

中远红外高功率量子级联激光技术研究进展*

杨 超, 高志强, 张宇露, 黄 彦, 史 青[✉], 彭泳卿
(北京遥测技术研究所 北京 100076)

摘要: 量子级联激光器具有体积小, 重量轻, 波长可调谐, 以及光源能够覆盖中远红外和太赫兹波段等特点, 使其在痕量气体检测、定向红外对抗、自由空间光通讯以及红外成像和光谱等领域有着广泛的应用。自从 1994 年第一个量子级联激光器问世以来, 大功率、高电光效率以及室温下连续工作的量子级联激光器一直是人们追求的目标。首先介绍了量子级联激光器的有源层设计、波导设计和器件散热设计方面的研究进展; 其次重点讨论了 $4\ \mu\text{m}\sim 5\ \mu\text{m}$ 中波红外和 $8\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$ 长波红外高功率室温下连续量子级联激光器的发展和演变、以及大功率脉冲量子级联激光器研究情况; 最后简要介绍了大功率量子级联激光器芯片的外延制备技术。

关键词: 中远红外; 高功率; 量子级联激光器; 连续波; 脉冲

中图分类号: TN248 文献标识码: A 文章编号: CN11-1780(2022)04-0126-21

DOI: 10.12347/j.ycyk.20210702001

引用格式: 杨超, 高志强, 张宇露, 等. 中远红外高功率量子级联激光技术研究进展[J]. 遥测遥控, 2022, 43(4): 126–146.

Recent progress of mid-and-far infrared high power quantum cascade laser technology

YANG Chao, GAO Zhiqiang, ZHANG Yulu, HUANG Yan, SHI Qing, PENG Yongqing
(Beijing Research Institute of Telemetry, Beijing 100076, China)

Abstract: Quantum Cascade Laser (QCL) owns the characteristics of small volume, light weight, tuned wavelength, and the emission light can cover from infrared to terahertz, which makes it have the widespread applications in the trace gas sensing, directed infrared countermeasures, free space optical communications, as well as infrared imaging and spectroscopy fields. Since the first invented QCL in 1994, high power, high wall plug efficiency, and continuous-wave QCL at room temperature has always been the goal of people's research. Firstly, this review introduces the recent progress in the designs of active region, waveguide, and heat dissipation. Secondly, the development and evolution of mid-wave infrared ($4\ \mu\text{m}\sim 5\ \mu\text{m}$) and long-wave infrared ($8\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$) high power room temperature continuous-wave QCL, and high power pulsed QCL are mainly discussed. Finally, the epitaxy technology of high power QCL chip is briefly introduced.

Key words: Mid-and-far infrared; High power; Quantum Cascade Lasers; Continuous wave; Pulse

DOI: 10.12347/j.ycyk.20210702001

Citation: YANG Chao, GAO Zhiqiang, ZHANG Yulu, et al. Recent progress of mid-and-far infrared high power quantum cascade technology[J]. Journal of Telemetry, Tracking and Command, 2022, 43(4): 126–146.

引 言

$3\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$ 红外波段包含了许多分子的特征吸收峰以及两个分别在中波红外 ($3\ \mu\text{m}\sim 5\ \mu\text{m}$) 和长波红外 ($8\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$) 的大气透过窗口, 因此中波和长波红外光源在痕量气体检测、定向红外对抗、自由空间光通讯, 以及红外成像和光谱等领域有着广泛地应用^[1-3]。能够提供红外光源的激光器主要有固体激光泵浦光参量振荡器, 带间级联激光器以及量子级联激光器等。作为半导体激光器, 量子级联激光器具有体积小、重量轻、能效高、波长可调谐等诸多优点, 已经成为中远红外乃至太赫兹波段的重要的激光

*基金项目: 国家科技重大专项 (J2019-V-0015-0110) 经费资助; 航天科技集团有限公司青年拔尖项目

[✉]通信作者: 史青 (aashiqing@126.com)

收稿日期: 2021-07-02

光源。量子级联激光器的诞生归因于能带工程和外延制备技术上的突破,其于 1994 年在美国 Bell 实验室首先成功研制,在 10 K 下可以发射微弱的 $4.2\text{ }\mu\text{m}$ 的红外激光^[4]。量子级联激光器是基于在耦合多量子阱或超晶格中电子共振隧穿和导带中子带间跃迁的单极性光源,其产生电磁辐射的根源取决于导带子带的能级位置以及电子的波函数分布。通过对超晶格或耦合量子阱的厚度和组分的调控,量子级联激光器的激射波长能够覆盖中红外到太赫兹频段($3\text{ }\mu\text{m}\sim 300\text{ }\mu\text{m}$)^[2,3]。

具有高输出光功率的量子级联激光器在远距离有害物和爆炸物探测、遥感、红外对抗以及远距离自由空间通讯等领域有着重要的价值和意义。因此,在过去的二十多年里,高输出功率和高电光转换效率一直是人们努力的目标。通过在芯片结构设计、材料外延生长技术以及器件加工技术三个方面持续地改进,更低阈值电流密度,更高输出光功率,更高电光转换效率,更高光束质量,以及更高工作温度连续输出的量子级联激光器被不断研制出来。2002 年,瑞士的 Beck 等人报道了第一个室温连续运行的波长在 $9.1\text{ }\mu\text{m}$ 的量子级联激光器,其输出功率只有 10 mW ^[5]。在这以后,激射波长在 $3\text{ }\mu\text{m}\sim 12\text{ }\mu\text{m}$ 的瓦级输出光功率的量子级联激光器逐渐得以实现,并不断突破更高的输出光功率和电光转换效率。主要的研究机构分布在美国、欧洲、日本和中国,包括美国西北大学,佛罗里达中部大学,美国 Pranalytica 公司,美国 Daylight Solutions 公司,瑞士 Alpes Lasers 公司,法国 MirSense 公司、日本的滨松光子学公司,以及中科院半导体研究所等^[3,6]。在这之中,美国的西北大学自从 1997 年开始致力于发展量子级联激光器以来,并逐渐达到了世界领先水平。2020 年,美国西北大学再次刷新了自己所保持的中波和长波红外单芯片输出光功率和电光转换效率的世界纪录,在中波红外 $4.9\text{ }\mu\text{m}$ 处获得了 5.6 W 的室温连续输出光功率和 22% 的连续电光转换效率^[7];同时,在长波红外 $8.3\text{ }\mu\text{m}$ 处获得了 3.4 W 的室温连续输出光功率和 13% 的连续电光转换效率^[8]。由于高性能量子级联激光器的飞速发展,量子级联激光器在民用和军用领域已逐渐进入实用化阶段并发挥出优势。在自由空间光通信方面,美国和瑞士的研究人员已经利用量子级联激光器成功开展了自由空间光通信相关的实验研究,实现了远距离红外激光通信^[9,10]。在气体检测方面,利用量子级联激光器已成功实现对室外环境、汽车尾气、人体呼吸气体的检测,取得了高精度的检测结果^[11]。在红外对抗方面,美国的 Northrop Grumman 公司和 Daylight Solutions 公司在美国军方资助下,成功研制出了多波段的具有 $15\text{ W}\sim 20\text{ W}$ 输出功率的多路合束量子级联激光器,并已成功应用在红外对抗系统中^[12]。相比之下,国内的科研院所和企业也在不断研发和跟进,具有瓦级输出功率的中波红外和长波红外量子级联激光器也被逐渐研发出来^[12,13]。

大功率量子级联激光器最重要的性能参数之一是电光转换效率,高电光转换效率有利于获得高输出光功率以及更小的废热。要想获得高电光转换效率需要从三个方面考虑,包括有源区能带和波导结构设计、有源层材料质量、器件结构设计和热管理,其中有源区能带结构设计决定了量子级联激光器能够获得的电光转换效率和输出功率的极限,因而最为重要。电光转换效率由四种不同的分效率组成,分别是内量子效率、电压效率、电气效率和光学效率^[2,3]。对于中波红外而言,影响电光转换效率和输出功率最关键的因素是内量子效率(受上能级载流子热逃逸影响)^[6,14,15]。而对于长波红外而言,影响电光转换效率和输出功率最关键的因素是内量子效率、电压效率(受电压缺陷影响)、光学效率(受自由载流子吸收影响)^[1,15,16]。基于上述考虑,本文重点综述中远红外 InP 基高功率单管量子级联激光器的研究情况。首先,介绍了量子级联激光器的有源层设计、波导结构设计和器件散热设计方面的研究进展;其次,重点讨论了中远红外高功率室温连续和脉冲单管量子级联激光器的发展和演变;最后,简要介绍了大功率量子级联激光器芯片的外延制备技术。

1 有源层设计

量子级联激光器芯片的有源层是电子发生辐射跃迁的核心区域,它是由耦合的多量子阱或超晶格构成。当耦合的量子阱层和势垒层的厚度可比于电子的德布罗意波长时,会产生量子尺寸限制效应,电子在垂直于量子阱层方向上的运动将是量子化的,即产生了一套分离的子带能级^[17]。构成量子级联激光器有源层量子阱和势垒层的材料体系有多种^[18],包括 InGaAs/InAlAs/InP 材料体系、GaAs/AlGaAs、Si/Ge、

InAs/AlSb 以及 InGaAs/AlAsSb, 其中 InGaAs/InAlAs/InP 材料体系在中波红外和长波红外领域占有绝对优势并已取得巨大成功。对于中波和长波红外大功率量子级联激光器而言, 所采用的材料体系主要是 InGaAs/InAlAs/InP。

量子级联激光器的基本原理示意图如图 1 所示^[19]。有源层中的一个级联周期包括了“Active region”, 也称为有源区^[20]、辐射区^[19]、跃迁区^[10]; 以及“Injector region”, 也称为注入区、弛豫区^[19, 20]。电子从注入势垒共振隧穿进入有源区/辐射区的上能级, 然后从上能级发生跃迁到下能级并产生光子, 下能级的电子进而通过出口势垒进入到弛豫区/注入区, 然后经过弛豫区/注入区势垒的减速, 再次进入下个级联结构中的有源区/辐射区发生辐射跃迁并产生光子, 以此类推, 这种不间断阶梯式的辐射和隧穿就是量子级联激光器发光的核心。

图 2 进一步给出了一种典型的量子级联激光器有源区的能带结构示意图, 可以更好地理解有源区的原理和设计思路。首先, 电子经过步骤①, 从注入势垒隧穿到有源区上能级 E_3 。随即经过步骤②, 电子从上能级 E_3 跃迁到下能级 E_2 , 并发射光子; 然后, 电子再经由步骤③从下能级 E_2 跃迁到最低能级 E_1 , 并发射光学光子; 最后, 在最低能级 E_1 上的电子通过出口势垒进入到下一个注入区 (步骤④)。

事实上, 要经过理想的步骤①~④需要对有源区和注入区的能带结构进行设计和优化, 以实现

对电子的限制, 满足粒子反转的条件, 提高注入效率和抽空效率, 抑制热回填等要求。

第一, 注入势垒的设计。注入势垒的厚度由“反交叉带隙”的设计所决定, 其代表了前一个注入区的基态能级和有源区上能级 E_3 的耦合强度^[18]。反交叉带隙会直接影响隧穿时间和注入效率, 并限制激光器最大的电流密度。一方面, 注入势垒的厚度不能太薄, 因为太薄的注入势垒无法有效对热电子进行减速从而使其发生逃逸; 另一方面, 注入势垒的厚度也不能太厚, 因为过厚的注入势垒会阻碍电子的隧穿效应, 从而使其难以到达有源区的上能级。

第二, 上能级电子的限制。上能级电子的限制是阻碍量子级联激光器问世的瓶颈之一。由于上能级 E_3 中的电子要比下能级 E_2 中的电子具有更高的能量, 所以上能级 E_3 中的电子要比下能级 E_2 中的电子具有更小的隧穿势垒, 这导致上能级 E_3 中的电子更容易发生热逃逸到寄生能级 E_4 (步骤⑥) 和连续能级 E_C (步骤⑦), 或直接隧穿到下一个注入区 (步骤⑤) 而不是辐射跃迁到下能级 E_2 。所以, 对上能级电子的限制不仅要阻止其逃逸到其它寄生能级, 还要阻止其直接隧穿到下一个注入区。对于前者, 需要对有源区量子阱的厚度、组分以及数量进行设计, 以增加 E_4 和 E_3 、以及 E_C 和 E_3 之间的能量间隔, 从而抑制上能级电子的热逃逸^[6]。对于后者, 通过在下一个弛豫区/注入区引入“Bragg 反射镜”的设计思路, 使得与有源区上能级毗连的下一个注入区上部形成“微带的禁带”, 从而阻止电子直接隧穿逃逸到下一个弛豫区/注入区^[21]。

第三, 辐射跃迁的条件和方式。辐射跃迁的首要条件是粒子数反转, 即上能级 E_3 的电子数目要显

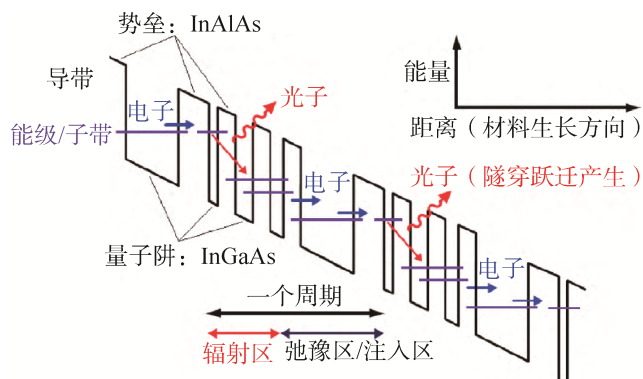


图 1 量子级联激光器的基本原理示意图^[19]

