

基于共振波导光栅结构准连续域束缚态的低阈值纳米激光器的数值研究*

闫梦 孙珂 宁廷银 赵丽娜 任莹莹 霍燕燕†

(山东师范大学物理与电子科学学院, 山东省光学与光子器件技术重点实验室, 山东省光场调控工程技术中心, 济南 250358)

(2022年9月29日收到; 2022年11月14日收到修改稿)

纳米激光作为一种纳米级相干光源,是光电集成芯片的关键器件. 激光器进一步小型化的阻碍在于随着激光器谐振腔体积的减小,其损耗迅速增大. 连续域束缚态 (bound states in the continuum, BICs) 能有效降低全介质结构的辐射损耗. 本文提出一种基于全介质共振波导光栅 (resonant waveguide grating structures, RWGs) 准 BIC 的纳米激光器,可有效降低纳米激光器的阈值. 将传统两部分光栅转换为四部分光栅,可激发波导结构的准 BIC 模式. 本文数值研究了该模式的受激辐射放大特性. 结果表明: TE 偏振光照射下,基于四部分光栅的 RWG 结构的纳米激光阈值比基于传统 RWG 结构的阈值低 20.86%. TM 偏振光照射时,阈值比传统 RWG 结构降低了 3.3 倍. 而且 TE 偏振光照射时纳米激光的阈值比 TM 偏振光照射时阈值大约低一个数量级,这是因为 TE 偏振光照射时,结构的电场局域在波导层内,增强了光与增益材料的相互作用,从而降低了纳米激光的阈值.

关键词: 连续域束缚态, 纳米激光, 低阈值, Q 因子

PACS: 42.55.Px, 42.79.Gn, 42.79.Dj

DOI: 10.7498/aps.72.20221894

1 引言

半导体纳米激光器作为一种纳米级相干光源,是未来光电集成芯片的关键器件^[1-3]. 半导体纳米激光器尺寸的进一步减小受到辐射损耗的限制^[4]. 近年来,全介质超材料能够克服金属纳米结构的欧姆损耗而引起众多研究者的广泛关注^[5-7]. 它们通过近场耦合产生强电磁共振而被广泛应用于纳米光子器件^[8]. 然而,其较高辐射损耗降低了共振模式的品质因子 (Q 因子) 和光与物质相互作用的效率^[9,10]. 连续域束缚态 (bound states in the continuum, BICs) 是一种处于连续域而保持局域性的一种奇异现象,具有无限大 Q 值. 利用 BIC 能够克服高辐射损耗的问题.

BIC 现象首次在量子力学中被证明^[11], 1985 年第一次在实验中被发现, 尽管文中并没有提到术语 BIC^[12]. 近年来,理想 BIC 因其具有无限大 Q 因子和强局域场而受到研究者的广泛关注^[13,14]. BIC 存在于理想的无损结构或参数取极值时,需要打破对称保护将其转变为准 BIC 才能被应用到传感器^[15,16]、滤波器^[17]、吸收器^[18]和增强非线性效应^[19]等各个领域. 准 BICs 由于其较小的损耗,也非常适用于实现低阈值的纳米激光器. 例如,利用非对称的砖型颗粒对、圆盘以及偏心环、光子晶体等二维超表面的准 BIC 模式均实现了低阈值的纳米激光^[20-24]. Zhang 等^[25]利用上下对称分布光栅的准 BIC 实现了纳米激光并将其应用于气敏传感器. 目前准 BICs 大多通过二维超表面结构实现. 近年来,研究人员发现一维共振波导光栅结构

* 国家自然科学基金 (批准号:91950106, 12174228) 和山东省自然科学基金 (批准号: ZR2019MA024) 资助的课题.

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

(resonant waveguide grating structures, RWGs) 也能够激发准 BICs^[26–28]. 它们不仅具有高 Q 因子, 而且场可以局域在波导结构中, 进而增强光与物质的相互作用. 共振波导光栅结构由于其高度的光学可调性以及丰富的制备工艺, 被广泛应用于传感器、偏振器、波片、光电探测器、光谱仪、滤波器、激光镜等各个领域^[29]. 本文通过数值仿真研究了一种基于四部分光栅的 RWG 结构准 BIC 的纳米激光, 该结构相比于支持准 BIC 的三维和二维的超表面更易制作. 四部分光栅的 RWG 结构在 TE 偏振光和 TM 偏振光照射下均能支持高 Q 因子的准 BIC^[26,27]. 结合增益介质磷化铟 (indium phosphide, InP), 采用时域有限差分 (finite-difference time domain, FDTD) 数值模拟方法研究了纳米结构的激光行为. TE 偏振光照射下的纳米激光阈值与传统光栅相比下降了 20.86%, TM 偏振时降低了 3.3 倍. 但 TE 偏振光照射时纳米激光器的阈值却比 TM 偏振时大约低一个数量级.

2 模型结构和方法

图 1 为四部分光栅的 RWG 结构单元的示意图, 由四部分光栅层和波导层组成. 四部分光栅的周期 $P = 360$ nm, 厚度 $h_g = 40$ nm. 第一和第三部分为光栅的脊, 宽度为 d_a ; 第二和第四部分为光栅狭缝, 宽度分别为 d_b 和 d_c . 光栅的周期 $P = 2d_a + d_b + d_c$. 设置 $d_a = 0.2P$, $d_b = d + \Delta d$, $d_c = d - \Delta d$, 其中 $d = 0.3P$. 本文定义了一个可调几何参数 $\delta = \Delta d/d$, $\delta \in [0, 1]$, 以便调整光栅结构. 当 $0 < \delta < 1$ 时, 光栅是周期为 P 的四部分光栅; $\delta = 1$ 时, 光栅变为周期为 P 的两部分光栅; $\delta = 0$ 时, 光栅变为周期为 $P/2$ 的两部分光栅. 波导层厚度 $h_w = 105$ nm. 由于 InP 材料具有较高的折射率 ($n = 3.3$) 且跃迁带隙处于近红外波段, 文中选择 InP 作为光栅脊的材料^[30]. 为了简化共振波导光栅结构的制作过程, 波导层材料也设置为 InP. 光栅的第二和第四部分为空气, 波导层下面为 SiO₂ 衬底层, 其折射率 $n_s = 1.45$. 利用时域有限差分法 (FDTD) 计算了全介质 RWG 结构的反射光谱和激光特性. 计算过程选取 RWG 结构的一个周期作为仿真域, 仿真域的 x 方向上采用周期边界条件, y 方向上设为完美匹配层 (perfectly matched layer, PML) 边界条件. 入射平面是 x - o - y 平面. TE 偏振 (电场平

行于 z 方向) 和 TM 偏振 (磁场平行于 z 方向) 光以入射角 $\theta = 5^\circ$ 入射到结构上.

