蜂窝晶格光子晶体实现了 2 维 Dirac 方程中的 Jackiw-Rossi 零模和石墨烯中的 Hou-Chamon-Mudry (HCM) 模型, 从而构造了

Dirac 涡旋腔, 其设计如图 5 所示。通过对 Dirac 光子晶体中的 3 个正三角形进行旋转和平移操作从而使得蜂窝光子晶体能带的 Dirac 点被打开, 如图 5(d) 所示。Dirac 涡旋腔的实验结果如图 6 所示。任意模式简并度是 Dirac 涡旋腔另一个独特的地方, 因为体系的拓扑不变量为涡旋的缠绕数, 所以拓扑中心腔模的数量等于 w , 可以是任意正负整数, 而且所有的拓扑模式都是接近频率简并的, 图 6(b) 给出了 $w = +1, +2, +3$ 的实验光谱。高度简并光腔能降低多模激光的空间相干性, 可用于激光照明技术。从图 6(c) 可以得出普通谐振腔的 FSR 和模式体积成反比 (V^{-1}), 所以增大 FSR 的方法就是减小谐振腔的体积。但是 Dirac 涡旋腔的 FSR 与模式体积的根号成反比 ($V^{-1/2}$), 所以在同等模式体积下 FSR 远比普通谐振腔要大 (约大一到两个数量级)。形成这一区别的原因是普通谐振腔中光子态密度为一个非零

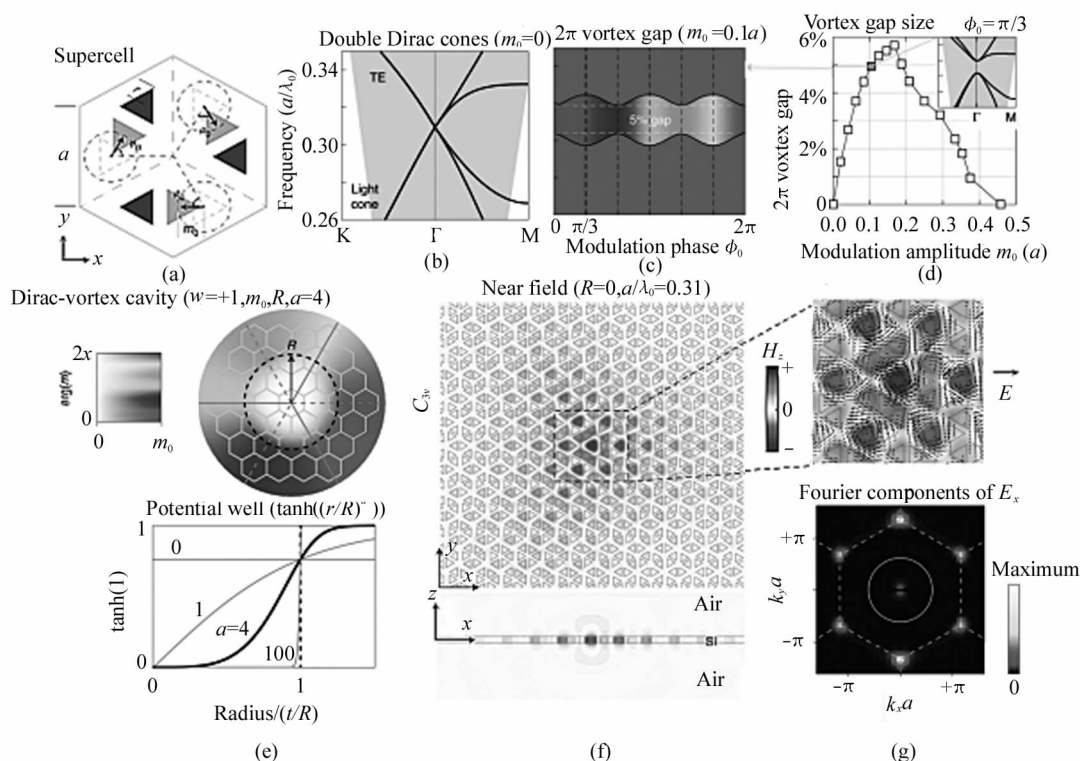


图 5 Dirac 涡旋腔的设计^[28]: (a) 广义 Kekulé 调制的蜂窝超胞; (b) 双 Dirac 锥能带结构; (c) 当调制角度从 0 变化到 2π 时, 对应的共同 Dirac 带隙; (d) 当超胞等调制相位 $\phi = \pi/3$ 时, Dirac 带隙大小与调制幅度 m_0 的关系; (e) Dirac 涡旋腔和势阱函数的图解; (f) 拓扑模式的场分布; (g) 拓扑模式的电场 E_x 在动量空间中的傅立叶成分

