arXiv:2303.02325v1 [physics.optics] 4 Mar 2023

片上光学扭转双层光子晶体

Haoning Tang[1⊥*]、Beicheng Lou[2⊥]、Fan Du[1]，Mingjie Zhang[1]，Xueqi Ni[1]，Weijie Xu[1]，Rebekah Jin[3]，Shanhui Fan[2*]、Eric Mazur[1*‖]哈佛大学工程与应用科学学院，美国马萨诸塞州剑桥市，邮编 02138[2]应用物理系与金兹顿实验室，斯坦福大学，美国加利福尼亚州斯坦福市，邮编 94305[3]加利福尼亚大学洛杉矶分校，美国加利福尼亚州洛杉矶市，邮编 90095[⊥]作者对本研究的贡献相同。

[*]通讯作者：hat431@g.harvard.edu、shanhui@stanford.edu、mazur@seas.harvard.edu

近年来，莫尔´工程已被广泛用于创造和研究新型二维电子材料。然而，迄今为止，它在纳米光子系统中的应用尚未得到广泛探索。在此，我们证明，扭转双层光子晶体为光子学提供了一个全新平台，其光学色散可随扭转角调节。与扭转二维材料相比，扭转双层光子晶体蕴含丰富的物理现象，并提供更多自由度——材料选择、晶格对称性、特征尺寸、扭转角和层间间隙——为调控光学性质提供了前所未有的工具箱。我们直接观测了整个光学频率范围内的色散，并表明测得的光学响应与数值和解析结果高度定量吻合。我们的结果揭示，莫尔´散射使扭转双层光子晶体的能带结构具有高度可调性。这项工作为探索光子学中的非常规物理和新型应用开辟了道路。

人们对利用莫尔´物理来调控光学色散的兴趣日益浓厚。例如，莫尔´图案化单层[1–15]和扭转双层[16–35]光子结构呈现出无色散的超平带。将两个光子结构相互扭转所形成的莫尔´图案会带来独特的光学性质，包括非线性增强[36]和各向异性色散[37]。采用一对相互扭转的光子晶体薄板[38]，可提供大量自由度——材料选择、晶格对称性、特征尺寸、扭转角和层间间隙——从而能够调控材料的光学性质。特别是，近期的理论研究表明，扭转双层光子晶体（TBPhC）结构具有慢光特性[39]，，有助于研究强光与物质相互作用和Purcell增强[40]，以及频率滤波[41]。然而，迄今为止，尚未有研究展示光学频率范围内的TBPhC器件。

本文报道了可在光学频率范围内工作的介电质扭转双层光子晶体结构的制备，以及对其动量空间分辨光学响应和光学能带结构的测量。我们还将测量中观察到的能带折叠和能带杂化现象与数值及解析结果进行了比较。本文所 प्रस्तुत的结果为通过实验探索理论预测的非常规物理打开了大门，例如非平凡拓扑现象[18]和连续谱中的束缚态[42]。这些结果还支持诸如自适应[43,44]和压缩[43,44]传感，以及片上、实时可配置的光学滤波器、偏振计、开关和激光器等潜在应用。

我们首先分析单层光子晶体板和扭转双层光子晶体薄板的光散射特性。光子晶体板是在 z方向上有限、在 xy 平面内周期性排列的介电结构。周期性可以用晶格表示，既可以在实空间中表示，也可以在倒易空间中表示。例如，倒易空间中的正方晶格是一组点 $\mathcal{G}_1 \equiv \{(i\hat{\mathrm{x}} + j\hat{\mathrm{y}})2\pi/a \mid i、\ j \in \mathbb{Z}\}$，其中$\hat{\mathrm{x}}$、$\hat{\mathrm{y}}$是 xy 平面内的单位矢量，而 a 是其在实空间中的周期。当两个相同的正方晶格彼此发生扭转时（图 1a），它们会在实空间中形成莫尔´晶格（图 1b）。由于两层中的周期性结构都会产生散射，TBPhC 的倒易晶格包含大量波矢[17,21]（见补充材料第 2 节）。在倒易空间中，扭转角为 θ 的扭转层的晶格为 $\mathcal{G}_2 \equiv \{(i\hat{\mathrm{x}}' + j\hat{\mathrm{y}}')\ 2\pi/\theta \mid i、\ j \in \mathbb{Z}\}$，其中$\hat{\mathrm{x}}'$、$\hat{\mathrm{y}}'$ 是扭转 xy 平面内的单位矢量，即$\hat{\mathrm{x}}' = \cos(\theta)\hat{\mathrm{x}} + \sin(\theta)\hat{\mathrm{y}}$，$\hat{\mathrm{y}}' = \cos(\theta)\hat{\mathrm{y}} - \sin(\theta)\hat{\mathrm{x}}$。TBPhC 的倒易晶格是每一层倒易晶格之和，即

$$\begin{aligned}\mathcal{G}_{\mathrm{TB}} &\equiv \{(i\hat{\mathbf{x}} + j\hat{\mathbf{y}} + k\hat{\mathbf{x}}' + l\hat{\mathbf{y}}')\,2\pi/a \mid i,j,k,l \in \mathbb{Z}\} \\ &\equiv \left\{\mathbf{G}_{(i,j,k,l)} \mid i,j,k,l \in \mathbb{Z}\right\},\end{aligned} \tag{1}$$

然而，对于光散射，只需考虑一小部分波矢。对于扭转双层光子晶体，特别值得关注的波矢子集与莫尔´图案密切相关，其定义为

$$\begin{aligned}\mathcal{G}_{\mathrm{m}} &\equiv \{(i\hat{\mathbf{x}} + j\hat{\mathbf{y}} - i\hat{\mathbf{x}}' - j\hat{\mathbf{y}}')\,2\pi/a \mid i,j \in \mathbb{Z}\} \\ &= \left\{\mathbf{G}_{(i,j,-i,-j)} \mid i,j \in \mathbb{Z}\right\} \\ &\equiv \left\{\mathbf{G}_{\mathrm{m},(i,j)} \mid i,j \in \mathbb{Z}\right\},\end{aligned} \tag{2}$$

