

基于梯形光栅合并 BIC 的低阈值纳米激光*

孙甜甜¹⁾ 黄智广¹⁾ 宁廷银¹⁾ 陈险峰²⁾ 霍燕燕^{1)†}

1) (山东师范大学物理与光电学院, 山东省光场调控物理与应用重点实验室, 济南 250358)

2) (上海交通大学物理与天文学院, 区域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室, 上海 200240)

摘要

实现低阈值、高性能的纳米激光器是光子集成电路与片上光源领域的挑战之一. 连续域束缚态(Bound states in the continuum, BICs)因其理论上无限高的品质因数(Q 因子), 可极大增强光-物质相互作用, 为实现低阈值纳米激光器提供了有效途径. 然而, 理想 BIC 无法被直接激发, 实际应用中需通过打破对称性将其转化为准 BIC(quasi-BIC). 但准 BIC 的 Q 因子对结构参数特别敏感, 在实际制备中难以保持良好性能. 为此, 本文提出基于梯形光栅合并 BIC 的设计方案, 实现了一种低阈值、鲁棒性强的纳米激光. 该结构通过打破垂直对称性, 在动量空间诱导多个 BIC 发生合并, 从而在较宽波矢范围内实现超高 Q 因子谐振, 降低了对入射角与制备误差的敏感性. 通过数值仿真分析其激射响应, 计算得到该梯形光栅合并 BIC 理论纳米激光器的激射阈值可低至 $0.816 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, 低于传统矩形光栅合并 BIC. 本文数值仿真结果验证了合并 BIC 在设计低阈值、高稳定性纳米激光器方面的潜在应用价值.

关键词: 纳米激光器, 合并 BIC, 高 Q 因子

PACS: 42.55.Px, 42.70.Qs, 42.79.Dj

基金: 国家自然科学基金(批准号: 12274271, 12174228, 12104268)和山东省自然科学基金(批准号: ZR2023MA073)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yanyanhuo2014@sdsu.edu.cn

1 引言

低阈值、高集成度的片上激光源一直是光子集成电路、光通信和传感技术所追求的目标. 在众多微型化路径中, 半导体纳米激光器将器件尺寸从宏观尺度成功压缩至亚波长乃至纳米量级, 代表了当前小型化激光器研究的前沿方向^[1]. 对

于此类微纳激光器，谐振腔的品质因数(Q 值)是决定其性能的关键参数。具有超高 Q 值的谐振模式能够极大地增强光与物质的相互作用，不仅为实现低阈值激射提供可能，也在非线性光学增强、高灵敏度传感及精密光场调控等领域展现出巨大潜力^[2,3]。然而，高 Q 值谐振腔，如微环，光子晶体微腔，通常伴随着大的模式体积，制约了器件的微型化，且对制备工艺的缺陷极为敏感。

近年来，连续域束缚态(Bound states in the continuum, BIC)作为一种新兴的物理机制，为实现高 Q 因子谐振提供了有效途径^[4,5]。BIC 是一种在连续谱中仍保持局域化的特殊量子态，其频率位于连续域内但无法与辐射通道耦合，不会向外泄漏能量，从而实现完美的光场局域。这种特性使其能够突破传统光学谐振腔在 Q 值与模式体积之间的限制，为实现极低阈值的纳米激光器提供理想途径^[6-9]。BIC 主要包括由结构对称性保护的 BIC(SP-BIC)、偶然型 BIC(A-BIC)以及基于模式干涉的 Friedrich-Wintgen 型 BIC(FW-BIC)等^[10]。其中，SP-BIC 通常固定在布里渊区高对称点(如 Γ 点)，依赖于结构的面内或面外对称性。A-BIC 和 FW-BIC 可通过结构参数调谐在动量空间中移动^[10]。然而，理想 BIC 因完全解耦而无法被外部光场直接激发^[11]。在实际应用中，通常引入微扰(如破坏结构对称性或采用倾斜入射)将其转化为准连续域束缚态(quasi-BIC)^[12-14]。Quasi-BIC 能保留极高 Q 值，同时获得了可控的辐射通道^[5,15]。

尽管基于准 BIC 的激光器已被验证^[4,6]，但传统的对称破缺方法(如将圆柱变为椭圆，把对称纳米棒改成具有不同长度的二聚体，对光子晶体平板进行面内晶格微扰)所获得的准 BIC 对结构扰动极为敏感，其超高 Q 值仅存在于参数空间中极窄的奇异点附近，微小的制备误差或入射角偏差即可导致 Q 值剧烈下降，严重阻碍了器件的实用化^[14,16]。

为克服这一瓶颈，近年来的研究提出了一种更具鲁棒性的“合并 BIC”。在

拓扑电荷守恒的驱动下，动量空间中的多个 BIC(如 SP-BIC 与多个 A-BIC 或 FW-BIC)可随结构参数(如厚度、周期、宽度等)的连续变化而发生融合，形成一个合并 BIC^[17-20]。与孤立 BIC 不同，在合并点附近，谐振的 Q 因子遵循更平缓的衰减规律(如从 $Q \propto k^{-2}$ 提升至 $Q \propto k^{-6}$ 甚至 $Q \propto k^{-14}$)，从而在相对宽泛的波矢和参数范围内维持超高 Q 值，展现出对入射角变化和制备误差的强耐受性^[21-24]。这一特性对于实现可实用化的低阈值纳米激光器至关重要。如，Hwang 等人在有限尺寸光子晶体中实验实现了“super-BIC”激光器，通过将 SP-BIC 与八个偶然 BIC 合并，在近红外波段获得了低至约 1.47 kW/cm^2 的阈值，并证实合并 BIC 在有限尺寸腔体中仍能保持高 Q 因子，显著优于孤立 BIC^[25]。随后，Cui 等人将合并 BIC 概念拓展至太赫兹波段，并首次实现了电泵浦的合并 BIC 激光器，其泵浦区域仅约 $4\lambda^2$ ，展现出优异的单模特性(边模抑制比 $\sim 20 \text{ dB}$)和低发散角($\sim 6^\circ$)^[26]。这充分证明了合并 BIC 在实现高性能、紧凑化纳米激光器方面的巨大潜力。

本工作聚焦于纳米激光器，提出了一种基于梯形光栅的支持合并 BIC 的新结构，并通过数值仿真证明该系统可支持理论阈值低至 $0.816 \mu\text{J/cm}^2$ 的纳米级激励。该结构能够打破垂直对称性，使得偶对称的 TE1 能带与奇对称的 TE2 能带发生耦合形成 FW-BIC，再通过调节梯形上底宽度在 Γ 点实现了该 FW-BIC 与对称性保护 BIC 的融合。这种基于能带耦合的合并机制，不仅在合并点附近实现了谐振波长的稳定与宽波矢超高 Q 谐振，其 Q 因子与场局域强度显著高于传统矩形光栅非耦合的合并 BIC，且阈值较矩形光栅结构降低了约 18%。