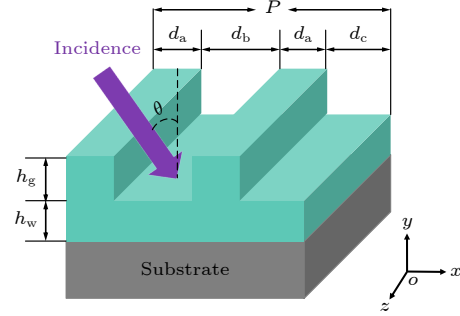


图 1 硅衬底上四部分光栅的 RWG 结构单元及入射光示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the four part-grating RWG structure and incidence light on a silica substrate.

对无穷大平板波导结构的 TE₀ 和 TM₀ 模式的色散关系为^[31]

$$\begin{aligned} \text{TE}_0 : \quad & h_{\text{wg}} \sqrt{k_0^2 n_{\text{wg}}^2 - \beta^2} \\ & = \text{atan} \left(\frac{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_0^2}}{\sqrt{k_0^2 n_{\text{wg}}^2 - \beta^2}} \right) \\ & + \text{atan} \left(\frac{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_s^2}}{\sqrt{k_0^2 n_{\text{wg}}^2 - \beta^2}} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{TM}_0 : \quad & h_{\text{wg}} \sqrt{k_0^2 n_{\text{wg}}^2 - \beta^2} \\ & = \text{atan} \left(\frac{n_{\text{wg}}^2}{n_0^2} \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 n_0^2}{k_0^2 n_{\text{wg}}^2 - \beta^2}} \right) \\ & + \text{atan} \left(\frac{n_{\text{wg}}^2}{n_s^2} \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 n_s^2}{k_0^2 n_{\text{wg}}^2 - \beta^2}} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, n_{wg} , n_0 , n_s 分别为波导层、包层和衬底层的折射率, h_{wg} 为波导层的厚度. k_0 为空气中的波矢量, β 为波导层模式的传播常数. TE₀ 和 TM₀ 色散关系如图 2 中黑实线所示, 图中的 $\omega_0 = 2\pi c/h_{\text{wg}}$, c 为真空中的光速, ω 为入射光角频率, $k_x = k_0 \sin\theta = k_0 \sin\theta$ 为空气中波矢量的 x 方向分量, 其色散曲线位于波导模式色散曲线之上, 如图 2 中彩色实线所示. 此时入射光波矢量与波导模式的波矢量不匹配, 波导模式不能被激发. 在波导层上方引入光栅层可为入射光提供额外波矢量, 使其与波导模式波矢量匹配, 从而激发波导模式. $0 < \delta < 1$ 时为四部分光栅层, 为入射光增加了 $2\pi/P$ 的波矢量, 与

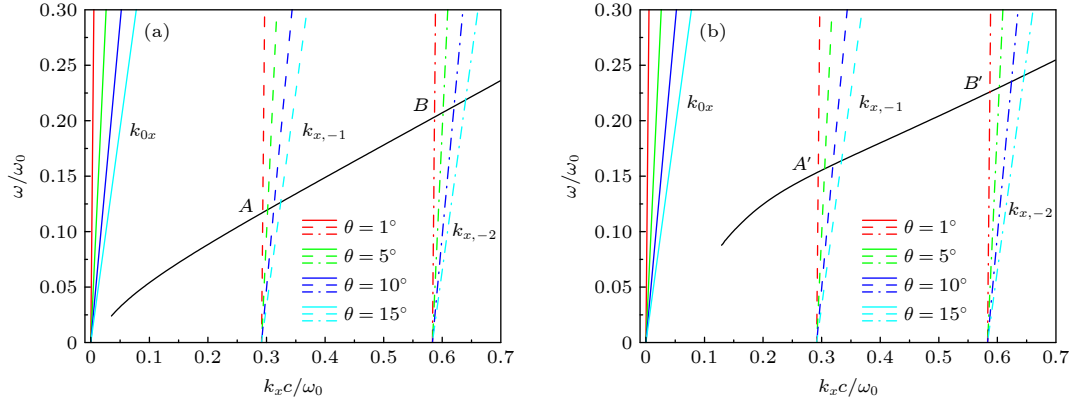


图 2 波导层中 TE₀(a) 和 TM₀(b) 导模的色散关系曲线 (黑色实线), 以及在不同入射角下的 $k_x = k_{x,i}$ ($i = -1, -2$) 色散曲线, 1° (红色虚线), 5° (绿色虚线), 10° (蓝色虚线), 15° (青色虚线).

Fig. 2. Dispersion relations of the TE₀ guide mode (a) and TM₀ guide mode (b) in the waveguide layer (black solid line), and $k_x = k_{x,i}$ ($i = -1, -2$) under different angle of incidence, 1° (red dashed lines), 5° (green dashed lines), 10° (blue dashed lines), 15° (cyan dashed lines), respectively.