其中$\mathbf{G}_{\mathrm{m},\ (i,j)}$ 为莫尔波矢。具体而言，

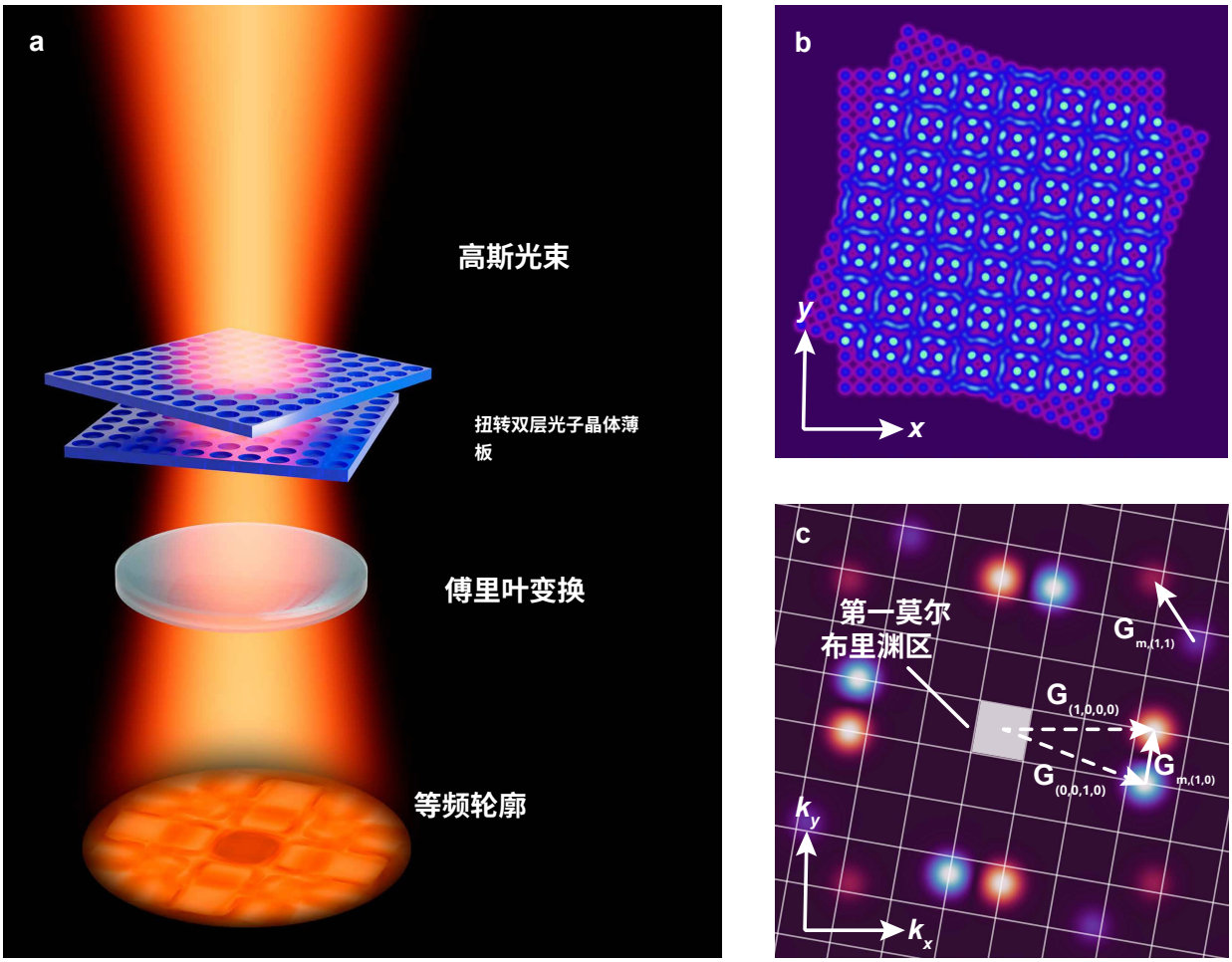

图 1. 实验示意图及莫尔′散射过程。a，正方晶格中带有圆孔的扭转双层光子晶体薄板由聚焦的高斯入射光照射，并将透射光映射到其动量空间。**b**，俯视图中的莫尔′晶格。**c**，扭转双层的倒易晶格和基矢参与了两层之间的散射过程。第一层和第二层的倒易空间分别以蓝色和橙色光斑的中心标示。光斑越大、越亮，表示散射越强。方格网和阴影区域表示一阶莫尔′布里渊区。莫尔′散射强度的理论分析见补充材料第 2 节。

扭转角对扭转双层光子晶体（TBPhC）的性质影响显著，这源于一种散射过程：面内波矢为 $\mathbf{k}_{\mathrm{inc}}$ 的入射光被莫尔波矢 $\mathbf{G}_{\mathrm{m},(i,j)}$ 散射。当 $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\mathrm{inc}} + \mathbf{G}_{\mathrm{m},(i,j)}$ 与系统共振模式的波矢匹配时，这种散射过程会产生共振（见补充材料第 1 节）。一阶莫尔波矢 $\mathbf{G}_{\mathrm{m},(\pm1,0)}$ 或 $\mathbf{G}_{\mathrm{m},(0,\pm1)}$ 由最短的单层波矢 $\mathbf{G}_{(\pm1,0,0,0)}$ 和 $\mathbf{G}_{(0,0,\pm1,0)}$ 或 $\mathbf{G}_{(0,\pm1,0,0)}$ 和 $\mathbf{G}_{(0,0,0,\pm1)}$ 决定（见图 1c）。成像范围内次高阶的莫尔波矢 $\mathbf{G}_{\mathrm{m},(\pm1,\pm1)}$ 和 $\mathbf{G}_{\mathrm{m},(\pm1,\mp1)}$ 由 $\mathbf{G}_{(\pm1,\pm1,0,0)}$ 和 $\mathbf{G}_{(0,0,\pm1,\pm1)}$ 决定（见补充材料第 2 节）。在我们的实验中，只有由一组莫尔波矢

$\mathcal{G}'_{\mathrm{m}} = \{\mathbf{G}_{\mathrm{m},(\pm1,0)}, \mathbf{G}_{\mathrm{m},(0,\pm1)}, \mathbf{G}_{\mathrm{m},(\pm1,\pm1)}, \mathbf{G}_{\mathrm{m},(\pm1,\mp1)}\}$ 均可观测。在考虑低频范围和小扭转角时，其他高阶莫尔′波矢散射可以忽略[21,41]。因此，如图 1c 所示，扭转双层光子晶体薄板的第一莫尔′布里渊区由一阶莫尔′波矢 $\mathbf{G}_{\mathrm{m},(\pm1,0)}$ 和 $\mathbf{G}_{\mathrm{m},(0,\pm1)}$ 定义。

我们采用两层完全悬置的纳米结构氮化硅膜，制备扭转双层光子晶体板（图2a）。首先在硅片上沉积并图案化一层150 nm厚的氧化硅（一氧化硅）层$_2$，随后在图案化的SiO_3N_4层上沉积一层439 nm厚的低应力氮化硅。将尺寸为400μm × 400 μm的大型光子晶体通过电子束光刻图案化到氮化硅层中：