Fig. 5 Design of the photonic-crystal Dirac-vortex cavity^[28]: (a) Honeycomb supercell of the generalized Kekulé modulation; (b) Band structure of Double Dirac cone; (c) Common Dirac band gap with modulation angle varying from 0 to 2π ; (d) The size of the Dirac band gap with the change of modulation amplitude m_0 , when modulation angle $\phi_0 = \pi/3$ of supercell; (e) Illustration of the Dirac-vortex cavity and the potential-well function; (f) Near fields of the topological mode; (g) Fourier components of electric field E_x of the topological mode in momentum space

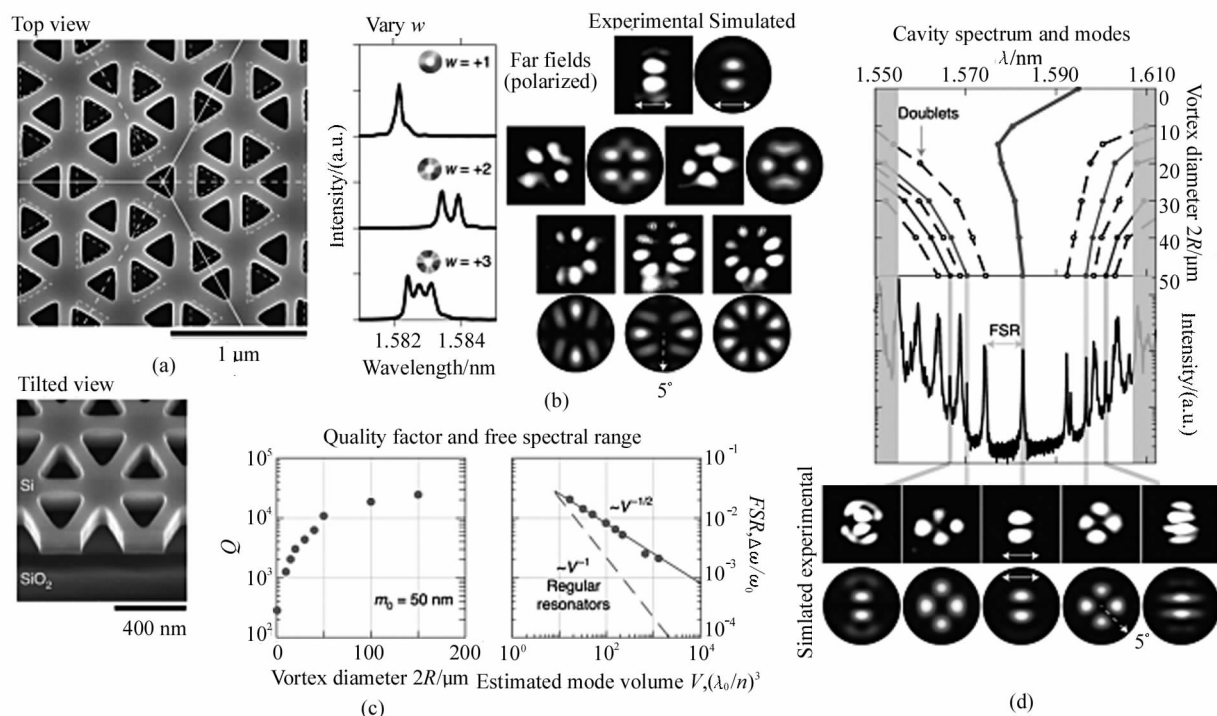


图6 Dirac 涡旋腔的实验结果^[28]: (a) Dirac 涡旋腔的扫描电镜图像; (b) 具有 $2R=50\ \mu\text{m}$ ($100\ a$) 的腔模在不同缠绕数 ($w=+1, +2, +3$) 下的光学谱线和远场分布; (c) 单涡旋腔 ($w=1$) 的拓扑模式的 Q 值以及 FSR 测量值随涡旋直径 ($2R$) 和模式体积 (V) 的变化的实验数据; (d) 单 Dirac 涡旋腔的谱线随涡旋尺寸的变化

