

激光与光电子学进展

光子晶体面发射激光器阈值增益与
输出光功率的研究李儒颂^{1,2}, 陆寰宇^{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

摘要 光子晶体面发射激光器(PCSELs)可实现大面积单模激光,且具有高功率、高光束质量等优点,在光通信、激光雷达、激光打印、激光显示和激光加工等领域具有广泛的应用前景。因此,分析了具有面内多向分布反馈效应光子晶体激光器的带边激光原理、阈值增益,并结合半导体激光器速率方程推导了PCSELs输出光功率的表达式,同时给出了提高PCSELs光功率的方法,为研制高性能PCSELs提供了理论依据。

关键词 激光器; 光子晶体面发射激光器; 带边激光原理; 阈值增益; 速率方程; 高功率

中图分类号 O432

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202259.0314004

Research on Threshold Gain and Output Optical Power of
Photonic Crystal Surface Emitting LasersLi Rusong^{1,2}, Lu Huanyu^{1*}¹State Key Laboratory of Luminescence and Applications, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China;²Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Photonic crystal surface emitting lasers (PCSELs) have the advantages of high power and high beam quality because they can achieve large area single mode lasing. They have important application prospects in optical communications, laser radar, laser printing, laser display, and laser processing. This paper focuses on the analysis of the band-edge lasing principle and threshold gain of the photonic crystal laser with in-plane multi directional distributed feedback effect, and combines the semiconductor laser rate equation to deduce the output optical power formula of PCSELs, and also gives some effective methods to increase the optical power of PCSELs. The research results can provide theoretical guidance for the development of high performance PCSELs.

Key words lasers; photonic crystal surface emitting lasers; band-edge lasing principle; threshold gain; rate equation; high power

1 引言

传统半导体激光器存在阈值高、发散角大、光

功率低等缺点,在半导体激光器中引入能有效操控光子的光子晶体结构^[1-2],能从芯片层面上降低半导体激光器的发散角并提升光功率,为半导体激光器

收稿日期: 2021-04-27; 修回日期: 2021-05-04; 录用日期: 2021-05-17

基金项目: 国家重点研发计划(2018YFB2201000)、国家自然科学基金(61774156)

通信作者: *luhuanyu@ciomp.ac.cn

向高亮度和高功率密度的发展提供了可行方案。光子晶体在激光器上的应用主要分为两种,一种是基于光子禁带原理,在二维光子晶体结构中引入缺陷形成光子晶体微腔^[3-5];另一种则是基于光子晶体带边模式的光子晶体面发射激光器(PCSELs)^[6-9],利用二维光子晶体的带边共振效应进行受激辐射放大和表面发射。PCSELs可实现大面积单模激射,具有多种优点,如通过适当设计光子晶体空气孔形状^[10-11]任意调整光斑形貌和偏振以及片上二维(2D)光束控制^[12-14],可实现在片检测,易于制备二维阵列且成本较低,在数据通讯、传感、激光雷达、材料加工等领域具有广阔的应用前景。目前,0.94 μm波段的PCSELs已经得到了人们的广泛研究,为了提高PCSELs的光束质量及输出光功率,Iwahashi等^[15-16]对比直通型空气孔和垂直方向上不对称三角形空气孔光子晶体结构的辐射常数发现,垂直方向的不对称空气孔结构可以显著提高PCSELs的输出光功率。Yoshida等^[17]将椭圆空气孔与圆形空气孔组合构成双晶格光子晶体谐振腔,使光在光子晶体平面均匀分布的同时保留了光学谐振腔的二维平面衍射特性,并通过生长分布式布拉格反射镜(DBR)提高面发射光功率,最终在脉冲条件下,从直径为500 μm的圆形发射区域获得10 W的输出,其发散角小于0.3°,亮度超过300 MW·cm⁻²·sr⁻¹;且该方案在连续波条件下,可获得高达7 W的输出。Hsu等^[18]研制的1.3 μm PCSELs在脉冲条件下室温时的出光功率仅为2 mW,Lu等^[19]将具有平带结构的光子晶体引入PCSELs中,并结合法布里-珀罗(FP)腔构成耦合腔PCSELs,将脉冲条件下的输出光功率提高到了150 mW,并在室温连续电流条件下实现了13.3 mW的光功率输出。