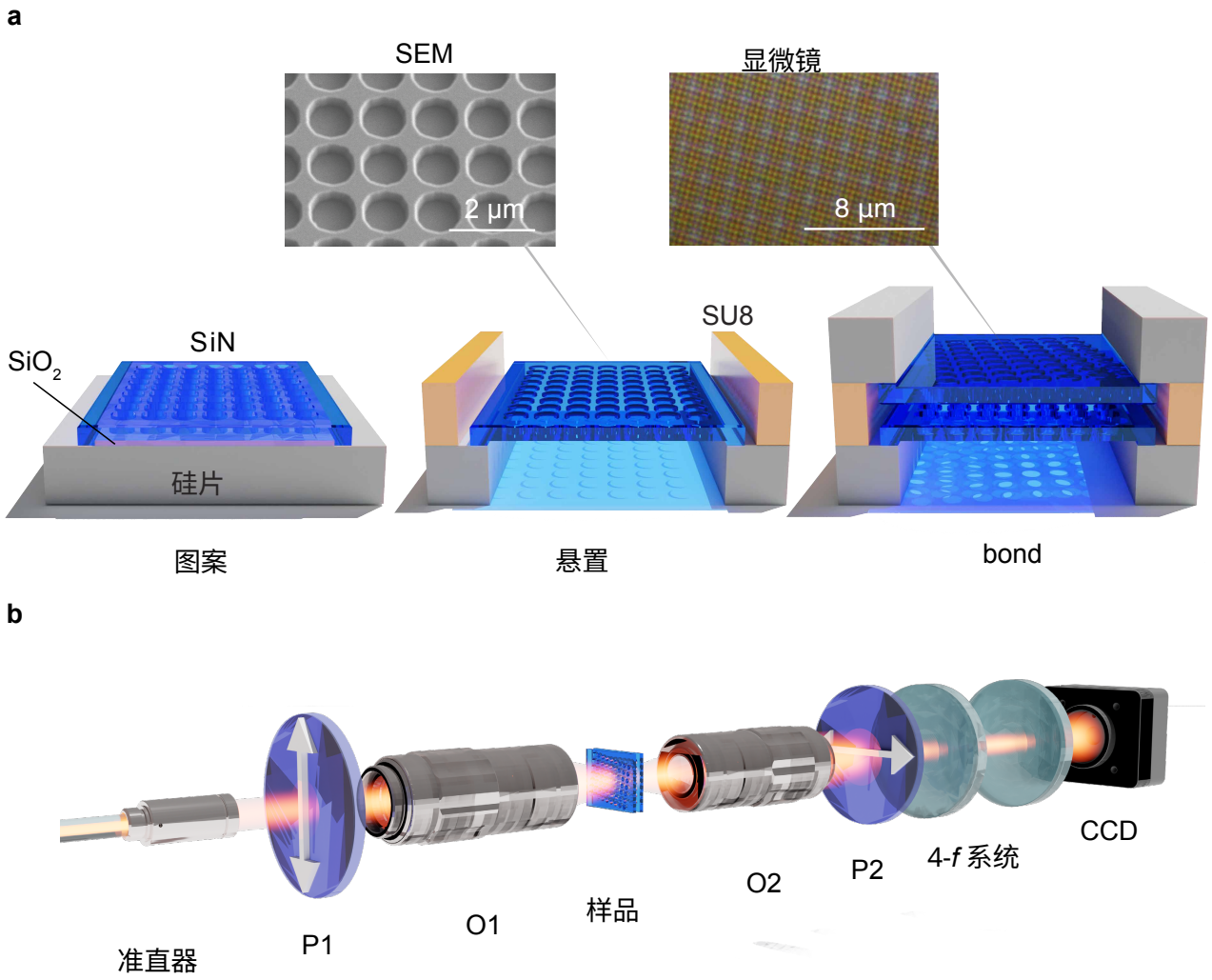

图 2. 器件制备工艺与实验装置。a，扭转双层光子晶体薄板的制备工艺。放大图分别为已制备单层光子晶体薄板的扫描电子显微镜（SEM）图像，以及可见莫尔 ′图案的扭转双层光子晶体薄板的 50 倍显微镜图像。**b**，测量装置示意图。红色光线表示入射光，以及其从双层晶格中直接透射和经辐射诱导散射后的光线。P，偏振片。O，物镜。CCD，电荷耦合器件。

该方形晶格光子晶体的晶格常数为 $a = 1220$ nm，圆形空气孔的半径为$r = 502$ nm。光子晶体经浅刻蚀，刻蚀深度为 $t_{\mathrm{PhC}} = 320$ nm。为悬置光子晶体板，从背面将下方的硅晶圆层完全刻蚀，直至刻蚀到SiO_2 层。随后通过湿法刻蚀去除SiO_2 层。在一片晶圆的Si_3N_4 层上图案化一层间隔与粘附层（SU8 2002）。最后，采用倒装芯片键合技术将两片晶圆键合在一起，并将相对角度控制在0.1°以内。两层光子晶体膜之间有 550 ± 50 nm的空气隙。倒装芯片键合后，显微镜图像中出现莫尔图案。（见补充材料第3-4节）。

我们通过自由空间能带结构测量装置，测量样品在动量空间分辨的光学响应[45,46]（见图 2b）。频域和动量空间测量使用两种激光器：波长范围为 1100 nm–1700 nm、频率分辨率为 6.4 nm–19.8 nm 的 SuperK 连续谱激光器及 SuperK SELECT滤光器，以及波长范围为 1500 nm–1630 nm、频率分辨率为 0.003 nm 的 TSL-550 Santec 可调谐激光器。激光先通过第一个偏振片（P1），然后光线进入无限远校正物镜（O1）的后焦平面。入射光聚焦于样品平面，并以相同波长激发扭转双层光子晶体薄板的本征模。这些本征模受到倒易晶格散射，从而形成具有有限线宽的共振，