波导模式的波矢量匹配条件为

$$k_{x,i} = k_{0x} - i \cdot 2\pi/P = \beta, \quad i = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

$k_{x,i}$ 的色散曲线如图 2 彩色虚线所示. 虚线与黑色实线的交点处可满足波矢匹配条件, 如图 2 中点 A (A') 和 B (B') 所示, 此时波导模式能被激发. 图 2 所示只有 -1 和 -2 阶波导模式可被激发. 在不同的入射角 $\theta = 1^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ 下, TE 模式对应的角频率分别为: $\omega_A = 0.117\omega_0$ ($\lambda_A = 897 \text{ nm}$), $0.119\omega_0$ (879 nm), $0.123\omega_0$ (854 nm), $0.126\omega_0$ (833 nm) 和 $\omega_B = 0.203\omega_0$ ($\lambda_B = 517 \text{ nm}$), $0.208\omega_0$ (505 nm), $0.213\omega_0$ (493 nm), $0.219\omega_0$ (479 nm). 而 TM 模式对应的角频率为: $\omega_{A'} = 0.154\omega_0$ ($\lambda_{A'} = 682 \text{ nm}$), $0.157\omega_0$ (670 nm), $0.16\omega_0$ (656 nm), $0.164\omega_0$ (640 nm) 和 $\omega_{B'} = 0.226\omega_0$ ($\lambda_{B'} = 465 \text{ nm}$), $0.23\omega_0$ (456 nm), $0.235\omega_0$ (447 nm), $0.241\omega_0$ (436 nm).

当可调几何参数 $\delta = 0$ 时, 光栅的第二和第四部分宽度相等. 四部分光栅变为传统两部分光栅, 周期变为 $P/2$, 此时波矢匹配条件变为

$$k'_{x,i} = k_{0x} - i' \cdot 4\pi/P = \beta, \quad i' = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4)$$

当 $\delta \neq 0$ 时, 传统两部分光栅的色散关系曲线与四部分光栅的偶数阶色散关系曲线重叠. 即图 2 中的点 B (B') 在两种情况下均可满足波矢匹配条件, 而 A (A') 点只有在 $\delta \neq 0$ 时才可满足. 因此, 当可调几何参数 δ 由非零变为零时, A (A') 处的谐振模式变为暗模式, 即 BIC 模式. 当 $\delta \neq 0$ 时, 暗模泄漏, 形成准 BIC 模式. 与对称破坏形成的准 BIC 相比, 四部分光栅的 RWG 结构可以在不破坏面内反转对称性的情况下获得准 BIC^[27].

3 结果与讨论

3.1 准 BIC

当入射角为 5° 时, 计算了不同几何参数 δ 的 RWG 结构的反射光谱, 如图 3(a) 和 (b) 所示. 当 TE 和 TM 偏振光照射时, 其反射谱都呈现出 Fano 线型的共振峰, 且当 $\delta = 0$ 时, 反射谱均为宽光谱. TE 偏振光照射下, $\delta = 0.1$ 时, 在波长 $\lambda = 953.07 \text{ nm}$ 处出现一尖锐的共振峰, 这对应于 -1 阶谐振波导模式, 其共振波长比图 2(a) 中色散关系预测的值略大, 是因为波导层上方的光栅层导致上方包层的有效折射率略有增大^[27]. 当几何参数 δ 从 0.1 增大到 0.8 时, 共振峰位置由 953.07 nm 蓝移到 944.39 nm , 并且变得越来越宽, 这是因为光栅层的折射率分布随着 δ 的增大而增大, 也增大了衍射场与漏波导模之间的耦合作用. 当 $\delta = 1$ 时, 光栅变为传统的二部分光栅, 此时的共振峰变为光栅的亮模. 图 3(b) 所示为 TM 偏振光照射下, 不同 δ 的 RWG 结构的反射光谱. 可以看出, 其光谱特征与 TE 偏振光照射时的相似, 只是当 δ 从 0.1 增大到 1 时, 共振峰从 695.95 nm 红移到 700.94 nm .

此外, 计算了 RWG 结构的 Q 因子 ($Q = \lambda_{\text{peak}}/\Delta\lambda$, $\Delta\lambda = |\lambda_{\text{peak}} - \lambda_{\text{dip}}|$) 随 δ 的变化情况, 如图 3(c) 所示. TE 偏振光照射下, 当 $\delta = 1$ 时, Q 因子约为 69.8, 此时的波导模式为亮模, Q 值较低. 当 δ 从 1 减小到 0.05 时, Q 因子迅速从 69.8 增大到 7.72×10^4 . 当 δ 减小到 0 时, 共振峰完全消失, Q 因子趋于无穷大, 这与 BIC 模式的特点相符.