Fig. 6 Experimental studies of the Dirac-vortex cavities^[28]: (a) SEM images of a cavity with $R=0\ \mu\text{m}$

($0\ a$) and $w=+1$; (b) Optical spectra and far fields of cavity modes of different winding numbers

($w=+1, +2, +3$) with $2R=50\ \mu\text{m}$ ($100\ a$); (c) The Q and FSR values of the single-vortex ($w=1$) cavities measured as a function the vortex size R and the estimated mode volume V ; (d) The cavity spectrum as a function of vortex size

常数,模式等间距分布。拓扑模的频率总是收敛于 Dirac 点频率,而 Dirac 点频率处的光子态密度等于零,两边的 FSR 得以最大化,如图 6(d) 所示。高功率和单模(谐振腔的单模特性可以用 FSR 来表征)本身就是一对矛盾,因为高功率需要大面积的谐振腔,而模式数量必然随着谐振腔的尺寸增加,让单模工作更加难以稳定维持,Dirac 涡旋腔可以使 PCSELs 在大面积和高功率输出时依然可以稳定地以单横模或单纵模工作。

2021 年,MA 等^[29]通过在硅衬底上外延生长 InAs/InGaAs 量子点材料并结合微纳加工技术,在室温条件下实现了另外一种光泵浦 Dirac-涡旋激光腔的设计与制作,如图 7 所示。与文献[28]中的 Dirac 涡旋腔结构不同,该团队并非通过对 Dirac 光子晶体超胞的子晶格做旋转和平移操作,而是将包含六个等边三角空气孔的 Dirac 光子晶体超胞(晶格常数为 $a_0=641\ \text{nm}$)的子晶格分两组(由于 C_3 的旋转对称性),其中 2 组三角形孔的尺寸由参数 $(s_1, s_2)=(s_0+\delta_i, s_0-\delta_i)$ 决定,其中 $s_0=220\ \text{nm}$ 是等边三角空气孔

的边长, δ_i 破坏了晶体的 C_2 反转对称性。并且这些等边三角形空气孔的中心到晶胞中心的相对距离为 $d=a_0/3-\delta_i$,其中非零的 δ_i 破缺了晶体沿矢量 $\mathbf{P}$ 的 T_p 平移对称性(图 7(b)中的箭头)。有趣的是,具有非零值 δ_i 和 δ_i 的 2 种光子晶体分别对应于量子自旋霍尔和量子谷霍尔光子拓扑绝缘体。

目前 VCSEL 作为另一种典型的面发射激光器尽管已广泛应用在各个领域之中,但是微型 VCSEL 由于腔长较短的原因使其输出光功率受到严格的限制。一直以来,研究人员试图通过将多个微型 VCSEL 集成为单个相干激光器来提高此类半导体面发射激光器的输出光功率,然而收效甚微。DIKOPO-LTSE^[30]将拓扑光子学的概念与 VCSEL 结合起来从而取得突破性进展,与不同以往的方案,研究人员通过对 Dirac 光子晶体超胞分别进行收缩和外扩操作得到拓扑平庸态光子晶体和拓扑态光子晶体,然后将其各自阵列组合得到光子拓扑绝缘体,在芯片上集成了独特的 VCSEL 几何排列,每个 VCSEL 垂直发射,由于光子拓扑绝缘体平台中发射器之间的

面内耦合,使得 VCSEL 相干和锁定的拓扑过程发生在 VCSEL 的 DBR 上,从而促使整个拓扑绝缘体 VCSEL 阵列的相干面发射,如图 8 所示。并且不受