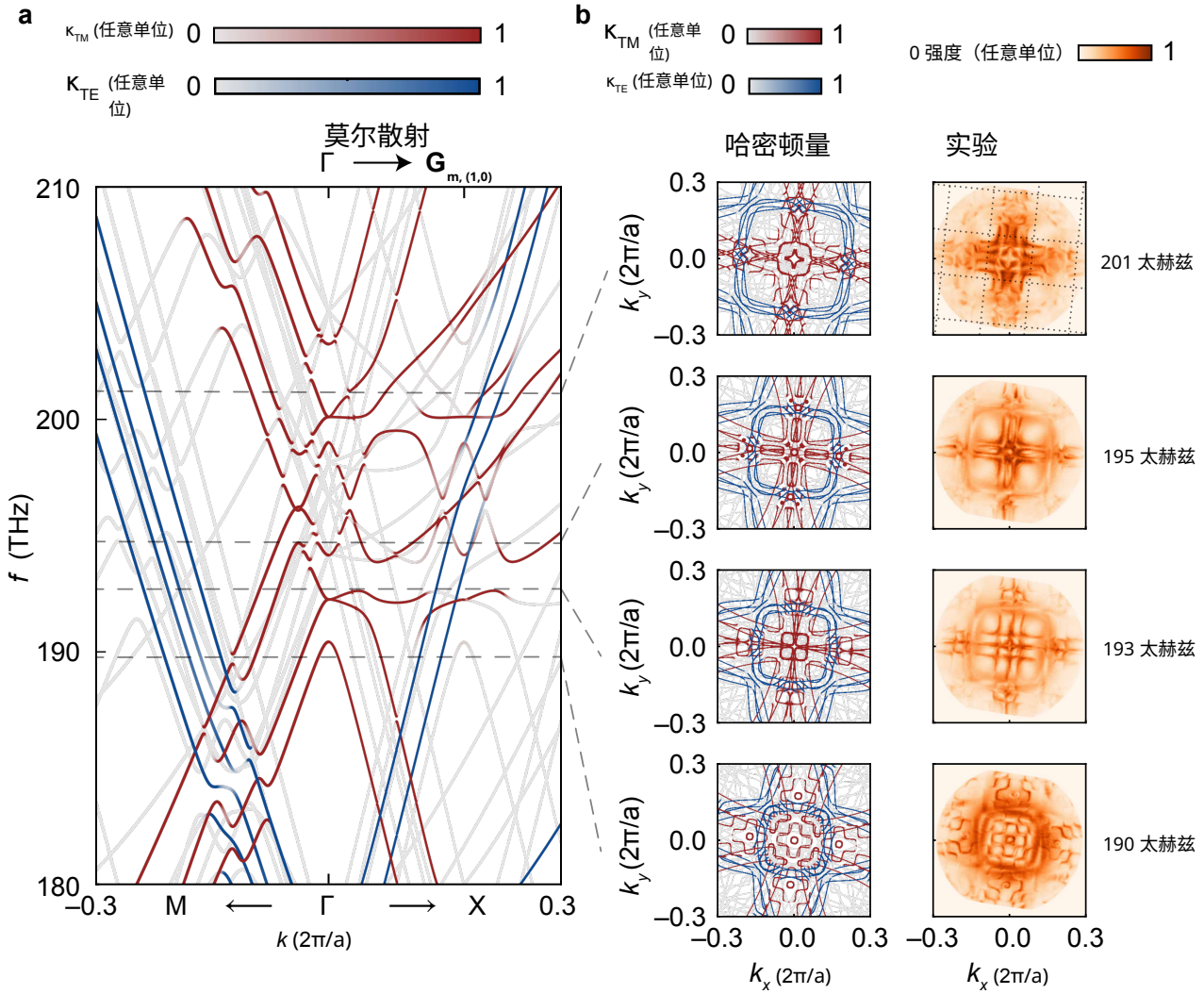

图 3. 测量结果中与等频轮廓对比的哈密顿能带结构。a，扭转角为 $\theta = 10.0°$ 的扭转双层光子晶体薄板的哈密顿能带结构。类 TM 模式和类 TE 模式分别以红色和蓝色显示，每个颜色条表示耦合强度。虚线表示等频轮廓的频率。**b**，哈密顿量计算（左）与测量（右）的等频轮廓对比。在解析得到的等频轮廓中，类 TM 和类 TE 能带仍分别以红色和蓝色显示，且使用与**a**相同的颜色条。在测得的等频轮廓中，类 TM 和类 TE 共振同时成像，颜色条表示电荷耦合器件接收的总透射强度。等频轮廓的第一次测量图中的点线表示第一布里渊区莫尔′。实验图像经过畸变校正和高动态范围曝光处理（见补充材料第 6 节）。

以及制备无序的散射[38]，进一步展宽了共振的线宽。共聚焦物镜（O2）收集透射光，并将其投射到后焦平面的动量空间中。透射光经过带有第二个偏振片（P2）的 4-f 系统后，动量空间图像放大 1.33 倍并成像到单色CCD相机上；P2 与 P1 交叉偏振。P2 用于阻挡来自 P1 的直接透射光，并使具有不同偏振态的扭转双层光子晶体薄板共振透过（见补充材料第 5 节）。该成像系统提供了 k-空间分辨率，达 $1.48 \times 10^4\ \mathrm{m}^{-1}$/像素。该 k-空间成像成像范围和分辨率以布里渊区为单位，取决于物镜的数值孔径、入射波长和晶格常数。例如，当入射波长为 1550 nm，单层光子晶体的晶格常数为 $a = 1220$nm 时，k 空间成像范围的长度覆盖 $0.53b$，分辨率为 $0.003b$/像素，其中 $b = 2\pi/a$ 是单层倒格子常数。对于 10.0° 扭转双层结构，k 空间成像范围的长度覆盖 $5.6b_{\mathrm{m}}$，分辨率为 $0.02b_{\mathrm{m}}$/像素，其中 $b_{\mathrm{m}} = 2\pi/a_{\mathrm{m}} = 4\pi\sin(\theta/2)/a$ 是莫尔倒格子常数（见补充材料第 6 节）。

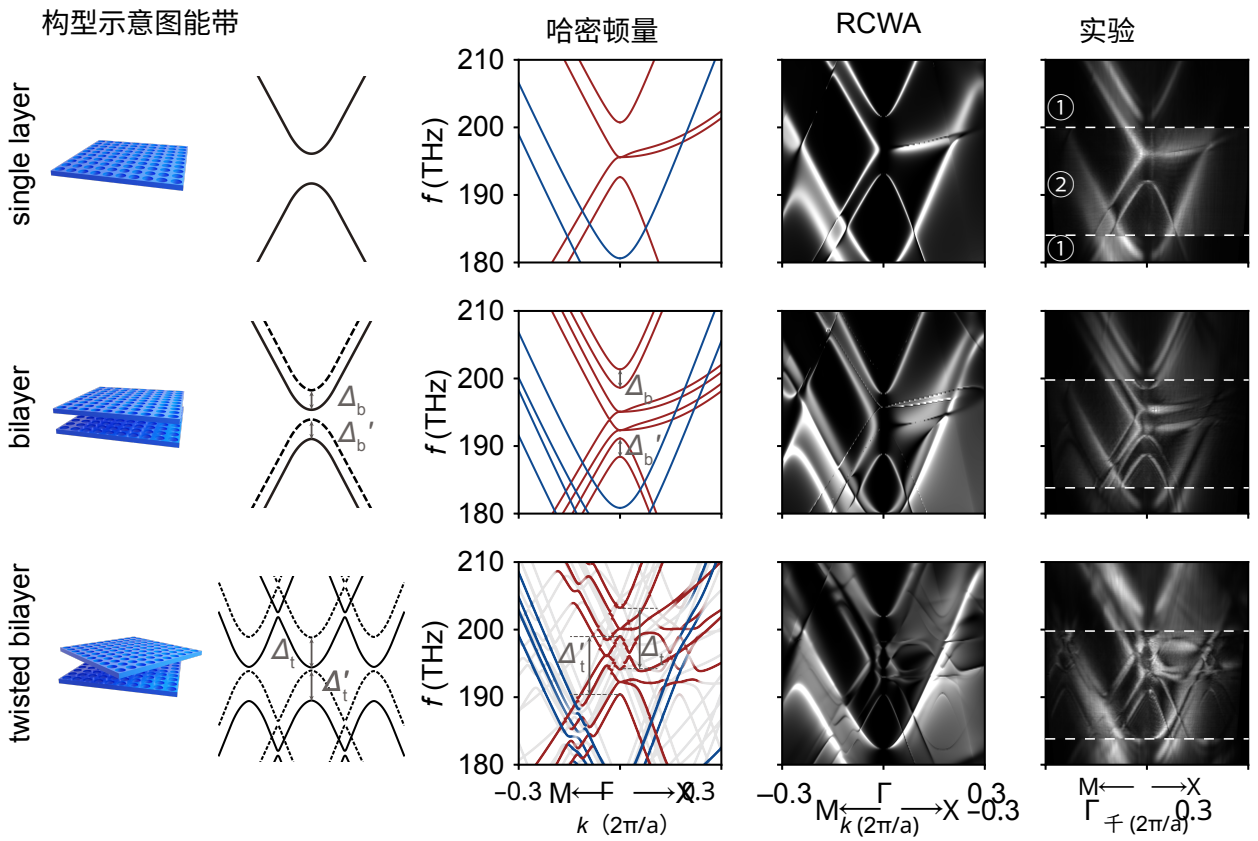

图 4. 扭转角为 $\theta = 10.0°$ 的单层、双层和扭转双层光子晶体薄板的示意、解析、第一性原理及测量所得能带结构。第一列，光子晶体薄板构型。**第二列**，示意能带结构。**第三列**，类 TM（红色）和类 TE（蓝色）哈密顿能带结构。灰线表示测量中不可见的本征模。**第四列**，严格耦合波分析（RCWA）计算。**第五列**，实验测量。区域 1 的能带结构由 SuperK 激光器测量，区域 2 的能带结构由 Santec TSL 可调谐激光器测量。