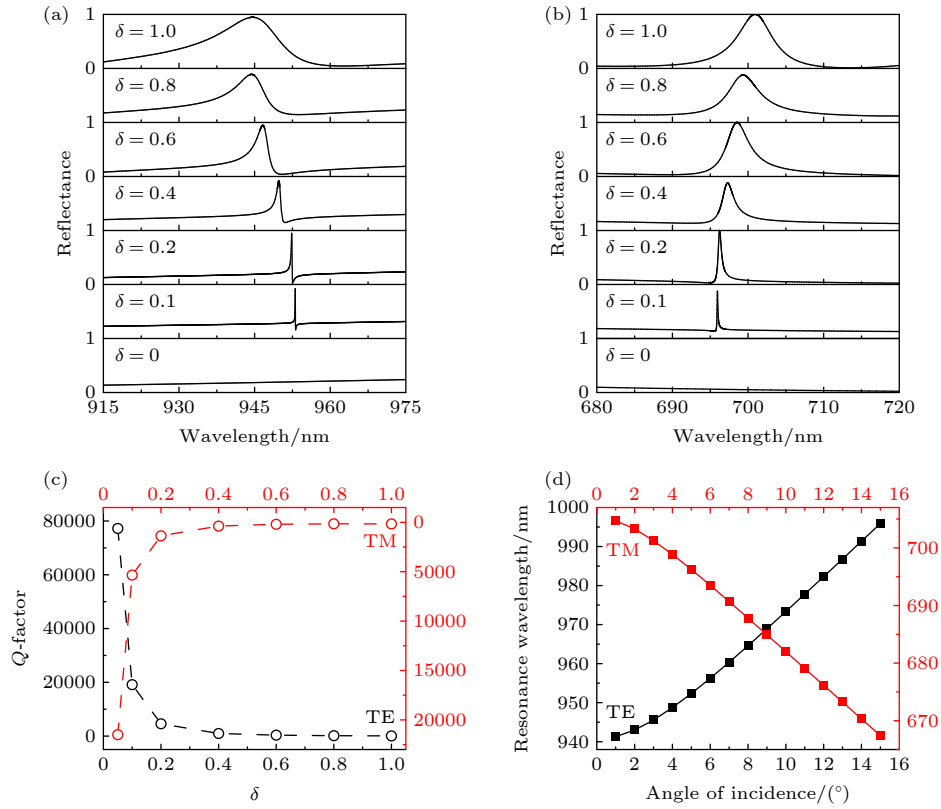


图3 (a)(b) $\theta = 5^\circ$ 时,不同几何参数 δ 下的RWG结构在TE(a)和TM(b)偏振光照射下 λ_A 的反射谱;(c)在TE和TM偏振光照射下RWG结构的 Q 因子与 δ 的函数关系;(d) $\delta = 0.2$ 时RWG结构分别在TE和TM偏振光照射下的共振波长与入射角的关系
Fig. 3. (a)(b) Reflection spectra near λ_A of the RWG structure for different geometric parameters δ at $\theta = 5^\circ$ under TE- (a) and TM-polarized (b) light irradiation; (c) Dependence of Q -factor of the RWG structure on δ under TE- and TM-polarized light irradiation; (d) $\delta = 0.2$, the relation of resonance wavelength with the angle of incidence at the RWG structure under TE- and TM-polarized light irradiation.

通过将BIC转变为准BIC,可获得超高 Q 因子的共振模式.对于RWG结构,可通过将 δ 无限接近于零来获得具有较高 Q 因子和较强局域场的共振模式.同样的,对于TM偏振光照射,当 δ 从1.0减小到0.05时, Q 因子也从158.1迅速增大到 2.15×10^4 .当 δ 减小到0时,谐振模式也变为了BIC模式.图3(d)计算了 $\delta = 0.2$ 的RWG结构分别在TE和TM偏振光照射下的共振波长与入射角的关系.可以看出,TE偏振光照射,当入射角 1° 增大到 15° 时,准BIC共振模式的波长由941.3 nm红移到995.9 nm;TM偏振光照射时,入射角 1° 增大到 15° 时,准BIC共振模式的波长由704.7 nm蓝移到667.45 nm,这提高了该结构共振波长可调节性.

图4为不同几何参数下的RWG结构的场分布情况(E/E_0 和 H/H_0).图4(a)为TE偏振光照射下该结构的电场分布.随着几何参数 δ 从1.0逐

渐减小到0.1,电场从3.7逐渐增大到76.5.随着 δ 的减小,衍射场与漏波波导模之间的耦合减小,电场越来越局限在波导层内.图4(b)为TM偏振光照射下该结构的磁场分布.可以看出,随着 δ 的减小,磁场在波导层中的局域化程度也越来越强.当 δ 减小到0.1时,磁场强度可增强到137.然而,此时结构的电场却主要分布在波导层的上下表面.尽管TM共振模式也具有较高的 Q 因子,但其电场分布不利于与增益材料的相互作用,会导致纳米激光器的阈值增大.

图5所示为 $\delta = 0.1$ 时RWG结构的本征色散.图5的两条分支分别代表波导中向两个方向传播的导模模式,其中高频的那条分支对应前面计算的波导模式. Γ 点处即为BIC模式,其他点处为准BIC模式^[32]. $\delta = 0.1$ 时对应的准BIC模式即为图5中黑色圆圈处所示.插图所示为该点处的本征模式,与图4中计算的场分布完全一致.

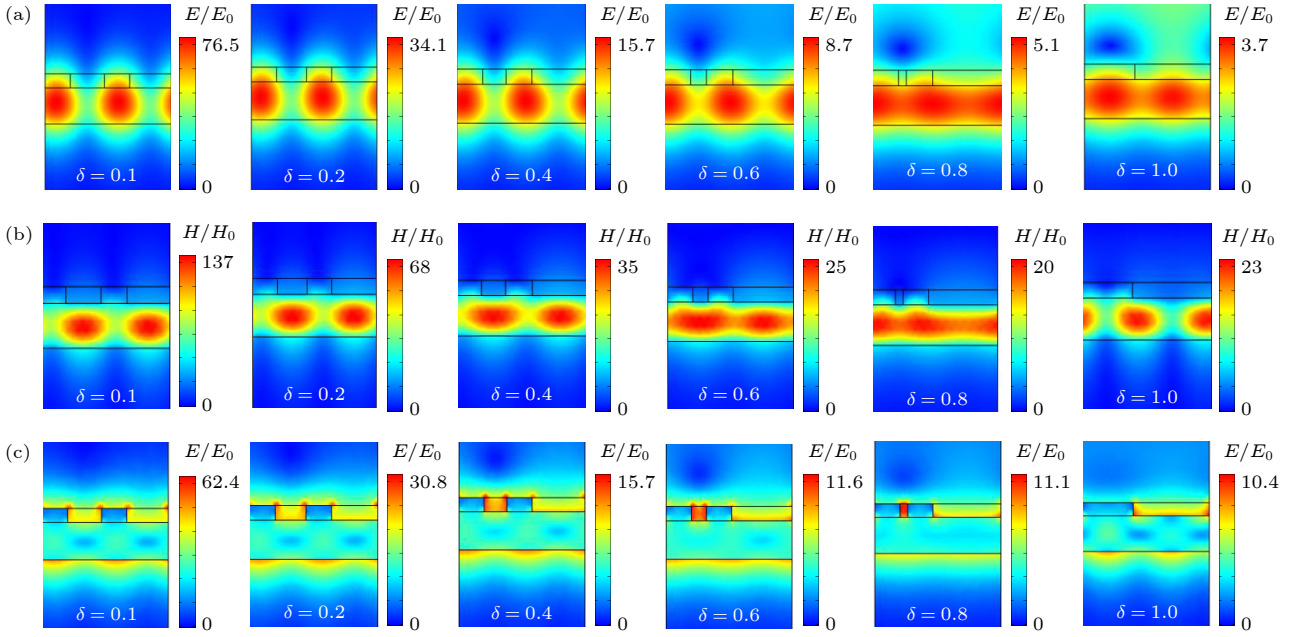


图 4 (a)TE 偏振光照射时, RWG 结构在不同几何参数 δ 下反射峰处对应的电场 (E/E_0) 分布; (b)(c) TM 偏振光照射时, RWG 结构在不同几何参数 δ 下反射峰处对应的磁场 (H/H_0) (b) 和电场 (E/E_0) (c) 分布

