第 44 卷第 3 期
2025 年 6 月

红 外 与 毫 米 波 学 报
J. Infrared Millim. Waves

Vol. 44, No. 3
June, 2025

文章编号:1001-9014(2025)03-0384-10 DOI:10. 11972/j. issn. 1001-9014. 2025. 03. 008

低功耗、高散热效率太赫兹量子级联激光器的研究

谭 诚[1,2], 严川峰[1,2], 臧善志[1,2], 王 凯[1], 甘良华[2], 曹晨涛[3], 陈炳奇[3], 陈宏泰[3], 张月蘅[4], 房玉龙[3*], 徐刚毅[1,5*]

(1. 中国科学院上海技术物理研究所 红外探测全国重点实验室,上海 200083;
2. 中国科学院大学,北京 100049;
3. 河北半导体研究所,河北 石家庄 050051;
4. 上海交通大学 物理与天文学院,上海 200240;
5. 国科大杭州高等研究院 物理与光电工程学院,浙江 杭州310024)

摘要:提出并实现了以二维贴片天线阵列为谐振腔的单模太赫兹量子级联激光器(THz-QCL)。单个贴片天线中有源区处在上下金属层之间,具有全尺度亚波长特性,并激发竖直方向低辐射损耗的电四极子模式。阵列内天线之间的交互耦合有效抑制了电磁场在平面内的泄漏。因此,当阵列仅包含少数天线时即获得高的品质因子和低的阈值电流密度。由此,激光器功耗低至950 mW。此外,离散分布的天线阵列使得散热面积远大于发热面积,结合非泵浦区域提供的横向散热通道,激光器的单位面积热阻低至5. 6 mK/(W·cm^2)。通过显著降低激光器功耗、提升散热效率,所研制的激光器激光频率为3. 18 THz,边模抑制比达19. 5 dB,光束发散角35°×35°,20 K时连续工作达到3. 14 mW,最高连续工作温度达到90 K,显著高于相同材料研制的法布里-珀罗腔激光器的工作温度。本工作为提高THz-QCL的连续工作温度提供了新的思路。

关 键 词:太赫兹;天线阵列;量子级联激光器;连续模式
中图分类号:O43 **文献标识码**: A

Research on low-power consumption, high heat dissipation efficiency terahertz quantum cascade laser

TAN Cheng[1,2], YAN Chuan-Feng[1,2], ZANG Shan-Zhi[1,2], WANG Kai[1], GAN Liang-Hua[2], CAO Chen-Tao[3], CHEN Bing-Qi[3], CHEN Hong-Tai[3], ZHANG Yue-Heng[4], FANG Yu-Long[3*], XU Gang-Yi[1,5*]

(1. National Key Laboratory of Infrared Detection Technologies, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;
2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
3. HeBei Semiconductor Research Institute, Shijiazhuang 050051, China;
4. School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;
5. School of Physics and Optoelectronic Engineering, Hangzhou Institute for Advanced Study, University of Chinese Academy of Sciences, Hangzhou 310024, China)

Abstract: A single-mode terahertz quantum cascade laser (THz-QCL) with a two-dimensional patch antenna array as a resonant cavity is proposed and realized. The active region of each patch antenna is sandwiched between two metal layers, exhibiting full-scale subwavelength characteristics and exciting a vertical electric quadrupole mode with low radiation loss. The inter-antenna coupling within the array effectively suppresses electromagnetic leakage in the plane, allowing for a high-quality factor and low threshold current density even with only a few antennas in the array. As a result, the laser's power consumption is reduced to 950 mW. Moreover, the discrete antenna array design provides a larger heat dissipation area compared to the heat-generating area, and with the lateral heat dissipation channels offered by the unpumped regions, the thermal resistance per unit area is as low as 5. 6 mK/W/cm^2. By significantly reducing power con-

收稿日期:2024-09-10,**修回日期**:2024-12-10 **Received date**:2024-09-10,**revised date**:2024-12-10
基金项目:国家自然科学基金项目(12393833, 62235010, 62435020, 12274285, 12074249)
Foundation items:Supported by the the National Natural Science Foundation of China (12393833, 62235010, 62435020, 12274285, 12074249)
作者简介(Biography):谭诚(1997—),男,山东青岛人,博士研究生,研究领域为太赫兹量子级联激光器. E-mail: tancheng@mail. sitp. ac. cn
[*] **通讯作者**(Corresponding authors): E-mail:yvloong@163. com,gangyi. xu@mail. sitp. ac. cn

sumption and enhancing heat dissipation efficiency, the laser achieves a lasing frequency of 3. 18 THz, a side-mode suppression ratio (SMSR) of 19. 5 dB, and a beam divergence angle of 35°×35°. It operates continuously at 3. 14 mW at 20 K, with a maximum continuous operation temperature of 90 K, notably higher than that of Fabry-Pérot cavity lasers made from the same material. This work provides a novel approach to improve the continuous operating temperature of THz-QCLs.

Key words: terahertz, antenna array, quantum cascade laser, continuous-wave mode

引言

太赫兹量子级联激光器(Terahertz Quantum Cascade laser, THz-QCL)是基于电子在耦合多量子阱内导带子带间跃迁的单极型半导体激光器[1]。THz-QCL的研究涉及电子能带工程、亚波长尺度电磁场调控、分子束外延生长、半导体微纳加工与封装技术、微结构热管理等多学科多技术的协同与集成[2]。自2002年问世以来,随着人们在上述理论和实验方面的深入研究,THz-QCL在激光器工作温度[3]、激光功率[4]、电光转换效率[5]、光束质量[6]、频率调谐[7]能力等方面取得了一系列突破性的进展,已成为1~5 THz波段最有竞争力的相干光源之一。THz-QCL在天文观测[8]、气体分析[9]、雷达和成像等领域取得了重要的应用进展[10],体现了广阔的应用前景。上述应用领域通常需要作为光源的THz-QCL具有极高的光谱精度。为此,需要激光器工作在连续模式,避免电流和温度波动造成激光线宽的展宽。此外,几乎所有应用都希望激光器在近室温或者易获取的低温条件下便捷使用。