目前关于PCSELs的实验研究很多,但关于PCSELs阈值增益^[20]、输出光功率等方面的研究较少,因此,本文详细分析了光子晶体带边激射理论,并通过类比经典的半导体激光器(如FP腔激光器)相关理论和半导体激光器的速率方程,推导出了PCSELs的阈值增益和输出光功率的计算公式,为研制高性能的PCSELs提供了理论依据。

2 PCSELs的激射原理

PCSELs在光子晶体带边位置光的群速度为0,在整个光子晶体区域形成驻波,以提高光增益和模式控制,从而产生大面积单模激射。光子晶体可视

为二维光栅结构,与利用二阶光栅的分布反馈(DFB)激光器激射原理相同。

图1为二维正方晶格空气孔光子晶体平板的能带图。其中,TE为横电模,TM为横磁模, λ 为光的波长, a 为光子晶体的晶格常数,灰色区域为光锥, a/λ 为归一化频率。由色散关系式 $\omega = c\sqrt{|\mathbf{k}_{\parallel}|^2 + |\mathbf{k}_{\perp}|^2}$ 可知,当波矢的垂直分量 $|\mathbf{k}_{\perp}|$ 为0时,平行于界面的波矢分量 \mathbf{k}_{\parallel} 守恒, $\omega = c|\mathbf{k}_{\parallel}| = c\sqrt{|\mathbf{k}_x|^2 + |\mathbf{k}_y|^2}$ 为一个以 Γ 点为顶点的倒置圆锥面。其中, ω 为角频率, c 为光速。光子晶体的能带图中,高对称点X、M和 Γ 处的斜率几乎为0,由群速度公式 $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ 可知,模式的群速度几乎为0(群速度较小意味着辐射模式和物质系统的相互作用时间长,耦合更有效,从而增强了各种光学过程,如受激辐射、非线性光学过程和光吸收),这些模式的光局域在光子晶体能带高对称点处形成驻波振荡。处于光锥内部($\omega \geq c\sqrt{|\mathbf{k}_x|^2 + |\mathbf{k}_y|^2}$)的模式为光子晶体谐振腔的泄漏模式,但只有 Γ_2 处的模式处于光锥内,具有面发射激光特性,光锥外部的模式则被限制在光子晶体谐振腔中。

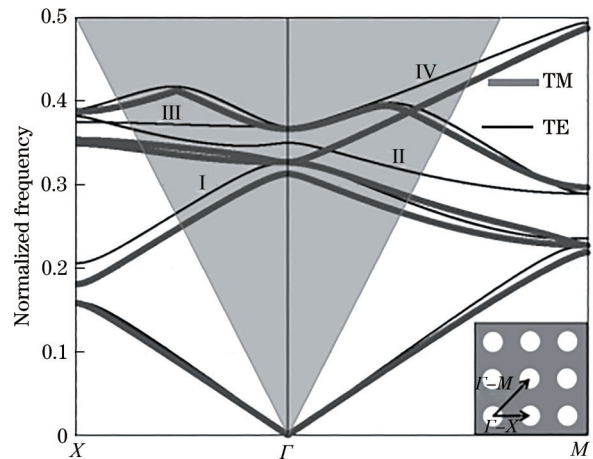


图1 二维正方晶格光子晶体平板结构的能带图

Fig. 1 Energy band diagram of two-dimensional square-lattice photonic crystal slab structure

基于动量守恒条件(相位匹配条件)以及能量守恒条件(频率不变条件)分析正方晶格光子晶体结构中 Γ 点的布拉格衍射条件,以验证PCSELs的垂直出光效应。在一些布里渊区边界特殊点以及能带交叉或劈裂处会因谐振产生激射,沿不同方向传播的光在这些地方耦合,极大增强了模式密度,