从解析上看，扭转双层光子晶体的共振频率可导出为描述各种薄板模式及其相互作用的哈密顿量[38,47] 的本征频率。我们将未受扰动的均匀薄板模式（即波导模式）设为基底，并将晶格辅助散射视为哈密顿矩阵中的耦合项。对于面内波矢为$\mathbf{k}_{\mathrm{inc}}$的入射光束，需要考虑作为哈密顿量基底的相关薄板模式可表示为$|\mathbf{G}_{(i,j,k,l)}\rangle_h$，或 $|i,\ j,\ k,\ l\rangle_h$ 简写为，其对应的场分布为：

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \equiv \phi_h(z) e^{-i\left(\mathbf{G}_{(i,j,k,l)}+\mathbf{k}_{\mathrm{inc}}\right)\cdot\mathbf{r}_{\parallel}} \tag{3}$$

其中，$h = 1,\ 2$ 表示模式局域于哪一层，$\phi_h(z)$ 是感兴趣频率范围内沿 z 方向的模式剖面。许多这类基底的共振频率强烈依赖于角度，这是由其面内波矢的角度依赖性导致的。因此，哈密顿矩阵的本征频率也强烈依赖于扭转角。例—

理论能带结构的示例见图3a。由于一阶莫尔散射占主导地位，在构建哈密顿量时，我们选择了一组基底，其中包括来自各层倒易晶格的波矢，例如 $|\mathbf{G}_{(\pm1,0,0,0)}\rangle_h$ 和 $|\mathbf{G}_{(0,\pm1,0,0)}\rangle_h$，以及一阶莫尔基底，例如$|\mathbf{G}_{\mathrm{m},\ (\pm1,0)}\rangle_h$ 和$|\mathbf{G}_{\mathrm{m},\ (0,\pm1)}\rangle_h$，其中 $h \in \{1,2\}$ 标示模式局域于哪一层（见补充材料第7节）。然而，测量得到的频域光学响应并未反映哈密顿量计算中的所有本征频率。第一层中具有更多$|\mathbf{G}_{(i,j,0,0)}\rangle_1$ 分量的本征模与入射光具有更强的耦合强度。同样，第二层中具有更多$|\mathbf{G}_{(0,0,k,l)}\rangle_2$分量的本征模与出射光具有更强的耦合强度。预计具有较少 $|\mathbf{G}_{(i,j,0,0)}\rangle_1$ 和 $|\mathbf{G}_{(0,0,k,l)}\rangle_2$ 分量的本征模在透射光谱中的表现也较弱（见补充材料第7节）。在图3a中，横磁类和横电类模式的色条表示耦合强度。半透明颜色表示的本征模对测量不可见。

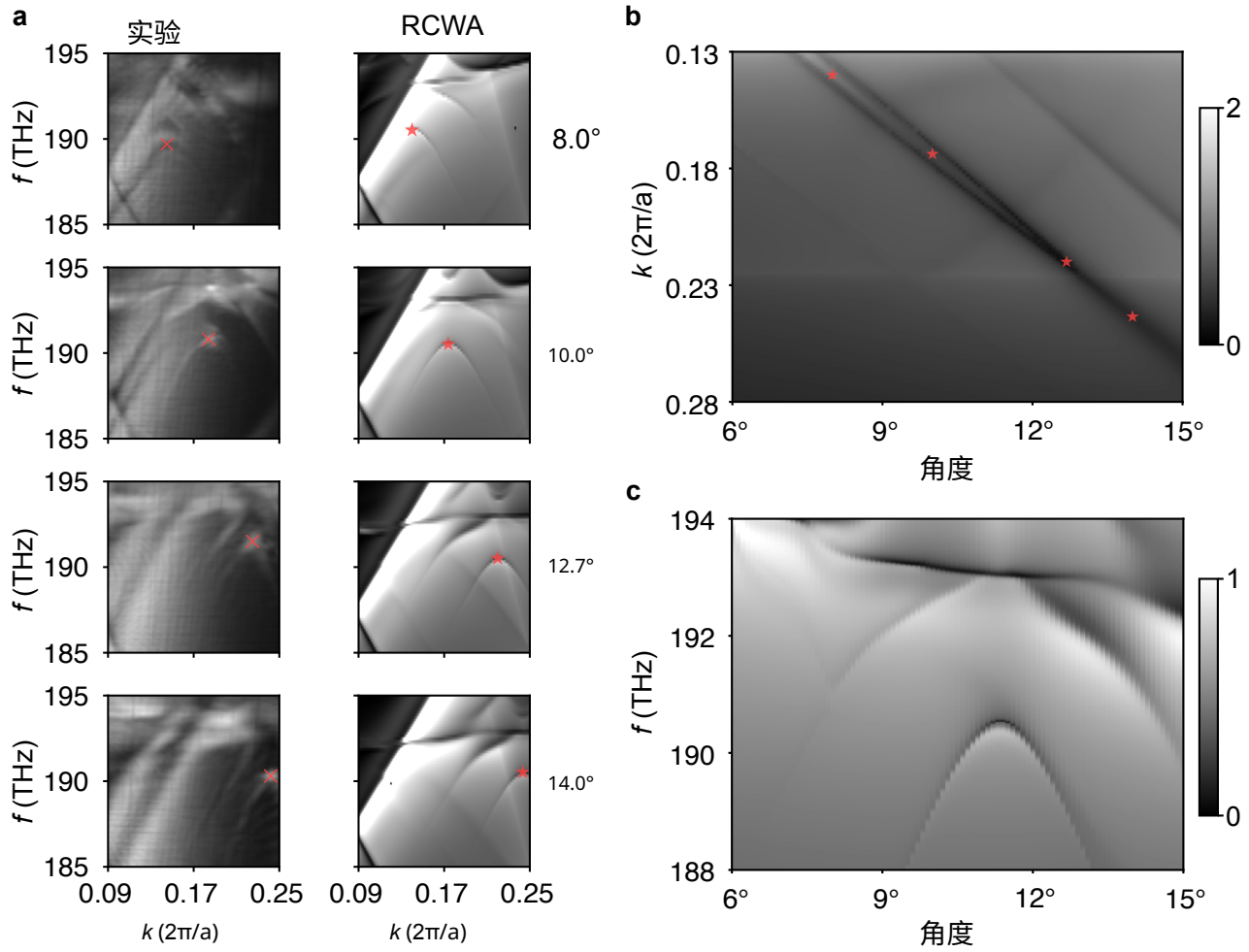

图 5. 光学共振的角度依赖性。a，不同扭转角下扭转双层光子晶体薄板的实验（左列）和严格耦合波分析（右列）能带结构。实验中的带边以红色叉号标出，严格耦合波分析中的带边以红色星号标出。**b**，严格耦合波分析中扭转双层光子晶体的波矢随扭转角的变化，其中 $f = 190.5$ THz **c**，严格耦合波分析中扭转双层光子晶体的共振频率随扭转角的变化，其中 $k = 0.189b$。颜色条表示强度。