Fig. 4. (a) The electric field (E/E_0) distribution corresponding to the reflectance peaks of the RWG structure with different δ under TE-polarized light irradiation; (b)(c) The magnetic field (H/H_0) (b) and the electric field (E/E_0) (c) distributions corresponding to the reflectance peaks of the RWG structure with different δ when under TM-polarized light irradiation.

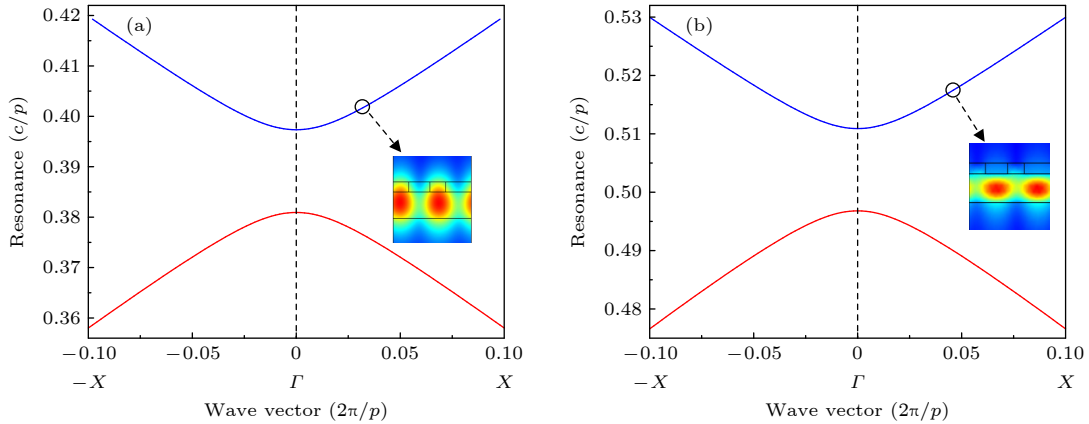


图 5 $\delta = 0.1$ 时 RWG 结构分别在 TE(a) 和 TM(b) 偏振光照射下所支持的 BIC/准 BIC 模式的能带结构. 黑色圆圈处为准 BIC 模式, 插图为该处的电场 (TE) 和磁场 (TM) 分布

Fig. 5. $\delta = 0.1$, the band structure of the BIC/quasi-BIC mode supported by the RWG structure under TE-(a) and TM-polarized (b) light irradiation. The black circle corresponds to the quasi-BIC mode. The insets show the electric field (TE) and magnetic field (TM) distribution of the quasi-BIC modes.

3.2 激射性质

采用 FDTD 方法研究了基于四部分光栅的 RWG 结构的纳米激光的激射特性. 将增益介质 InP 描述为图 6 所示的四能级系统, 在能级 1 和 2 之间形成粒子数反转, 出现激射现象. 泵浦光将 InP 的电子从 0 能级激发到 3 能级, 然后无辐射跃迁到 2 能级. 因为粒子从能级 3 到能级 2 的跃迁要比从能级 2 到能级 1 的跃迁快得多, 这将导致能

级 2 和能级 1 之间的粒子数反转. 从能级 2 到能级 1 的跃迁将为谐振模式的放大提供必要的能量. 各能级粒子数密度随时间演化可以用以下速率方程描述^[33]:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{N_3(1-N_2)}{\tau_{32}} - \frac{N_3(1-N_0)}{\tau_{30}} + \frac{1}{\hbar\omega_b} \mathbf{E} \cdot \frac{d\mathbf{P}_b}{dt}, \quad (5)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3(1-N_2)}{\tau_{32}} - \frac{N_2(1-N_1)}{\tau_{21}} + \frac{1}{\hbar\omega_a} \mathbf{E} \cdot \frac{d\mathbf{P}_a}{dt}, \quad (6)$$

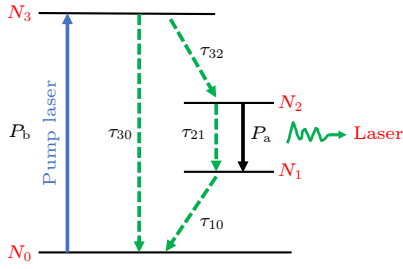


图 6 半导体增益介质 InP 的能级图

Fig. 6. The energy level diagram of the semiconductor gain medium InP.

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2(1-N_1)}{\tau_{21}} - \frac{N_1(1-N_0)}{\tau_{10}} - \frac{1}{\hbar\omega_a} \mathbf{E} \cdot \frac{d\mathbf{P}_a}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{N_3(1-N_0)}{\tau_{30}} + \frac{N_1(1-N_0)}{\tau_{10}} - \frac{1}{\hbar\omega_b} \mathbf{E} \cdot \frac{d\mathbf{P}_b}{dt}, \quad (8)$$

其中, N_i 是第 i 能级的粒子数密度, τ_{ij} 是能级 i 与能级 j 间的弛豫时间; \mathbf{P}_a 和 \mathbf{P}_b 表示由能级 2 到能级 1 和能级 0 到能级 3 的跃迁引起的净宏观极化强度; ω_a 和 ω_b 表示能级 2-1 和能级 0-3 之间的能量差所对应的角频率; \mathbf{E} 是总电场, 它对粒子数密度的变化非常重要. 泵浦光设置为连续波, 入射角为 5° , 中心波长为 838 nm, 此波长对应于

InP 的吸收峰^[34]. 采用 III-V 型半导体磷化铟 (InP) 作为增益介质, 相应的参数设置为^[33,34]: $\omega_a = 1.973 \times 10^{15}$ Hz, $\omega_b = 2.248 \times 10^{15}$ Hz, $\tau_{21} = \tau_{30} = 300$ ps, $\tau_{32} = \tau_{10} = 100$ fs, $N_0 = 5 \times 10^{23}$ m⁻³.