Fig. 1 The schematic diagram of basic principle of quantum cascade laser^[19]

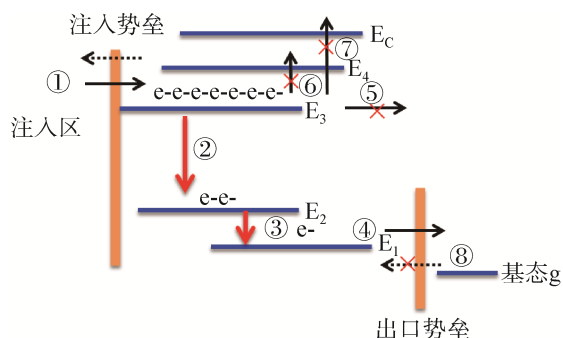


图 2 量子级联激光器有源区能带结构示意图

Fig. 2 The schematic diagram of band structure of quantum cascade laser

著多于下能级 E_2 的电子数, 此时, 需要子带能级 E_3 到 E_2 的散射时间大于子带能级 E_2 到 E_1 的散射时间 ($\tau_{32} > \tau_{21}$), 以及能级 E_3 的电子寿命大于能级 E_2 的电子寿命 ($\tau_3 > \tau_2$)^[21]。子带能级间的跃迁时间常数会受到纵向光学声子、纵向声学声子、合金无序度、电子-电子散射、界面粗糙度、离化杂质^[22]等各种非辐射因素影响。

从子带能级 E_3 跃迁到子带能级 E_2 通常有两种方式: 斜跃迁和垂直跃迁。

1994 年 Bell 实验室研发的第一个量子级联激光器即采用斜跃迁的模式, 斜跃迁的特点是电子的辐射跃迁发生在两个相邻的量子阱中, 也即需要穿过一个势垒层。这个过程会减小跃迁的上能级和下能级态的波函数在实空间中的相互交叠, 并伴随着较大的动量转移^[4]。斜跃迁的设计有效地获得了相对较长的辐射弛豫时间, 使粒子数反转得以实现^[18]。然而, 由于电子的斜跃迁要穿过异质结界面, 因而会受到界面粗糙度的强烈影响, 从而导致光增益半峰宽的增加。

垂直跃迁更为常用。这种跃迁方式的特点是电子的辐射跃迁发生在同一个量子阱中, 从而不需要穿过势垒层。这个过程要求跃迁的上能级和下能级态的波函数要处在同一个量子阱中, 并且要具有较大的波函数交叠^[21]。由于电子的垂直辐射跃迁过程不会受到异质结界面质量的影响, 因而显著减小了光增益谱的半峰宽, 同时降低了阈值电流密度^[23]。光增益半峰宽尖锐或宽化程度是电致发光光谱中判断有源区电子发生斜跃迁还是垂直跃迁的重要判据。

斜跃迁和垂直跃迁各有各的特点, 在大功率量子级联激光器有源区的设计方面都有涉及。对于斜跃迁而言, 其更适合长波红外激光器领域。辐射跃迁的另一个重要参数是偶极跃迁矩阵元 (dipole matrix elements), 其决定了发射波长的单一性以及垂直还是斜跃迁^[18, 24], 提供了上能级态和下能级态之间的光子跃迁强度。通过对子带能级位置和波函数的计算, 可以得到偶极跃迁矩阵元, 相比于斜跃迁而言, 垂直跃迁需要增强初始态和最终态之间的波函数交叠, 导致了更大的偶极跃迁矩阵元^[21]。

第四, 较低能级对电子的抽运。粒子数反转要求 E_2 到 E_1 的散射时间 τ_{21} 较短, 并且需要快速将电子抽运走, 只有这样才能保证粒子数反转和不断产生激光光子。通常的方法是将较低的两个能级 E_2 和 E_1 的能量间隔设置为一个纵向光学声子的能量, 这会导致下能级 E_2 中的电子通过纵向光学声子散射作用而迅速跃迁到 E_1 能级, 从而促进粒子数反转^[10, 21]。早期的单声子共振设计以及经典的双声子共振设计都是采用纵向光学声子的设计理念来实现下能级的迅速抽空。此外, 上文提到的“Bragg 反射镜”的设计会在有源区下能级毗连的下一个弛豫区/注入区中下部形成“微带”, 即电子的通道, 这进一步促进较低的能级 E_2 和 E_1 上的电子迅速发生隧穿和抽空作用, 从而持续保证粒子数反转并不断激射出光子。

第五, 出口势垒和毗连弛豫区/注入区的设计。

有源区右侧的弛豫区/注入区的设计同样很关键, 它起着多重作用^[10, 17, 21], 包括: 抑制左侧有源区上能级 E_3 中电子的直接隧穿, 促进较低能级 E_2 和 E_1 上电子的抽空和输运以及对热电子进行弛豫减速来进入下一个有源区。此外, 注入区的某些层还需要进行掺杂, 这不仅可以避免空间电荷的形成, 还可以作为“电子库”来提供稳定输运的电子。注入区通常需要设计为梯度带隙超晶格, 从而促进微带形成^[10, 13]。通过设计注入区满足布拉格反射条件来抑制上能级 E_3 中电子的隧穿逃逸, 同时, 由于注入区微带的形成又可以促进下能级电子的抽空和输运。注入区朝向下一个有源区方向的微带能量的宽度应该逐渐收窄, 形成一个漏斗的形状, 这样可以有力促进注入区基态的电子隧穿注入到下一个级联周期有源区的上能级 E_3 , 从而大幅提高注入效率^[18, 25]。注入区中微带的漏斗设计思路是量子级联激光器能够实现室温下工作的关键设计之一^[25]。微带的漏斗设计构型需要将有源区右侧朝向下一个周期的注入区/弛豫区的量子阱厚度设计为单调减小。

势垒厚度则是除了出口势垒以外都单调增加^[18]。出口势垒分隔了左侧的有源区和右侧的弛豫区/注入区, 对电子的输运起着重要的作用。出口势垒不能过厚, 否则从有源区到注入区的电子传输时间会很慢; 出口势垒也不能过薄, 否则在有源区和注入区之间的波函数会发生强烈耦合。需要精心设计在注入区出口势垒一侧的量子阱和势垒的厚度, 以提供足够大的微带能量宽度, 从而使得有源区中低于下激射能级 E_2 的更低能级的电子可以被有效传输到注入区的微带。

第六, 热回填与电压缺陷。受激的电子从较低的能态(有源区较低的能态或注入区的基态)往上回填到更高能态(如下能级 E_2)的现象称之为电子的热回填(步骤⑧)^[6]。热回填会阻碍下能级电子的抽空从而减少反转的粒子数, 最终抑制电子的辐射跃迁。热回填可以通过增加电压缺陷的设计来抑制, 电压缺陷定义为有源区中较低的激射能级和随后注入区中最低基态能级之间的能量间隔。但是, 增加电压缺陷会导致电光转换效率分量之一的电压效率降低。所以, 需要优化电压缺陷来折中热回填和电压效率, 从而获得最优的量子级联激光器的性能。对于高性能的量子级联激光器而言, 电压缺陷通常被设计在 100 meV~150 meV 之间^[6, 18]。

有源层耦合多量子阱和超晶格子带中的电子传输问题是一个复杂的数值求解问题, 通常的模拟模型包括经典的速率方程模型、半经典的密度矩阵方法、蒙特卡洛模拟, 以及基于全量子计算的非平衡格林函数方法^[26]。其中速率方程模型较为简单, 计算相对准确, 因此被广泛用来开发高性能的量子级联激光器。载流子通过每个周期的有源区和注入区的传输可通过不同子带能级间的散射速率来描述, 而载流子从注入区基态能级注入到下一个有源区的隧穿过程则通过使用密度矩阵方法来进行计算。有源区结构中的能量本征值和相应的波函数, 可以采用一维有效质量近似的包络函数方法求解薛定谔和泊松方程来获得^[27]。

迄今为止, 人们已经设计开发出众多的有源区结构, 如: 双声子共振(double phonon resonance)、三阱耦合单声子共振、四阱耦合双声子共振、束缚-连续跃迁结构等。表 1 给出了中远红外量子级联激光器有源区设计的研究进展, 可以看到经过二十几年的发展, 有源区的结构设计种类已经多达二十几种, 主要是美国、瑞士和日本所发明设计。瑞士的发明设计来自 J. Faist 教授, 其之前供职于美国 Bell 实验室, 是量子级联激光器的发明者之一。日本的发明设计主要是滨松光子学株式会社的 K. Fujita, 其也曾受到过美国 Bell 实验室量子级联激光器发明者之一的 F. Capasso 教授的帮助。

表 1 中波和长波红外量子级联激光器有源区设计的研究进展

Table 1 Research progress of active region design of mid-wave and long-wave infrared quantum cascade laser

激射波长	有源区结构	研究机构	年份	参考文献
4.2 μm	三阱耦合单声子共振, 斜跃迁	美国 Bell 实验室	1994	[4]
4.6 μm	双阱耦合单声子共振, 垂直跃迁	美国 Bell 实验室	1995	[29, 30]
5 μm	三阱耦合单声子共振, 漏斗设计	美国 Bell 实验室	1996	[31]
7.4 μm ~8.6 μm	双阱耦合单声子共振, 晶格匹配	美国 Bell 实验室	1996	[32]
8 μm	超晶格有源区设计	美国 Bell 实验室	1997	[33]
3.4 μm	三阱耦合单声子共振, 应力补偿	美国 Bell 实验室	1998	[34]
9.1 μm	束缚-连续跃迁有源区设计, 垂直跃迁	瑞士纳沙泰尔大学	2001	[35]
5.3 μm	四阱耦合双声子共振设计	瑞士纳沙泰尔大学	2001	[36]
7.9 μm	五阱单声子共振连续设计	日本滨松光子学株式会社	2007	[37]
8 μm	间接泵上能级有源区设计	日本滨松光子学株式会社	2008	[38]
5.8 μm	无注入区有源区结构设计	美国西北大学	2009	[39]
4.6 μm	非共振抽取有源区设计	美国 Pranalytica Inc.&哈佛大学&加利福尼亚大学	2009	[40]
8.5 μm	改进的束缚-连续设计, 斜跃迁	瑞士苏黎世联邦理工学院	2010	[41]
4.8 μm	深阱有源区设计	美国威斯康星大学麦迪逊分校&麻省理工学院	2010	[42]
5 μm	浅阱有源区设计	美国西北大学	2010	[43]
4.8 μm	连续-连续有源区设计	美国哈佛大学&普林斯顿大学	2010	[44]
8.4 μm	双重上能级态有源区设计	日本滨松光子学株式会社	2010	[45]
7.1 μm	五阱三声子共振设计	美国 Pranalytica, Inc.&加利福尼亚大学	2011	[15]
5 μm	单阱注入区设计	美国西北大学	2011	[46]
10.3 μm , 10.7 μm	改进的双声子共振设计, 斜跃迁	美国 Corning, Inc.& Daylight Solutions, Inc.	2013	[16]
5.6 μm	双阱有源区设计	美国佛罗里达中部大学	2016	[47]
8.4 μm	束缚-束缚-双声子共振有源区设计	韩国先进纳米制造中心	2017	[48]
8 μm	高微分增益有源区设计	美国西北大学	2019	[1]

在二十多种设计中,最为经典和成功的是双声子共振(double phonon resonance)设计和束缚-连续(bound-to-continuum)设计,这两种设计成功将量子级联激光器的工作温度提高到室温,为中红外量子级联激光器商业化应用奠定了基础。在 2008 年,美国西北大学的 Y. Bai 等人采用双声子共振有源区设计,在 $4.6\ \mu\text{m}$ 的发射波长下,让单管量子级联激光器率先实现了瓦级光功率输出,室温下的连续输出光功率高达 $1.3\ \text{W}$ ^[28]。与单声子共振相比,双声子共振有源区设计基于四个量子阱系统,较低的下能级位置处拥有三个子带能级,通过依次释放两个纵向光学声子来实现对电子进行抽运的目的。四阱耦合双声子共振不仅可以获得更高的注入效率,而且抑制了载流子的热回填^[20]。然而,在双声子共振设计中,三个不连续的较低子带能级之间的能量差必须严格匹配到纵向光学声子的能量,即如果两个相邻较低子带能级之间的能量差与纵向光学声子的能量相互不匹配的话,将阻碍下能级电子的抽空,这会严重恶化量子级联激光器的性能。因此,双声子共振有源区设计对有源区量子阱和势垒的厚度要求极为严格,一旦厚度稍有偏差则级联就极易发生中断。相比于双声子共振有源区设计,束缚-连续有源区设计结合了三阱耦合有源区设计中的上能级设计和超晶格有源区设计中的下能级微带设计^[18]。在该束缚-连续设计中,一个较薄的量子阱添加到了超晶格设计中而没有明显区分有源区和注入区。因此,上能级态被局域到了第一个量子阱附近,而下能级态的微带则扩展到整个有源区和注入区。束缚-连续有源区设计不仅具有三阱耦合有源区高效共振隧穿注入的优势,而且还吸收了超晶格有源区高粒子数反转的优点^[20]。尽管束缚-连续有源区设计可以实现室温连续激射,但由于在连续带中存在很多的能级态从而导致量子级联激光光谱相对较宽,这会使具有束缚-连续设计的激光峰值增益相对较低^[18]。因而,束缚-连续设计的结构不是实现量子级联激光器室温大功率工作的最合适的设计构型,但束缚-连续有源区设计结合外腔宽调谐技术可以获得相对较宽的波长调谐能力,在波长宽调谐领域具有重要的技术应用价值。