2 模型结构与仿真方法

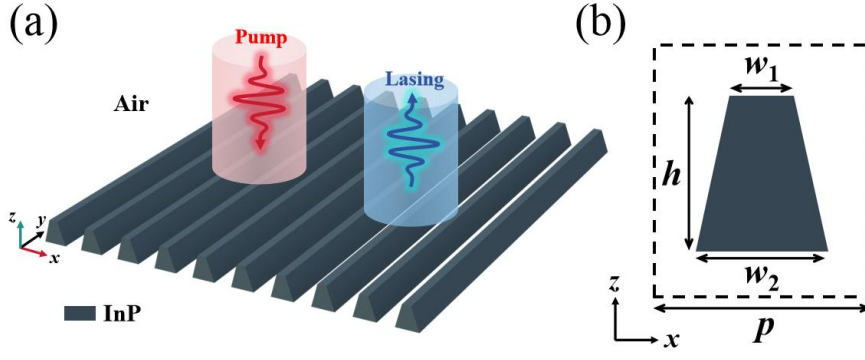


图 1 (a)具有垂直对称性破缺的梯形光栅示意图；(b)单元结构的截面图
Fig. 1. (a) Schematic diagram of a trapezoidal grating with vertical symmetry breaking; (b) Cross-sectional view of the unit cell structure.

一维梯形光栅结构示意图如图 1(a)所示，每个晶胞都是由折射率 $n_{\text{InP}}=3.5$ 的磷化铟纳米线构成，整体结构置于空气环境($n_{\text{air}}=1$)中。光栅沿着 y 方向无限延伸，沿 x 方向以周期 $p=542\text{ nm}$ 排列。光栅厚度 $h=567.5\text{ nm}$ ，光栅纳米线上下底的宽度为 w_1 和 w_2 。当 $w_1 \neq w_2$ 时，结构的垂直对称性被打破，如图 1(b)所示，由此光栅将变为上窄下宽的梯形结构。计算过程中我们保持 $w_1+w_2=546\text{ nm}$ 不变，减小 w_1 则 w_2 增大。本文采用基于有限元数值模拟方法的 COMSOL Multiphysics 计算该结构的本征模式及光学反射谱，探究其背后的物理机理。在二维仿真设置中，沿 z 方向布置完美匹配层， x 方向则采用周期边界条件；模拟中以 y 方向的横电(TE)波以一定倾角 θ 斜入射至结构表面。为了保证计算的收敛特性，我们在计算过程中最大网格设置为 $\leq \lambda/40$ ，PML 层厚度为 λ 。激射性能通过时域有限差分法(FDTD, Lumerical FDTD)计算，增益介质采用 InP 的四能级双电子模型。

3 结果与讨论

3.1 本征模式分析

我们利用本征模分析计算了梯形光栅的 TE 能带图。在 870 nm 和 840 nm 附近观测到两条能带，分别标记为 TE1 和 TE2 能带。 Γ 点($k_x=0$)处电场分布如图 2(b)所示，相比较于具有严格对称场分布的矩形光栅(见补充材料图 S1)，梯形光栅的电场分布显示 TE2 能带因 E_z 本征场关于 z 轴不对称被判定为近似奇对称场分布，

而 TE1 能带具有对称本征场为近似偶对称场分布，在近似奇/偶对称框架下，TE1 与 TE2 在 Γ 点的模式耦合受到强烈抑制，表现为远场辐射通道的干涉相消。近似奇对称的 TE2 能带与入射电磁平面波解耦，形成自由空间中完美局域的 SP-BIC；具有近似对称性的 TE1 能带则与辐射连续态耦合形成低 Q 泄露模。计算所得的品质因子(辐射 Q 因子, 由 $Q_{\text{rad}} = \text{Re}(\omega_0) / [2\text{Im}(\omega_0)]$ 给出^[27], ω_0 为谐振频率)的结果(图 2(c))进一步揭示了两条能带的不同辐射特性：TE2 能带在波矢中心(Γ 点)处 Q 因子趋近无穷大，对应 SP-BIC；而在 $k_x \neq 0$ 的区域，其 Q 值随波矢增大呈指数型衰减。相比之下，TE1 能带的 Q 在 k_x 方向上始终维持在较低且平稳的水平，该低 Q 值模式可通过增强宽带反射机制有效抑制辐射损耗，从而支持宽带高效的光场调控^[23,24]。