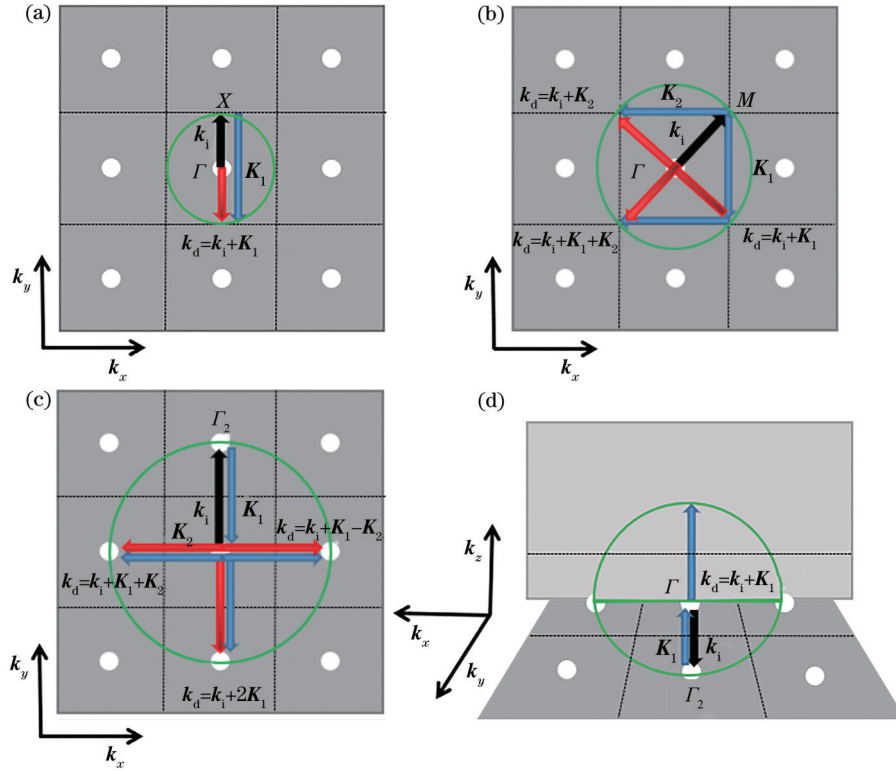


图 2 布拉格衍射条件示意图。(a) X 点的布拉格衍射条件; (b) M 点的布拉格衍射条件; (c) Γ_2 点的布拉格衍射条件(面内); (d) Γ_2 点的布拉格衍射条件(面外)

Fig. 2 Schematic diagram of Bragg diffraction conditions. (a) Bragg diffraction conditions of point X; (b) Bragg diffraction conditions of point M; (c) Bragg diffraction conditions of point Γ_2 (in-plane); (d) Bragg diffraction conditions of point Γ_2 (out-of-plane)

如图 2 所示。考虑到结构中 TE 模光波的布拉格衍射,入射光波和衍射光波需满足^[21]

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i + q_1 \mathbf{K}_1 + q_2 \mathbf{K}_2, \quad (1)$$

$$\omega_d = \omega_i, \quad (2)$$

式中, \mathbf{k}_d 、 \mathbf{k}_i 、 q_1 和 q_2 分别为平面内衍射光和入射光的波矢及其耦合阶数, ω_d 和 ω_i 分别为衍射光和入射光的频率, \mathbf{K}_1 和 \mathbf{K}_2 分别为倒格矢空间两个相互正交的基矢, $|\mathbf{K}| = 2\pi/a_0$ 。(1) 式为相位匹配条件(即动量守恒), (2) 式为等频条件(频率不变即能量守恒)。对于正方晶格光子晶体, 一个 Γ 点周围有四个等价的最近邻第二序 Γ_2 点, 由(1)式和(2)式可知, 任意一个 $\Gamma \sim \Gamma_2$ 的入射光通过布拉格衍射可以得到另外三个 $\Gamma \sim \Gamma_2$ 的衍射光以及一个垂直于光子晶体周期方向的衍射光, 该衍射光在光子晶体周期性平面内满足 $\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i + q_1 \mathbf{K}_1$ 。 Γ_2 有四个模式, 其中, I 为单极模 Γ_{2-1} , III 和 IV 为两个简并的偶极模 Γ_{2-2} , II 为四极模 Γ_{2-4} 。