多个 VCSEL 发射器的限制和缺陷或温度变化的干扰,还能适用于所有波长,从而为实现大规模相干半导体激光器阵列提供了可能性。

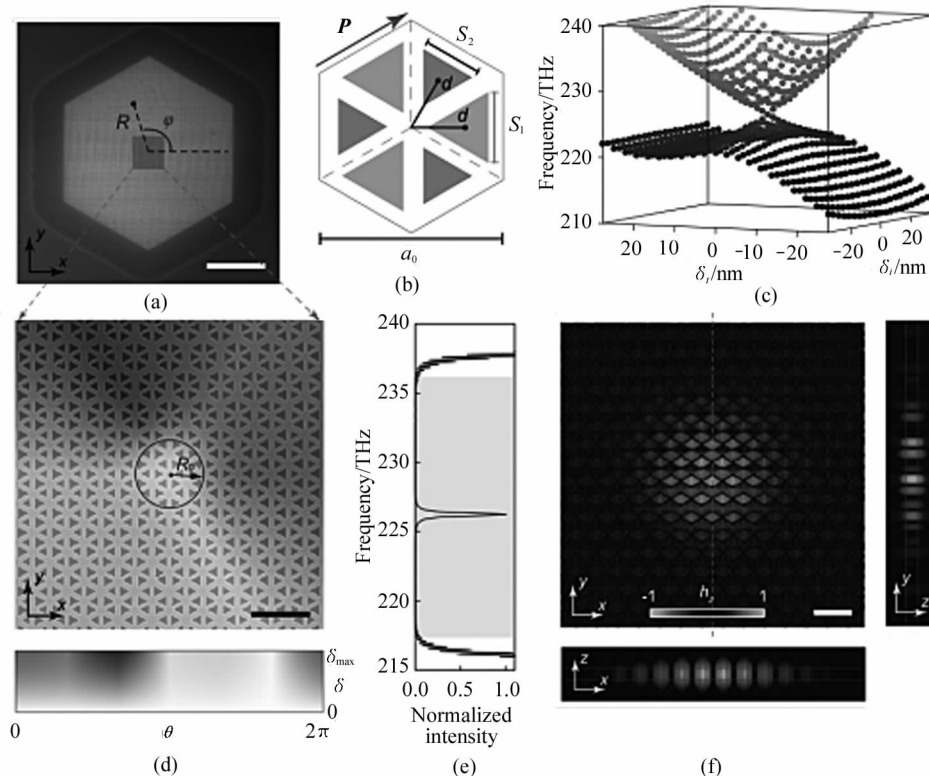


图 7 Dirac 涡旋激光腔的设计与制作^[29]: (a) Dirac 涡旋拓扑激光器扫描电镜图像; (b) 光子晶体晶格结构示意图; (c) 第一布里渊区 Γ 点的体态本征频率随 δ_i 和 δ_r 的不同值; (d) 涡旋中心附近光子晶体结构的扫描电镜图像; (e) 模拟了 Dirac 涡旋腔的归一化强度谱; (f) Majorana 束缚态的模式分布 (H_z 分量)

Fig. 7 Design and fabrication of the Dirac-vortex laser cavity^[29]: (a) Scanning electron microscope image of the fabricated Dirac-vortex topological photonic crystal laser, where R and φ are the radial and angular coordinates, respectively; (b) Illustration of the detailed structure in a unit cell; (c) Simulated eigenfrequencies of the bulk states at the Γ point of the first Brillouin zone with different values of δ_i and δ_r ; (d) Scanning electron microscope image of the photonic crystal structure near the vortex center; (e) Simulated normalized intensity spectrum of the Dirac-vortex cavity; (f) Simulated modal profiles (h_z component) of the Majorana bound state

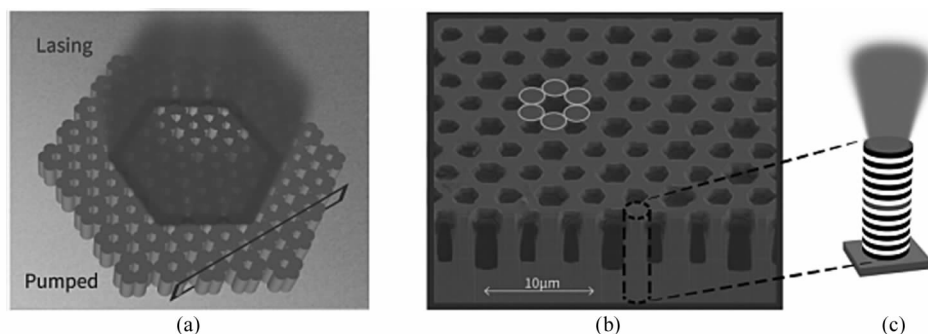


图 8 拓扑绝缘体 VCSEL 阵列^[30]: (a) 拓扑绝缘体 VCSEL 阵列是由位于拓扑界面两侧的收缩和外扩 Dirac 光子晶体组成; (b) 拓扑绝缘体 VCSEL 阵列的扫描电镜图像; (c) 单个 VCSEL 示意图