在所有后续的TBPhC能带结构中，ible to the measurement. In all following TBPhCbandstructures, the x轴按单层光子晶体倒格子常数进行缩放，而 $\Gamma \rightarrow$ M 和 $\Gamma \rightarrow$ X 的方向指代莫尔′晶格的高对称轴。实验测得的TBPhC等频轮廓与哈密顿量结果在定量上吻合良好（图3b）。其频率（$f_1 = 189.7$ THz、 $f_2 = 192.7$ THz、 $f_3 = 194.7$ THz、$f_4 = 201.2$ THz）在图3a的解析能带结构中以虚线表示。图3b中第一个实验等频轮廓内的点线表示莫尔′晶格。第一个莫尔′布里渊区中的等频轮廓通过沿一阶莫尔′矢量$\mathbf{G}_{m、(\pm1,0)}$ 和$\mathbf{G}_{m、(0,\pm1)}$进行平移而重复出现。通过$\mathbf{G}_{m、(\pm1,\pm1)}$ 和$\mathbf{G}_{m、(\pm1,\mp1)}$的平移，也会出现类似但弱得多的等频轮廓重复，这表明该阶次的散射强度有所降低（见补充材料第2节）。

重复的等频轮廓并不完全相同，这与莫尔′晶格的准晶体特征相吻合（见补充材料第1节）。

观测到的能带结构反映了单层光子晶体能带的能带折叠和能带杂化。为了模拟观测到的扭转双层光子晶体薄板能带结构，我们采用严格耦合波分析[48]。与哈密顿量方法不同，严格耦合波分析利用麦克斯韦方程组从第一性原理出发描述系统，其计算结果包含更多信息，包括共振线宽和强度。图4中，我们比较了单层光子晶体薄板（第一行）、双层光子晶体薄板（第二行）以及扭转角为 10.0°的扭转双层光子晶体薄板（最后一行）的哈密顿量计算（第三列）、严格耦合波分析计算（第四列）和实验测量结果（最后一列）。图4的第二列展示了类横磁

抛物线色散能带，这是该系统能带结构的一个显著特征。在扭转角为 $\theta = 0°$的双层光子晶体薄板中，由于层间耦合和能带杂化，抛物线能带分裂为上下两组（实线→虚线）。在扭转双层光子晶体薄板中，能带折回至第一莫尔布里渊区′，第二莫尔布里渊区[17]，可在我们的装置视场中观察到。由于层间耦合导致能带杂化，能带频率也会发生变化′。接下来的三列展示了更多特征。在哈密顿量计算中，同时绘出了类横磁（红色）和类横电（蓝色）模式，表示耦合强度的色条与图[39,49]3 相同。在严格耦合波分析计算中，应用了交叉偏振滤波器以去除透射背景。测量时，区域 1 由 SuperK select 激光器测量，分辨率较低；区域 2 由 Santec TSL 可调谐激光器测量，分辨率较高。哈密顿量计算、严格耦合波分析计算和测量结果显示：对于单层光子晶体薄板，存在四条类横磁能带（红线）。对于双层光子晶体薄板，四条类横磁能带分裂为两组。上方抛物线能带组之间的能隙为THz，下方抛物线能带组之间的能隙为 $\Delta_{\mathrm{b}} = 2.2$ THz，这对应于能带杂化中的耦合强度 $\Delta'_{\mathrm{b}} = 2.8$ 。请注意，完全对准和未对准的双层光子薄板具有相同的能隙（见补充材料第 8 节）。对于扭转双层光子晶体薄板，在[39,49]Γ点出现了另外八条类横磁能带，它们源自双层光子晶体薄板中的两组类横磁能带。上方抛物线能带组之间的能隙为**THz**$_{\mathrm{m}(0,-1)}$，下方抛物线能带组之间的能隙为 $\Delta_{\mathrm{t}} = 7.0$ THz $\Delta'_{\mathrm{t}} = 7.3$ 。由于晶格失配导致层间耦合强度发生变化，扭转双层光子晶体薄板中的能隙也随之改变。严格耦合波分析计算结果与测量结果之间的误差在 ± 1点为 ΓTHz（见补充材料第 9 节）。由于制备缺陷，测量得到的能带结构线宽比严格耦合波分析计算结果更宽。通过比较哈密顿量计算、严格耦合波分析计算和实验结果，我们发现解析、数值和实验结果高度一致，这验证了我们对该系统中导引共振起源的理解。

扭转双层光子晶体的一大优势在于其导引共振可随扭转角调谐。扭转双层光子晶体中的共振通常是角度无关共振与角度相关共振的混合。角度相关共振与莫尔′波矢 $\mathbf{G}_{\mathrm{m}}$密切相关，因此也与扭转角[16,41]有关。在图 5中，我们比较了扭转角分别为 8.0°、10.0°、12.7°和 14.0°的扭转双层光子晶体的实测与计算能带结构（图 5a）。实测这四种角度下的等频轮廓见补充材料第 10 节。如图 5所示，扭转双层结构具有一组以莫尔波矢 $\mathbf{G}_{\mathrm{m}}$为中心的抛物线能带，$(1,0)$。随着角度增大，莫尔′波矢 $\mathbf{G}_{\mathrm{m}}$的大小也随之增大，并且可以观察到整个能带向更大 k 方向移动。为便于观察，图 5a 中用红色叉号和星号标出了带边。为了更清楚地了解带边如何随扭转角变化，我们在图 *5*b 中绘出了固定频率 190.5 THz 时透射率随波矢和扭转角的变化，其中红色星号标记的点与图 5a 中标出的参数相同。在这一参数范围内，可调谐共振可以用能带折叠图像很好地解释：抛物线能带会根据相应的莫尔波矢发生移动。我们还给出了共振频率随角度的变化关系（$k = 0.189b$ 图 5c），其中 190.3 THz 附近的透射率凹陷也呈抛物线形状。在更高频率下，可以观察到更复杂的扭转角依赖关系。导引共振的角度依赖性有助于识别扭转双层光子晶体薄板散射特性的可调谐性，并展现下一代双层可重构器件（如可调谐滤波器和波束转向器）的潜力。