采用 14 个周期的光子晶体模型计算四个模式的品质因子(Q)值, 结果如表 1 所示。可以发现, 相比其他 Γ_2 带边模, 单极模的 Q 值最高, 也最容易形

成激射, 因此, 通常用单极模(Γ_{2-1})作为带边激射。

表 1 四个 TE 模式的 Q 值^[22]

Table 1 Q values of four TE modes^[22]

TE mode	Γ_{2-1}	Γ_{2-4}	Γ_{2-2}
Q	163	106	101

图 3 为由二维正方晶格光子晶体阵列组成的激光谐振腔示意图, 该结构在 x 和 y 方向上的间距都与激射波长对应。图 3(a) 中, 一个箭头对应一个波长。光波在 $+y$ 方向(0°)传播时, 同时满足二阶布拉格衍射条件和一阶布拉格衍射条件, 光波分别被布拉格衍射到 $-y$ 方向(180°)和 $\pm x$ 方向($\pm 90^\circ$), 且这些衍射光又会被反射回来。最终, 在这四个方向上传播的光波相互耦合, 形成二维驻波, 即大面积的光子晶体腔。此外, 平面内的共振满足一阶布拉格衍射条件, 会被衍射到垂直方向, 最终形成面发射激光输出。

与传统光栅耦合面发射激光器类似, PCSELS 虽然没有传统意义上的谐振腔, 但能带中高对称点处光的群速度为 0, 可形成无几何边界的驻波腔, 最终在该点实现受激辐射放大, 并通过布拉格衍射使特定模式的光波获得垂直于光子晶体平面方向的

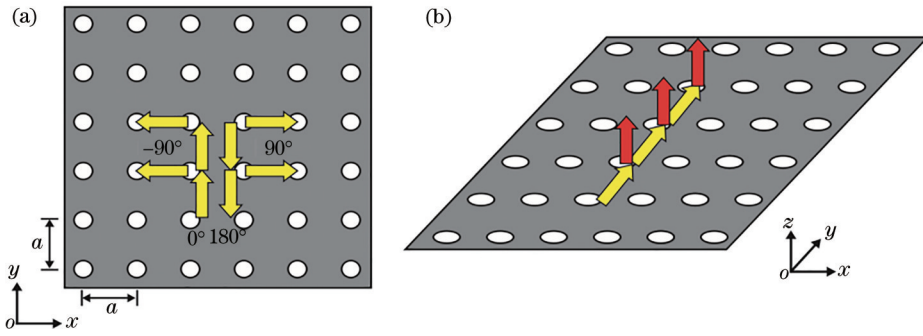


图 3 光子晶体平面的衍射示意图。(a)面内衍射;(b)面外衍射

Fig. 3 Schematic diagram of the diffraction of the photonic crystal plane. (a) In-plane diffraction; (b) out-of-plane diffraction

激光输出。

3 PCSELs 的 阈 值 增 益 和 输 出 光 功 率

3.1 PCSELs 的 阈 值 增 益

在波导结构中,光波在波动中传输,其中,一部分光波在波导内传输,一部分光波因限制不够强和衍射等因素在波导外部传输。将有源区波导层内的光强与整个光强的比定义为光学限制因子,可表示为

$$\Gamma_{act} = \frac{\int_{X_{act}} \epsilon |E|^2 dv}{\int_{X_{cav}} \epsilon |E|^2 dv}, \quad (3)$$

式中, X_{act} 为有源区, X_{cav} 为谐振腔区域, ϵ 为介电常数, E 为电场强度, dv 为对体积的微分。PCSELs 的谐振腔辐射损耗可分为表面发射损耗 (α_{\perp}) 和面内损耗 (α_{\parallel}), 如图 4 所示。其中, W 为光学模式的宽, L 为光学模式的长。PCSELs 的谐振腔总损耗 α 与总品质因子 Q 的关系可表示为

$$\alpha = \alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda Q}, \quad (4)$$