然而,提高激光器的工作温度,尤其是连续模式工作时单模THz-QCL的工作温度,是目前最具挑战的难题,其原因是多方面的。首先,上激光能级中的热电子极易通过发射纵向光学声子跃迁至下激光能级,此非辐射复合速度比受激跃迁辐射速度高约3个数量级,极易导致粒子数反转的淬灭。其解决的策略是引入斜跃迁机制,即降低上下激光能级波函数的交叠,从而降低电子—光学声子散射速度,但该设计的代价是降低了受激辐射的跃迁矩阵元。其次,寄生能级是另一个限制激光器工作温度的瓶颈,在有源区设计中不可避免会引入不希望存在的寄生能级,电子以一定的概率从寄生能级穿过有源区而不是注入到上激光能级。这部分的电子没有贡献增益,却以寄生电流的形式产生热量。从材料外延的角度,为了实现有源区能带结构的精确控制,需要实现对超薄势阱/势垒层厚度和组分的精确控制,而且分子束外延的本底杂质浓度与材料损耗密切相关。近些年的研究还表明,有源区超薄势阱/势垒层之间的界面原子涨落会造成电子输运的退相干。此时,常规的电子相干输运的图像已不再适用,必须以密度矩阵法或非平衡格林函数计算包含退相干的电子输运过程[11-12],这使得有源区的设计变得尤为复杂。最近,美国MIT的Hu小组设计了双阱结构的有源区,其特点是构建了更为“纯净”的能级,有效抑制了寄生能级引入的电流。结合精确的分子束外延技术,他们实现了近室温THz-QCL的脉冲激射。然而,由于该设计采用了较高的驱动电压,其阈值输入功率达到90 W,因此该结构只实现了脉冲工作而没有报道连续工作[3]。

激光器中的电磁场调控和热管理也对提升激光器在连续模式时的工作温度具有重要的影响,而这也是本文的研究重点。以目前的有源区结构设计,THz-QCL的工作电流密度约1 kA/cm^2,工作电压约12 V,有源区厚度约10 μm,因此有源区注入的能量密度高达1. 2×10^7 W/cm^3。而因为目前THz-QCL的电光转换效率低于1%,亦即绝大部分的功耗均转换为热量。此外,THz-QCL的有源区包含上千层超薄GaAs/AlGaAs势阱/势垒层,声子的层间散射导致激光器纵向的热传导效率极低,这更加剧了连续模式下有源区的热量累积。极高的功耗密度、极低的电光转换效率、极低的有源区材料热传导效率,是该类激光器连续工作温度长期徘徊在液氮乃至液氦温度的根本原因。

如何从激光器谐振腔设计入手,降低功耗并提高器件散热效率,是提高其连续工作温度的重要途径。为了降低功耗,“金属/有源区/金属”(双金属)波导是目前普遍采用的波导形式,通过激发表面等离激元模式,双金属波段可将太赫兹波局域在厚度远小于波长的有源区内,并具有近似于1的光学限制因子和较低的波导损耗,使得激光器具有较低的阈值电流密度。但双金属波导使得电磁场受到有源区10 μm的高度限制而难以辐射至自由空间,传统的法布里-珀罗(Fabry-Perot, FP)腔存在辐射发散角大,光功率低等问题[13]。所以人们利用侧边泄

漏的电磁场进行谐振腔间耦合，实现了基于双金属波导的垂直发射激光器。Wienold等人[14]在窄脊宽FP腔的基础上，基于三级分布反馈（3rd-order Distributed Feedback）原理，实现了连续工作最高温度为129 K的单模THz-QCL，是目前连续模式下工作温度的最高纪录。该器件极小的泵浦面积带来极小的功耗，但相应的激光功率只有0.75 mW @ 30 K。此外，Williams课题组[15]采用微机电系统（MEMS）耦合超表面外腔反射镜与THz-QCL制备外腔激光器，极大降低了器件的阈值，并实现了CW模式下最高工作温度82 K的THz-QCL，其特点是功率高（77 K时功率超过5mW），光束质量好（近高斯分布，半高全宽为5°×5°）等，但超表面透镜的设计、加工与装配要求很高，外腔会直接影响器件整体性能。Masini等[16]，利用了圆盘天线中的回音壁（WGM）模式，将WGM与金属天线高辐射效率结合，实现了亚波长尺寸的太赫兹微腔结构，展现出了极低的激光阈值和CW模式下220 μW的垂直输出功率，但受限于较低的限制因子，其最高CW模式工作温度为50 K。此外，光子晶体[17-18]，微盘结构[19-21]，贴片天线[22-24]等其他方式也都用于设计CW激光器。以上工作证明低阈值、低功耗是器件CW工作的方向。在提高有源区散热效率方面，Krüger等[25]使用倒装焊工艺，增强散热性能和热循环稳定性，使器件热传导能力提高了30%，但受限于单金属波导结构低限制因子以及单金属FP腔高功耗等影响，最高CW工作温度仅为55 K。

本文提出并实现了一种新型低功耗、高散热效率的THz-QCL激光器谐振腔结构。该激光器采用双金属波导结构，谐振腔由离散的贴片天线通过耦合构成阵列，每个天线工作在电四极子模式，且只在天线区域注入电流，而在其他区域用SiN隔绝电流注入。离散的天线之间用非泵浦的双金属波导相连。电四极子模式具有极低的模式体积，而且其反对称的电场分布显著降低了辐射损耗。通过设计贴片天线之间电磁场的耦合作用，使得阵列工作在同相超模，即每个天线电磁场的相位相同。基于该设计，在只包含少数天线的阵列中即实现了低阈值连续激射，显著降低了电泵浦面积和功耗，而同相超模导致激光垂直表面出射，并有较小的发散角。重要的是，离散分布的天线阵列使得有效散热面积远大于发热面积，而非泵浦区域提供了额外的横向散热通道，进一步提升了散热效率。基于以上设计，我们实现了连续模式工作的单模THz-QCL，激光频率3.18 THz，最高连续工作温度达到90 K，单模激射的边模抑制比为20 dB，20 K时最大连续输出功率3.14 mW，光束发散角为35°×35°。本工作提出并验证了降低THz-QCL功耗并增加散热效率的新型谐振腔结构，为提高THz-QCL连续工作温度提供了新的思路。

