

北京邮电大学

硕士学位论文

垂直腔面发射激光器热效应与光电特性的研究

姓名：王倩

申请学位级别：硕士

专业：物理电子学

指导教师：俞重远

20080301

垂直腔面发射激光器热效应与光电特性的研究

摘 要

本论文的资助来源为：国家“863”高技术研究发展计划项目“量子点光电子器件微观结构设计与性能预测研究”（批准号：2003AA311070）。

垂直腔面发射激光器(VCSEL)作为一种新型光源，相对传统的边发射激光器具有光束质量好、易于制作大规模集成阵列等很多优点。在光纤通信、光互联、光集成器件等领域具有广泛的应用前景。近年来对这种激光器的研究和应用有了很大进展。

本文建立了一个对垂直腔面发射激光器进行特性分析的准三维理论模型，它将垂直腔面发射激光器的主要特性（电学特性、光学特性和热场分布特性）直接耦合到一起。在充分研究 VCSEL 内各种物理过程相互作用的基础上，对温度特性、空间烧孔效应、横模竞争特性等进行了详细研究和分析。本论文的主要内容包括：

(1) 研究了 VCSEL 的理论基础，从描述半导体激光器中载流子和光子相互作用的最基本的速率方程出发，全面考虑了载流子扩散、有源区漏电流、注入电流的不均匀性、以及温度变化等因素对 VCSEL 运行机制的影响，建立起 VCSEL 的仿真模型，详细论述了模型的建立和实现过程。

(2) 对 VCSEL 的热场特性进行分析，通过 VCSEL 中热传导方程、电压和热源分布的分析，讨论 VCSEL 中注入电流对温度的影响和电流、温度及输出功率之间的关系。

(3) 建立了 VCSEL 的准三维仿真模型，论述了模型建立的依据，并对模型的分析过程进行简单描述，通过对模型的分析，得到电极的形状、位置以及注入电流的强度对激光器横模竞争特性和输出光功率的影响。而且考虑了光波模式角向分布的不均匀性，讨论了注入电流的角向分布对激光器模式选择的影响。

关键词 垂直腔面发射激光器 速率方程 模式竞争 输出光功率

RESEARCHES ON THERMAL EFFECT AND PHOTOELECTRICITY CHARACTERISTIC OF VCSEL

ABSTRACT

This work was supported by the National “863” High Technology Project of China (No. 2003AA311070).

Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL) as a new type of light resource, compare to traditional Edge-Emitting Lasers, it has many advantages, such as ultralow threshold, single longitudinal mode operation, narrow beam divergence, easy two-dimensional integration. The advantages enable the wide applications of VCSELs in various fields, such as optical fiber communication, optical interconnect and integrated optical component. Great improvements have been achieved in researches and applications of VCSEL in recent years.

In this dissertation, a quasi-three-dimension is built up. In this model, VCSEL's important characteristics (electricity characteristic, thermal characteristic and optical characteristic) are coupled directly. We take into account the interactions among the most important physical processes in the operation of VCSEL. Temperature varieties, modulation, modes competition of VCSELs are investigated.

(1) Based on the rate equations which govern the interaction of carriers and photons inside of a VCSEL, the theoretic foundation is studied. We take into account the influence of factors such as diffusion of carriers, leakage current of the active region of VCSELs, the non-uniformity of injection current, and change of temperature on the operation mechanism of VCSELs, and found the simulation model and describe the detailed process that we found and realize the model.

(2) The thermal characteristic of VCSEL is analyzed, and then discusses the effect of current on temperature and the relation in injection current, temperature and optical output.

(3) We build up a VCSEL simulation model, describe the process of

analysis of the model. Using the model we analyze the influence of the shape and situation of electrical connect, and the intensity of injection current on the characteristic of transverse-mode completion, and further take into account the non-uniformity of optical mode in azimuthally direction to discuss the influence of azimuthally distribution of injection current on the mode selection of VCSELs.

KEY WORDS: Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, rate-equation, characteristic of mode, optical output

声 明

独创性（或创新性）声明

本人声明所呈交的论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢中所罗列的内容以外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得北京邮电大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

本人签名： 王倩 日期： 2018.3.1

关于论文使用授权的说明

学位论文作者完全了解北京邮电大学有关保留和使用学位论文的规定，即：研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权单位属北京邮电大学。学校有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许学位论文被查阅和借阅；学校可以公布学位论文的全部或部分内容，可以允许采用影印、缩印或其它复制手段保存、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后遵守此规定）