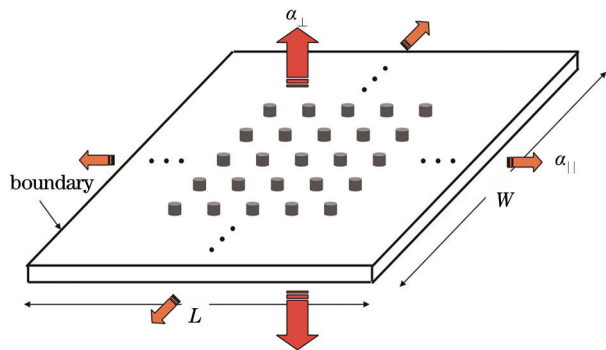


图 4 PCSELs 谐振腔损耗的示意图

Fig. 4 Schematic diagram of PCSELs resonant cavity loss

式中, n_{eff} 为光子晶体谐振腔的有效折射率。光子晶体谐振腔的品质因子 Q 可表示为波长 λ 和谱线半峰全宽 $\Delta\lambda$ 的比 ($\lambda/\Delta\lambda$), 也可以通过 $Q = \omega U/P = \omega\tau_p$ 计算得到。其中, U 为谐振腔储存的能量, P 为谐振腔损耗的功率, τ_p 为光子寿命。PCSELs 的腔模式增益阈值可表示为

$$g_{th} = \alpha = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda Q}. \quad (5)$$

PCSELs 的光增益与光损耗必须相等 (阈值增益等于本征损耗、总垂直辐射损耗和平面辐射损耗), 可表示为

$$g_{th-total} = \alpha_{total} = \alpha_i + \alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel} = \frac{1}{v_g \tau_p}, \quad (6)$$

PCSELs 的总模式阈值增益可表示为

$$g_{th-total} = \alpha_i + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda Q}, \quad (7)$$

式中, α_{total} 为带边模式光子晶体面发射激光器总的光损耗, α_i 为本征损耗 (主要由波导材料引起的载流子吸收和粗糙波导壁引起的散射损耗构成), 对应的最小材料增益可表示为

$$g_{Material} = \frac{\alpha_i}{\Gamma_{act}} + \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda Q \Gamma_{act}}. \quad (8)$$

3.2 PCSELs 的 稳 态 输 出 光 功 率

半导体激光器的输出功率 P_{out} 和注入电流的关系^[23]可表示为

$$P_{out} = \hbar\omega S(WLd_{op})(v_g \alpha_m), \quad (9)$$

式中, \hbar 为约化普朗克常量, q 为单位电荷量, $v_g \alpha_m$ 为光子的逃逸速率。对于 PCSELs, $\alpha_m = \eta_{up} \cdot \alpha_{\perp}$ ($\eta_{up} = \alpha_{\perp up} / \alpha_{\perp}$ 为垂直光子晶体谐振腔向上的辐射损耗和总垂直辐射损耗的比), $d_{op} = d/\Gamma_{act}$ 为光学模式的有效厚度, d 为光子晶体腔的厚度。

为了得到 PCSELs 的输出光功率公式, 通过半

导体激光器速率方程推导出光子密度 S 。半导体激光器的速率方程是用唯象理论描述载流子密度 N 和光子密度 S 关系的一组耦合常微分方程,一般假定激光腔内载流子和光子密度的纵向分布均匀,单模激光器的速率方程^[24-25]可表示为

$$\begin{aligned} \frac{dN(t)}{dt} &= \eta_i \frac{I(t)}{qV_{\text{act}}} - \frac{N(t)}{\tau_c} - g_0 \frac{N(t) - N_0}{1 + \epsilon S(t)} S(t), \quad (10) \\ \frac{dS(t)}{dt} &= \Gamma_{\text{act}} g_0 \frac{N(t) - N_0}{1 + \epsilon S(t)} S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p} + \frac{\Gamma_{\text{act}} \beta_{\text{sp}} N(t)}{\tau_c}, \quad (11) \end{aligned}$$

式中, η_i 为电流 I 的注入效率, t 为时间, $g_0 = v_g a_0$ 为增益斜率常数 (a_0 为常数), v_g 为光子的群速度, N_0 为透明载流子密度, τ_c 为载流子寿命, V_{act} 为有源区的体积, β_{sp} 为自发辐射因子, ϵ 为增益压缩系数。(10)式等号右侧第一项表示单位体积每秒注入到有源层的载流子数,有源区内载流子浓度随注入电流的增加不断增加;第二项表示由受激辐射和自发辐射复合引起的载流子浓度变化;第三项表示受激发射复合引起的载流子损失。从(11)式可以发现,光子密度增加的速率等于受激发射光子产生的速率与自发辐射进入激光模式的速率和再减去谐振腔损耗引起的光子减少速率。为了方便分析,忽略了激光器边界处的载流子扩散效应。