Fig. 8 Topological insulator VCSEL array^[30]: (a) Topological insulator VCSEL array, composed of two types of lattices: compressed and stretched Dirac photonic crystal, on either side of the topological interface; (b) Scanning electron microscope image of the topological insulator VCSEL array; (c) Illustration of the single VCSEL

3 结 论

作为可与拓扑绝缘体类比的光学拓扑绝缘体因其独特的潜在应用价值也受到人们的广泛关注,由于 Dirac 点往往是发生拓扑相变的转变点,是获得非平庸拓扑能带的一个重要途径,因而也被视为实现各种拓扑态的重要母态。光子晶体作为一种人工带隙材料,其晶格结构和缺陷是易于调控的参量,这为相关研究提供了更大的自由度,而且光的波长较长且没有复杂的电子相互作用,可避免多体效应的影响,因此成为研究 Dirac 点性质的理想平台。如何在光子晶体中实现 Dirac 锥形色散关系并且拓展与其相关的研究无疑是拓扑光子学中的一个核心研究课题。本文重点阐述了近年 Dirac 光子晶体在面发射激光器研究中取得的一些进展,一直以来人们期待具高效率、高功率、高亮度、高速及模式特性好的半导体面发射激光器的诞生,以解决未来信息领域对高性能激光的需求。而 Dirac 光子晶体在面发射激光器中的应用研究是集新原理、新技术和新方法于一身的一门新学科,有望突破目前 PCSELs 遇到的瓶颈,实现大面积超低阈值、高亮度单纵模和单横模的 TCSELs,可应用于光通讯、固态照明、激光雷达、物质检测和医疗诊断等领域,有望成为下一代理想的光源。此外,利用 Dirac 光子晶体可以提高自发辐射耦合系数 β ,从而能提高 PCSELs 和 TCSELs 的调制速率,在原理上为实现基于 Dirac 点的高速面发射激光器提供了可能。将有助于解决光互连领域缺少高速低功耗面发射激光器的问题,具有重要的科学价值和经济效益。

参考文献:

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [2] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [3] MATSUO S, SHINYA A, KAKITSUKA T, et al. High-speed ultracompact buried heterostructure photonic-crystal laser with 13 fJ of energy consumed per bit transmitted[J]. Nature Photonics, 2010, 4(9): 648-654.
- [4] TAKEDA K, SATO T, SHINYA A, et al. Few-fJ/bit data transmissions using directly modulated lambda-scale embedded active region photonic-crystal lasers[J]. Nature Photonics, 2013, 7(7): 569-575.
- [5] HIROSE K, LIANG Y, KUROSAKA Y, et al. Watt-class high-power, high-beam-quality photonic-crystal lasers[J]. Nature Photonics, 2014, 8(5): 406-411.
- [6] YOSHIDA M, DE ZOYSA M, ISHIZAKI K, et al. Double-lattice photonic-crystal resonators enabling high-brightness semiconductor lasers with symmetric narrow-divergence beams[J]. Nature Materials, 2019, 18(2): 121-128.
- [7] SAKATA R, ISHIZAKI K, DE ZOYSA M, et al. Dually modulated photonic crystals enabling high-power high-beam-quality two-dimensional beam scanning lasers[J]. Nature Communications, 2020, 11(1): 3487.
- [8] XIE K, ZHANG W, BOARDMAN A D, et al. Fiber guiding at the Dirac frequency beyond photonic bandgaps[J]. Light: Science & Applications, 2015, 4(6): 304-304.
- [9] LIN H, LU L. Dirac-vortex topological photonic crystal fibre[J]. Light: Science & Applications, 2020, 9(1): 202.
- [10] AHMED A M, MEHANEY A. Ultra-high sensitive 1D porous silicon photonic crystal sensor based on the coupling of Tamm/Fano resonances in the mid-infrared region[J]. Scientific Reports, 2019, 9(1): 6973.
- [11] MONAT C, GRILLET C, COLLINS M, et al. Integrated optical auto-correlator based on third-harmonic generation in a silicon photonic crystal waveguide[J]. Nature Communications, 2014, 5(1): 3246.
- [12] LU L, JOANNOPOULOS J D, SOLJACIC M. Topological photonics[J]. Nature Photonics, 2014, 8(11): 821-829.
- [13] OZAWA T, PRICE H M, AMO A, et al. Topological photonics[J]. Reviews of Modern Physics, 2019, 91(1): 015006.
- [14] KIM M, JACOB Z, RHO J. Recent advances in 2D, 3D and higher-order topological photonics[J]. Light: Science & Applications, 2020, 9(1): 130.
- [15] CASTRO NETO A H, GUINEA F, PERES N M R, et al. The electronic properties of graphene[J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(1): 109-162.
- [16] BITTNER S, DIETZ B, MISKI-OGULU M, et al. Observation of a Dirac point in microwave experiments with a photonic crystal modeling graphene[J]. Physical Review B, 2010, 82(1): 014301.
- [17] HU L, XIE K, HU Z, et al. Experimental observation of wave localization at the Dirac frequency in a two-dimensional photonic crystal microcavity[J]. Optics Express, 2018, 26(7): 8213-8223.
- [18] CHEN Y, MENG F, LI G, et al. Topology optimization of photonic crystals with exotic properties resulting from Dirac-like cones[J]. Acta Materialia, 2019, 164: 377-389.
- [19] WU L H, HU X. Scheme for achieving a topological photonic crystal by using dielectric material[J]. Physical Re-