1 理论设计

示意图1(a)显示了以电四极子天线（Electric Quadrupole Antenna，EQA）阵列为谐振腔的单模THz-QCL结构，设计激光频率为3.18 THz，图1(b)则显示了单个天线的局部结构。该谐振腔基于双金属波导结构，即12 μm厚的有源区的上下方均为金属层，该金属层起到上下电极的作用，同时将激光模式（表面等离激元模式）局域在厚度远小于波长的有源区内。每个贴片天线含有电泵浦区和非泵浦区，在z轴方向的结构分别为“金属/有源区/金属”和“金属/有源区/SiN绝缘层/金属”，天线在x-y平面内是边长为24.3 μm的正方形。天线的边长L决定了四偶极子振荡的频率f，可以近似认为$L \approx c/(n_{\mathrm{eff}} \times f)$。其中，$c$为真空中的光速，$n_{\mathrm{eff}}$为天线结构的有效折射率。因此可以通过天线边长灵活地控制激光频率。在贴片天线外的其他区域，因为有源区与上金属层之间被插入绝缘层SiN，电注入被隔绝。天线阵列的排布呈二维面心结构，即周期为P的二维正方点阵的每一个格点和中心位置各有一个天线。如图1(b)所示，天线通过宽度为W的双金属结构相连接。在这些连接结构中，有源区与上金属层之间插入了SiN绝缘层，以避免电流注入。最外围则是金属引线区域。

如下文所示，这样的激光器结构可以通过半导体微加工技术得到，它保证了每个天线都可以被均

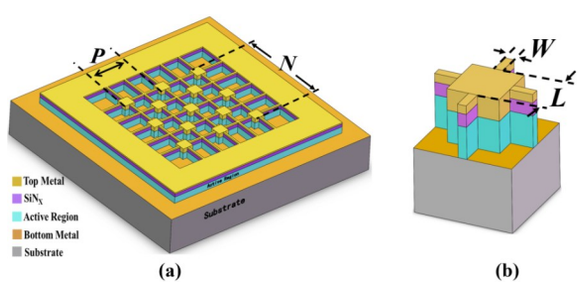

图1 电四极子天线器件示意图：(a)天线阵列；(b)单天线

Fig. 1 Schematic diagram of electric quadrupole antenna device: (a) antenna array; (b) single antenna

匀的电注入,而连接结构并不影响天线的电磁场分布。本文中,阵列 N=6 并包含 61 个天线,其中中央的 41 个天线为泵浦区域,最外圈的 20 个非泵浦天线用来抑制高阶模的产生,设计的电泵浦面积约为 2×10^4 μm^2,是常规法布里-珀罗腔 THz-QCL 的泵浦面积(腔长 1000 μm,脊条宽度 130 μm,面积 1.3×10^5 μm^2)的 1/6.5。

贴片天线中电四极子的电磁场分布以及天线之间的电磁场耦合可以保证在如此小的泵浦面积时,激光器仍然具有较高的品质因子,从而具有较低的阈值电流密度。此处,品质因子不包含材料损耗,仅包括电磁场辐射造成的损耗。针对天线阵列中损耗最低的模式(激光模式),因电四极子模式电场对称分布,可以用其主导电磁场分量 E_z、E_x、H_y 来表征模式特性。图 2(a)至(c)显示了通过全波有限元方法计算得到的这三个分量的分布。由图可见,在每个天线中,E_z、E_x、H_y 的分布均呈现反对称的特点。其中 E_x、H_y 的主要辐射方向是 z 方向,即垂直器件表面向上辐射,而 E_x、H_y 的反对称特点决定了其辐射场相互抵消,从而呈现出极低的净辐射场。E_z 主导了电磁场在 x-y 平面的传播,如图 2(a)所示,通过二维面上的结构点阵设计并细致地调节点阵周期的大小,可以使得从单个天线中沿 x-y 平面方向泄漏的电磁波被高效地注入到最紧邻的 4 个天线中,而且所有天线均保持同相分布。该设计策略极大地抑制了天线阵列中电磁场在 z 方向和 x-y 平面内的辐射或泄漏,使得天线阵列具有较高的 Q 因子,对应较低的阈值电流密度。

在具体的全波有限元计算中,我们采用 COMSOL-Multiphysics 商用软件,忽略了材料损耗,即将有源区材料的虚部设为 0,并且把金属层简化为完美电导体。针对本文实验中采用的有源区材料增益谱范围,令 L=24.3 μm,金属层采用完美电导体代替,天线有源区折射率设置为透明介质(n_k=3.49+0i),建立边长为 250 μm(大于两倍自由空间波长)的模拟区域并在外侧构建完美匹配层及散射边界条件,防止边界反射影响天线本征模式。通过计算得到单个天线本征频率为 3.1747 THz。之后去除完美匹配层并将散射边界条件更换为周期性边界并调整模拟区域尺寸,使得 P=90 μm,可以得到周期结构的两个本征频率。

图 2(a)中,中心天线与最近邻的天线内部 E_z 电场分布为同相,为同相耦合模式,本征频率为

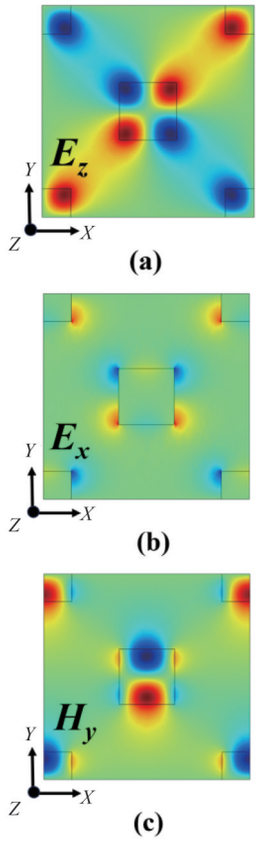

图 2　周期性边界条件下利用全波有限元方法计算得到的:(a)E_z 场分布;(b)E_x 场分布;(c)H_y 场分布

Fig. 2　Calculated result using full wave finite element method under periodic boundary conditions: (a) E_z distribution; (b) E_x distribution; (c) H_y distribution

3.1624 THz。数值计算得到,以该贴片天线制备 N=6 阵列的 THz-QCL,Q 因子为 1345.6,光学限制因子为 35.5%,高 Q 值使得阈值增益仅为 16.91 cm^{-1},其中材料损耗为 15 cm^{-1}[26]。我们的计算还表明,FP 腔 THz-QCL,其阈值增益为 13 cm^{-1}[27]。由此可见,贴片天线阵列 THz-QCL 在把电泵浦面积降低 6.5 倍的同时,使得阈值电流密度略高于 FP 腔,这极大地降低了激光器的功耗,将会对提升连续工作温度起到重要的作用。