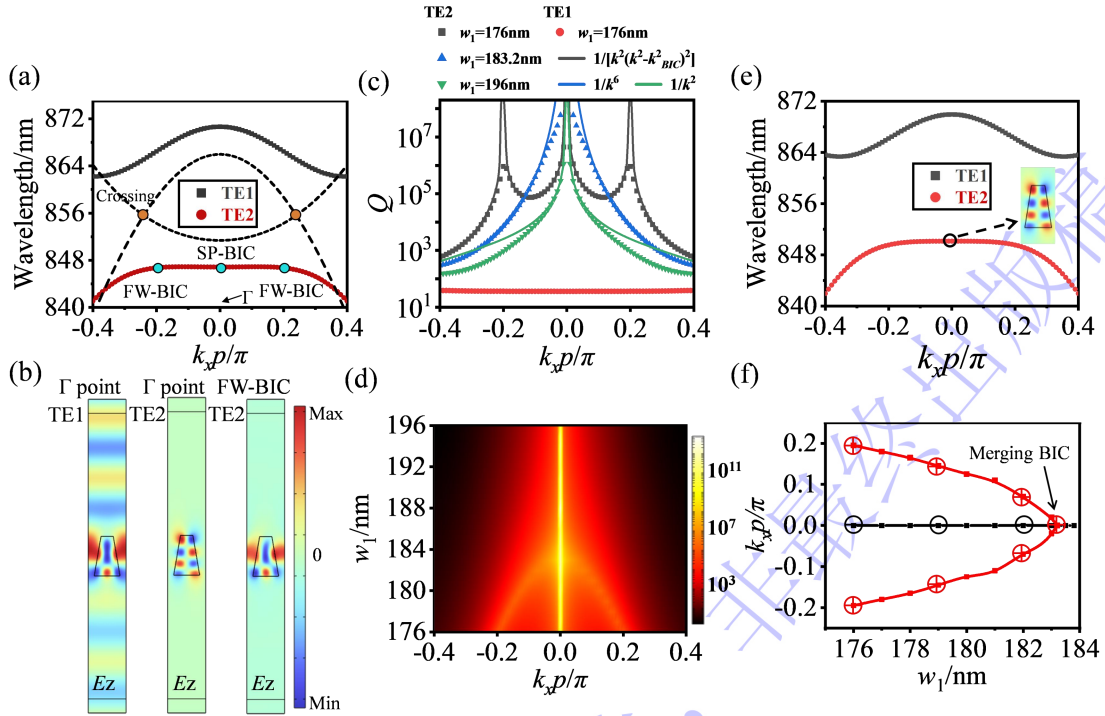


图 2 (a) $w_1=176$ nm 时梯形光栅的能带图. 黑色虚线表示两种模式间无相互作用时的能带色散情况; (b) Γ 点($k_x=0$) TE1 能带(左)与 TE2 能带(中)的电场分布, FW-BIC 处 TE2 能带(右)的电场分布; (c) $w_1=176$ nm、183.2 nm 和 196 nm 时 Q 因子随 k_x 的变化及相应标度规律; (d) 不同 w_1 值下 BIC 的 Q 因子随 k_x 演化规律; (e) w_1 为 183.2 nm 时梯形光栅的能带图, 插图表示 Γ 点 TE2 能带的电场分布; (f) 动量空间中 BIC 随梯形上底宽 w_1 的演化轨迹图

Fig. 2. (a) Band structure of the trapezoidal grating for $w_1=176$ nm. The black dashed lines represent the band dispersions of the two modes in the absence of mutual interaction. (b) Electric field distributions of the TE1 band (left) and TE2 band (middle) at the Γ point ($k_x=0$),

and the electric field distribution of the TE2 band at the FW-BIC (right); (c) Q -factor as a function of k_x for $w_1=176$ nm, 183.2 nm, and 196 nm, along with the corresponding scaling laws; (d) Evolution of the BIC Q -factor with k_x for different w_1 values; (e) Band structure of the trapezoidal grating for $w_1=183.2$ nm, The inset depicts the Γ point electric field distribution of the TE2 band; (f) Evolution trajectory of BICs in momentum space as a function of the trapezoid top width w_1 .

在 Γ 点之外，由于面内与垂直方向对称性同时被打破，TE1 与 TE2 能带之间发生相互耦合作用。图 2(b)右图展示在波矢 $k_x=\pm 0.2\pi/p$ 处 TE2 能带的电场分布图显示：其本征模式随着 k_x 的增大，对称性从近似奇宇称逐渐演化为近似偶宇称，这表明了两个能带之间发生了模式耦合。该耦合机制可通过以下哈密顿量描述 [20,28]：

$$H = \begin{bmatrix} \omega_1 & \kappa \\ \kappa & \omega_2 \end{bmatrix} - i \begin{bmatrix} \gamma_1 & \sqrt{\gamma_1\gamma_2} \\ \sqrt{\gamma_1\gamma_2} & \gamma_2 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中 $\omega_1(\gamma_1)$ 和 $\omega_2(\gamma_2)$ 分别表示 TE1 和 TE2 模式的谐振频率和辐射损耗， κ (不包含辐射相位，为实数)和 $\sqrt{\gamma_1\gamma_2}$ 分别表示近场耦合与远场耦合。该哈密顿量的特征值为：

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} - i \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{[(\omega_1 - \omega_2) - i(\gamma_1 - \gamma_2)]^2 + 4(\kappa - i\sqrt{\gamma_1\gamma_2})^2}, \quad (2)$$

$\omega_{\pm}$ 为两个模式 TE1 和 TE2 耦合后产生的新的本征态。

$$\text{当 } \kappa(\gamma_1 - \gamma_2) = \sqrt{\gamma_1\gamma_2}(\omega_1 - \omega_2), \quad (3)$$

哈密顿量特征值简化为：

$$\omega_+ = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} + \frac{\kappa(\gamma_1 + \gamma_2)}{2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}} - i(\gamma_1 + \gamma_2), \quad (4)$$

$$\omega_- = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} - \frac{\kappa(\gamma_1 + \gamma_2)}{2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}}, \quad (5)$$

由此可以看出在耦合作用下，当其中 ω_+ 模式呈现损耗特性，而 ω_- 模式为无损耗状态^[29]，即为无损耗的 FW-BIC。那么当 $\kappa=0$ (无耦合)或 $\gamma_1=\gamma_2$ (两模式辐射损耗相等)时，则 $\omega_1=\omega_2$ 时(3)式成立， ω_- 模式(FW-BIC)会出现，也就是图 2(a)中虚线所示的反交叉点处。图 2(a)中黑色虚线为此 TE1 与 TE2 的能带色散，显示 $k_x=\pm$

$0.24\pi/p$ 处的交叉行为, 其中耦合强度 $\kappa=3.8$ THz(相当于两能带最小间距的一半^[30]). 但一般情况下, 由于 TE1 和 TE2 模式辐射损耗并非严格相等 ($\gamma_1 \approx \gamma_2$), FW-BIC 出现在反交叉点附近. 为进一步研究其特性, 我们分析了动量空间中相应的 Q 因子分布, 如图 2(c)所示. 当 $w_1=176$ nm 时, TE2 模式在动量空间的高对称方向上表现出三个无限大 Q 因子的 BIC. 其中一个位于 Γ 点的 SP-BIC, 另外两个位于 $k_x=\pm 0.2\pi/p$ 处的 FW-BICs. 当波矢远离 Γ 点时, SP-BIC 的 Q 因子减小且辐射损耗增加, 转变为准 BICs. 而 FW-BIC 则出现在非 Γ 点, 不依赖于结构的对称性, 主要取决于特定的结构参数, 因而具备良好的可调性, 这为实现更稳定的合并 BIC 提供了可能^[22].