联立(10)式和(11)式,得到不同电流注入水平下载流子密度和光子密度随时间 t 的变化曲线,如图 5

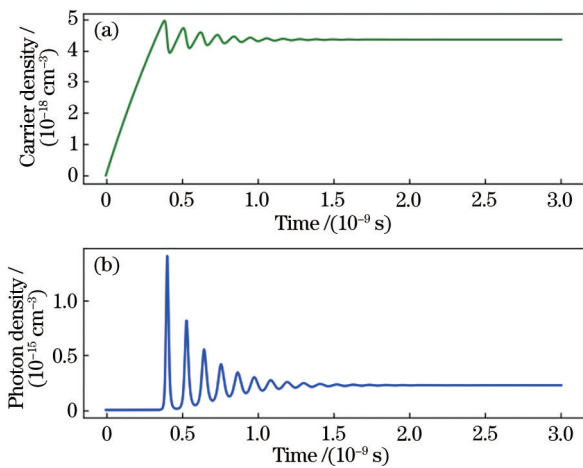


图 5 载流子密度和光子密度随时间的变化曲线。(a)载流子密度随时间的变化曲线;(b)光子密度随时间的变化曲线

Fig. 5 Change curves of carrier density and photon density with time. (a) Change curve of carrier density with time; (b) change curve of photon density with time

所示。仿真参数: $I = 50 \text{ mA}$, $V_{\text{act}} = 2 \times 10^{-11} \text{ cm}^3$, $g_0 = 1.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{s}$, $\epsilon = 1.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{th}} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_n = 10^{-9} \text{ s}$, $\tau_p = 10^{-12} \text{ s}$, $\Gamma = 0.02$ 和 $\beta_{\text{sp}} = 10^{-4}$ 。

在阈值电流之前,载流子积聚在激光腔中,但没有光发射出来;当注入电流大于阈值电流时,半导体激光器才会发光。当 $\frac{dN(t)}{dt} = 0$, $\frac{dS(t)}{dt} = 0$ 时,忽略自发辐射的影响和光子密度 S 时,简化得到

$$I_{\text{th}} = \frac{qV_{\text{act}}}{\eta_i \tau_c} N_{\text{th}}, \quad (12)$$

$$N_{\text{th}} = N_0 + \frac{1}{\tau_p \Gamma_{\text{act}} g_0}, \quad (13)$$

式中, I_{th} 为阈值电流, N_{th} 为阈值载流子密度。将(13)式代入(12)式,得到的阈值电流为

$$I_{\text{th}} = \frac{qV_{\text{act}}}{\eta_i \tau_c} \left(N_0 + \frac{1}{\tau_p \Gamma_{\text{act}} g_0} \right). \quad (14)$$

在阈值电流已知的情况下,可以用一个包含注入电流和阈值电流的方程计算注入电流大于阈值电流时的光子密度。在稳态条件下忽略自发辐射因子 β_{sp} , 得到

$$\frac{\eta_i I}{qV_{\text{act}}} - \frac{N_{\text{th}}}{\tau_c} - \frac{g_0(N - N_0)}{1 + \epsilon S} S = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\Gamma_{\text{act}} g_0(N - N_0)}{1 + \epsilon S} S - \frac{S}{\tau_p} = 0. \quad (16)$$

将(12)式和(16)式代入(15)式,得到注入电流大于阈值电流时的光子密度为

$$S = \frac{\eta_i \Gamma_{\text{act}} \tau_p}{qV_{\text{act}}} (I - I_{\text{th}}). \quad (17)$$

对于 PCSELS, 光子寿命 τ_p 与群速度 v_g 和阈值增益 g_{th} 的关系为

$$1/\tau_p = v_g (\alpha_i + \alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel}) = v_g \Gamma_{\text{act}} g_{\text{th}}. \quad (18)$$