InP 的光致发光光谱谱线较宽, 其中心波长与 TE 偏振照射下的准 BIC 共振峰重合^[34], 其电子向下跃迁的能量可补偿共振模式的损耗. 准 BIC 谐振模具有较高 Q 因子和较强的场局域性, 能增强与增益材料的相互作用, 降低激光阈值. 图 7 所示为基于准 BIC 的 RWG 结构分别在 TE 和 TM 偏振光照射下的纳米激光的激射行为. 图 7(a) 为 TE 偏振光照射下, 参数为 $P = 360$ nm, $h_g = 40$ nm, $h_w = 105$ nm, $\delta = 0.4$ 的 RWG 结构的归一化发射光谱随泵浦光功率密度的变化情况. 当泵浦功率较低时, 结构的发射光谱较宽, 随着泵浦功率的增大, 发射光谱逐渐变窄, 当增大到 9.82 kW/cm² 时, 发射光谱强度突然增大, 此强度即为纳米激光的阈值. 需要说明的是, 与准 BIC 共振峰相比, 激射发光峰红移到 958.74 nm, 这是由于增益材料的加入而引起的. 图 7(b) 所示为归一化的最大发射强度和共振峰线宽随泵浦功率密度的变化情况, 并

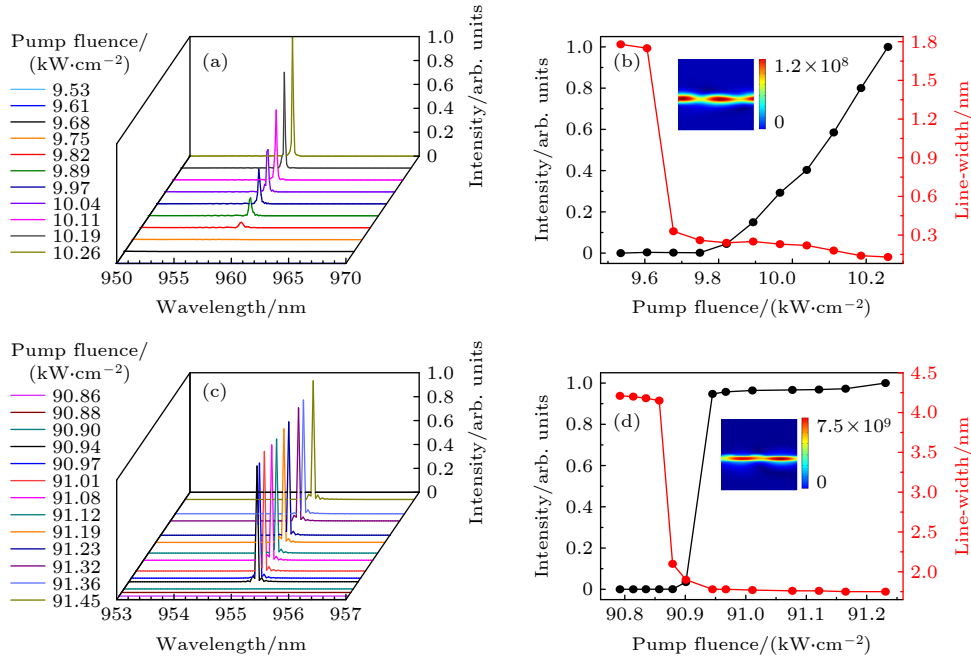


图 7 TE (a)(b) 和 TM (c)(d) 偏振光照射时, 基于四部分光栅的 RWG 结构的纳米激光器的激射行为; (a) 和 (c) 归一化发射光谱随泵浦光功率密度的变化; (b) 和 (d) 归一化的最大发射强度和共振峰线宽随泵浦功率密度的变化. 插图为阈值处的电场和磁场分布

Fig. 7. Lasing actions of the four part-grating RWG structure under TE (a)(b) and TM-polarized (c)(d) light irradiation; (a)(c) Evolution of the normalized emission spectra as a function of pump optical power density; (b)(d) Evolution of the normalized maximum emission intensity and emission spectra line-width as a function of pump fluence. The insets show the electric field and magnetic field distributions at threshold.

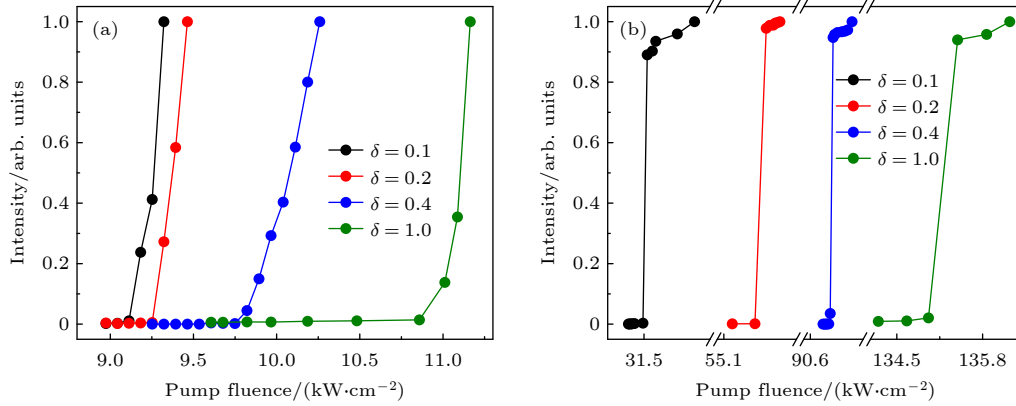


图 8 TE(a) 和 TM(b) 偏振光照射下, 不同几何参数 δ 的 RWG 结构的归一化最大发射强度随泵浦光功率密度的变化

Fig. 8. The normalized maximum emission intensity of RWG structure with different geometric parameters δ under TE-(a) and TM-polarized (b) light irradiation as a function of the input pump fluence.