除了上述两种经典的有源区设计结构,为了实现量子级联激光器单管芯片在室温下更高的连续输出光功率和电光转换效率,非共振抽取有源区设计、双阱有源区设计、浅阱有源区设计,以及高微分增益有源区设计被美国的研究机构开发出来,将会在下文的高功率室温连续量子级联激光器部分进行详细阐述。

2 波导结构设计

量子级联激光器增益有源区的周围需要进行光波导结构设计来对有源区的光场进行限制,从而更好地实现激射。光波导结构设计的总体思路是通过波导材料的折射率、厚度、掺杂浓度以及导热系数的选择和优化,来实现最小的光波导损失、最大的光模限制因子,同时最大程度促进激光器的散热。波导结构的计算理论是基于电磁波在多层介质中的传播理论模型,即平板波导的波动方程。对于量子级联激光器而言,子带能级间跃迁的极化特性导致只存在横磁模 TM (Transverse Magnetic Mode),即辐射沿着量子阱的平面进行传播^[27],因此,在量子级联激光器中,只考虑横磁模的传播。首先通过 Maxwell 方程推导出电磁波在平板介质中的 Helmholtz 方程,进一步计算出有效折射率和光模分布,最后计算出光限制因子(optical confinement factor)^[18, 27, 49]。光限制因子代表了有源区内光交叠和被限制的程度,较大的光限制因子意味着输出光功率密度较大。

量子级联激光器需要对增益有源区三个方向进行光场限制。

激光器脊波导两侧的光场限制可以通过在脊波导结构的边墙处沉积绝缘层来实现隔离和限制。绝缘层拥有较低的折射率,通常选择 SiO_2 和 Si_3N_4 材料。在 $3\ \mu\text{m}\sim 7\ \mu\text{m}$ 波段范围,具有 1.13~1.42 折射率的 SiO_2 具有较低的光吸收,是较好的光包覆材料^[17]。对于大功率量子级联激光器而言,为了更好地散热,通常需要利用金属有机化学气相沉积(MOCVD)二次外延技术在脊波导两侧生长本征(半绝缘)高热导率的半导体 InP:Fe ,这不仅可以很好地提供横向光场限制,还可以有效提高激光器的散热性能,并且由于半绝缘的性质,还可以更好地提供侧向电流限制。

沿脊波导裂解面的光场限制可以通过裂解面(前腔面和后腔面)的涂层来完成。量子级联激光器的后腔面和前腔面通常需要分别镀上一层高反 HR (High reflection) 涂层和增透 AR (Antireflection) 涂层,这样可以有效限制后腔面的光模,减少光的损失,同时可以增强前腔面的透过率,从而可以减小阈值电

流密度、增加输出光功率和电光转换效率^[17, 27]。此外, 还可以采用新颖的 AR (Y₂O₃) -AR (Y₂O₃) 涂层组合模式, 来实现输出功率和电光转换效率的进一步提升^[8]。

垂直于激光器外延层的光场限制主要是通过波导限制层、波导包覆层来完成的。通常的波导限制层和包覆层材料是 InGaAs、InAlAs 以及 InP, 折射率分别 3.5、3.2 以及 3.1, 而有源区 InGaAs/InAlAs 的折射率在 3.15~3.20 之间, 其依赖于波长和 InAlAs 势垒层、InGaAs 量子阱层总厚度的比例。在波导结构设计的早期, 人们采用“波导包覆层 InAlAs+波导限制层 InGaAs”的波导组合结构。但是, 人们发现 InP 的折射率比 InAlAs 的要低, 更适合作为波导包覆材料, 并且 InP 具有更高的热导率来促进有源区核的散热, 因此逐渐采用 InP 作为波导包覆层, 这进一步增加了量子级联激光器的输出光功率和工作温度^[50, 51]。两个波导限制层 InGaAs 中间夹着有源区核的波导结构是一种非常经典的波导设计, 用来实现最大的光场限制因子, 从而减小阈值电流密度, 增加输出光功率。但是, 三元组分的 InGaAs 材料仍然具有较低的热导率 5 W/(m·K), 远远低于 InP 的热导率 70 W/(m·K)。因此, 人们进一步采用纯 InP 基的波导结构来大幅改善器件内部的热阻, 同时又获得了高达 80% 的光场限制因子 (如图 3 所示)^[6, 7, 46]。所以, 大多数最先进的高功率室温连续运行的量子级联激光器的有源区常采用被低掺杂 InP 材料完全包覆的波导结构^[6]。上波导包覆层 InP 通常采用掺杂浓度逐渐增加的梯度浓度结构, 从而获得较小的接触电阻。由于子带能级间跃迁发射的光具有 TM 极化特性, 这种 TM 极化光能够耦合到金属-半导体界面之间的等离子损失模, 造成波导损失。因此, 为了抑制基础波导模和等离子体模之间的耦合, 需要调节最上部接近金属-半导体界面的 InP 层的等离子频率接近于辐射的光学频率, 这可通过减小该 InP 层的折射率来实现。显著减小 InP 接触层的折射率所需要的掺杂浓度处于 $10^{19} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ^[52]。

大功率量子级联激光器也采用锥形的波导结构来提高输出功率和光束质量^[14]。由于要输出非常高的光功率密度, 输出前腔面更容易受到光学损伤; 此外, 不像后腔面高反膜中包含利于散热的金属层, 前腔面的增透 AR 涂层具有相对较低的热导率, 因而导致热量更不易散去。通常, 采用宽脊器件可以减小输出面的光功率密度, 尽管降低了光束质量, 但却增加了自散热能力。所以, 可以设计一个较长的腔长和较窄的脊结构来强烈促进基模 TM₀₀, 并且在输出面设计为短的锥形结构来增加光学损失阈值, 同时在脊和锥形的侧面进行二次外延生长来加工成为锥形掩埋异质结波导结构^[14]。输出面的锥形长度和宽度需要尽可能的小。这种锥形掩埋异质结波导结构可有效改善光束质量, 此外, 尽管锥形波导设计部分减小了输出面的光功率密度, 但由于提供了有效地自散热途径, 从而仍然可以获得较高的室温连续输出功率。

在光波导结构设计中, 需要减小波导损失来获得最大的光场限制因子。波导损失主要是由包覆层中的自由载流子吸收所引起, 而在更长的波长以及更大的掺杂浓度下自由载流子吸收会更严重。自由载流子吸收与波长和掺杂浓度的变化关系如图 4 所示^[18]。由自由载流子吸收所引起的波导损失的表达式可知, 波导损失与波长的平方成正比, 与掺杂浓度呈线性关系^[18, 49]。所以, 在中红外波长 ($< 5 \mu\text{m}$) 下, 自由载流子吸收问题不严重; 但是在远红外波长 ($> 8 \mu\text{m}$) 下, 自由载流子所引起的波导损失急剧增加, 从而导致电光转换效率分量之一的光学效率迅速减小。为了抑制长波红外体系下的自由载流子的吸收, 需要对 InP 层的掺杂浓度进行优化。通常低掺杂导致较低的载流子浓度, 但是仅有少量载流子贡献的粒子数反转会导致激光器的动力学范围 (定义为最大反转电流密度和阈值电流密度的差值) 受到限制; 而较高的掺杂浓度可以增加激光器的动力学范围, 但是高波导损失导致了较低的电光转换效率^[17]。此外,

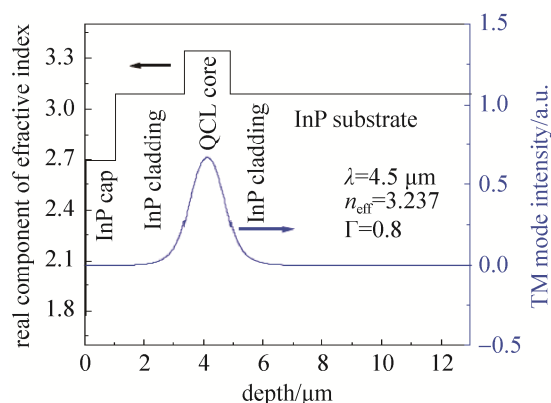


图 3 一个量子级联激光器结构中全 InP 基波导结构的折射率轮廓和相应的 TM 模密度^[46]

Fig. 3 The refractive index profile and the corresponding TM mode intensity of pure InP-based waveguide in a quantum cascade laser^[46]

还可以通过增加 InP 包覆层的厚度来减小自由载流子吸收所引起的光波导损失^[53]。

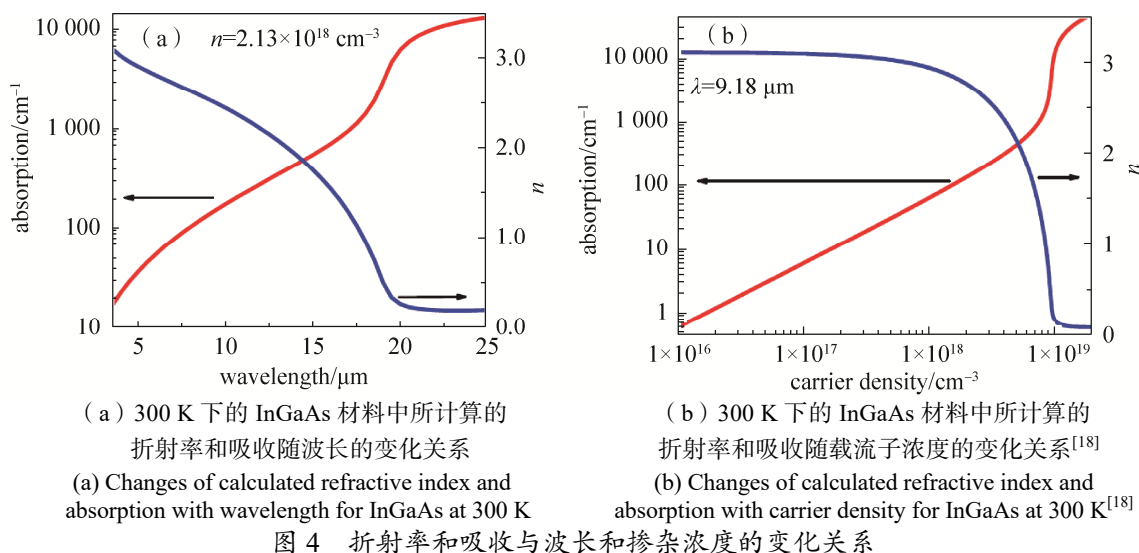


图 4 折射率和吸收与波长和掺杂浓度的变化关系

Fig. 4 Changes of calculated refractive index and absorption with wavelength and carrier density

3 器件散热设计

大功率量子级联激光器在室温连续工作过程中会产生大量的热量, 如果不及及时将这些废热从激光器内部移除出去, 那么会严重恶化激光器的性能和稳定性, 并最终导致激光器的失效。量子级联激光器内部有源区的热量产生和散热具有两个关键特征。第一个特征是废热产生量巨大。在室温下连续运行, 由于电光转换效率不高, 因此施加在量子级联激光器的电功率将有很大一部分转化为废热。这些热量将会在有源层内部积累, 尤其在大功率激光器有源层内部的热积累将会更为严重。有源层内部的热积累将会导致有源层核的温度急剧增加, 进而导致阈值电流密度增加、斜坡效率恶化, 最终导致量子级联激光器输出功率降低, 电光转换效率减小^[21, 54]。因此, 为了减小量子级联激光器内部的热量, 需要对激光器器件进行散热设计, 从而最大程度移除体系内部的热量, 维持量子级联激光器在室温下高功率和高稳定性地连续输出。第二个特征是量子级联激光器内部热传导或散热的各向异性特征。在垂直于激光器有源区的生长方向, 有源层是由超薄的量子阱层和势垒层相互堆叠构成, 这些超薄层的层数可达上千层, 每多一层将会增加一个界面, 也即增加一个串联热阻。因此, 使得垂直方向(外延层生长方向)热提取的困难程度要比水平方向的热提取至少高一个数量级^[55]。所以, 对于器件结构的设计必须要充分考虑量子级联激光器内部有源区的热量产生和散热的两个关键特征。

针对器件的散热设计思路, 应该从三个方面来考虑。

第一, 从有源区和波导设计方面来改善器件散热。大量的废热产生是由于电光转换效率太低所致, 这就需要从根本上对有源区能带和波导进行优化设计, 最大程度减小电子的热逃逸从而提高注入效率, 增加上能级载流子的寿命从而促进粒子数反转进而提高辐射跃迁效率, 避免基态能级电子的热回填从而提高抽取效率, 以及减小自由载流子吸收所引起的光波导损失从而提高光学效率等。这样, 就可以最大程度提高影响电光转换效率的分效率(内量子效率、电压效率、电气效率和光学效率), 最终提高电光转换效率, 从而从根本上避免和减小激光器有源层内部大量废热的产生。室温下连续大功率输出和高电光转换效率的有源区设计包括双阱有源区设计、浅阱有源区设计、高微分增益有源区设计以及非共振抽取有源区设计等^[3, 6, 10]。

第二, 从外延层结构和材料方面来改善器件散热。有源层所产生的废热需要从外延层材料的水平和垂直方向将热量传导到热沉和器件外部。减小有源区中的级联周期数可以减小有源区的厚度以及相应的界面和层数, 从而有利于减小器件内部热阻, 提高热传导效率。但需要注意的是, 减小了级联周期数可能会减小输出功率, 因此需要优化级联周期数来同时实现大功率输出和高的热传导效率。减小每个级联周期的厚度, 可以减小有源区总厚度, 缩短和热沉的距离, 因此同样有利于热传导。此外, 需要选择高