图 3(a)显示了同相基模和频率相近的其他模式的阈值增益(材料透明),插图分别为同相模式(In-phase)和反相(Anti-phase)模式的 E_z 场分布,其中同相或反相是指阵列中相邻天线之间的相位关系。由此可见上述同相基模具有最低的阈值增益(1.91 cm^{-1}),其与其他模式的阈值增益之差应足以保证激光器实现单模激射。图 3(b)则显示了该模式的远场光束分布,表明其光束是一个空心的圆环,光束的半高全宽约为 25°×25°。

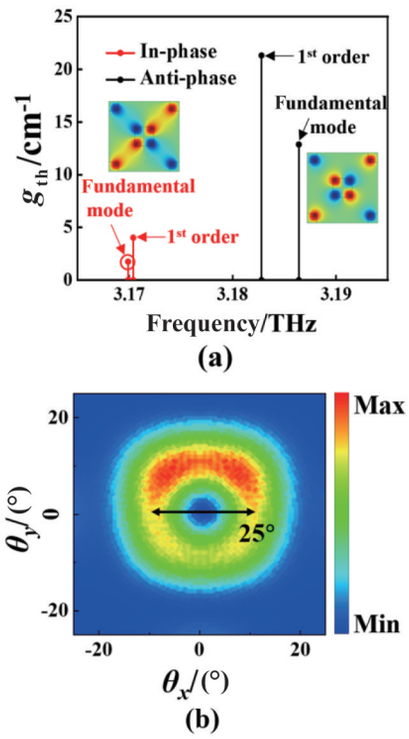

图3 N=6，P=90 μm，W=2 μm器件的全结构有限元模拟结果：(a)同向电四极子模式与频率相近的其他模式的材料透明时的阈值增益的对比；(b)远场电场分布图像

Fig. 3 Full structure finite element simulation results of N=6, P=90 μm, W=2 μm device: (a) Comparison of threshold gains when materials are transparent between the in-phase electric quadrupole mode and other modes near the frequencies; (b) Image of the far-field electric field distribution

表1 计算中需要用到的各个材料的热导率

Table 1 Thermal conductivity of each material to be used in the calculation

材料	晶格热导率κ [W/(m·K)]
GaAs	$74\,500T^{-1.30}$ [28]
Au	$337-6.6\times10^{-2}T$ [29]
GaAs/AlGaAs(//)	$55\,875T^{-1.30}$ [30]
GaAs/AlGaAs(⊥)	$9.6T^{-0.14}$ [30]

我们利用有限元方法分析了EQA阵列THz-QCL在不同的驱动条件下的温度场分布，并与常规的FP腔THz-QCL做了对比。表1列出激光器中所涉及材料的热导率，其中激光器有源区在生长方向的热导率明显小于平面方向的热导率。其原因是，生长方向上千层超薄GaAs/AlGaAs层构成的界面对声学声子的散射导致其热导率显著降低。数值模拟过程中，天线阵列以及FP腔THz-QCL的结构与上文一致，热沉温度始终保持在20 K。

图4(a)和(b)显示了三维模拟的器件截面上，当注入功率密度为3.5×10^3 W/cm^{3}时(对应的电流密度为450 A/cm^2，电压为8.7 V，对应阈值附近的驱动条件)，两种结构的THz-QCL中温度的分布，它们遵从相同的温度标尺。其中蓝色箭头方向为传导热通量的方向，长度代表传导热通量的大小，FP腔中传导热通量明显大于EQA是因为其更高的有源区温度造成了更大的温度梯度。由图上色度和箭头所示，天线阵列激光器的温度显著低于FP腔激光器。其原因主要来自两个方面。首先，天线阵列是离散分布的，当热量传递到GaAs衬底后可以通过横向散热。其次，非泵浦区域同样也提供了横向散热的通道。这两种因素的叠加使得天线阵列激光器具有更高的散热效率。图4(c)显示，天线阵列和FP腔THz-QCL中，在衬底温度20 K时，有源区内最高温度随注入功率密度的变化关系，其中虚线对应阈值时的注入功率密度。由图可知，在相同的注入功率密度时，EQA有源区温度显著低于FP腔激光器，且该温度差值随着注入功率的增加进一步放大。图4(d)中绘制的是贴片天线结构在衬底温度20 K时，模拟注入功率密度均为6×10^{12} W/m^{3}时，沿右侧有源区剖面的垂直绿色虚线方向上的温度分布，可以看出高12 μm的有源区内，纵向温度分布梯度明显，有源区两端有近37 K的温度差异。衬底至铜热沉部分温度梯度非常小，此时铜基底温度约等于有源区下衬底温度。这说明连续模式下，有源区纵向不同区域的增益能力差异大，衬底温度升高会大幅增加连续模式的阈值电流密度。这些模拟结果表明功率密度以及散热效率对器件性能的重要性。

2 实验及测试

本文使用的有源区结构采用“连续态至束缚态跃迁”机制，有源区中每个重复周期由4个GaAs量子阱和4个$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$势垒交替生长构成，各势阱和势垒的厚度分别为：**18.4**/5.5/11.0/1.8/11.5/3.8/9.4/4.2，单位nm，其中粗体字为GaAs层厚度[31]，下划线所示GaAs层掺杂浓度为3×10^{16}(Si掺杂)。有源区共含有180个重复周期，总厚度约11.8 μm。外延材料是通过固态源分子束外延生长，生长过程中，首先在半绝缘(100)GaAs衬底上生长300 nm厚度的GaAs缓冲层，然后是500 nm的$Al_{0.5}Ga_{0.5}As$腐蚀阻挡层，600 nm的n^+ GaAs欧姆接触层，然后生长11.8 μm厚的有源区以及50 nm的n^+ GaAs欧姆接触层。我们前期的研究结果已验证，所采用的分子束