总之，本文展示了如何利用两个光子晶体薄板之间的扭转角来调控其组装结构的光学能带结构。我们通过纳米加工制备了扭转双层光子晶体结构，并对其复杂且非常规的光学性质建立了基础性认识。具体而言，我们从理论上证明并通过实验测量了光学频率范围内扭转双层光子晶体薄板的能带结构。特别是，我们着重分析了可从等频轮廓中观测到的一阶莫尔′散射行为，以及从能带结构中体现出的能带杂化和能带折叠行为。本研究为调控扭转双层光子结构中的电磁波传播奠定了基础；通过构建可由扭转角和层间耦合控制的人工莫尔′系统，可实现一系列新的光学性质。能带结构的可调性为理解介电扭转双层系统中的其他光学性质提供了起点，包括连续谱束缚态、准晶光学、手性、偏振测量、非平庸拓扑模、超散射等。本文所介绍的制备、测量和分析方法也将为构建复杂的双层纳米材料，以及通过机械可重构性（例如调节层间间隙、扭转角和滑移距离）控制电磁波提供平台。我们的实验也为开发双层平面光学器件奠定了基础，例如可调滤波器、可调激光器、自适应传感器和激光雷达。

[1] Wang, P., Zheng, Y., Chen, X., Huang, C., Kartashov, Y. V., Torner, L., Konotop, V. V. & Ye, F. 光子莫尔´ *Na-* 晶格 *ture* **577** 42 46 2020 中的光局域化与离域化。, – ( ). [2] Fu, Q., Wang, P., Huang, C., Kartashov, Y. V., Torner, L., Konotop, V. V. & Ye, F. 由角度扭转控制的光子莫尔´ *Nat.* 晶格 *Photonics* **14** 663 668 2020 中的光学孤子形成。, – ( ). [3] Talukdar, T. H., Hardison, A. L. & Ryckman, J. D. 硅光子纳米线中的莫尔´效应。 *ACS Photonics* (2022年)。[4] Mao, X.-R., Shao, Z.-K., Luan, H.-Y., Wang, S.-L. & Ma, R.-M. 纳米结构莫尔´超晶格中的魔角激光器。 *Nat. Nanotechnol.* **16**, 1099–1105 (2021年)。[5] Zhou, X., Lin, Z., Lu, W., Lai, Y., Hou, B. & Jiang, J. 光子晶体：扭转四极拓扑光子晶体（Laser Photonics Rev. 14(8)/2020）（2020年）。[6] Shang, C., Lu, C., Tang, S., Gao, Y. & Wen, Z. 梯度光子莫尔´晶格场的生成。 *Opt. Express* **29**, 29116 29127 2021– ( ). [7] Lin, H.-M., Lu, Y.-H., Chang, Y.-J., Yang, Y.-Y. & Jin, X.-M. 在映射的莫尔´ *Phys. Rev. Appl.* **18** 2022 哈伯德光子晶格中直接观测到局域平带态。( ). [8] Han, J.-H., Kim, I., Ryu, J.-W., Kim, J., Cho, J.-H., Yim, G.-S., Park, H.-S., Min, B. & Choi, M. 基于莫尔´现象的旋转可重构超材料。 *Opt. Express* **23**, 17443–17449 (2015年)。[9] Asb´oth, J. K., Oroszl´any, L. & P´alyi, A. P. *A Short Course on Topological Insulators: Band Structure and Edge States in One and Two Dimensions* 2016 (Springer,). [10] Zeng, J., Hu, Y., Zhang, X., Fu, S., Yin, H., Li, Z. & Chen, Z. 频率调谐光子莫尔´ *Opt. Express* 晶格 **29** 25388 25398 2021 中的光局域化到非局域化转变。, – ( ). [11] Alnasser, K., Kamau, S., Hurley, N., Cui, J. & Lin, Y. 用于扭转光学的莫尔´光子图案中的共振模。*OSA Continuum* **4**, 1339 (2021年)。[12] Kartashov, Y. V., Ye, F., Konotop, V. V. & Torner, L. 相称—不相称光子莫尔´ *Phys. Rev. Lett.* 晶格 **127** 163902 2021 中的多频孤子。, ( ). [13] Khurgin, J. B. 莫尔´光纤光栅中的光减速及其对非线性光学的影响（2000年）。[14] Beravat, R., Wong, G. K. L., Frosz, M. H., Xi, X. M. & Russell, P. S. J. 无芯光子晶体光纤中的扭转诱导导光：光的螺旋通道。 *Sci Adv* **2**, e1601421 (2016年)。[15] Wong, G. K. L., Kang, M. S., Lee, H. W., Biancalana, F., Conti, C., Weiss, T. & Russell, P. S. J. 螺旋扭转光子晶体光纤中轨道角动量共振的激发。 *Science* **337**, 446–449 (2012年)。[16] Lou, B., Wang, B., Rodr´ıguez, J. A., Cappelli, M. & Fan, S. 扭转双层光子晶体中的可调谐导模共振。 *Sci Adv* **8**, eadd4339 (2022年)。[17] Lou, B., Zhao, N., Minkov, M., Guo, C., Orenstein, M. & Fan, S. 扭转双层光子晶体薄板理论。 *Phys. Rev. Lett.* **126**, 136101 (2021年)。[18] Nguyen, D. H. M., Devescovi, C., Nguyen, D. X., Nguyen, H. S. & Bercioux, D. 人工光子晶格中的费米弧重构（2022年）。网址 https://arxiv.org/abs/ 2211.07230.[19] Wang, H., Ma, S., Zhang, S. & Lei, D. 一般扭转双层系统中的内禀超平带。 *Light Sci Appl* **11** 159 2022 , ( )。

[20] Dong, K., Zhang, T., Li, J., Wang, Q., Yang, F., Rho, Y., Wang, D., Grigoropoulos, C. P., Wu, J. & Yao, J. 小扭转角下魔角双层光子晶体中的平带。 *Phys. Rev. Lett.* **126**, 223601 (2021)。[21] Lubin, S. M., Hryn, A. J., Huntington, M. D., Engel, C. J. & Odom, T. W. 准周期莫尔等离激元晶体。*ACS Nano* **7**, 11035–11042 (2013)。[22] Wu, Z., Chen, X., Wang, M., Dong, J. & Zheng, Y. 高性能超薄有源手性超材料。 *ACSNano* **12**, 5030–5041 (2018)。[23] Yi, C.-H., Park, H. C. & Park, M. J. 扭转双层光子莫尔超晶格中的强层间耦合与稳定拓扑平带。 *Light Sci Appl* **11**, 289 (2022)。[24] Nguyen, D. X., Letartre, X., Drouard, E., Viktorovitch, P., Nguyen, H. C. & Nguyen, H. S. 双层光子晶体莫尔超晶格的魔角构型：近乎完美的平带与非常规局域化。 *Phys. Rev. Research* **4** 2022 ( )。