光子会通过吸收从腔内消失或通过腔的透射逃逸出去,因此还需考虑其平均寿命 τ_p 。将(17)式和(18)式代入(9)式,得到 PCSELS 输出光功率与注入电流的关系为

$$P_{\text{out}} = \frac{\hbar \omega}{q} \eta_i \frac{\eta_{\text{up}} \cdot \alpha_{\perp}}{\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel} + \alpha_i} (I - I_{\text{th}}). \quad (19)$$

考虑到激光器在高功率情况下工作,先利用激光器外微分量子效率等价的公式 $\eta_e =$

$$\eta_i \frac{\eta_{\text{up}} \cdot \alpha_{\perp}}{\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel} + \alpha_i} = \frac{dP_{\text{out}}/dI}{\hbar \omega / q} = \frac{(P_{\text{out}} - P_{\text{th}})/\hbar \omega}{(I - I_{\text{th}})/q}$$

得到 PCSELS 输出光功率 P_{out} 与总光损耗 α_{total} 、注入电流

I 的关系,如图 6 所示。其中, $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ 。

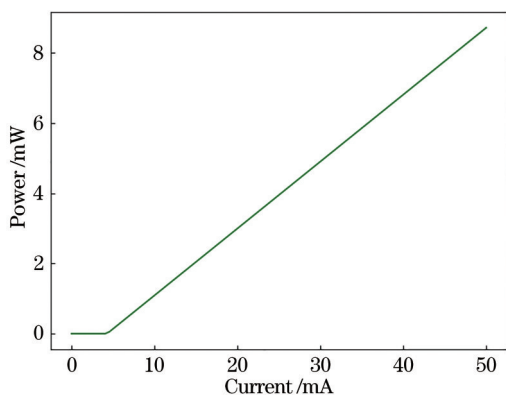


图 6 稳态下光功率与注入电流的关系

Fig. 6 Relationship between optical power and injection current in steady state

联立(6)式、(7)式和(18)式,得到 PCSELs 的输出光功率为

$$P_{\text{out}} = \frac{\hbar\omega}{q} \eta_i \frac{\eta_{\text{up}} \cdot \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda Q_{\perp}}}{\frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda Q} + \alpha_i} (I - I_{\text{th}}), \quad (20)$$

式中, $\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\parallel}} + \frac{1}{Q_{\perp}}$, Q_{\parallel} 为二维光子晶体谐振腔水平方向的品质因子, Q_{\perp} 为二维光子晶体谐振腔垂直方向的品质因子^[26]。当谐振波长 λ 已知时,斜率效率 η 可表示为

$$\eta = \frac{dP}{dI} = \frac{1.24}{\lambda} \eta_i \frac{\eta_{\text{up}} \cdot \alpha_{\perp}}{\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel} + \alpha_i} = \frac{1.24}{\lambda} \eta_i \eta_{\text{up}} \frac{\frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda Q_{\perp}}}{\frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda Q} + \alpha_i}. \quad (21)$$

从(21)式可以发现,对于波长和波导材料一定的 PCSELs,提高其垂直辐射常数 α_{\perp} 是获得高斜率效率的关键。此外,也可通过减少面内损耗 α_{\parallel} ,即增大 Q_{\parallel} 提高斜率效率^[27]。

4 结 论

首先,对 PCSELs 带边激射原理进行了详细分析;然后,通过类比经典的半导体激光器理论,给出了 PCSELs 的阈值增益计算公式;最后,结合半导体激光器速率方程推导了 PCSELs 的输出光功率解析式,并给出有效提高 PCSELs 输出光功率的方法,为研制具有低阈值、高亮度、高性能的 PCSELs 提供了