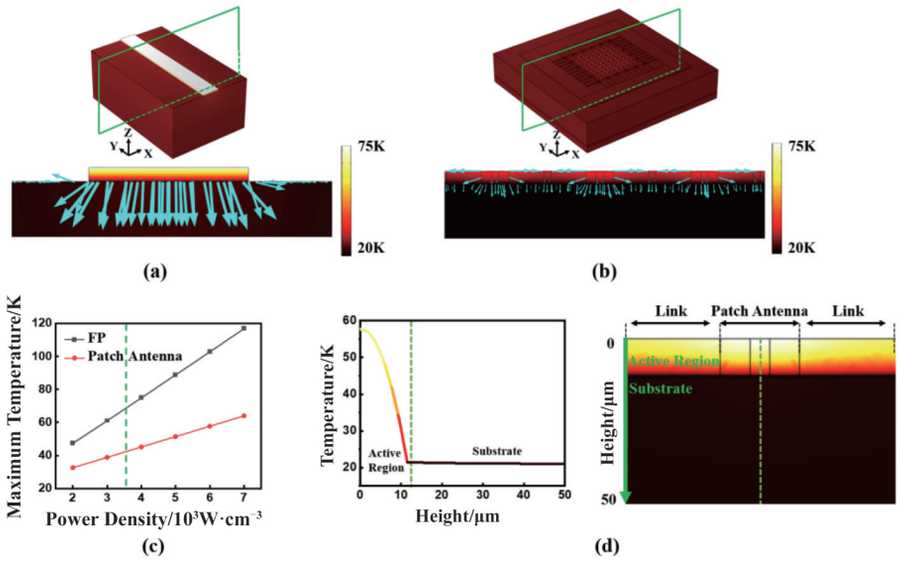

图4　(a)FP腔热模拟结果;(b)EQA热模拟结果;(c)FP腔与EQA的有源区注入功率密度——最高温度曲线;(d)沿EQA切面绿色虚线(右侧)的温度——有源区深度分布曲线

Fig. 4　(a) Thermal simulation results of FP cavity; (b) EQA thermal simulation results; (c) Injection power density of active region in FP cavity and EQA vs. highest temperature; (d) Temperature distribution vs. active area depth curve along the green dashed line (right side) of the EQA section

外延方法可以获得极高的晶体质量,并且该有源区结构具有相对较低的阈值电流密度和较高的动态范围[32-33]。

器件制备时,首先在外延片表面和另一片作为载片的n^+ GaAs衬底表面蒸发厚度为Ti(10 nm)/Au(500 nm)的金属层,并通过金/金键合将外延材料倒扣键合在n^+ GaAs衬底上,通过机械研磨和选择性腐蚀去除外延材料底部衬底以及腐蚀阻挡层。至此,有源区材料已经被转移至n^+ GaAs衬底上,两者之间的金属层作为激光器的下电极。在有源区表面大面积生长200 nm厚的SiN薄膜,通过光刻、电感耦合等离子体刻蚀(Inductive Coupled Plasma Emission Spectrometer, ICP)等工艺在外延片表面制作出需要电绝缘的非泵浦脊条和引线区的图形,再通过光刻和电子束蒸发等工艺在此基础上制作贴片天线上电极图形。最后通过ICP将外延材料刻蚀干净直到下金属层,由此构成了电四极子贴片天线。最后将器件贴片、引线、封装测试。

图5为一个典型天线阵列THz-QCL的扫描电镜照片。其中,贴片天线的边长L为24.3 μm,周期P为90 μm,连接区域的宽度W为4 μm,阵列共包含41个泵浦天线。可以看到贴片天线旁存在刻蚀不完全留下的微柱,虽然尺寸较小,但仍对天线之间的耦合产生微扰,这是实验结果不完美的主要因素。除此之外,贴片天线清晰的边界与产生的微柱可以证明ICP刻蚀有良好的各向异性。

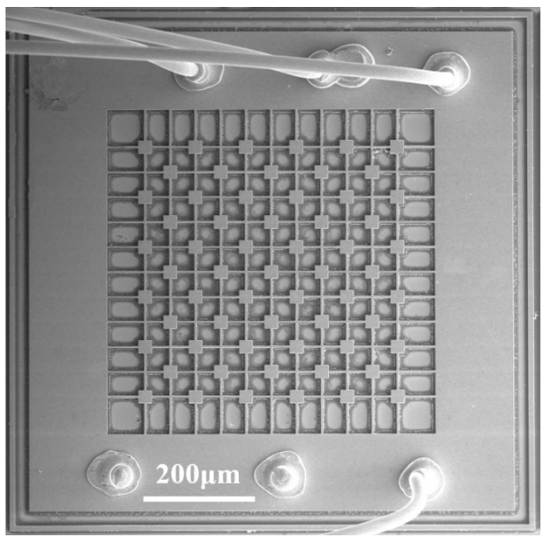

图5　L=24.3 μm,P=90 μm,N=6,W=4 μm的电四极子天线太赫兹量子级联激光器的扫描电镜照片

Fig. 5　Scanning electron microscope (SEM) image of the Electric Quadrupole Antenna THz-QCL with structure of L=24.3 μm, P=90 μm, N=6, W=4 μm

我们对天线阵列THz-QCL在脉冲和连续模式下的光谱、功率以及光束特性进行了系统表征,其中脉冲工作的脉宽和重复频率分别为1 μs和10 kHz,对应的占空比为1%。图6(a)显示了当热沉温度为

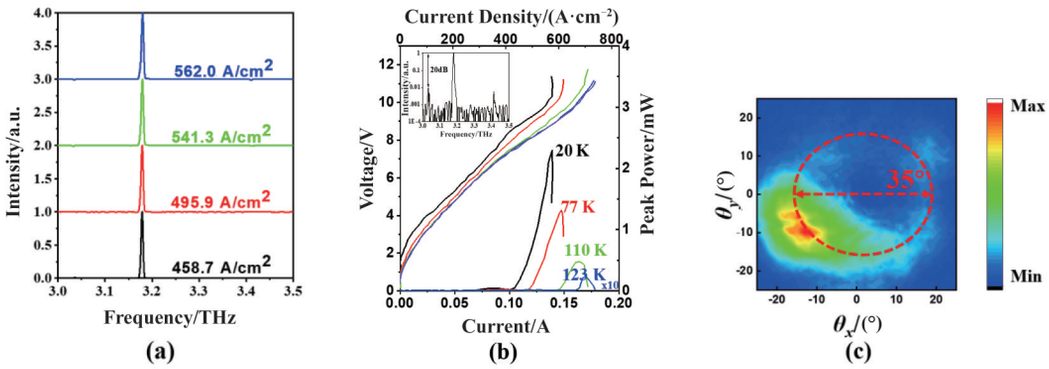

图6 脉冲模式下器件A测试结果：(a)20 K时，不同泵浦电流密度下的光谱；(b)不同温度下同一器件的光功率-电流-电压(*L-I-V*)曲线，插图中光谱展示的边模抑制比为20 dB；(c)远场分布