我们在 $k_x \in [-0.4, 0.4] \times (\pi/P)$ 的动量区间内拟合了不同 w_1 下的 Q - k 关系(图 2(c)). 当 $w_1=176$ nm(灰实线)时, 由于非 Γ 点 FW-BIC 的存在, 形成一个宽区的超高品质因数区域, Q 因子遵循 $Q \propto 0.7 \times 1/[k^2(k-k_{BIC})^2]$ ($k_{BIC}=\pm 0.2\pi/p$ 为 FW-BIC 波矢); 而合并 BIC 结构(蓝实线)在 Γ 点附近呈现最高 Q 值, 标度律提升至 $Q \propto 0.4 \times 1/k^6$ ^[29], 表明合并 BIC 能显著增强对称扰动范围内的品质因数. 当 $w_1=196$ nm(绿实线)时, 系统遵循二次方标度律 $Q \propto 114 \times 1/k^2$ ^[29], 对对称扰动极为敏感. 值得特别指出的是, 尽管在 BIC 合并过程中 Q 因子的标度律发生了根本改变(从 $Q \propto 1/k^2$ 到 $Q \propto 1/k^6$), 但在 Γ 点($k_x=0$)处计算的本征场分布在合并前后保持高度一致, 如图 2(e)插图所示. 这一现象表明 BIC 合并改变的是模式在波矢邻域的辐射特性及其对波矢的依赖关系, 而不改变 Γ 点处本征态本身的场分布. 正是这一特性, 使得合并 BIC 能够在不改变中心场分布的前提下, 显著提升器件对入射角波动和制备误差的容忍度.

进一步对 TE2 能带的 Q 因子随梯形上底宽度 w_1 的变化趋势进行分析(图 2(d)), 可观察到多个 BIC 在动量空间逐渐合并的过程: 在合并前阶段($w_1 < 183.2$

nm), SP-BIC 与 FW-BICs 共存; 随着 w_1 增大, 两个 FW-BIC 在动量空间中向 Γ 点移动, 最终在 $w_1=183.2$ nm 处与 Γ 点的 SP-BIC 合并, 形成具有宽光谱高 Q 因子特性的合并 BIC 态; 当 $w_1>183.2$ nm 时, 仅剩 Γ 点的 SP-BIC 存在. 合并 BIC 结构(蓝三角)在 Γ 点附近呈现最高 Q 值, 证明合并 BIC 能显著增强对称扰动范围内的品质因数. 图 2(f)为不同 w_1 下这三个 BIC 在动量空间中的轨迹图, 可以看出 SP-BIC 始终位于 Γ 点($k_x=0$), 为不动点; 两个 FW-BIC 对称分布于 Γ 点两侧($k_x>0$ 与 $k_x<0$ 各一支), 随 w_1 趋近 183.2 nm 沿 k_x 轴向 Γ 点滑动; 在 $w_1=183.2$ nm 处, 三支轨迹交汇于 Γ 点, 即 BIC 合并点. 图 2(e)为合并时 TE2 能带, 可见合并时在比较宽的波矢范围内能保持平带, 且波长基本稳定. 这些结果表明, 通过调节几何参数可在动量空间中实现 BIC 的可控合并, 从而有效增强 BIC 对外部扰动的鲁棒性.

3.2 拓扑特性

图 3 给出了 TE2 能带在动量空间的 Q_{rad} 分布与远场偏振图谱, 以揭示 BIC 态的拓扑特性. 在远场偏振分布图中, BIC 的形成可通过面内偏振矢量的特征来表征: 理想 BIC 对应动量空间中的奇点, 表现为远场偏振分布的涡旋中心, 其特征由整数拓扑电荷描述^[21,31]. 拓扑荷 q 定义为偏振矢量环绕该奇点的旋转圈数^[25,26]:

$$q = \frac{1}{2\pi} \oint_C \nabla \Phi(\mathbf{k}) \cdot d\mathbf{k}, \quad (6)$$

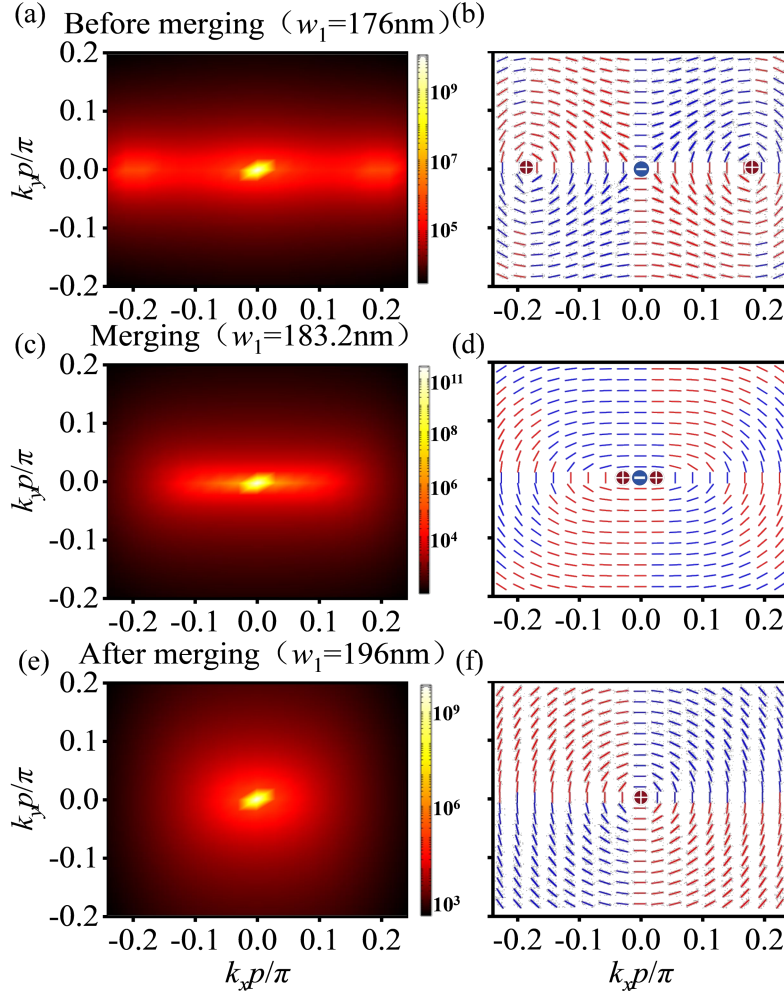


图3 梯形光栅 TE2 能带的拓扑特性.(a,c,e) $w_1=176\text{ nm}$ 、 $w_1=183.2\text{ nm}$ 和 $w_1=196\text{ nm}$ 时 TE2 能带的辐射 Q 因子随 k_x 与 k_y 变化; (b,d,f)相对应 TE2 能带的远场偏振图谱与拓扑电荷分布

Fig. 3. Topological properties of the TE2 band in the trapezoidal grating. (a, c, e) Radiation Q -factors of the TE2 band as functions of k_x and k_y for $w_1=176\text{ nm}$, 183.2 nm , and 196 nm , respectively; (b, d, f) Corresponding far-field polarization maps and topological charge distributions of the TE2 band.