热导率的波导材料, 这有利于促进外延层中的热传导, 从而减小有源层热量的积累。比如采用完全的 InP 波导结构来代替传统的 InGaAs 波导结构可以提高激光器大约 20%~30% 的热传导效率^[24]。因此, 采用纯 InP 基的波导结构是国外实现量子级联激光器在室温下大功率连续输出的关键途径之一^[6, 7]。

第三, 从量子级联激光器器件结构设计方面来改善器件散热。有源区设计决定了器件总产生热量的多少; 外延层结构和材料决定了器件内部的热传导效率; 而激光器器件结构设计同样重要, 它决定了激光器有源层内部的热量传导到外部的能力和效率。对于室温大功率连续运行的量子级联激光器而言, 需要对激光器器件结构进行设计, 最大程度地提高器件在水平方向和垂直方向的热提取能力。激光器器件结构设计包括合理选择脊波导宽度、高热导率的基板和热沉的选择等^[6, 14]。此外, 还需要考虑恰当的封装方式和特殊工艺来促进热传导, 比如对上电极进行电镀厚金层、外延层朝下倒装焊接到基板和或热沉上, 以及利用二次外延掩埋异质结技术等^[7, 56], 从而最大程度地促进激光器内部热量的导出, 减小有源层核的温度, 最终提高量子级联激光器的性能和稳定性。图 5 给出了量子级联激光器芯片在不同器件工艺和封装条件下的热模拟结果^[24]。可以看到具有掩埋异质结、外延层朝下焊接到金刚石基板上、含有电镀金层的器件结构 (图 5 (d)) 可以最大程度导出有源层和器件的热量, 从而降低了有源层和器件局部的温度。相比于掩埋异质结、外延层朝上封装、无电镀金的器件结构 (图 5 (a)), 具有掩埋异质结、外延层朝下焊接到金刚石基板上、含有电镀金层的器件结构 (图 5 (d)) 的有源层温度降低了 30 °C 以上。激光器内部温度的降低将更有利于获得室温下大功率连续输出和高电光效率。

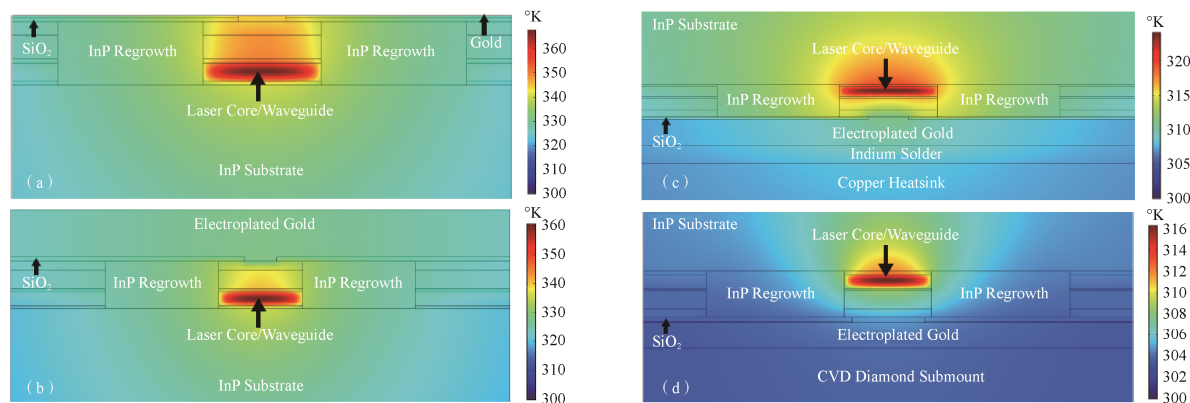


图 5 量子级联激光器芯片在不同器件工艺和封装条件下的热模拟: (a) 掩埋异质结、外延层朝上封装、无电镀金层; (b) 掩埋异质结、外延层朝上封装、含电镀金层; (c) 掩埋异质结、外延层朝下焊接到铜热沉上、含电镀金层; (d) 掩埋异质结、外延层朝下焊接到金刚石基板上、含电镀金层^[24]

Fig. 5 Thermal simulations of quantum cascade laser chips under different device processes and packaging conditions: buried heterostructure, and epilayer-up bonded (a) without electroplated gold and (b) with electroplated gold; buried heterostructure with electroplated gold, and epilayer-down bonded on (c) copper heatsink and on (d) a CVD diamond submount^[24]

4 4~5 μm 中波红外高功率室温连续量子级联激光器

由于 4~5 μm 中波红外在自由空间光通信、化学物质检测以及红外对抗领域的应用, 使得人们很早就聚焦于中波红外高功率量子级联激光器的研发。

表 2 汇总了各国的研究机构对中波红外量子级联激光器在室温环境连续操作下, 达到或接近的瓦级输出功率和相应的电光转换效率等数据。需要强调的是表 2 所总结的输出功率都是来自于单管芯量子级联激光器, 而不涉及基于多个量子级联激光器管芯的相干合束和非相干合束技术所获得的合束输出功率。从表 2 可以看到, 中波红外高功率室温连续量子级联激光器的研究进展绝大多数来自于美国。自从量子级联激光器的创始人之一 J. Faist 教授及其团队, 在 2002 年于《Science》上报道了第一个室温连续运行的具有 10 mW 输出功率的量子级联激光器以来^[5], 美国的高校和企业就持续聚焦于高输出功率和电光转换效率量子级联激光器的研发上, 并始终保持着世界领先的地位。表 2 特别选择以 2007 年为起始

点, 是因为 2008 年以后, 中波红外量子级联激光器终于突破了室温下的连续瓦级光功率输出 ($1.6 \text{ W}@27^\circ\text{C}@CW$)。在 2008 年到 2020 年这 12 年间, 更高输出功率和电光转换效率的中波红外单管芯量子级联激光器被不断研发出来。由表 2 部分数据, 可以看到, 在 2011 年, 美国西北大学获得了 $4.9 \mu\text{m}$ 波长下当时最高的室温下连续输出功率 (5.1 W) 和当时最高的连续电光转换效率 (21%)^[57]。在 2020 年, 美国西北大学再次刷新了自己所保持的世界纪录, 在 $4.9 \mu\text{m}$ 波长下获得了 5.6 W 的室温下连续输出光功率和 22% 的连续电光转换效率^[7]。除了美国西北大学以外, 美国哈佛大学、加利福尼亚大学、佛罗里达中部大学, 以及 Pranalytica Inc. 和 Adtech Optics Inc. 等企业, 都已在中波红外量子级联激光器领域取得了较大的成就, 获得了较高的瓦级输出功率和电光转换效率。除了美国, 欧洲的瑞士 Alpes Lasers 公司公布的中红外量子级联激光器产品可以实现 $1.5 \text{ W}@4.6 \mu\text{m}@RT$ 的激光平均功率, 而法国 MirSense 公司公布的中红外量子级联激光器产品也可以实现 $\geq 1 \text{ W}@4.6 \mu\text{m}@20^\circ\text{C}$ 的激光平均功率。国内只有中科院半导体所研制出了在中波红外高功率量子级联激光器方向可以实现瓦级输出功率的技术。国际上不断在中波红外量子级联激光器输出功率和电光转换效率方面有新的进展, 得益于在芯片理论设计、高质量的外延材料生长以及高散热特性器件的加工工艺方面的突破。从表 2 可以明显看出芯片有源区设计的改变, 即从早期的突破瓦级输出功率的双声子共振设计逐渐转变为非共振抽取设计、浅阱有源区设计以及双阱有源区设计, 这些新颖的有源区设计是进一步提升量子级联激光器输出功率和电光转换效率的关键。对于中波红外高功率量子级联激光器而言, 影响电光转换效率和输出功率最关键的因素是内量子效率, 其受到上能级载流子热逃逸的影响^[6, 14, 15], 因此, 上面这些新颖的有源区设计都较好地解决了上能级载流子热逃逸这个问题。

表 2 中波红外 ($4 \mu\text{m}\sim 5 \mu\text{m}$) 单管芯量子级联激光器的输出功率和电光转换效率的研究进展
Table 2 Research progress of output power and wall plug efficiency of mid-wave infrared ($4 \mu\text{m}\sim 5 \mu\text{m}$) quantum cascade laser of single chip

有源区结构	激光波长 (μm)	单管芯室温连续 输出功率 (W)	电光转换 效率 (%)	研究机构	年份	参考文献
双声子共振设计	4.7	$0.675 \text{ W}@RT@CW$	连续 9.3%	美国西北大学	2007	[58]
非共振抽取设计	4.6	$1.6 \text{ W}@27^\circ\text{C}@CW$	连续 8.8%	美国 Pranalytica, Inc. & Adtech Optics & 哈佛大学 & 加利福尼亚大学	2008	[54]
双声子共振设计	4.6	$1.3 \text{ W}@25^\circ\text{C}@CW$	连续 8.4%	美国西北大学	2008	[28]
双声子共振设计	4.6	$2.5 \text{ W}@25^\circ\text{C}@CW$	连续 12.5%	美国西北大学	2008	[59]
非共振抽取设计	4.6	$3 \text{ W}@20^\circ\text{C}@CW$	连续 12.7%	美国 Pranalytica, Inc. & 哈佛大学 & 加利福尼亚大学	2009	[40]
双声子共振设计	4.8	$3.4 \text{ W}@25^\circ\text{C}@CW$	脉冲 22% 连续 15.5%	美国西北大学	2009	[56]
非共振抽取设计	4	$2 \text{ W}@RT@CW$	连续 5%	美国 Pranalytica, Inc. & 加利福尼亚大学 & 哈佛大学	2010	[60]
浅阱有源区设计	5	$3 \text{ W}@25^\circ\text{C}@CW$	连续 16%	美国西北大学	2010	[43]
非共振抽取设计	4	$2 \text{ W}@20^\circ\text{C}@CW$	连续 5%	美国 Pranalytica, Inc.	2011	[61]
浅阱有源区设计	4.9	$5.1 \text{ W}@25^\circ\text{C}@CW$	脉冲 27% 连续 21%	美国西北大学	2011	[57]
非共振抽取设计	4.7	$4.5 \text{ W}@10^\circ\text{C}@CW$	连续 16.3%	美国 Pranalytica, Inc. & 加利福尼亚大学	2012	[14]
双阱有源区设计	5.6	$4.9 \text{ W}@27^\circ\text{C}$	脉冲 28.3%	美国佛罗里达中部大学	2016	[47]
/	4~5	$1.2 \text{ W}@RT@CW$	连续 6%	中科院半导体所	2018	[13]
/	4.7	$3 \text{ W}@15^\circ\text{C}@CW$	连续 9.4%	美国佛罗里达中部大学	2018	[55]
浅阱有源区设计	4.9	$5.1 \text{ W}@15^\circ\text{C}@CW$	连续 16.6%	美国西北大学	2020	[8]
浅阱有源区设计	4.9	$5.6 \text{ W}@20^\circ\text{C}@CW$	脉冲 29.3% 连续 22%	美国西北大学	2020	[7]

注: 本表也汇总了激光波长为 $5.6 \mu\text{m}$ 的一组数据。

下面重点介绍中波红外高功率量子级联激光器的有源区设计, 包括非共振抽取设计、浅阱有源区设计以及双阱有源区设计。

非共振抽取 (nonresonant extraction) 设计源自于美国 Pranalytica Inc.、哈佛大学以及加利福尼亚大学联合团队^[6, 40], 其关键设计是摒弃了传统的双声子共振设计中的两个声子共振条件, 而通过在下能级下方设计几个平行的能级来维持较低的下能级寿命, 因此, 非共振抽取下能级的寿命对于有源层厚度的改变不太敏感。换句话说, 这是一个“高容错”的有源区结构设计。此外, 由于摒弃了两个声子的共振条件, 所以有利于控制高于上能级 E_4 的寄生能级, 从而增加 E_{54} 能量间隔, 最终可以有效减小载流子的热逃逸, 提高注入效率和内量子效率, 最终实现室温下连续大功率输出和高电光转换效率。图 6 给出了非共振抽取设计的能带结构和波函数图。非共振抽取设计基于两种高应力的材料, 即量子阱 $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}$ 和势垒 $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$, 其中有源区包括了五个量子阱的结构。这将会产生两个有益的效果: 第一, 五个量子阱有源区将产生额外的有源区能级 $E_{1'}$, 其紧挨着能级 E_1 , 这满足了不显著增加较低能级载流子寿命的条件。第二, 下激光能级 E_3 和最低能级 $E_{1'}$ 的能级间隔 $E_{31'}$ 可以增加到 100 meV, 这进一步抑制了能级 E_3 的热回填效应。能级 E_1 和 $E_{1'}$ 与能级 E_2 将会有较大的交叠, 由于从能级 E_2 可以跃迁到两个平行的最低能级 E_1 和 $E_{1'}$, 计算的下能级电子寿命 τ_2 仅仅有 0.34 ps, 接近于双声子共振设计所计算的数值。此外, 由于 τ_2 对有源层厚度的变化不敏感, 所以, 除了可以增加 $E_{31'}$ 外, 还可以通过改变有源层各层的厚度来增加能量间隔 E_{54} 到 63 meV, 与此同时维持最大的激光跃迁矩阵元 z_{43} 和较大的上能级寿命。为了进一步提高室温下的连续输出功率和电光转换效率, 可以对非共振抽取有源区设计进行改进。在维持上能级寿命、下能级寿命、电压缺陷以及激光跃迁矩阵元不变的情况下, 通过采用更高应力组分的量子阱 InGaAs 层和势垒 InAlAs 层, 可以进一步增加上能级与寄生能级、连续能级的能量间隔, 从而进一步减小上能级载流子的热逃逸, 提高注入效率和内量子效率, 最终获得更高连续输出功率和电光转换效率的量子级联激光器。