Fig. 6 Test results in pulse mode of device A: (a) Spectrum at 20 K with different pumping current densities; (b) Light power-current-voltage (*L-I-V*) curves of device A at different temperatures, the spectra in the inset demonstrates a SMSR of 20 dB; (c) Far-field distribution

20 K时，器件A(L=24.3 μm，P=90 μm，W=2 μm)脉冲模式下不同电流密度下，激光器的发射光谱。由图可知，激光器展示出了良好的单模一致性，激光频率均为3.18 THz。图6(b)的插图则显示，单模激射的边模抑制比(SMSR)约为20 dB。图6(b)显示了激光器不同热沉温度下脉冲模式的光功率—电流—电压(Light Power-Current-Voltage，*L-I-V*)曲线。可以看出，20 K的峰值功率为2.4 mW，77 K和110 K工作温度下，峰值功率分别为1.32 mW和0.48 mW，当在最高脉冲工作温度123 K时，峰值功率降为0.024 mW。图中将123 K的*L-I*曲线放大十倍并用蓝色进行标注。随着工作温度的上升(20~123 K)，器件的阈值电流密度(J_{th})随温度升高而逐渐增大，使其动态范围逐渐变小，但同时斜率效率基本保持一致，器件的峰值功率逐渐下降。图6(c)展示了激光光束的远场分布图，呈现出环状光束，该特征与图3(b)所示的计算结果一致，但实验测量的半高全宽约为35°×35°，明显大于模拟值，而且实验测量的光束在角向分布并不均匀。我们认为实验与模拟的差距主要来自器件制备过程中引入的微柱对天线之间的电磁场耦合产生了微扰，导致实际电磁场的分布比模拟的情况更为局域且分布并不均匀。

图7显示了器件A在连续模式下的光谱和*L-I-V*特性。图7(a)显示了在热沉温度为20 K时，激光器在不同电流密度时的激射光谱，可以看到在连续模式的全动态范围中，与脉冲模式一致，器件均保持良好的单模工作，同时边模抑制比如图7(b)插图所示，为19.5 dB。图7(b)为连续模式下不同热沉

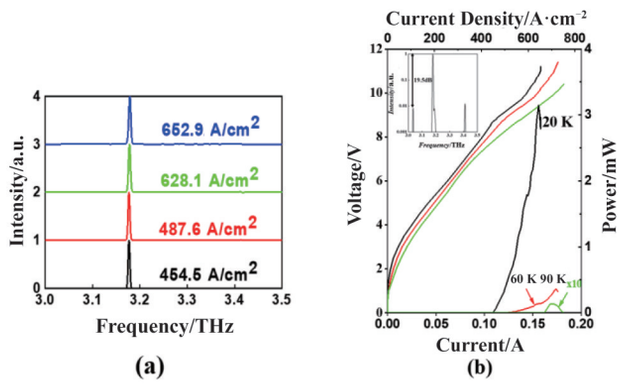

图7 EQA的CW测试结果：(a)20 K时，不同电流密度下的光谱；(b)不同温度下的光功率-电流-电压(*L-I-V*)曲线，插图中光谱展示的边模抑制比为19.5 dB

Fig. 7 CW test results of EQA: (a) spectrum at 20 K with different current densities; (b) Light power-current-voltage (*L-I-V*) curves at different temperatures, with the spectra in the inset demonstrating a SMSR of 19.5 dB

温度时的*L-I-V*曲线。可以看到器件在超过液氮沸点温度77 K时CW模式工作，最高CW工作温度为90 K。20 K时，CW最大功率为3.14 mW，而在60 K和90 K时，CW可达到的最大功率分别为0.37 mW和0.014 mW，为清晰起见，图中将工作温度90 K时激光功率值放大十倍，并用绿线标记。

对比同一激光器在脉冲模式和连续模式的*L-I-V*曲线可以发现，20 K时连续模式最大平均功率略大于脉冲模式的最大峰值功率，这主要是由功率标定方式不同造成的。在脉冲模式下，激光信号经电调制后由高莱探测器接收，由锁相放大器读取激光功率的相对值，最终使用TK100太赫兹绝对功率计对脉冲功率进行标定。而太赫兹绝对功率计只

能对脉冲激光功率进行标定,无法直接用于对连续激光的标定。在连续模式下,若采用斩波器对连续激光进行调制则会引入很大的噪声信号,使得太赫兹功率计读取值的误差过大。因此在连续激光功率的测量中,我们采用傅里叶变换光谱中的DTGS探测器,并利用光谱仪中的光强计数模式测量激光功率的相对值。我们首先获得同一激光器在脉冲模式下的绝对功率,并利用DTGS探测器结合光强计数模式记录脉冲模式和连续模式下的相对光强,利用脉冲模式的绝对功率作为参考得出连续模式的实际激光功率。在20 K的热沉温度时,所测得的连续功率略大于脉冲峰值功率,可能来自于DTGS探测器结合光强计数模式的测量误差。

我们进一步对比分析EQA阵列和常规FP腔THz-QCL的温度特性。为使实验结构能客观地反映不同器件结构对热阻的影响,这两种器件均利用同一块外延材料制备而成,因此消除了材料本身热阻不同带来的影响。图8(a)与图8(b)为腔宽130 μm,腔长1 000 μm的FP腔分别在脉冲模式和CW模式工作时的变温*L-I-V*曲线。20 K下,FP腔脉冲模式峰值功率为6.48 mW,CW模式最大平均功率为3.46 mW。EQA阵列的泵浦面积为FP腔的1/6.5,20 K下脉冲模式峰值功率为FP腔的1/2.7,可以利用"单位泵浦面积功率密度P_d"(光功率/泵浦面积)来比较激光器的相对辐射能力。$P_{d,EQA}>P_{d,FP}$,其原因是贴片天线结构限制因子(35.5%)大幅低于双金属波导FP腔,导致更大比例的电磁场泄漏至自由空间中。图8(c)中黑色和红色点线分别代表FP腔THz-QCL在脉冲和连续模式下,激光器阈值电流密度与热沉温度的关系。图8(d)则显示了EQA阵列THz-QCL的情形。可以看到,在脉冲模式下,FP腔激光器的最高工作温度为157 K,明显高于天线阵列激光器的最高工作温度(123 K)。其主要原因是,相比于天线阵列激光器,FP腔激光器有更高的光学限制因子和更低的阈值电流密度。但是在CW模式下,EQA的最高工作温度达到90 K,显著高于FP腔激光器的值(49.5 K)。该结果直观地体现了天线阵列激光器具有更高的散热效率。