其中 C 为逆时针环绕涡旋中心的闭合回路, $\Phi(\mathbf{k}) = \arg[c_x(\mathbf{k}) + ic_y(\mathbf{k})]$ 表示波矢 $\mathbf{k}$ 处偏振矢量的方位角, $c_x(\mathbf{k})$ 和 $c_y(\mathbf{k})$ 分别为沿 $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 方向的电场分量. 在合并前 ($w_1=176\text{ nm}$, 图 3(a,b)), 位于 Γ 点的 SP-BIC 拓扑荷为 $q=-1$, 而位于 k_x 轴上的另外两个 FW-BIC 拓扑荷为 $q=+1$, 其远场偏振分别呈现反涡旋与涡旋图案, 对应于 Q 因子分布图中的三个高 Q 区域. 基于 BIC 的拓扑特性, 保持系统结构的对称性可使 SP-BIC 固定在 Γ 点, 而合理的参数调谐则能使 FW-BIC 在动量空间中移动. 随着 w_1 增大, Γ -X 方向的 FW-BIC 逐渐向 Γ 点移动. 拓扑电荷守恒使得 FW-BIC

可随结构参数变化在动量空间中迁移^[32]. 当 $w_1=183.2$ nm(图 3(c,d))时, FW-BIC 与 SP-BIC 在 Γ 点融合, 形成一个合并 BIC; 当 $w_1=196$ nm(图 3(e,f))时, 仅剩 $q=+1$ 的孤立 BIC. 相比合并前后, 合并时 Γ 点附近波矢范围内的模式 Q 值显著增加.

3.3 反射谱与电场分布

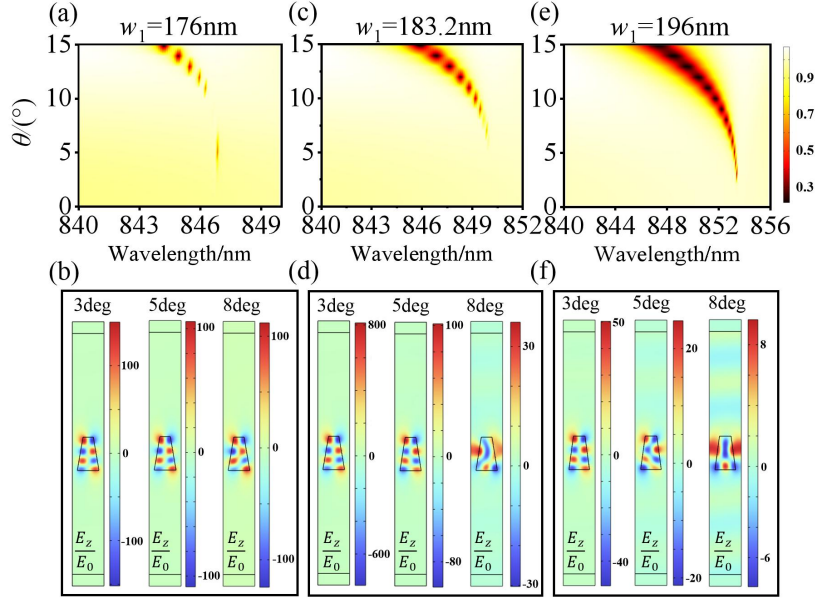


图 4 (a) $w_1=176$ nm、(c) $w_1=183.2$ nm 和(e) $w_1=196$ nm 时梯形光栅在不同入射角 θ 下的反射光谱; (b,d,f)不同 w_1 值的光栅在不同入射角 θ 下的电场分布

Fig. 4. Reflection spectra of trapezoidal gratings with (a) $w_1=176$ nm, (c) $w_1=183.2$ nm, and (e) $w_1=196$ nm at different incident angles θ ; (b, d, f) Electric field distributions of the gratings with different w_1 values at different incident angles θ .

图 4(a, c, e)计算了梯形光栅在 BIC 合并前后、不同入射角下的反射光谱. TE1 能带与高折射率 InP 材料共同构成宽带高反射背景^[23,24]. 当入射角 $\theta=0^\circ$ (正入射)时, SP-BIC 因与自由空间辐射连续谱完全解耦, 反射光谱中不出现共振峰; 当 $\theta \neq 0^\circ$ 时, 面内对称性破缺使 BIC 转化为准 BIC, 光谱中激发出明显的共振峰. 合并前(图 4(a), $w_1=176$ nm), 在 $\theta \approx 8^\circ$ 附近, 由于 TE1 与 TE2 能带耦合形成 FW-BIC, 共振线宽趋近于零. 合并时(图 4(c), $w_1=183.2$ nm), SP-BIC 与 FW-BIC 在 Γ 点融合, 使得共振波长和 Q 因子对入射角 θ 的敏感性显著降低——即使 θ 在较宽范围内变化, 反射谱中的共振位置与线宽仍保持高度稳定. 这一结果验证了合并 BIC 增强入射角鲁棒性的策略, 与图 2(c)中 Q 因子标度律从 $Q \propto 1/k^2$ 提升至 $Q \propto 1/k^6$ 的

结论相一致. 合并后(图 4(e), $w_1=196$ nm), 系统仅剩位于 Γ 点的孤立 BIC, 其对入射角的敏感度介于合并前与合并时之间.

图 4(b, d, f)展示了梯形光栅在不同结构参数 w_1 下, 电场分布随入射角度的变化情况. 如图 4(b)($w_1=176$ nm, 合并前)所示, 电场主要局域于梯形结构内部与界面附近, 呈现出明显的空间束缚特征. 随着角度增大, 峰值强度呈现缓变下降然后增加的趋势. 主要是因为 SP-BIC 转为准 BIC, 当角度为 8° 时又趋近于 FW-BIC. 当 w_1 增加至 183.2 nm(合并时, 图 4(d)), 电场强度发生显著变化. 入射角度为 3° 时, 其强度幅值较合并前提升了一个数量级, 电场在合并区域中心形成高强度聚焦, 这表明两个梯形单元间的耦合作用达到最强, 从而导致显著的场局域与增强效应. 进一步增大 w_1 至 196 nm(合并后, 图 4(f)), 电场分布场强整体下降, 单元间的强耦合作用减弱.

作为对比, 我们同时研究了矩形光栅($w_1=w_2$)中的 BIC 合并现象(见补充材料图 S1、S2). 矩形光栅中 BIC 合并来源于 SP-BIC 与偶然 BIC 的相互作用, 并没有出现两个模式耦合的现象, 其合并点 Γ 处的本征场要比梯形光栅低, 且合并过程中谐振波长明显漂移. 这对于需要稳定输出波长的激光器而言是不利的, 进一步凸显了梯形光栅在保持波长稳定性方面的优势.