浅阱 (shallow-well) 有源区设计源自美国西北大学^[3, 43], 其关键设计是在一个级联周期 (有源区和注入区) 内包含了五种不同的材料, 分别是用于应力平衡/补偿的量子阱 $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$ 和势垒 $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ 、AlAs 插入层以及晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 层。浅阱有源区设计的能带结构和波函数如图 7 所示。通过在有源区和注入区中加入五种不同的材料层, 并优化它们的位置、厚度以及掺杂浓度等参数, 可以有效减小上能级载流子的热逃逸, 提高注入效率和内量子效率, 减小基态载流子的热回填, 最终实现量子级联激光器室温连续大功率输出和高电光转换效率。

第一, 量子级联激光器为了实现中波红外激射, 有源区结构必须采用具有大应力平衡的量子阱 $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$ 层和势垒 $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ 层, 这样才可以提高激射能级差, 从而激射出中波红外; 同时, 大的应力平衡可以增加 E_{34} 和 E_{3c} 的能级间隔 (见图 7), 从而减小了上激射能级载流子的热逃逸, 提高注入效率。第二, 注入区中 AlAs 插入层的作用可以最大程度减小载流子泄漏到连续能级。相比于没有 AlAs 插入层的有源区设计, 如双声子共振和连续-束缚有源区设计, 在插入 AlAs 层后, 有源区波函数受到了

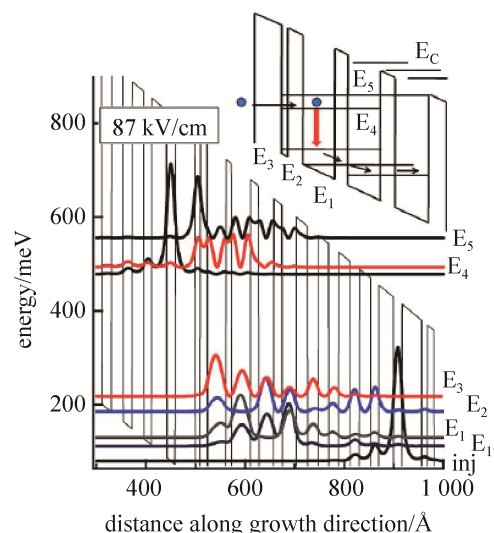


图 6 非共振抽取设计的能带结构和波函数图 (其中 E_4 是上激光能级, E_5 是寄生能级, E_C 是连续能级, E_3 是下激光能级, E_2 是较低能级, E_1 和 $E_{1'}$ 是最低能级。右上方插图是经典的双声子共振能级结构设计^[40])

Fig. 6 Band structure and wave function diagram of the nonresonant extraction design. (E_4 is the upper laser level, E_5 is the parasitic level, E_C is the continuum states, E_3 is the lower laser level, E_2 is the lower level, and E_1 and $E_{1'}$ is the lowest level. Inset shows a classic two phonon resonant design^[40]).

更强的限制, 它们耦合到连续态的程度也被减小了, 同时 E_{34} 和 E_{3C} 的能级间隔也会增加, 从而进一步减小了上能级载流子的热逃逸, 提高了注入效率。第三, 浅阱有源区设计的显著特征是包含了一对浅阱层和矮势垒层, 也即晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 层。有源区中晶格匹配材料的作用是通过增加上能级 E_3 和寄生能级 E_4 之间的能量间隔, 从而最大程度降低上能级载流子热逃逸到其它寄生能级。相比于传统三阱单声子共振有源区的设计, 含有晶格匹配材料浅阱有源区设计的 E_{43} 数值从之前的 80 meV 增加到了 100 meV。如果相比于传统 E_{43} 仅有 46 meV 的四阱双声子共振有源区设计, 浅阱有源区设计增加的 E_{43} 数值更为明显。因为导致较低特征温度的载流子泄漏主要是从上能级 E_3 到能级 E_4 的纵向光学声子散射所引起, 因此, 通过玻尔兹曼分布计算可以证实, 相比于仅有 60 meV 的 E_{43} 的深阱有源区设计, 浅阱有源区设计在室温下的载流子泄漏电流降为原来的 1/5。尽管浅阱有源区设计中能级 E_4 和 E_5 的差值 E_{54} (70 meV) 略低于深阱有源区设计 E_{54} 数值 (83 meV), 但是 E_{43} 之间的能量间隔要比 E_{54} 在减小载流子泄漏方面更为有效和显著。浅阱有源区设计中上能级载流子热逃逸的强烈抑制以及注入效率的大幅提高, 最终获得了现今最大的室温下连续输出功率和最高的电光转换效率。

双阱 (two quantum wells) 有源区设计源自美国佛罗里达中部大学^[6, 47], 此种结构的激光器激射波长大于 $5\text{ }\mu\text{m}$, 其关键设计是基于两个量子阱的有源区设计, 并减小了同一级联周期有源区和注入区的耦合。图 8 给出了双阱有源区设计的能带结构和波函数图, 其中包含的两种材料组分是具有应力补偿的 $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.22}\text{Al}_{0.78}\text{As}$ 。

首先, 通过调节注入势垒的宽度来设计注入区基态能级 g 和上激射能级 E_4 的耦合能量距离 (约为 9 meV), 这样有助于提高注入到上能级的效率; 其次, 双阱有源区设计移除了有源区临近注入势垒的第一对较薄的量子阱层和势垒层, 这有助于增加上激射能级 E_4 和寄生能级 E_5 之间的能量间隔 E_{54} 。第一对较薄的量子阱和势垒层常被引入到长波红外量子级联激光器有源区设计中, 用来抑制上个注入区的基态 g 直接注入到下激射能级 E_3 。事实上, 在中、短波红外体系下, 由于本身能量间距 E_{g3} 就较大, 因此在中波红外体系下就不需要第一对较薄的量子阱和势垒层; 最后, 通过增加出口势垒的厚度来减小同一级联周期有源区和注入区的耦合, 这样可以进一步增加上激射能级 E_4 和 E_5 等具有较高能量寄生能级之间的空间距离。如图 8 所示, 寄生能级 E_5 已经被推到了下个毗连周期的注入区, 从而减小了能级 E_4 和 E_5 之间的交叠, 能量

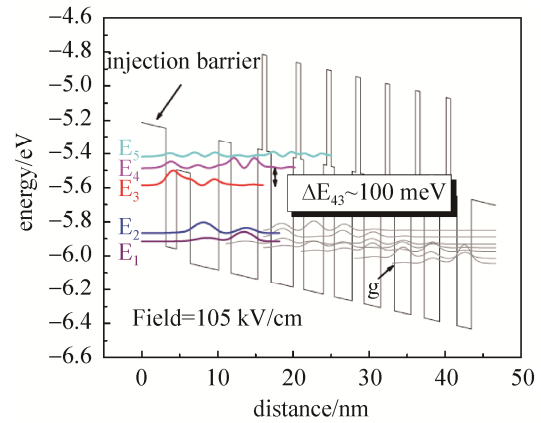


图 7 浅阱有源区设计的导带结构和波函数图, 包含了量子阱 $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$ 和势垒 $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$, 并具有 AlAs 插入层和晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ^[43]

Fig. 7 Band structure and wave function diagram of the shallow-well active region design, containing the quantum well $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$ and barrier $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ with AlAs inserts and lattice-matched $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ and $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ ^[43]

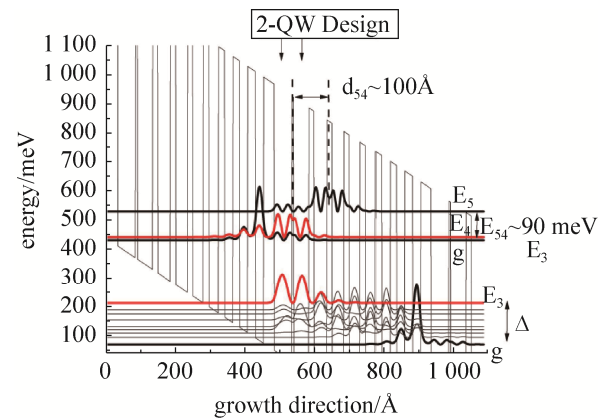


图 8 双阱有源区设计的导带结构和波函数图, 包含的两种材料组分是 $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.22}\text{Al}_{0.78}\text{As}$ 。其中 E_4 是上激射能级, E_5 是寄生能级, E_3 是下激射能级, E_g 是基态能级^[6, 47]

Fig. 8 Band structure and wave function diagram of the two quantum well active region design, containing two material composition of the $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$ and $\text{In}_{0.22}\text{Al}_{0.78}\text{As}$. E_4 is the upper laser level, E_5 is the parasitic level, E_3 is the lower laser level, E_g is the ground level^[6, 47]

间距 E_{54} 增加到了约 90 meV, 而能级 E_5 上的载流子的平均位置和能级 E_4 上的载流子的平均位置之间的距离 d_{54} 也增加到了 10 nm。与此同时, 所有的注入态被推到了下激射能级 E_3 以下, 这增加了 E_3 能级下部的态密度, 从而抑制了载流子的热回填。因此, 较大的能量间距 E_{54} 和空间间距 d_{54} 等参数可以通过两个量子阱的有源区设计来同时获得, 其中上激射能级和下激射能级被局域在了相同的两个较宽的量子阱中。双阱有源区设计中较大的能量间距 E_{54} 和空间间距 d_{54} 使得量子级联激光器获得了 28.3% 的室温脉冲电光转换效率以及 4.9 W/A 的斜坡效率。

5 $8\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$ 长波红外高功率室温连续量子级联激光器

$8\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$ 长波红外处在第二个大气透过窗口, 在气体检测和自由空间光通信等领域也有着重要的应用。因此, 长波红外高功率量子级联激光器也是人们研究的重要方向。然而, 相比于中波红外高功率量子级联激光器, 长波红外高功率量子级联激光器的研究较为落后, 这可能是由于较小的资金资助和市场原因, 也有可能是因为长波红外高功率量子级联激光器的技术受到更大的挑战^[62]。对于长波红外高功率量子级联激光器而言, 影响电光转换效率和输出功率最关键的因素是内量子效率(受到上能级载流子热逃逸影响)、电压效率(受电压缺陷影响)、光学效率(受自由载流子吸收影响)^[1, 15, 16]。因此, 长波红外高功率量子级联激光器在“电、光、热”三大方面的技术都要比中波红外高功率量子级联激光器的更难实现。所以, 相比于具有室温下 5.6 W 连续输出功率和 22% 的连续电光转换效率的中波红外大功率量子级联激光器, 长波红外大功率量子级联激光器的室温下最高连续输出功率和电光转换效率数值均低于中波大功率量子级联激光器相应的数值。

表 3 汇总了世界上各国的长波红外单管芯量子级联激光器在室温连续波操作下, 达到(或将近)的瓦级输出功率和相应电光转换效率的相关数据。从表 3 可以看到, 长波红外室温连续高功率量子级联激光器的研究进展绝大多数来自于美国。在 2002 年, J. Faist 教授及其团队在 *Science* 上报道了第一个室温下连续运行的具有 10 mW 输出功率的量子级联激光器, 其输出波长为 $9.1\ \mu\text{m}$, 是基于 InP 晶格匹配体系的双声子共振有源区结构^[5]。此后, 在长波红外高功率量子级联激光器的研发上, 美国也一直处于领先。2009 年到 2020 年之间, 长波($7\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$)单管芯量子级联激光器在室温连续波操作下的输出功率和电光转换效率的数据。可以看到, 经过最近十年的努力, 长波红外单管芯量子级联激光器室温下连续波输出功率, 从最初的百毫瓦量级增长到 2020 年美国西北大学的 3.4 W, 连续电光转换效率, 从 2009 年的 2.5% 提升到 2020 年西北大学的 13%。除此以外, 美国哈佛大学、麻省理工学院, 以及企业如 Pranalytica Inc.、Adtech Optics Inc.、Corning Inc.、Daylight Solutions Inc. 等都已经长波红外量子级联激光器领域取得了较大的成就, 获得了较高的瓦级输出功率和连续电光转换效率。此外, 欧洲和日本也在长波红外高功率量子级联半导体激光器上有所建树。在 2010 年, 欧洲的瑞士苏黎世联邦理工学院 J. Faist 教授团队在 $8.5\ \mu\text{m}$ 波长处实现了 0.45 W 的室温下连续输出光功率^[41]。在 2017 年, 奥地利维也纳技术大学在 $8\ \mu\text{m}$ 波长处实现了 1 W 的室温下连续输出光功率和 7% 的连续电光转换效率^[63]。在 2010 年, 日本的滨松光子学株式会社在 $30\ ^\circ\text{C}$ 下获得了 0.313 W 的连续输出光功率和 2.74% 的连续电光转换效率, 激射波长为 $8.6\ \mu\text{m}$ ^[64]。相比之下, 国内尚未见到 $8\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$ 长波红外量子级联激光器实现瓦级输出功率的报道。而在 $7\ \mu\text{m}\sim 8\ \mu\text{m}$ 波段处, 国内也仅有中科院半导体所在 2020 年 12 月报道的波长 $7.7\ \mu\text{m}$ 、室温连续输出功率为 1.17 W 的量子级联激光器^[53], 所采用的有源区设计是基于瑞士 J. Faist 团队在 2001 年发明的束缚-连续跃迁有源区设计。国际上在长波红外量子级联激光器功率和电光转换效率的突破同样可以归功于芯片的理论设计、高质量的材料外延生长以及高散热特性的器件加工工艺等方面的进展。事实上, 从表 3 可以清晰地看到芯片有源区设计的改变, 即从早期的突破瓦级功率的改进的双声子共振设计逐渐转变为非共振抽取设计和高微分增益有源区设计, 这些新颖的有源区设计是进一步提升输出功率和电光转换效率的关键。还应该注意到一个转变, 即从传统长波红外所选择的晶格匹配体系转变为长波红外的应力补偿体系, 这也是实现大功率长波红外量子级联激光器的关键转变之一。上面这些新颖的有源区设计和关键转变都很好地解决了上文所提到的实现长波红外大功率量子级联激光器所面临的瓶颈和难点。