理论指导。

参 考 文 献

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[M]//Burstein E, Weisbuch C. Confined electrons and photons. NATO ASI series. Boston: Springer, 1995, 340: 841-844.
- [2] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [3] Akahane Y, Asano T, Song B S, et al. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal[J]. Nature, 2003, 425(6961): 944-947.
- [4] Song B S, Noda S, Asano T, et al. Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity[J]. Nature Materials, 2005, 4(3): 207-210.
- [5] Asano T, Song B S, Akahane Y, et al. Ultrahigh-Q nanocavities in two-dimensional photonic crystal slabs [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2006, 12(6): 1123-1134.
- [6] Imada M, Noda S, Chutinan A, et al. Coherent two-dimensional lasing action in surface-emitting laser with triangular-lattice photonic crystal structure[J]. Applied Physics Letters, 1999, 75(3): 316-318.
- [7] Matsubara H, Yoshimoto S, Saito H, et al. GaN photonic-crystal surface-emitting laser at blue-violet wavelengths[J]. Science, 2008, 319(5862): 445-447.
- [8] Ohnishi D, Okano T, Imada M, et al. Room temperature continuous wave operation of a surface-emitting two-dimensional photonic crystal diode laser [J]. Optics Express, 2004, 12(8): 1562-1568.
- [9] Guo X J, Wang Y F, Qi A Y, et al. Lateral cavity photonic crystal surface emitting laser with narrow divergence angle[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2016, 28(18): 1976-1979.
- [10] Noda S, Yokoyama M, Imada M, et al. Polarization mode control of two-dimensional photonic crystal laser by unit cell structure design[J]. Science, 2001, 293(5532): 1123-1125.
- [11] Miyai E, Sakai K, Okano T, et al. Lasers producing tailored beams[J]. Nature, 2006, 441(7096): 946.
- [12] Kurosaka Y, Iwahashi S, Liang Y, et al. On-chip beam-steering photonic-crystal lasers[J]. Nature Photonics, 2010, 4(7): 447-450.
- [13] Noda S, Kitamura K, Okino T, et al. Photonic-crystal surface-emitting lasers: review and introduction of modulated-photonic crystals[J]. IEEE Journal of

- Selected Topics in Quantum Electronics, 2017, 23 (6): 1-7.
- [14] 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.
- [15] Iwahashi S, Sakai K, Kurosaka Y, et al. Air-hole design in a vertical direction for high-power two-dimensional photonic-crystal surface-emitting lasers [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2010, 27(6): 1204.
- [16] 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.
- [17] 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.
- [18] Hsu M Y, Lin G, Pan C H. Electrically injected 13- μm quantum-dot photonic-crystal surface-emitting lasers [J]. Optics Express, 2017, 25(26): 32697.
- [19] Lu H Y, Tian S C, Tong C Z, et al. Extracting more light for vertical emission: high power continuous wave operation of 1.3- μm quantum-dot photonic-crystal surface-emitting laser based on a flat band[J]. Light: Science & Applications, 2019, 8: 108.
- [20] Song A Y, Kalapala A R K, Zhou W D, et al. First-principles simulation of photonic-crystal surface-emitting lasers using rigorous coupled wave analysis [J]. Applied Physics Letters, 2018, 113(4): 041106.
- [21] Imada M, Chutinan A, Noda S, et al. Multidirectionally distributed feedback photonic crystal lasers[J]. Physical Review B, 2002, 65(19): 195306.
- [22] Zhou W J, Chen W, Liu A J, et al. The impact of imperfect symmetry on band edge modes of a two-dimensional photonic crystal with square lattice[J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2008, 10(9): 095203.
- [23] Chuang S L. Physics of photonics devices[M]. 2nd ed. New York: Wiley, 2009.
- [24] Cartledge J C, Srinivasan R C. Extraction of DFB laser rate equation parameters for system simulation purposes[J]. Journal of Lightwave Technology, 1997, 15(5): 852-860.
- [25] Fatadin I, Ives D, Wicks M. Numerical simulation of intensity and phase noise from extracted parameters for CW DFB lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2006, 42(9): 934-941.
- [26] Mao Q P, Xie K, Hu L, et al. Light trapping at Dirac point in 2D triangular Archimedean-like lattice photonic crystal[J]. Applied Optics, 2016, 55(12): B139-B143.
- [27] Lu H Y, Tong C Z, Wang Z Y, et al. Research advancement on band-edge mode photonic crystal surface-emitting semiconductor laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(7): 0701014.
- 陆寰宇, 佟存柱, 王子焯, 等. 带边模式光子晶体面发射半导体激光器研究进展[J]. 中国激光, 2020, 47 (7): 0701014.