3.4 激射性质

采用时域有限差分方法(FDTD)对梯形光栅纳米激光器的激射特性进行了研究. InP 是一种直接带隙半导体, 可作为纳米激光的增益介质, 采用四能级双电子模型描述其增益特性, 其参数值为: $\omega_{21}=2.2\times 10^{15}$ Hz, $\omega_{30}=2.248\times 10^{15}$ Hz, $\tau_{21}=\tau_{30}=300$ ps, $\tau_{32}=\tau_{10}=100$ fs, $\gamma_{21}=\gamma_{30}=1\times 10^{13}$ Hz, $N_0=5\times 10^{23}$ m $^{-3}$ [33,34], 其中 ω_{ij} 代表能级 i 与 j 之间的跃迁频率, τ_{ij} 表示能级 i 与 j 之间的衰减时间, γ_{ij} 是对应能级的阻尼系数, N_0 是总分子密度. InP 材料的吸收峰为 838 nm, 本文采用中心波长

为 838 nm、脉宽为 4 ps 的 TE 偏振泵浦光，以最大化泵浦光与谐振腔的耦合效率。图 5(a)为入射角为 $\theta=3^\circ$ 的 TE 偏振光照射下，参数为 $w_1=183.2$ nm 的梯形光栅结构的归一化发射光谱随泵浦光功率密度的变化情况。此时准 BIC 的光谱与 InP 的发射峰重叠。在低能量下，发射光谱线宽宽和强度弱，当泵浦能量为 $0.876 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时，准 BIC 位置附近出现尖锐且强烈的发射峰，其线宽减小近一个数量级。需要指出的是，相较于准 BIC 共振峰的位置，激射发光峰出现了红移，这一现象是由增益材料的引入所导致的。通过从图 5(a)中提取最大发射强度(进行归一化)和线宽，如图 5(b)所示，该曲线呈现明显的激射特征。通过对该曲线拟合，发现低泵浦段($0.810\text{--}0.870 \mu\text{J}/\text{cm}^2$)线性回归的斜率为 2.45 ± 0.95 ，对应自发辐射与自发辐射放大；高泵浦段($0.880\text{--}0.900 \mu\text{J}/\text{cm}^2$)线性回归的斜率为 36.82 ± 5.84 ，对应受激辐射主导。两段直线交点即该纳米激光的阈值，约为 $0.876 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ，误差范围在 $\pm0.110 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 。

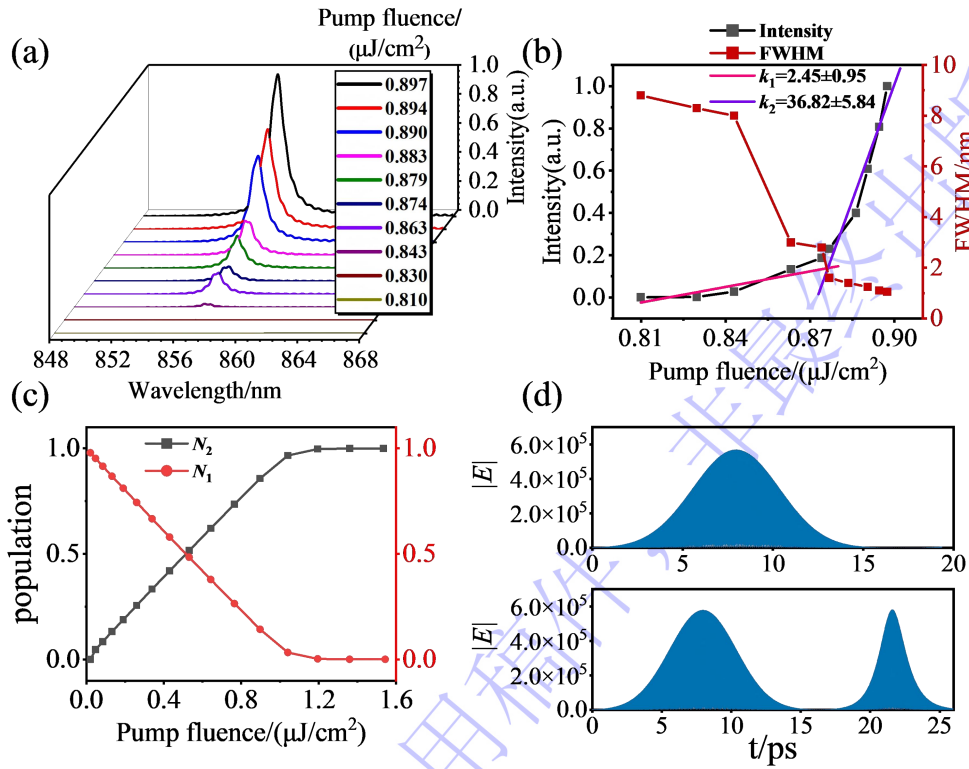


图 5 TE 偏振光照射时，基于梯形光栅结构的纳米激光器的激射行为($w_1=183.2$ nm, 3°). (a) 归一化发射光谱随泵浦能量密度的变化；(b) 发射峰的归一化最大发射强度及半峰宽 (FWHM) 随泵浦能量密度的变化关系，其中实线为两段线性拟合结果；(c) 粒子数 N_1 、 N_2

的反转情况；(d)在低于阈值($0.829 \mu\text{J}/\text{cm}^2$)和高于阈值时($0.883 \mu\text{J}/\text{cm}^2$)的时域场强情况
 Fig. 5. Lasing behavior of the trapezoidal grating-based nanolaser under TE-polarized light illumination ($w_1=183.2 \text{ nm}$, 3°); (a) Normalized emission spectra as a function of pump energy density; (b) Variations of the normalized maximum emission intensity and full width at half maximum (FWHM) of the emission peak as a function of pump energy density, the solid lines represent the piecewise linear fitting results. (c) Reversal of particle number N_1 , N_2 ; (d) Time-domain field intensities under below-threshold ($0.829 \mu\text{J}/\text{cm}^2$) and above-threshold ($0.883 \mu\text{J}/\text{cm}^2$) regimes.