表 3 长波红外 ($8\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$) 单管芯量子级联激光器的输出功率和电光转换效率的研究进展
 Table 3 Research progress of output power and wall plug efficiency of long-wave infrared ($8\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$) quantum cascade laser of single chip

有源区结构	激射波长 (μm)	单管芯室温下连续 输出功率 (W)	电光转换 效率 (%)	研究机构	年份	参考文献
双声子共振设计	10.2	0.62 W@25 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 2.5%	美国西北大学	2009	[56]
束缚-连续设计&斜跃迁	8.5	0.45 W@27 $^{\circ}\text{C}$ @CW	脉冲 11.5%	瑞士苏黎世联邦理工学院	2010	[41]
五阱单声子连续设计	8.6	0.313 W@30 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 2.74%	日本滨松光子学株式会社	2010	[64]
五阱三声子共振设计	7.1	1.4 W@20 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 10%	美国 Pranalytica, Inc.&加利福尼亚大学	2011	[15]
非共振抽取设计	9	2 W@20 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 10%	美国 Pranalytica, Inc.&加利福尼亚大学	2012	[65]
改进的双声子共振设计	10.3	1.15 W@15 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 3.0%	美国 Corning, Inc.&Daylight Solutions, Inc.	2013	[16]
改进的双声子共振设计	10.7	1.3 W@15 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 4.4%	美国 Corning, Inc.&Daylight Solutions, Inc.	2013	[16]
非共振抽取设计	9.2	2 W@20 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 10%	美国 Adtech Optics, Inc.& Pranalytica, Inc.	2013	[62]
/	7.8	0.8 W@15 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 3.4%	美国 Adtech Optics, Inc.& Pranalytica, Inc.	2013	[62]
/	8.9	0.92 W@15 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 4%	美国 Adtech Optics, Inc.& Pranalytica, Inc.	2013	[62]
五阱单声子连续设计	9	1 W@15 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 6.25%	美国麻省理工学院	2016	[66]
Pocket injector design	8	1 W@15 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 7%	奥地利维也纳技术大学&美国麻省理工学院&哈佛大学	2017	[63]
高微分增益有源区设计	8	2 W@20 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 12.8%	美国西北大学	2019	[1]
束缚-连续设计&斜跃迁	7.7	1.17 W@20 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 9.08%	中科院半导体所	2020	[53]
高微分增益有源区设计	8.3	3.4 W@15 $^{\circ}\text{C}$ @CW	连续 13%	美国西北大学	2020	[8]

注：本表也汇总了激射波长在 $7\ \mu\text{m}\sim 8\ \mu\text{m}$ 的部分数据。

下面重点介绍长波红外高功率量子级联激光器的有源区设计，包括非共振抽取设计和高微分增益有源区设计。

非共振抽取 (nonresonant extraction) 设计也可以用在长波红外量子级联激光器有源区设计上来提高室温连续输出功率和电光转换效率^[62, 65]。长波红外体系下的非共振抽取有源区设计原理类似于中波红外体系非共振抽取有源区设计，其摒弃了传统的双声子共振设计中的两个声子共振条件，且在下能级下方设计几个平行的能级来维持较低的下能级的寿命，其最大的创新是采用了应力平衡/补偿的材料组分。传统上，晶格匹配的 InGaAs/InAlAs 组分拥有相对较小的带边补偿 520 meV，这对具有较小的激射能级差并且不需要太大输出功率的长波体系是足够的，这是因为长波体系下的上能级和高于势垒的连续能级态之间的距离比较大。然而，对于室温下连续大功率输出的量子级联激光器而言，有源区核的温度相对较高，因此上能级中的电子的能量比较高，如果仍采用传统的晶格匹配体系的材料组分，那么上能级自由载流子的热逃逸问题就会比较严重。所以，在长波红外大功率室温连续量子级联激光器领域采用具有较高应力组分的应力平衡体系是一个关键的思路和转变^[65]，也是表 3 所总结的已研制出大功率长波红外量子级联激光器的不同研究机构的共同特征。图 9 给出了长波红外量子级联激光器非共振抽取有源区设计的能带结构和波函数图，类似于相应的中波红外体系，采用了较大应力的 $\text{In}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ 材料组分。辐射跃迁发生在上能级激射 E_4 和下激射能级 E_3 之间。能量间隔 E_{54} 被设计为 60 meV，而上激射能级和势垒顶部的能量间隔由晶格匹配体系下的 250 meV 增加到了应力平衡体系下的 430 meV。显然，增加的能量间隔有助于在长波红外量子级联激光器中获得更大的室温下连续输出功率以及电光转换效率。此外，长波红外体系下的波导损失以及激光器散热问题要比中波红外体系下的更为严重，具体解

决方法在前文都已经论述过。

高微分增益 (High-differential-gain) 有源区设计源自美国西北大学^[1,8], 其关键设计是结合了应力平衡技术、较低的电压缺陷以及斜跃迁的设计思路。图 10 给出了高微分增益有源区设计的导带和波函数图, 其中量子阱材料是 $\text{In}_{0.59}\text{Ga}_{0.41}\text{As}$ 和势垒材料 $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$, 电子从上激射能级 E_2 斜跃迁到下激射能级 E_1 并发射出光子。通过采用应力平衡技术可以增加带边补偿, 从而减小上能级载流子的热逃逸, 最终提高了注入效率和内量子效率。在电压缺陷设计方面, 考虑应用在长波红外领域, 电压缺陷 Δ_{inj} ($\Delta_{\text{inj}}=E_1-E_g$) 通常设计为 120 meV, 这可以有效抑制载流子热回填到有源区中较低的能级。但是, 为了有效增加微分增益和量子效率, 需要选择一个较小的电压缺陷 Δ_{inj} 数值, 同时不会显著引起载流子的热回填效应。因此 Δ_{inj} 数值被设计为 90 meV, 这可以显著增加电压效率, 从而增加电光转换效率和输出功率。此外, 高微分增益有源区设计的另一个特征是斜跃迁设计, 这意味着上激射能级 E_2 和下激射能级 E_1 之间的波函数交叠减小了。减小的波函数交叠能够有效增加电子在上激射能级的寿命 (从 0.5 ps 到 0.75 ps), 从而增加了微分增益和内量子效率。应力平衡、较低的电压缺陷以及斜跃迁设计这三者的结合有助于得到较高的注入效率、内量子效率以及电压效率, 最终在长波红外量子级联激光器领域获得了迄今最高的室温下连续输出功率和电光转换效率。

6 大功率脉冲量子级联激光器

除了大功率室温下连续输出的量子级联激光器, 具有瞬时超大功率的脉冲量子级联激光器在红外对抗、激光通信、生物医疗等领域也有应用。由于高的输入功率密度, 室温连续模式下大功率输出通常只在窄脊波导的器件中得以实现, 并且单管窄脊量子级联激光器的输出功率不太可能超过 10 W^[3,6]。相比之下, 室温脉冲模式下的输出功率往往采用宽脊 (broad area) 技术, 即量子级联激光器的脉冲峰值功率随着脊宽的增加而增加, 因此, 可以通过增加脊波导宽度, 来增加激光增益的体积, 从而获得超高脉冲峰值功率^[3,67]。

图 11 给出了在室温下脉冲模式下, 具有不同脊波导宽度的量子级联激光器脉冲输出功率和电光转换效率随电流的变化。可以看到, 脉冲峰值功率随着脊宽的增加而呈现出线性增加的趋势, 当脊宽增加到 400 μm 时候, 激光总脉冲峰值输出功率接近 120 W^[67]。但需要注意的是, 随着脊波导宽度的增加,

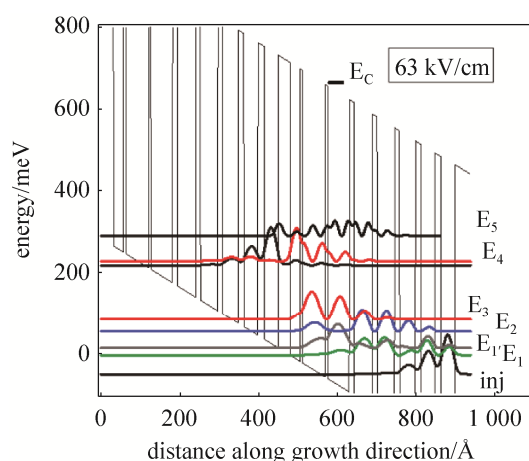


图 9 非共振抽取设计的能带结构和波函数图。其中 E_4 是上激射能级, E_5 是寄生能级, E_C 是连续能级, E_3 是下激射能级, E_2 是较低能级, E_1 和 E_1' 是最低能级^[65]

Fig. 9 Band structure and wave function diagram of the nonresonant extraction design. E_4 is the upper laser level, E_5 is the parasitic level, E_C is the continuum states, E_3 is the lower laser level, E_2 is the lower level, and E_1 and E_1' is the lowest level^[65]

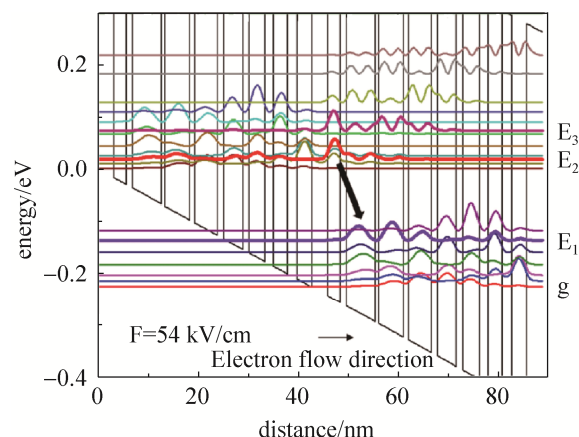


图 10 高微分增益有源区设计的能带结构和波函数图。采用应力平衡的 $\text{In}_{0.59}\text{Ga}_{0.41}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ 材料组分, 电子从上激射能级 E_2 斜跃迁到下激射能级 E_1 ^[1]

Fig. 10 Band structure and wave function diagram of the high-differential-gain active region design. The strain-balanced $\text{In}_{0.59}\text{Ga}_{0.41}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$ material compositions were used. Photons are emitted during electron diagonal transitions from upper laser level E_2 to lower laser level E_1 ^[1]

电光转换效率却逐渐减小, 从 $50\text{ }\mu\text{m}$ 脊宽时候的 16% 下降到 $200\text{ }\mu\text{m}$ 脊宽时候的 12%^[3, 67], 并保持在一定数值, 这是由于激光器内部严重的热积累所导致。

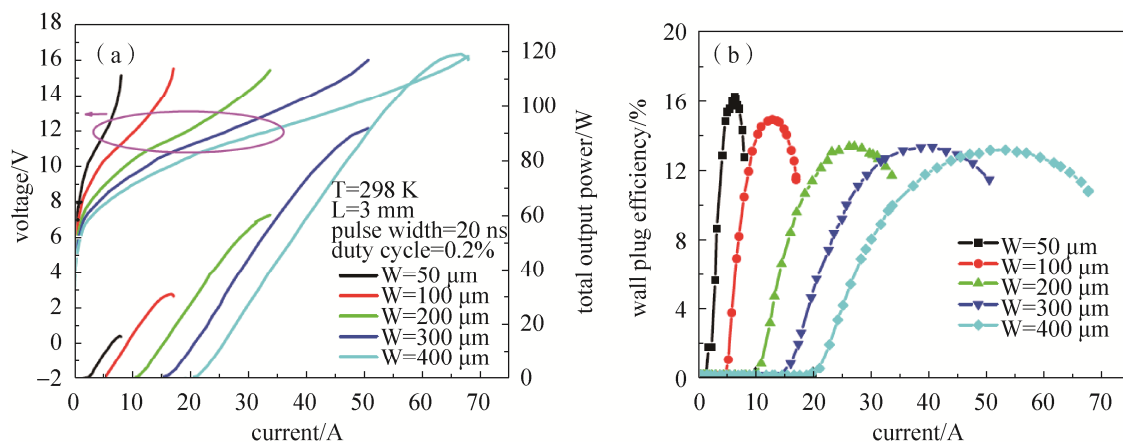


图 11 在室温脉冲模式下, 具有不同脊波导宽度的量子级联激光器脉冲输出功率 (a) 和电光效率 (b) 随电流密度的变化, 激光波长 $4.45\text{ }\mu\text{m}$ ^[67]

Fig. 11 (a) Output power and (b) wall plug efficiency of quantum cascade laser with different ridge widths operating in pulsed mode at room temperature, the emission wavelength is around $4.45\text{ }\mu\text{m}$ ^[67]