我们进一步分析两种器件的热阻,以定量描述它们的散热效率。在脉冲模式下(脉宽1 μs,重复频率10 kHz),热量在有源区内的积累可以忽略不计,即此时激光器有源区的温度约等于热沉温度。在连续模式下,由于显著的热积累和温升,有源区

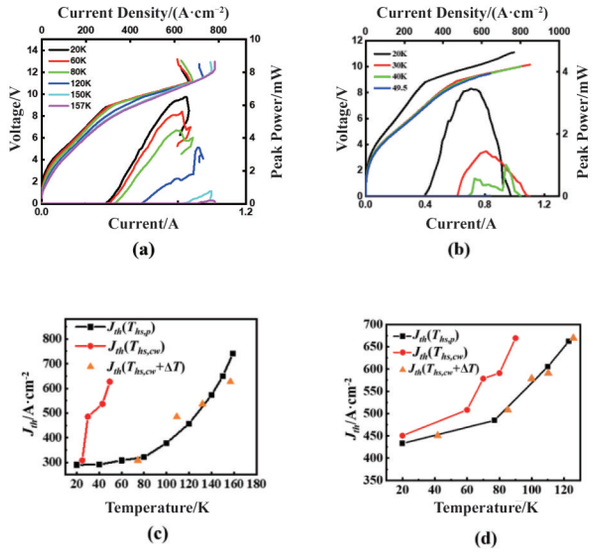

图8　FP腔的变温*L-I-V*曲线:(a)脉冲模式;(b)连续模式;(c)FP腔与(d)EQP阵列在脉冲模式,连续模式的实验结果与热阻拟合数据点

Fig. 8　Variable-temperature *L-I-V* curves for FP cavity: (a) pulse mode; (b) CW mode; experimental data and thermal resistance fitting data for pulse mode and CW mode of (c) FP cavity and (d) EQA array

的温度将显著高于热沉温度。因此,正如图8(a)和(b)所显示的,对同一个器件,当阈值电流密度相同时,脉冲模式的热沉温度($T_{hs,p}$)明显高于连续模式的热沉温度($T_{hs,cw}$),两者之差即为连续模式下由于热积累导致的有源区温升ΔT($\Delta T = T_{hs,p} - T_{hs,cw}$)。$\Delta T$可表示为[33-34]

$$\Delta T=T_{hs,p}-T_{hs,cw}=P_{th}\times R_{therm} \quad , \quad (2)$$

其中,P_{th}是阈值功率密度,R_{therm}为单位面积热阻,它反映了在单位热功率密度下有源区的温升。在图8(a)和(b)中,通过两种器件在脉冲和连续模式下阈值电流密度随热沉的变化关系即可拟合出的R_{therm}值。图中,橙色点即为利用拟合所得的R_{therm}值,在同一阈值电流密度时,由$T_{hs,cw}$推算得到的$T_{hs,p}$值,其与实验测得的$T_{hs,p}$值(黑色点)基本一致,说明了这种推算方法的合理性。经拟合得到,天线阵列THz-QCL和常规FP腔QCL的R_{therm}值分别为5.6 mK/(W·cm²)和19.5 mK/W/cm²,这明确地说明天线阵列THz-QCL显著提高了器件的散热特性。这可以解释常规FP腔THz-QCL有着更高的脉冲工作温度(157 K),但天线阵列THz-QCL显示更高的连续工作温度(90 K)。

3　结论

本文提出并实现了以贴片天线阵列为谐振器

的单模THz-QCL。每个天线工作在电四极子模式，而阵列工作在同相超模，即每个电四极子的相位相同。利用电四极子垂直方向的辐射分量(E_x,H_y)的反对称性，可导致阵列在垂直方向的辐射损耗极小。利用阵列中相邻天线之间的耦合，可使得单个天线在平面方向泄漏的电磁场(E_z)可以高效注入到最近邻的天线。基于上述考虑，仅使用少数阵元即可构成高品质因子的激光器，其电泵浦面积仅为常规FP腔激光器的1/6.5。此外，天线的离散分布，以及非泵浦区域提供的额外的横向散热通道使得该激光器具有显著提高的散热效率。综合以上设计策略，我们研制的天线阵列THz-QCL实现了频率为3.18 THz的单模激射，边模抑制比为20 dB，光束发散角为35°×35°。激光器的单位面积热阻为5.6 mK/(W·cm^2)，仅是相同材料常规FP腔激光器的1/3。天线阵列THz-QCL的最高连续工作温度为90 K，显著高于常规FP腔激光器的工作温度(49.5 K)。

总之，本文提出了一种在不损害阈值电流密度的前提下，显著降低功耗和热阻的谐振腔结构，为提高THz-QCL的连续工作温度提供了新的思路。

References

[1] Faist J, Capasso F, Sivco D L, et al. Quantum cascade laser [J]. Science 1994, 264(5158): 553-556.

[2] Faist J. Quantum Cascade Lasers [M]. Oxford University Press, 2013.

[3] Khalatpour A, Paulsen A K, Deimert C, et al. High-power portable terahertz laser systems [J]. Nature Photonics, 2021, 15(1): 16-20.

[4] Jin Y, Reno J L, Kumar S J O. Phase-locked terahertz plasmonic laser array with 2 W output power in a single spectral mode [J]. Optica, 2020, 7(6): 708-715.

[5] Khalatpour A, Reno J L, Kherani N P, et al. Unidirectional photonic wire laser [J]. Nature Photonics, 2017, 11(9): 555-559.

[6] Xu L, Curwen C A, Hon P W, et al. Metasurface external cavity laser [J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(22): R75.