- view Letters, 2015, 114(22): 223901.
- [20] WU Y. A semi-Dirac point and an electromagnetic topological transition in a dielectric photonic crystal[J]. Optics Express, 2014, 22(2): 1906-1917.
- [21] ARMITAGE N P, MELE E J, VISHWANATH A. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids[J]. Reviews of Modern Physics, 2018, 90(1): 015001.
- [22] HUANG X, LAI Y, HANG Z H, et al. Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials[J]. Nature Materials, 2011, 10(8): 582-586.
- [23] BRAVO-ABAD J, JOANNOPOULOS J D, SOLJACIC M. Enabling single-mode behavior over large areas with photonic Dirac cones[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2012, 109(25): 9761-9765.
- [24] 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, 2014, 39(7): 2072-2075.
- [25] SHAO Z K, CHEN H Z, WANG S, et al. A high-performance topological bulk laser based on band-inversion-induced reflection[J]. Nature Nanotechnology, 2020, 15(1): 67-72.
- [26] YANG Z Q, SHAO Z K, CHEN H Z, et al. Spin-momentum-locked edge mode for topological vortex lasing[J]. Physical Review Letters, 2020, 125(1): 013903.
- [27] MAO X R, SHAO Z K, LUAN H Y, et al. Magic-angle lasers in nanostructured moiré superlattice [J]. Nature nanotechnology, 2021, 16(10): 1099-1105.
- [28] GAO X, YANG L, LIN H, et al. Dirac-vortex topological cavities[J]. Nature Nanotechnology, 2020, 15(12): 1012-1018.
- [29] MA J, ZHOU T, TANG M, et al. Room-temperature continuous-wave Dirac-vortex topological lasers on silicon[J]. ArXiv Preprint ArXiv:2106.13838, 2021.
- [30] DIKOPOLTSEV A, HARDER T H, LUSTIG E, et al. Topological insulator vertical-cavity laser array [J]. Science, 2021, 373(6562): 1514-1517.
- [31] LI R S. Research on 1.3 μm high speed photonic crystal surface emitting lasers and topological surface emitting lasers[D]. Changchun: Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, 2021.
- 李儒颂. 1.3 μm 高速光子晶体面发射激光器与拓扑面发射激光器研究[D]. 长春: 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 2021.
- [32] HAIDER G, RAVINDRANATH R, CHEN T P, et al. Dirac point induced ultralow-threshold laser and giant optoelectronic quantum oscillations in graphene-based heterojunctions[J]. Nature Communications, 2017, 8(1): 256.

作者简介:

田思聪 (1984—), 男, 研究员, 主要从事光子晶体激光器方面的研究.