事实上, 宽脊激光器的热积累要比窄脊的更为严重, 这是因为随着脊宽的增加, 有源层的横向散热路径就更长, 使得有源层核的热量更散不出去, 导致热积累更为严重; 当脊宽接近衬底厚度的时候有源层的热量也达到饱和。有源层热量的增加引起有源层温度的增加, 最终导致电光转换效率降低。所以, 为了减小器件有源层内部的热量需要采用先进的复合散热设计, 包括减小级联周期数, 采用二次外延生长掩埋脊波导结构、外延层倒装技术等。Zhao 等人^[68]也研制出 $400\text{ }\mu\text{m}$ 宽脊的大功率脉冲量子级联激光器, 在波长 $4.7\text{ }\mu\text{m}$ 和室温下可实现 62 W 的总脉冲峰值功率, 通过研究峰值输出功率对温度的依赖性, 发现在 373 K 下脉冲量子级联激光器仍可实现 20 W 的峰值输出功率。除了增加脊宽, 还可以通过增加有源层级联周期数以及器件腔长来实现高脉冲输出功率。有源层级联周期数的增加导致垂直外延生长方向的界面更多, 使得激光器更难以散热; 而器件腔长的增加可以增加增益体积, 并且腔长的增加并不增加垂直方向和横向的散热路径, 因而几乎不影响器件散热。所以, 通常在增加脊波导宽度以及腔长的同时减小级联周期数, 来实现脉冲模式下量子级联激光器的功率放大^[69]。这是因为脊宽和腔长的增加有效增加了激光器的增益体积, 但是, 通过减小级联周期数, 即减小有源层的厚度, 可以显著减小激光器内部的自产热, 从而确保了量子级联激光器的大功率脉冲输出^[6]。此外, 还可以减小脉冲占空比来实现脉冲模式下的最大功率输出。Heydari 等人在 283 K 下采用了 0.02% 的占空比, 在具有特定角度腔长 ($300\text{ }\mu\text{m}$ 脊宽和 5.8 mm 腔长) 的量子级联激光器中实现了 203 W 的脉冲峰值功率^[70]。尽管脊宽和腔长的增加可以实现脉冲大功率输出, 但是脊宽和腔长的增加也是有上限的, 因为前者的增加会导致激光器的谱线和光束性质恶化^[3, 67], 而后的增加会让器件有更大的长径比从而造成脊波导结构加工更为困难^[6]。宽脊大面积量子级联激光器的远场和光谱性质可以通过光子晶体分布反馈 (PCDFB) 机制来改善^[3, 67]。单模输出和好的光束质量依赖于给定脊宽和腔长下优化的横向和纵向耦合系数的选择。

7 大功率量子级联激光器芯片的外延制备技术

量子级联激光器芯片的质量好坏最终决定着激光器的输出性能和可靠性, 其有赖于外延生长技术和器件加工技术的发展, 尤其是前者更为重要。量子级联激光器的芯片外延层包括了缓冲层、有源层以及波导附属层等。对于中波和长波红外大功率量子级联激光器而言, 所采用的材料体系主要是 $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}/\text{InP}$, 即衬底 InP 层、有源层 $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ 超晶格以及波导附属层 InGaAs 和/或 InP 。外延层的生长主要是生长

有源层 InGaAs/InAlAs 超晶格以及波导附属层 InGaAs 和/或 InP。由于量子级联激光器有源层结构的复杂性(上千层材料、组分变化、厚度变化、界面陡峭等),因此在量子级联激光器发明最初的 10 年中,分子束外延(MBE)是唯一有效生长量子级联激光器有源层结构的方法,这是因为 MBE 设备是生长超薄多量子阱和超晶格复杂结构最有利的技术手段^[71]。MBE 设备可分为固态源分子束外延(SSMBE)和气态源分子束外延(GSMBE)。传统上,通常采用 SSMBE 进行外延生长。但是,采用固态源 MBE 外延生长的时候,砷和磷的束流较难控制,特别是固态磷,其具有白磷和红磷两种异构体,且各自的蒸汽压也相差较大^[21, 25],造成固态源 MBE 生长磷化合物较为困难。针对磷束流较难控制问题,MBE 厂商研制出了高效磷裂解炉,较好地解决了上述问题^[24]。此外,人们还发展了 GSMBE 技术来解决含磷的化合物难以生长的问题^[21, 25]。利用气态源 MBE 外延生长的时候,通过采用 AsH₃ 和 PH₃ 分别代替以前的固态砷和固态磷,可以很好地控制砷和磷的束流,从而生长出符合要求的具有不同砷、磷组分的高质量外延材料。但是,AsH₃ 和 PH₃ 具有易燃性以及高毒性,因此需要大量的设施来确保安全和无污染环境。随着设备和技术的发展,国际上也成功采用 MOCVD 技术和金属有机气相外延(MOVPE)技术实现了量子级联激光器芯片的外延生长^[71, 72]。相比于昂贵且外延生长速率较慢的 MBE 设备,MOCVD 和 MOVPE 的腔室可以放大进行多个晶圆的外延生长,因而更适合大规模生产来满足商业化应用。此外,由于 MOCVD 和 MOVPE 的外延生长速率范围较宽,因而可以显著减小生长时间;同时由于包含所有的源材料且生长磷化合物较为容易,因此 MOCVD 和 MOVPE 可以通过一步生长来完成所有的量子级联外延层结构,从而避免了晶圆转移所造成的污染并大幅提高了工作效率。

目前,利用 MBE、MOCVD 和 MOVPE 的一种或多种设备均可实现大功率量子级联激光器芯片的外延生长。

第一,仅利用 MBE 设备^[15, 40]。美国加利福尼亚大学和哈佛大学的研究团队仅利用 MBE 设备生长了有源层和波导等外延结构,单管量子级联激光器的输出功率可实现瓦量级(3 W@20 °C@CW@连续 12.7%),激射波长 4.6 μm^[40]。事实上,只要不超过分子束外延生长的极限厚度,SSMBE 和 GSMBE 均可以一步生长整个外延层结构,但因分子束外延生长速率极慢导致整个外延层的生长极为耗时且费用极为昂贵。

第二,仅利用 MOCVD 或 MOVPE 设备^[54, 62, 64]。仍是美国加利福尼亚大学和哈佛大学的研究团队,他们利用低压 MOCVD 技术生长了量子级联外延层,同样获得了瓦级输出功率(1.6 W@27 °C@CW@连续 8.8%),激射波长 4.6 μm^[54]。日本滨松光子学公司的 Fujita 等人通过 MOVPE 技术生长了量子级联激光器的外延层结构,在长波红外 8.6 μm 处获得了 0.313 W 的室温连续输出光功率^[64]。获得瓦量级输出功率的 MOCVD 或 MOVPE 外延生长技术为大规模中红外量子级联激光器的制造奠定了坚实的基础。

第三,结合 MBE 和 MOCVD 或 MOVPE 两种外延设备^[1, 3, 7, 8, 18, 26, 53]。尽管单独地 MOCVD 或 MOVPE 可以实现瓦量级输出功率的量子级联激光器,但是 MOCVD 或 MOVPE 在制备有源层时往往会发生组分梯度和界面展宽,从而最终影响量子级联激光器的输出性能和稳定性^[73, 74]。所以,为了获得更高的性能和稳定性,复杂的有源层更倾向于采用 MBE 来精确生长,而较厚的波导层则采用 MOCVD 或 MOVPE 来生长。美国西北大学采用 GSMBE 来生长有源层级联超晶格,而通过 MOCVD 来生长 InP 包覆层和接触层,基于先进的有源区、波导结构以及散热设计,最终实现了单管量子级联激光器输出光功率和电光转换效率的世界纪录^[1, 3, 7, 8]。此外,日本、瑞士以及国内的中科院半导体所也采用 MBE 和 MOCVD 的组合方式来生长高质量的外延层,获得了较高的输出功率^[18, 26, 53]。不管采用哪种方式来生长量子级联激光器芯片外延层,都需要精确控制生长工艺参数如生长温度、生长速率、束流强度、气体流量、V 族/Ⅲ族元素比等,只有这样才能生长出所希望的合金组分、薄层应力、层厚度、掺杂浓度以及界面粗糙度的量子级联激光器有源层超晶格。

8 结束语

针对中远红外 InP 基高功率单管量子级联激光器日新月异的发展,本文首先梳理了量子级联激光器

在有源层设计、波导结构设计和器件散热设计方面的研究发展和设计思路;然后重点讨论了 $4\text{ }\mu\text{m}\sim 5\text{ }\mu\text{m}$ 中波红外和 $8\text{ }\mu\text{m}\sim 12\text{ }\mu\text{m}$ 长波红外高功率室温下连续单管量子级联激光器的发展和演变,以及大功率脉冲量子级联激光器的研究情况;最后,简要对比和分析了大功率量子级联激光器芯片的外延制备技术。经过 26 年的发展,InP 基中红外量子级联激光器,从最初的只能在低温下工作,发展到现在能够实现室温下大功率连续输出,这归功于在理论设计、外延材料、器件工艺三大关键方面的发展和突破。能够实现瓦量级输出功率的量子级联激光器芯片的 MOCVD 和 MOVPE 关键外延技术的发展,为量子级联激光器芯片的大规模制造铺平了道路。大功率中波和长波红外量子级联激光器的实现有力地促进了遥感、红外对抗,以及远距离自由空间通讯等领域的应用和发展。结合量子级联激光器小型化、低功耗、单模以及宽调谐等众多优异特点,相信在不远的将来,量子级联激光器一定能够在中远红外领域大展身手。

参考文献

- [1] ZHOU W, LU Q Y, WU D H, et al. High-power, continuous-wave, phase-locked quantum cascade laser arrays emitting at $8\text{ }\mu\text{m}$ [J]. Optics Express, 2019, 27(11): 15776–15785.
- [2] RAZEGHI M, LU Q Y, BANDYOPADHYAY N, et al. Quantum cascade lasers: From tool to product[J]. Optics Express, 2015, 23(7): 8462–8475.
- [3] RAZEGHI M, ZHOU W, SLIVKEN S, et al. Recent progress of quantum cascade laser research from 3 to $12\text{ }\mu\text{m}$ at the center for quantum devices [Invited][J]. Applied Optics, 2017, 56(31): H30–H44.
- [4] FAIST J, CAPASSO F, SIVCO D L, et al. Quantum cascade laser[J]. Science, 1994, 264(5158): 553–556.
- [5] BECK M, HOFSTETTER D, AELLEN T, et al. Continuous wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room temperature[J]. Science, 2002, 295: 301–305.
- [6] FIGUEIREDO P, SUTTINGER M, GO R, et al. Progress in high-power continuous-wave quantum cascade lasers[J]. Applied Optics, 2017, 56(31): H15–H23.
- [7] WANG F, SLIVKEN S, WU D H, et al. Room temperature quantum cascade lasers with 22% wall plug efficiency in continuous-wave operation[J]. Optics Express, 2020, 28(12): 17532–17538.
- [8] LU Q, SLIVKEN S, WUD, et al. High power continuous wave operation of single mode quantum cascade lasers up to $5\text{ }\mu\text{m}$ spanning $\lambda\sim 3.8\text{--}8.3\text{ }\mu\text{m}$ [J]. Optics Express, 2020, 28(10): 15181–15188.
- [9] LUZHANSKY E, CHOA F-S, MERRITT S, et al. Mid-IR free-space optical communication with quantum cascade lasers [C]// Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering, 2015, 9465: 946512-1–946512-7.
- [10] 刘峰奇, 张锦川, 刘俊岐, 等. 量子级联激光器研究进展[J]. 中国激光, 2020, 47(7): 0701007-1–0701007-13.
LIU Fengqi, ZHANG Jinchuan, LIU Junqi, et al. Progress in quantum cascade lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(7): 0701007-1–0701007-13.
- [11] 张怀林, 吴涛, 何兴道. 基于 QCL 的红外吸收光谱技术的研究进展[J]. 光谱学与光谱分析, 2019, 39(9): 2751–2757.
ZHANG Huailin, WU Tao, HE Xingdao. Progress of measurement of infrared absorption spectroscopy based on QCL[J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2019, 39(9): 2751–2757.
- [12] 孟冬冬, 张鸿博, 李明山, 等. 定向红外对抗系统中的激光器技术[J]. 红外与激光工程, 2018, 47(11): 1105009-1–1105009-10.
MENG Dongdong, ZHANG Hongbo, LI Mingshan, et al. Laser technology for direct IR countermeasure system[J]. Infrared and Lasers Engineering, 2018, 47(11): 1105009-1–1105009-10.
- [13] 赵越, 张锦川, 刘传威, 等. 中远红外量子级联激光器研究进展(特邀)[J]. 红外与激光工程, 2018, 47(10): 1003001-1–1003001-10.
ZHAO Yue, ZHANG Jinchuan, LIU Chuanwei, et al. Progress in mid- and far- infrared quantum cascade laser (invited)[J]. Infrared and Lasers Engineering, 2018, 47(10): 1003001-1–1003001-10.
- [14] LYAKH A, MAULINI R, TSEKOUN A, et al. Tapered $4.7\text{ }\mu\text{m}$ quantum cascade lasers with highly strained active region composition delivering over 4.5 watts of continuous wave optical power[J]. Optics Express, 2012, 20(4): 4382–4388.
- [15] MAULINI R, LYAKH A, TSEKOUN A, et al. $\lambda\sim 7.1\text{ }\mu\text{m}$ quantum cascade lasers with 19% wall-plug efficiency at room temperature[J]. Optics Express, 2011, 19(18): 17203–17211.