清楚地显示了纳米激光器的阈值. 插图所示为泵浦功率等于 9.82 kW/cm² 时, RWG 结构的电场分布强度相比无增益时约增强 1.2×10^8 倍. 图 7(c) 和 (d) 所示为 RWG 结构在 TM 偏振光照射下纳米激光的激射行为. 在 TM 偏振光照射下, $\delta = 0.4$ 时, 准 BIC 共振峰在 697.3 nm 处, 为了将结构的共振峰调至 InP 的荧光峰处, 将结构参数调整为: $P = 500$ nm, $h_g = 50$ nm, $h_w = 143$ nm. 可以看出, 纳米激光的激射行为与 TE 偏振时相似, 都表现出激光系统的典型受激发射行为. 但此时纳米激光的阈值约为 90.95 kW/cm², 几乎比 TE 偏振照射下的纳米激光阈值高一个数量级. 这是因为对于 TM 谐振模式, 磁场主要分布在波导层中, 但电场主要局域在波导层的上下表面, 不利于模式与增益材料的相互作用, 所以阈值增加. 图 7(d) 中的插图显示了 RWG 结构在阈值 90.95 kW/cm² 时的磁场, 与无增益相比强度增强了 7.5×10^9 倍, 这意味着 TM 偏振时, 准 BIC 模式也可以被受激辐射放大, 只是需要更大的能量.

Q 因子也是降低纳米激光器阈值的一个重要参数. 如图 3(c) 所示, 通过调节几何参数 δ 可灵活调节四部分光栅的 RWG 结构的 Q 因子. 图 8 展示了不同几何参数 δ 的 RWG 结构的纳米激光激射行为. 可以看出, 每条曲线都具有相同的特征, 均在泵浦光功率较小时强度没有明显的变化, 当泵浦功率达到一定值时, 最大强度突然增加, 即为典型的激光受激发射行为. 如图 8(a) 所示, TE 偏振光照射下, 当 $\delta = 1$ 时, 光栅变为传统的两部分光栅, 此时激光器的阈值为 11.01 kW/cm², 当 δ 从 1 降低到 0.1 时, 纳米激光阈值会降低到 9.11 kW/cm²,

比基于传统光栅亮态模式的纳米激光阈值降低了约 20.86%. 图 8(b) 所示为 TM 偏振光照射下, 不同几何参数 δ 对应的结构的纳米激光激射行为. 随着 δ 值从 1 减小到 0.1, 纳米激光的阈值从 135.42 kW/cm² 降低到 31.55 kW/cm², 相比基于传统光栅的阈值降低了约 3.3 倍.

4 结 论

本文提出了基于四部分光栅的 RWG 结构准 BIC 模式的纳米激光. 光栅通过调节几何参数 δ 可由两部分光栅变为四部分光栅, 此时的 RWG 结构可激发波导结构的准 BIC 模式. 结合增益介质 InP, 分析了 TE 和 TM 偏振光照射下基于 RWG 结构的纳米激光的激射行为. 结果表明: TE 偏振光照射下, 基于四部分光栅的 RWG 结构的纳米激光的阈值比基于传统光栅的 RWG 结构的阈值低 20.86%, TM 偏振光照射下的阈值相比传统光栅的 RWG 结构的阈值降低了 3.3 倍. 此外, 同一几何参数 δ 下, TE 偏振光照射时的纳米激光的阈值比 TM 偏振光照射时的阈值也会低约一个数量级, 这是由于 TE 偏振光和 TM 偏振光照射下结构的电场分布不同所致. 本研究将为实现低阈值纳米激光器提供一个有效途径.

参考文献

- [1] Li C, Liu Z, Chen J, Gao Y, Li M L, Zhang Q 2019 *Nanophotonics* **8** 2091
- [2] Du W, Li C H, Sun J C, Xu H, Yu P, Ren A B, Wu J, Wang Z M 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 2000271
- [3] Ma R M, Oulton R F 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 12