[25] Huang, L., Zhang, W. & Zhang, X. 莫尔连续谱准束缚态。 *Phys. Rev. Lett.* **128**, 253901 (2022)。[26] Hu, G., Zheng, C., Ni, J., Qiu, C.-W. & Al`u, A. 光子魔角拓扑跃迁处增强的光与物质相互作用。 *Appl. Phys. Lett.* **118**, 211101 (2021)。[27] Sunku, S. S., Ni, G. X., Jiang, B. Y., Yoo, H., Sternbach, A., McLeod, A. S., Stauber, T., Xiong, L., Taniguchi, T., Watanabe, K., Kim, P., Fogler, M. M. & Basov, D. N. 莫尔石墨烯超晶格中的纳米光用光子晶体。 *Science* **362**, 1153–1156 (2018)。[28] Duan, J., Capote-Robayna, N., Taboada-Guti´errez, J., ´Alvarez-P´erez, G., Prieto, I., Mart´ın-S´anchez, J., Nikitin, A. Y. & Alonso-Gonz´alez, P. 扭转纳米光学：利用扭转声子极化激元薄板在纳米尺度操控光。 *Nano Lett.* **20**, 5323–5329 (2020)。[29] Chen, M., Lin, X., Dinh, T. H., Zheng, Z., Shen, J., Ma, Q., Chen, H., Jarillo-Herrero, P. & Dai, S. 扭转 α-MoO3中的可配置声子极化激元。 *Nat. Mater.* **19**, 1307 1311 2020– ( )。[30] Krasnok, A. & Al`u, A. 低对称性纳米光子学。*ACS Photonics* **9**, 2–24 (2022)。[31] Zhang, Q., Hu, G., Ma, W., Li, P., Krasnok, A., Hillen-brand, R., Al`u, A. & Qiu, C.-W. 范德华极化激元界面纳米光学。 *Nature* **597**, 187–195 (2021)。[32] Hu, G., Wang, M., Mazor, Y., Qiu, C.-W. & Al`u, A. 利用层状与莫尔超表面塑造光。 , – ( )。[33] Chen, J., Lin, X., Chen, M., Low, T., Chen, H. & Dai, S. 扭转光子结构展望。 *Appl. Phys. Lett.* **119** 240501 2021 , ( )。

[34] Wu, Z., Liu, Y., Hill, E. H. & Zheng, Y. 通过莫尔堆叠实现的手性超材料。 *Nanoscale* (2018)。[35] Liu, S., Ma, S., Shao, R., Zhang, L., Yan, T., Ma, Q., Zhang, S. & Cui, T. J. 用于动态波束赋形的莫尔超表面。 *Sci Adv* **8**, eabo1511 (2022)。[36] Yao, K., Finney, N. R., Zhang, J., Moore, S. L., Xian, L., Tancogne-Dejean, N., Liu, F., Ardelean, J., Xu, X.,

Halbertal, D., Watanabe, K., Taniguchi, T., Ochoa, H., Asenjo-Garcia, A., Zhu, X., Basov, D. N., Rubio, A., Dean, C. R., Hone, J. & Schuck, P. J. 氮化硼同质结构中可扭转界面与垂直超晶格产生的增强可调二次谐波。 *Sci Adv* **7** (2021)。[37] Hu, G., Krasnok, A., Mazor, Y., Qiu, C.-W. & Al`u, A. 莫尔双曲超表面。 *Nano Lett.* **20**, 3217–3224 (2020)。[38] Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N. & Meade, R. D. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition)* 2008 (普林斯顿大学出版社，)。[39] Tang, H., Du, F., Carr, S., DeVault, C., Mello, O. & Mazur, E. 扭转双层光子晶体光学性质的建模。 *Light Sci Appl* **10**, 157 (2021)。[40] Tang, H., Ni, X., Du, F., Srikrishna, V. & Mazur, E. 双层莫尔光子晶体薄板中的片上光俘获。*Appl. Phys. Lett.* **121**, 231702 (2022)。[41] Lou, B. & Fan, S. 基于扭转双层光子晶体薄板的可调频率滤波器。 *ACS Photonics* **9**, 800–805 (2022)。[42] Huang, L., Zhang, W. & Zhang, X. 莫尔连续谱准束缚态。 *Phys. Rev. Lett.* **128**, 253901 2022 10 ( )。URL https://link.aps.org/doi/ . 1103/PhysRevLett.128.253901。[43] Gan, X., Pervez, N., Kymissis, I., Hatami, F. & Englund, D. 基于紧凑型平面二维光子晶体腔阵列的高分辨率光谱仪。 *Appl.* , ( )。*Phys. Lett.* **100** 231104 2012 [44] Wang, Z. & Yu, Z. 基于纳米光子结构压缩感知的光谱分析。 *Opt. Express* **22**, 25608 25614 2014– ( )。[45] Jin, J., Yin, X., Ni, L., Solja˘ci´c, M., Zhen, B. & Peng, C. 拓扑赋能的超高Q导引共振具有抵抗面外散射的鲁棒性。 *Nature* **574**, 501–504 (2019)。[46] Yin, X., Jin, J., Solja˘ci´c, M., Peng, C. & Zhen, B. 观察到拓扑赋能的单向导引共振。 *Nature* **580**, 467–471 (2020)。[47] Sakoda, K. *Optical Properties of Photonic Crystals* （Springer Science & Business Media，2004年）。[48] Liu, V. & Fan, S. S4：一种用于层状周期结构的自由电磁求解器。 *Comput. Phys. Commun.* **183**，2233 2244 2012–（）。[49] Carr, S., Massatt, D., Fang, S., Cazeaux, P., Luskin, M. & Kaxiras, E. 扭角电子学：通过扭转角调控二维层状结构的电子性质。 *Phys. Rev. B Condens. Matter* **95**，075420（2017年）。

致谢
作者感谢 Jicheng Jin、Guixiong Zhong、Stephen Carr、Yuan Cao、Zihao Chen 和 Shang Liu 的讨论。哈佛大学团队感谢 DARPA 根据 URFAO合同：GR510802 提供的支持。样品制备在哈佛大学纳米尺度系统中心完成，该中心是国家纳米技术协调基础设施网络的成员，并得到美国国家科学基金会项目编号1541959的支持。S. F. 感谢美国空军科学研究办公室提供的 MURI资助（项目编号 FA9550-21-1-0312）。

作者贡献S
everal authors contributed
对本文所述工作作出了贡献。H.T. 提出了这项工作的基本构想。H.T. 和 R.J. 完成了制备。F.D.、H.T. 和 W.X. 搭建了实验装置并进行了测量。F.D. 和 M.J. 完成了测量成像和数据处理。B.L.、M.J. 和 X.N. 进行了严格耦合波分析仿真。B.L. 和 M.J. 完成了哈密顿量计算。E.M.、S.F. 和 H.T. 监督了手稿的研究与开发。H.T. 撰写了手稿和补充材料的初稿；M.J.、F.D.、H.T.、X.N. 和 B.L. 准备了图的初稿。H.T.、M.J.、F.D.、X.N.、B.L.、R.J.、E.M. 和 S.F. 共同撰写了手稿。所有作者随后均参与了修订过程，批准了最终稿，并在手稿撰写过程中提供了反馈。

利益冲突
作者声明不存在竞争性财务利益。

补充信息可在论文的在线版本中获取。