- [16] XIE F, CANEAU C, LEBLANC H P, et al. Watt-level room temperature continuous-wave operation of quantum cascade lasers with $\lambda > 10 \mu\text{m}$ [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2013, 19(4): 1200407.
- [17] MATSUOKA Y, SEMTSIV M P, MASSELINK W T. 4-Quantum cascade lasers[M]//TOURNI E, CERUTTI L. Mid-infrared Optoelectronics. Woodhead Publishing, 2020: 131–179.
- [18] FUJITA K. Mid-infrared InGaAs/InAlAs quantum cascade lasers[D]. Kyoto: Kyoto University, 2014.
- [19] 张宇露, 黄彦, 高志强, 等. $11.4\mu\text{m}$ 外腔宽调谐量子级联激光器研究[J]. 遥测遥控, 2020, 41(4): 34–39.
ZHANG Yulu, HUANG Yan, GAO Zhiqiang, et al. Research on broadly tuning external cavity quantum cascade laser of $11.4\mu\text{m}$ [J]. Journal of Telemetry, Tracking and Command, 2020, 41(4): 34–39.
- [20] 彭英才, 赵新为, 尚勇. 中红外量子级联激光器的研究进展[J]. 微纳电子技术, 2007, 9: 845–852.
PENG Yingcai, ZHAO Xinwei, SHANG Yong. Progress of the mid-infrared quantum cascade lasers[J]. Micronanoelectronic Technology, 2007, 9: 845–852.
- [21] 杨全魁. InGaAs/InAlAs 量子级联激光器物理, 材料及器件[D]. 上海: 中国科学院上海冶金研究所, 2000.
YANG Quankui. InGaAs/InAlAs quantum cascade lasers: physics, material, and devices[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Metallurgy, Chinese Academy of Sciences, 2000.
- [22] YOUSEFVAND H R. Temperature performance analysis of intersubband Raman laser in quantum cascade structures[J]. Infrared Physics & Technology, 2017, 83: 132–141.
- [23] 梅斌. 量子级联激光器基础材料结构特性研究[D]. 上海: 中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 2008.
MEI Bin. Research of the structure characteristics of quantum cascade lasers fundamental materials [D]. Shanghai: Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, 2008.
- [24] EVANS A J. GasMBE growth and characterization of strained layer indium phosphide-gallium indium arsenide-aluminum indium arsenide quantum cascade lasers[D]. Evanston: Northwestern University, 2008.
- [25] 李华. 气态源分子束外延材料生长及特性和量子级联激光器材料生长研究[D]. 上海: 中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 2007.
LI Hua. GSMBE growth and characterization of fundamental and QCL material[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, 2007.
- [26] WOLF J M. Quantum cascade laser: from 3 to $26 \mu\text{m}$ [D]. Zurich: ETH Zurich, 2017.
- [27] 陈剑燕. 中红外面发射及太赫兹量子级联激光器研究[D]. 北京: 中国科学院半导体研究所, 2013.
CHEN Jianyan. Study of mid-infrared surface-emitting and terahertz quantum cascade lasers[D]. Beijing: Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, 2013.
- [28] BAI Y, DARVISH S R, SLIVKEN S, et al. Room temperature continuous wave operation of quantum cascade lasers with watt-level optical power[J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(10): 101105-1–101105-3.
- [29] FAIST J, CAPASSO F, SIRTORI C, et al. Continuous-wave operation of a vertical transition quantum cascade laser above $T=80\text{K}$ [J]. Applied Physics Letters, 1995, 67(21): 3057–3059.
- [30] FAIST J, CAPASSO F, SIRTORI C, et al. Vertical transition quantum cascade laser with Bragg confined excited state[J]. Applied Physics Letters, 1995, 66(5): 538–540.
- [31] FAIST J, CAPASSO F, SIRTORI C, et al. High power mid-infrared ($\lambda \sim 5 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers operating above room temperature[J]. Applied Physics Letters, 1996, 68(26): 3680–3682.
- [32] SIRTORI C, FAIST J, CAPASSO F, et al. Continuous wave operation of midinfrared ($7.4\text{--}8.6 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers up to 110 K temperature[J]. Applied Physics Letters, 1996, 68(13): 1745–1747.
- [33] SCAMARCIO G, CAPASSO F, SIRTORI C, et al. High-power infrared (8-micrometer wavelength) superlattice lasers[J]. Science, 1997, 276(5313): 773–776.
- [34] FAIST J, CAPASSO F, SIVCO D L, et al. Short wavelength ($\lambda \sim 3.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs[J]. Applied Physics Letters, 1998, 72(6): 680–682.
- [35] FAIST J, BECK M, AELLEN T, et al. Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition[J]. Applied Physics Letters, 2001, 78(2): 147–149.
- [36] HOFSTETTER D, BECK M, AELLEN T, et al. High-temperature operation of distributed feedback quantum-cascade lasers at $5.3 \mu\text{m}$ [J]. Applied Physics Letters, 2001, 78(4): 396–398.

- [37] FUJITA K, FURUTA S, SUGIYAMA A, et al. Room temperature, continuous-wave operation of quantum cascade lasers with single phonon resonance-continuum depopulation structures grown by metal organic vapor-phase epitaxy[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91: 141121-1–141121-3.
- [38] YAMANISHI M, FUJITA K, EDAMURA T, et al. Indirect pump scheme for quantum cascade lasers: Dynamics of electron-transport and very high T_0 -values[J]. *Optics Express*, 2008, 16(25): 20748–20758.
- [39] DEY D, WU W, MEMIS O G, et al. Injectorless quantum cascade laser with low voltage defect and improved thermal performance grown by metal-organic chemical-vapor deposition[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(8): 081109-1–081109-3.
- [40] LYAKH A, MAULINI R, TSEKOUN A, et al. 3 W continuous-wave room temperature single-facet emission from quantum cascade lasers based on nonresonant extraction design approach[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(14): 141113-1–141113-3.
- [41] BISMUTO A, TERAZZI R, BECK M, et al. Electrically tunable, high performance quantum cascade laser[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(14): 141105-1–141105-3.
- [42] BOTEZ D, KUMAR S, SHIN J C, et al. Temperature dependence of the key electro-optical characteristics for mid-infrared emitting quantum cascade lasers[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(7): 071101-1–071101-3.
- [43] BAI Y, BANDYOPADHYAY N, TSAO S, et al. Highly temperature insensitive quantum cascade lasers[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(25): 251104-1–251104-3.
- [44] YAO Y, WANG X, FAN J Y, et al. High performance "continuum-to-continuum" quantum cascade lasers with a broad gain bandwidth of over 400 cm^{-1} [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(8): 081115-1–081115-3.
- [45] FUJITA K, EDAMURA T, FURUTA S, et al. High-performance, homogeneous broad-gain quantum cascade lasers based on dual-upper-state design[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(24): 241107-1–241107-3.
- [46] BAI Y. High wall plug efficiency quantum cascade lasers[D]. Evanston: Northwestern University, 2011.
- [47] LYAKH A, SUTTINGER M, GO R, et al. $5.6\text{ }\mu\text{m}$ quantum cascade lasers based on a two-material active region composition with a room temperature wall-plug efficiency exceeding 28%[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(12): 121109-1–121109-3.
- [48] KIM D H, JEONG H Y, CHOI Y S, et al. InGaAs-InAlAs quantum cascade lasers grown by using metal-organic vapor-phase epitaxy[J]. *Applied Science and Convergence Technology*, 2017, 26(5): 139–142.
- [49] 李路. InGaAs/InAlAs/InP 量子级联激光器材料生长与器件研究[D]. 北京: 中国科学院半导体研究所, 2008.
- LI Lu. Research on growth and fabrication of InGaAs/InAlAs/InP quantum cascade lasers[D]. Beijing: Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, 2008.
- [50] FAIST J, CAPASSO F, SIRTORI C, et al. High power mid-infrared quantum cascade lasers with a molecular beam epitaxy grown InP cladding operating above room temperature[J]. *Journal of Crystal Growth*, 1997, 175(96): 22–28.
- [51] LI J Y. Material Growth of InGaAs/InAlAs superlattices for quantum cascade laser application[D]. Baltimore County: University of Maryland, 2007.
- [52] SCIANA B, BADURA M, DAWIDOWSKI W, et al. LP-MOVPE growth and properties of high Si-doped InGaAs contact layer for quantum cascade laser applications[J]. *Opto-Electronics Review*, 2016, 24(2): 95–102.
- [53] WANG H, ZHANG J, CHENG F, et al. Watt-level, high wall plug efficiency, continuous-wave room temperature quantum cascade laser emitting at $7.7\text{ }\mu\text{m}$ [J]. *Optics Express*, 2020, 28(26): 40155–40163.
- [54] LYAKH A, PFLUEGL C, DIEHL L, et al. 1.6 W high wall plug efficiency, continuous-wave room temperature quantum cascade laser emitting at $4.6\text{ }\mu\text{m}$ [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(11): 111110-1–111110-3.
- [55] SUTTINGER M, GO R, FIGUEIREDO P, et al. Towards 20-watt continuous wave quantum cascade lasers[C]// *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*, 2018, 10639: 1063922-1–1063922-7.
- [56] RAZEGHI M, SLIVKEN S, BAI Y, et al. High power quantum cascade lasers[J]. *New Journal of Physics*, 2009, 11(12): 125017-1–125017-13.
- [57] BAI Y, BANDYOPADHYAY N, TSAO S, et al. Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(18): 181102-1–181102-3.
- [58] EVANS A, DARVISH S R, SLIVKEN S, et al. Buried heterostructure quantum cascade lasers with high continuous-wave

- wall plug efficiency[J]. Applied Physics Letters, 2007, 91(7): 071101-1-071101-3.
- [59] BAI Y, SLIVKEN S, DARVISH S R, et al. Room temperature continuous wave operation of quantum cascade lasers with 12.5% wall plug efficiency[J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(2): 021103-1-021103-3.
- [60] LYAKH A, MAULINI R, TSEKOUN A, et al. High-performance continuous-wave room temperature 4.0 μm quantum cascade lasers with single-facet optical emission exceeding 2 W[C]// Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2010, 107(44): 18799-18802.
- [61] LYAKH A, MAULINI R, TSEKOUN A, et al. Multi-watt level short wavelength quantum cascade lasers[C]// Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering, 2011, 7953: 79531L-1-79531L-10.
- [62] TROCCOLI M, LYAKH A, FAN J, et al. Long-wave IR quantum cascade lasers for emission in the $\lambda=8\text{--}12\ \mu\text{m}$ spectral region[J]. Optical Materials Express, 2013, 3(9): 1546-1560.
- [63] SCHWARZ B, WANG C A, MISSAGGIA L, et al. Watt-level continuous-wave emission from a bifunctional quantum cascade laser/detector[J]. ACS Photonics, 2017, 4: 1225-1231.
- [64] FUJITA K, FURUTA S, SUGIYAMA A, et al. High-performance $\lambda\sim 8.6\ \mu\text{m}$ quantum cascade lasers with single phonon-continuum depopulation structures[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2010, 46(5): 683-688.
- [65] LYAKH A, MAULINI R, TSEKOUN A, et al. Multiwatt long wavelength quantum cascade lasers based on high strain composition with 70% injection efficiency[J]. Optics Express, 2012, 20(22): 24272-24279.
- [66] MISSAGGIA L, WANG C, CONNORS M, et al. Thermal management of quantum cascade lasers in an individually addressable monolithic array architecture[C]// Proceedings of SPIE-the International Society for Optical Engineering, 2016, 9730: 973008-1-973008-8.
- [67] BAI Y, SLIVKEN S, DARVISH S R, et al. High power broad area quantum cascade lasers[J]. Applied Physics Letters, 2009, 95(22): 221104-1-221104-3.
- [68] ZHAO Y, YAN F, ZHANG J, et al. Broad area quantum cascade lasers operating in pulsed mode above 100 $^{\circ}\text{C}$ at $\lambda\sim 4.7\ \mu\text{m}$ [J]. Journal of Semiconductors, 2017, 38(7): 074005-1-074005-4.
- [69] SUTTINGER M, LESHIN R, GO P, et al. Continuous wave power scaling in high power broad area quantum cascade lasers [C]// Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering, 2018, 10553: 105530P-1-105530P-8.
- [70] HEYDARI D, BAI Y, BANDYOPADHYAY N, et al. High brightness angled cavity quantum cascade lasers[J]. Applied Physics Letters, 2015, 106(9): 091105-1-091105-4.
- [71] HUANG Y, RYOU J H, DUPUIS R D, et al. Optimization of growth conditions for InGaAs/InAlAs/InP quantum cascade lasers by metalorganic chemical vapor deposition[J]. Journal of Crystal Growth, 2011, 316(1): 75-80.
- [72] GREEN R P, KRYSA A B, ROBERTS J S, et al. Room-temperature operation of InGaAs/AlInAs quantum cascade lasers grown by metalorganic vapor phase epitaxy[J]. Applied Physics Letters, 2003, 83(10): 1921-1922.
- [73] WANG C A, SCHWARZ B, SIRIANI D F, et al. MOVPE growth of LWIR AlInAs/GaInAs/InP quantum cascade lasers: impact of growth and material quality on laser performance[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2017, 23(6): 1200413.
- [74] WANG C A, SCHWARZ B, SIRIANI D F, et al. Sensitivity of heterointerfaces on emission wavelength of quantum cascade lasers[J]. Journal of Crystal Growth, 2017, 464: 215-220.

[作者简介]

- 杨超 1988 年生, 博士, 工程师, 主要研究方向为量子级联激光器芯片设计和制造。
- 高志强 1990 年生, 硕士, 工程师, 主要研究方向为宽调谐和高功率量子级联激光器。
- 张宇露 1989 年生, 硕士, 工程师, 主要研究方向为宽调谐和高功率量子级联激光器。
- 黄彦 1990 年生, 博士, 高级工程师, 主要研究方向为宽调谐和高功率量子级联激光器。
- 史青 1982 年生, 博士, 研究员, 主要研究方向为光纤传感系统技术。
- 彭泳卿 1980 年生, 博士, 研究员, 主要研究方向为航天特种传感器与传感系统技术研究。

(本文编辑: 潘三英)