[7] Curwen C A, Reno J L, Williams B S, et al. Broadband continuous single-mode tuning of a short-cavity quantum-cascade VECSEL [J]. Nature Photonics, 2019, 13(12): 1-5.

[8] Schlemmer S. High-resolution laboratory terahertz spectroscopy and applications to astrophysics [M]. Frontiers and Advances in Molecular Spectroscopy. Elsevier. 2018: 471-525.

[9] Hagelschuer T, Wienold M, Richter H, et al. Real-time gas sensing based on optical feedback in a terahertz quantum-cascade laser [J]. Optics Express, 2017, 25(24): 30203-30213.

[10] Dean P, Valavanis A, Keeley J, et al. Terahertz imaging using quantum cascade lasers—a review of systems and applications [J]. Journal of Physics D Applied Physics, 2014, 47(37): 374008.

[11] Bugajski M, Gutowski P, Karbownik P, et al. Mid-IR quantum cascade lasers: Device technology and non-equilibrium Green's function modeling of electro-optical characteristics [J]. Physica Status Solidi (b), 2014, 251(6): 1144-1157.

[12] Burnett B A, Williams B S, et al. Density matrix model for polarons in a terahertz quantum dot cascade laser [J]. Physical Review B, 2014, 90(15): 155309.

[13] Adam A, Kašalynas I, Hovenier J, et al. Beam patterns of terahertz quantum cascade lasers with subwavelength cavity dimensions [J]. Applied Physics Letters, 2006, 88(15):156.

[14] Wienold M, Roben B, Schrottke L, et al. High-temperature, continuous-wave operation of terahertz quantum-cascade lasers with metal-metal waveguides and third-order distributed feedback [J]. Optics Express, 2014, 22(3): 3334-3348.

[15] Xu L, Curwen C A, Reno J L, et al. High performance terahertz metasurface quantum-cascade VECSEL with an intra-cryostat cavity [J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(10):101101.

[16] Masini L, Pitanti A, Baldacci L, et al. Continuous-wave laser operation of a dipole antenna terahertz microresonator [J]. Light Science & Applications, 2017, 6(10): e17054.

[17] Diao Z, Bonzon C, Scalari G, et al. Continuous-wave vertically emitting photonic crystal terahertz laser [J]. Laser & Photonics Reviews, 2013, 7(5): L45-L50.

[18] Klimont A, Ottomaniello A, Degl'innocenti R, et al. Line-defect photonic crystal terahertz quantum cascade laser [J]. Journal of Applied Physics, 2019, 126(15).

[19] Fasching G, Tamosiunas V, Benz A, et al. Subwavelength microdisk and microring terahertz quantum-cascade lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2007, 43(8): 687-97.

[20] Unterrainer K, Benz A, Darmo J, et al. Terahertz quantum cascade devices: from intersubband transition to microcavity laser [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2008, 14(2): 307-314.

[21] Yang Y, Lei F, Kasumie S, et al. Tunable erbium-doped microbubble laser fabricated by sol-gel coating [J]. Optics Express, 2017, 25(2): 1308-1313.

[22] Pérez-urquizo J, Todorov Y, Li L, et al. Monolithic patch-antenna thz lasers with extremely low beam divergence and polarization control[J]. ACS Photonics, 2021, 8(2): 412-417.

[23] Justen M, Bonzon C, Ohtani K, et al. 2D patch antenna array on a double metal quantum cascade laser with >90% coupling to a Gaussian beam and selectable facet transparency at 1.9 THz [J]. Optics Letters, 2016, 41(19): 4590-4592.

[24] Walther C, Scalari G, Amanti M I, et al. Microcavity laser oscillating in a circuit-based resonator [J]. Science, 2010, 327(5972): 1495-1497.

[25] Kruger O, Kreutzmann S, Prasai D, et al. Epitaxial-side

mounting of terahertz quantum- cascade lasers for improved heat management[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2013, 25(16): 1570-1573.

[26] ZHU Huan, WANG Fang-Fang, YAN Quan, et al. Terahertz first-order distributed feedback quantum cascade laser with light extraction via a diffraction grating[J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2017, 36(6): 706-712.
朱欢, 王芳芳, 颜全, 等. 基于衍射光栅耦合输出的一级分布反馈太赫兹量子级联激光器[J]. 红外与毫米波学报, 2017, 36(6): 706-712.

[27] BAI Hong-Zhou, ZANG Shan-Zhi, TAN Cheng, et al. Single mode terahertz quantum cascade lasers based on distributed Bragg reflector[J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2023,42(6):796-806.
白弘宙, 臧善志, 谭诚, 等. 基于布拉格反射镜的单模太赫兹量子级联激光器[J]. 红外与毫米波学报, 2023, 42(6): 796-806.

[28] Adachi S. GaAs and Related Materials: Bulk Semiconducting and Superlattice Properties [M]. Singapore: World Scientific, 1994.

[29] Lops A, Spagnolo V, Scamarcio G. Thermal modeling of GaInAs/AlInAs quantum cascade lasers [J]. Journal of Applied Physics, 2006, 100(4):043109-043109-5.

[30] Evans C A, Indjin D, Ikonic Z, et al. Thermal modeling of terahertz quantum-cascade lasers: Comparison of optical waveguides [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2008, 44(7-8): 680-685.

[31] Amanti M I, Scalari G, Terazzi R, et al. Bound-to-continuum terahertz quantum cascade laser with a single-quantum-well phonon extraction/injection stage [J]. New Journal of Physics, 2009, 11(12):1957-1961

[32] CHANG Gao-Lei, ZHU Huan, YU Chen-Ren, et al. Terahertz Quantum Cascade Laser of First-Order Distributed Feedback Based on a Buried Grating [J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(2): 0214001.
常高垒, 朱欢, 俞辰韧, 等. 基于掩埋光栅一级分布反馈结构的太赫兹量子级联激光器[J]. 光学学报,2021, 41(2): 0214001.

[33] Bai H, Liu G, Wang K, et al. Continuous-wave terahertz quantum cascade microlaser arrays operating on various bound states in the continuum [J]. Optics Express, 2023, 31(17): 27914-27926.

[34] Faist J, Capasso F, Sirtori C, et al. Continuous wave operation of quantum cascade lasers based on vertical transitions at $\lambda = 4.6$ μm [J]. Superlattices and Microstructures, 1996, 19(4): 337-345.