图 5(c)为纳米激光光的上下能级的粒子数 N_2 、 N_1 随泵浦能量的变化关系，在低泵浦能量阶段， N_1 近似线性下降， N_2 随之同步上升，此时体系尚未形成明显的粒子数反转。随着泵浦能量的持续增加，达到 $0.5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时， N_2 与 N_1 曲线相交，实现粒子数反转，此时开始产生受激辐射。当泵浦能量 $>0.876 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ， N_2 增速放缓，泵浦能量 $>1.100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ， N_2 逐渐趋于饱和并稳定在最大值。这一演化过程清晰地揭示了激光器从低效抽运、建立反转到最终实现高效光放大的物理机制。图 5(d)为低于阈值和高于阈值时腔内电场强度随时间的演化曲线，低于阈值的时候只有泵浦光出现，当高于阈值的时候腔内出现激光光，其场强在泵浦结束后迅速从噪声基底增长，经过短暂的弛豫振荡过程，最终进入稳态周期性振荡。两个脉冲之间存在显著的延迟间隔，能有效避免泵浦光对激光信号背景干扰。补充材料图 S3 中我们计算了增益材料的吸收效率随泵浦能量密度的变化，其吸收效率能达到 35%–42%。

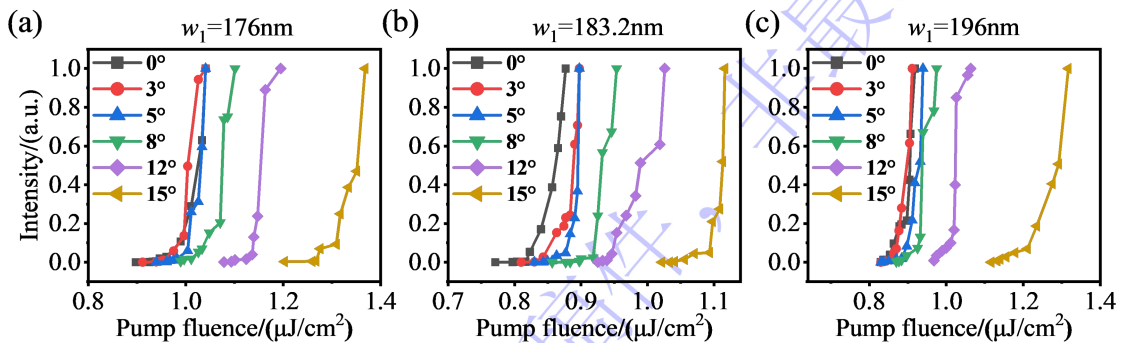


图 6 TE 偏振光照射下的梯形光栅：(a) $w_1=176 \text{ nm}$ ；(b) $w_1=183.2 \text{ nm}$ 和(c) $w_1=196 \text{ nm}$ 的归一化最大发射强度随泵浦能量密度的变化

Fig. 6. Normalized maximum emission intensity versus pump energy density of trapezoidal gratings under TE polarized light illumination: (a) $w_1=176 \text{ nm}$; (b) $w_1=183.2 \text{ nm}$; and (c) $w_1=196 \text{ nm}$.

图 6 展示了梯形光栅在 BIC 合并过程中三种结构参数($w_1=176\text{ nm}$ 、 183.2 nm 和 196 nm)下, 归一化最大发射强度随泵浦能量密度的变化关系, 清晰地反映了纳米激光器的阈值行为. 三种情况下, 增大入射角均导致激光阈值升高, 这是由于倾斜角度打破了面内对称性, 使原本具有无限大 Q 因子的 BIC 转变为准 BIC, 从而增加了辐射损耗^[22]. 在正入射条件下, 合并 BIC 结构($w_1=183.2\text{ nm}$)的阈值明显低于未合并状态($w_1=176\text{ nm}$)和远离合并状态($w_1=196\text{ nm}$). 其中, 梯形光栅的最低阈值可达 $0.816\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$, 而矩形光栅的最小阈值约为 $1.000\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$ (详见补充材料图 S4). 这一优势源于合并 BIC 结构在 Γ 点处高达 3×10^{11} 的 Q 因子, 显著高于相同条件下矩形光栅的 Q 值. 更高的 Q 因子意味着更低的辐射损耗和更强的光场限制能力, 使光场能够更充分地与增益介质相互作用, 从而降低了对泵浦能量的要求, 有利于实现低阈值激射. 考虑到实际实验操作中客观存在的制备误差、材料吸收、微观非辐射跃迁以及有限周期边界效应, 我们讨论了这些现实限制对合并 BIC 模式特性及纳米激光阈值的影响(详见补充材料图 S5–S7), 这为后续的实验制备提供了完备的理论指导.

4 结 论

本文通过数值仿真系统研究梯形光栅结构中合并 BIC 的光学响应, 提出一种面向低阈值纳米激光器的理论设计方案. 梯形光栅通过打破垂直对称性, 在动量空间实现了 SP-BIC 与 FW-BIC 的合并, 在 Γ 点附近获得超高品质因数, 并在较宽波矢范围内保持较高的 Q 值, 有效降低了对入射角波动和制备误差的敏感性. 且合并过程中谐振波长基本保持不变, 克服了传统结构中波长漂移的缺陷. 在此基础上, 我们研究了它们的激射行为, 结果显示合并状态下的阈值比合并前后更低, 可低至 $0.816\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$. 且低于传统矩形光栅合并 BIC 纳米激光的阈值(约 $1.000\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$). 研究结果表明合并 BIC 能够在保持中心场分布不变的前提下, 大幅提升

器件的辐射限制能力和鲁棒性，为实现低阈值、高稳定性、片上集成的纳米激光器提供了重要途径。值得指出的是，本文所实现的合并 BIC 不仅具备超高的 Q 因子与鲁棒的波矢容差，其远场偏振涡旋特性也为进一步拓展手性光学功能奠定了基础。将合并 BIC 的高鲁棒性与手性偏振调控相结合，有望开发出兼具低激射阈值、可控手性输出的新型片上光源，在手性分子检测、偏振光信息加密、集成自旋光子芯片等前沿领域具有重要的潜在应用价值，为高维拓扑光场调控器件提供新的实现路径。

参考文献

- [1] Xu J L, Ning C Z, Xiong Q H 2021 *Chin. J. Lasers* **48** 26 (in Chinese) [许嘉璐, 宁存政, 熊启华 2021 中国激光 **48** 26]
- [2] Du Q, Chen Y H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 154206 (in Chinese) [杜芊, 陈溢杭 2021 物理学报 **70** 154206]
- [3] Liang H W, Liu Y Z, Zeng Y J, Cai Y J, Ning T Y 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 080401
- [4] Kodigala A, Lepetit T, Gu Q, Bahari B, Fainman Y, Kanté B 2017 *Nature* **541** 196
- [5] Ma T, Li J, Luo Z M 2023 *Opt. Laser Technol.* **157** 108745
- [6] Azzam S I, Kildishev A 2021 *Adv. Opt. Mater.* **9** 2001469
- [7] Koshelev K, Favraud G, Bogdanov A, Kivshar Y, Fratalocchi A 2019 *Nanophotonics* **8** 725
- [8] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, Joannopoulos J D, Soljacic M 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 465
- [9] Huang C, Zhang C, Xiao S M, Wang Y H, Fan Y B, Liu Y L, Zhang N, Qu G Y, Ji