- [4] Saxena D, Mokkapati S, Jagadish C 2012 *IEEE Photon. J.* **4** 582
- [5] Moitra P, Slovick B A, Li W, Kraychenko II, Briggs D P, Krishnamurthy S, Valentine J 2015 *ACS Photonics* **2** 692
- [6] Bi K, Wang Q M, Xu J C, Chen L H, Lan C W, Lei M 2021 *Adv. Opt. Mater.* **9** 2001474
- [7] Qiu J L, Liu X Y, Liang Z Z, Zhu J F 2021 *Opt. Lett.* **46** 849
- [8] Jahani S, Jacob Z 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 23
- [9] Ma Z J, Hanham S M, Albella P, Ng B H, Lu H T, Gong Y D, Maier S A, Hong M H 2016 *ACS Photonics* **3** 1010
- [10] Tian J Y, Li Q, Belov P A, Sinha R K, Qian W P, Qiu M 2020 *ACS Photonics* **7** 1436
- [11] Neuman J V, Wigner E 1929 *Phys. Z* **30** 467
- [12] Friedrich H, Wintgen D 1985 *Phys. Rev. A* **32** 3231
- [13] Bogdanov A A, Koshelev K L, Kapitanova P V, Rybin M V, Gladyshev S A, Sadrieva Z F, Samusev K B, Kicshar Y S, Limonov M F 2019 *Adv. Photonics* **1** 016001
- [14] Joseph S, Pandey S, Sarkar S, Joseph J 2021 *Nanophotonics* **10** 4175
- [15] Zhang Y B, Liu W W, Li Z C, Li Z, Cheng H, Chen S Q, Tian J G 2018 *Opt. Lett.* **43** 1842
- [16] Huo Y Y, Zhang X, Yan M, Sun K, Jiang S Z, Ning T Y, Zhao L N 2022 *Opt. Express* **30** 19030
- [17] Foley J M, Young S M, Phillips J D 2014 *Phys. Rev. B* **89** 165111
- [18] Zhang M D, Zhang X D 2015 *Sci. Rep.* **5** 8266
- [19] 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]
- [20] Yang J H, Huang Z T, Maksimov D N, Pankin P S, Timofeev I V, Hong K B, Li H, Chen J W, Hsu C Y, Liu Y Y, Lu T C, Lin T R, Yang C S, Chen K P 2021 *Laser Photonics Rev.* **15** 2100118
- [21] Kodigala A, Lepetit T, Gu Q, Bahari B, Fainman Y, Kante B 2017 *Nature* **541** 196
- [22] 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
- [23] Azzam S I, Chaudhuri K, Lagutchev A, Jacob Z, Kim Y L, Shalaev V M, Boltasseva A, Kildishev A V 2021 *Laser Photonics Rev.* **15** 2000411
- [24] Bi W L, Zhang X, Yan M, Zhao L N, Ning T Y, Huo Y Y 2021 *Opt. Express* **29** 12634
- [25] Zhang H R, Wang T, Tian J Y, Sun J C, Li S X, De Leon I, Zaccaria R P, Peng L, Gao F, Lin X, Chen H S, Wang G F 2022 *Nanophotonics* **11** 297
- [26] Ning T Y, Li X, Zhao Y, Yin L Y, Huo Y Y, Zhao L N, Yue Q Y 2020 *Opt. Express* **28** 34024
- [27] Wu F, Wu J J, Guo Z W, Jiang H T, Sun Y, Li Y H, Ren J, Chen H 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 014028
- [28] Liu W X, Li Y H, Jiang H T, Lai Z Q, Chen H 2013 *Opt. Lett.* **38** 163
- [29] Quaranta G, Basset G, Martin O J F, Gallinet B 2018 *Laser Photonics Rev.* **12** 1800017
- [30] Adachi S 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 6030
- [31] Yariv A, Yeh P 1984 *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley)
- [32] Sun K L, Jiang H, Bykov D A, Van V, Levy U, Cai Y J, Han Z H 2022 *Photonics Res.* **10** 1575
- [33] Chang S H, Taflove A 2004 *Opt. Express* **12** 3827
- [34] Zhao Y W, Dong Z Y, Miao S S, Deng A H, Yang J, Wang B 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 123519

Numerical study of the low- threshold nanolaser based on quasi-bound states in the continuum supported by resonant waveguide grating structures^{*}

Yan Meng Sun Ke Ning Ting-Yin Zhao Li-Na
Ren Ying-Ying Huo Yan-Yan[†]

(Shandong Provincial Engineering and Technical Center of Light Manipulations, Shandong Provincial Key Laboratory of Optics and Photonic Device, School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250358, China)

(Received 29 September 2022; revised manuscript received 14 November 2022)

Abstract

As a nanoscale coherent light source, semiconductor nanolaser is a key device for future optoelectronic integrated chips. The obstacle of further miniaturization of the nanolaser is that the loss increases rapidly with the decrease of cavity volume. The bound states in the continuum (BICs) can overcome the high radiative loss. Here, we propose a nanolaser based on quasi-BIC mode supported by all-dielectric resonant waveguide grating (RWG), which can effectively reduce the threshold of nanolaser. The quasi-BIC mode of the waveguide can be excited when the traditional two-part grating becomes a four-part grating. The laser behavior of the quasi-BIC is studied by finite difference-time-domain (FDTD) numerical simulation. The results show that the threshold of the nanolaser based on four part-grating RWG is 20.86% lower than that of nanolaser based on two part-grating RWG when subjected to TE-polarized light irradiation. For the TM-polarized light irradiation, the threshold is 3.3 times lower than the threshold for the nanolaser based on four part-grating RWG. We also find that the threshold of the nanolaser under TE-polarized light irradiation is about one order of magnitude lower than that under TM-polarized light irradiation. Because the electric field of the structure is well confined inside the waveguide layer under TE-polarized light, which can enhance the interaction between light and gain materials and reduce the threshold of nanolasers.

Keywords: bound states in the continuum (BICs), nanolaser, low-threshold, Q -factor

PACS: 42.55.Px, 42.79.Gn, 42.79.Dj

DOI: [10.7498/aps.72.20221894](https://doi.org/10.7498/aps.72.20221894)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91950106, 12174228), and the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2019MA024).

[†] Corresponding author. E-mail: yanyanhuo2014@sdmu.edu.cn

基于共振波导光栅结构准连续域束缚态的低阈值纳米激光器的数值研究

闫梦 孙珂 宁廷银 赵丽娜 任莹莹 霍燕燕

Numerical study of the low-threshold nanolaser based on quasi-bound states in the continuum supported by resonant waveguide grating structures

Yan Meng Sun Ke Ning Ting-Yin Zhao Li-Na Ren Ying-Ying Huo Yan-Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 044202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221894

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221894>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

硅纳米颗粒阵列中准连续域束缚态诱导三次谐波增强效应

Enhancing third-harmonic generation by quasi bound states in continuum in silicon nanoparticle arrays

物理学报. 2021, 70(15): 154206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210332>

基于单壁碳纳米管调Q锁模低阈值 $Tm, Ho:LiLuF_4$ 激光器

Passively Q-switched mode-locked low threshold $Tm, Ho: LiLuF_4$ laser with an single walled carbon nanotubes saturable absorber

物理学报. 2018, 67(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171748>

改进型混合表面等离子体微腔激光器的研究

Improved hybrid plasmonic microcavity laser

物理学报. 2018, 67(19): 195204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180242>

外场调控下的纳米激光时延隐藏及不可预测性提升

Time delay concealment and unpredictability enhancement of nanolasers under external cavity regulation

物理学报. 2021, 70(11): 114201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210049>

拓扑超导Majorana束缚态的探索

Exploration of Majorana bound states in topological superconductors

物理学报. 2020, 69(11): 117102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190959>

一种基于束缚态的可调等离子体光子晶体窄带滤波器

A tunable narrow-band plasma photonic crystal filter based on bound state

物理学报. 2021, 70(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210241>