- H J, Han J C, Ge L, Kivshar Y, Song Q H 2020 *Science* **367** 1018
- [10] Zhang X, Xu J P, Zhang Z B, Zhu Z H 2024 *ACS Photonics* **11** 4251
- [11] Liang S J, Wang W J, Huo Y Y, Yue Q Y, Cai Y J, Ning T Y 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 071701
- [12] Plotnik Y, Peleg O, Dreisow F, Heinrich M, Nolte S, Szameit A, Segev M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 183901
- [13] Liang Y, Koshelev K, Zhang F C, Lin H, Lin S R, Wu J Y, Jia B H, Kivshar Y 2020 *Nano Lett.* **20** 6351
- [14] Zhang S B, Zong M X, Liu Y Q, Wu Z Y, Lv J W, Xu Z J 2024 *Laser Photonics Rev.* **18** 2470027
- [15] Yan M, Sun K, Ning T Y, Zhao L N, Ren Y Y, Huo Y Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 044202 (in Chinese) [闫梦, 孙珂, 宁廷银, 赵丽娜, 任莹莹, 霍燕燕 2023 物理学报 **72** 044202]
- [16] Wang Q G, Liu L, Cui N, Li Q, Gao B 2025 *Opt. Commun.* **574** 131112
- [17] Islam O, Anik M H K, Shakib S H, Niloy N H, Talukder H, Biswas S K 2024 *Opt. Laser Technol.* **174** 110634
- [18] Liu P L, Zhao Z Y, Xue Y H, Zhang X L, Jiang C P, Ako R T, Qin H, Sriram S 2024 *Opt. Lett.* **49** 1301
- [19] Le N D, Bouteyre P, Kheir-Aldine A, Dubois F, Berguiga L, Letartre X, Viktorovitch P, Benyattou T, Nguyen H S 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 173802
- [20] Kang M, Zhang S P, Xiao M, Xu H X 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 117402
- [21] Kang M, Mao L, Zhang S P, Xiao M, Xu H X, Chan C T 2022 *Light: Sci. Appl.* **11** 228

- [22] Huang Z J, Liu X H, Zhao Z, Han H Y, Xi S X 2025 *Opt. Commun.* **591** 132198
- [23] Luo H, Tian J Y, Li Q, Ma B Z, Zhu Y N, Yu J B, Hong Y, Ouyang A, Belov P, Sinha R K, Kaur S, Qiu M 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 241105
- [24] Wu K D, Zhang H S, Wang G P 2023 *Phys. Rev. B* **108** 085412
- [25] Hwang M S, Lee H C, Kim K H, Jeong K Y, Kwon S H, Koshelev K, Kivshar Y, Park H G 2021 *Nat. Commun.* **12** 4135
- [26] Cui J Y, Chua Y D, Han S, Wang C W, Jin Y H, Li J H, Zeng Y Q, Wang Q, Ye M, Chen W D, Zhu S, Sun F Y, Li L H, Davies A G, Linfield E H, Tan C S, Wang Q J 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2300350
- [27] Yang G, Dev S U, Allen M S, Allen J W, Harutyunyan H 2022 *Nano Lett.* **22** 2001
- [28] Zhang H S, Wu K D, Wang G P 2025 *Phys. Rev. B* **111** 115430
- [29] Yan X F, Wang X Y, Lin Q, Wang L L, Liu G D 2025 *Adv. Photon. Res.* **6** 2400145
- [30] Ye W M, Gao Y, Liu J L 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 153904
- [31] Zeng Y X, Hu G W, Liu K P, Tang Z X, Qiu C W 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 176101
- [32] Chang S H, Taflove A 2004 *Opt. Express* **12** 3827
- [33] Zhao Y W, Dong Z Y, Deng A H 2006 *Mater. Sci. Semicond. Process.* **9** 380
- [34] Wang K N, Gu T C, Bykov D A, Zhang X, Qian L Y 2023 *Opt. Lett.* **48** 4121

Low-threshold Nanolasers Based on Merging BICs in Trapezoidal Gratings*

Sun Tian-Tian¹⁾ Huang Zhi-Guang¹⁾ Ning Ting-Yin¹⁾ Chen Xian-Feng²⁾ Huo Yan-Yan¹⁾ [†]

1) (Shandong Provincial Key Laboratory of Optical Field Manipulation Physics and Applications,
School of Physics and Optoelectronics, Shandong Normal University, Jinan 250358, China)

2) (State Key Laboratory of Advanced Optical Communication Systems and Networks, School of
Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract

Achieving low-threshold and highly stable nanolasers remains a major challenge for photonic integrated circuits and on-chip light sources. Bound states in the continuum (BICs), owing to their theoretically infinite quality factors (Q -factors), offer an effective strategy to boost light-matter interactions for low-threshold lasing. However, ideal BICs are decoupled from external radiation fields, requiring symmetry breaking to transform them into quasi-BICs for practical excitation. Nevertheless, the Q -factors of quasi-BICs are exquisitely sensitive to structural parameters, hindering performance preservation under real-world fabrication conditions. To overcome this limitation, we propose a merging BIC design based on a trapezoidal grating with an indium phosphide (InP) gain medium to realize low-threshold, highly robust nanolasers. The band structures and Q -factors were calculated using the finite element method (COMSOL Multiphysics), and the lasing dynamics were investigated via the finite-difference time-domain (FDTD) method. By breaking the vertical symmetry of the grating, multiple BICs are merging in momentum space, resulting in ultrahigh- Q resonances ($Q > 10^5$) over a broad momentum range of $\Delta k \approx 0.13$. At a central lasing wavelength of 838 nm, the lasing threshold of the trapezoidal grating merging BIC nanolaser is as low as $0.816 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, representing an 18% reduction compared to its rectangular grating counterpart ($1.000 \mu\text{J}/\text{cm}^2$). Furthermore, tolerance analysis indicates that under typical fabrication imperfections—such as 10 nm-level dimensional deviations and sidewall roughness—the proposed structure maintains high- Q resonances with the lasing threshold strictly controlled below $1.320 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, demonstrating superior fabrication

tolerance and perturbation immunity. These numerical findings highlight the strong potential of trapezoidal grating merging BICs in designing low-threshold, highly stable on-chip nanolasers.

Keywords: nanolaser, merging BIC, high Q -factor

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12274271, 12174228, 12104268); Natural Science Foundation of Shandong Province(Grant No. ZR2023MA073).

† Corresponding author.E-mail: yanyanhuo2014@sdnu.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