保密论文注释：本学位论文属于保密在__年解密后适用本授权书。非保密论文注释：本学位论文不属于保密范围，适用本授权书。

本人签名： 王倩 日期： 2018.3.1

导师签名： 俞重远 日期： 2018.3.1

第一章 绪论

近年来,由于人们对于超长距离、超高速千兆比特/秒(Gbit/s)及至兆兆比特/秒(Tbit/s)光纤网络的需求,对于高性能、低成本光互联网的需求以及对于光学存储密度的不断提高的要求,使一种性能优异的异型半导体激光器——垂直腔面发射激光器(VCSEL)应运而生。1979年,东京工业大学的 Iga 提出了垂直腔面发射激光器的思想,并于1988年研制出首枚 VCSEL 器件。自诞生之日起,其优异的性能就获得了人们的青睐。科学家们以极大的热情投身到它的研究和开发中去,使其蓬勃发展。1991年实现了波长为 980nm GaAs/InGaAs 系列的 VCSEL 室温连续工作,1993年实现了 1310nm 的 InGaAsP/InP 的 VCSEL 的室温连续工作,同年夏天实现了 670nm 室温连续激射。1994年实现了 1550nm 的 InGaAsP/InP 的 VCSEL 的室温连续工作,同年,蓝绿光的垂直腔面发射激光器已经引起人们的注意。1999年,日本东京大学和德国维尔兹堡大学的研究人员报道了室温下从光泵浦 InGaN 垂直腔面发射激光器二维阵列中获得蓝光发射(399nm 波长)。这种器件的阵列可望大大降低高密度光学存储器的读出时间。而在同一年,桑迪亚国家实验室利用反传导耦合,研究制作了发射 868nm 波长的两个强烈耦合锁相阵列垂直腔面发射激光器(具有同相发射),这一发展为以不同衍射极限光束质量的高功率垂直腔面发射激光器为基础的发射器铺平了道路。2000年,圣巴巴拉加州大学研究小组发展了第一个室温运转、输出波长为 1550nm 的电抽动,全晶格匹配、砷锑化合物单块垂直腔面发射激光器,室温下阈值电流为 7mA,高温时(45°C)阈值电流 1.55mA。在未来的几年里,随着宽带隙材料(如 GaN, ZnSe)的研究,垂直腔面发射激光器将会得到很大的发展^[1,2]。2004年,他们又开发出一种 1550nm 的 VCSEL,使用电泵浦,在 105°C 的温度下连续输出^[8,9]。

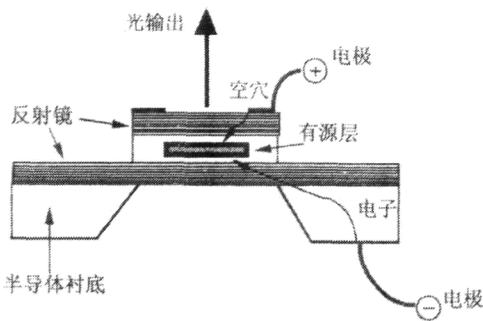
1.1 VCSEL 的优点

VCSEL 结构如图 1.1(a)所示,它的激光腔方向垂直于半导体有源层。和传统的边发射激光器相比,光束沿着垂直于衬底的方向出射。

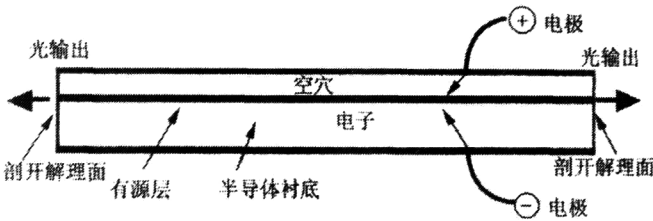
与传统的边发射激光器相比,VCSEL 在原理上有如下优点:

- (1) 谐振腔体积很小,易于产生微腔效应,有可能形成极低阈值电流激射;
- (2) 极短的谐振腔导致纵模间隔增大、易实现动态单模工作(这与谐振

- 腔长与波长接近有关)；
- (3) VCSEL 由于有源区内置而导致很长寿命；
 - (4) 光束质量高，容易与光纤耦合（从细单模光纤到 1mm 左右的塑料光纤都可以）；
 - (5) 可载片测试，极大降低成本，并且容易模块化和封装；
 - (6) 可形成高密度二维阵列（可以做成密集排列的二维激光阵列）；
 - (7) 与大规模集成电路（LSI）集成兼容（结合起来使用时采用纵向的光耦合），可调性好^[3]。



(a) 垂直腔面发射激光器



(b) 边发射激光器

图1.1 面发射激光器与边发射激光器比较

除此之外，与传统的边发射激光器相比，VCSEL 在制造工艺上无需解理外延片来形成激光器的谐振腔，也不必把 VCSEL 外延片减薄到难于处理的脆弱薄膜，所有的制造与测试过程都是在外延片的阶段进行，无额外的腔面镀膜等等。从制造的角度来看，它的制造工艺和发光二极管（LED）兼容，从而极大降低了制造成本^[4]。

1.2 VCSEL 器件结构及光电限制

1.2.1 VCSEL 器件结构

垂直腔面发射激光器有很多结构，如金属镜面结构、外延布拉格发射器（DBR）结构、介质镜面结构、空气柱折射率导引结构、离子注入导引结构、无源反波导区结构等等。实质上，其主要结构分为两部分：中心是有源区，它有体异质结和量子阱两种结构；其侧向结构有增益导引和环形掩埋异质结之分。有源区上下是反射器。一种是介质膜发射器，上层是 SiO_2/TiO_2 多层结构，下层是 $SiO_2/TiO_2/Au$ 结构；另一种是半导体多量子阱的分布布拉格发射器（DBR）。图 1.2 所示为氧化物限制型 VCSEL 结构示意图，其中氧化限制层提供对光场和载流子的限制，可以实现很低的阈值电流。器件中心是由 1~3 个量子阱组成的

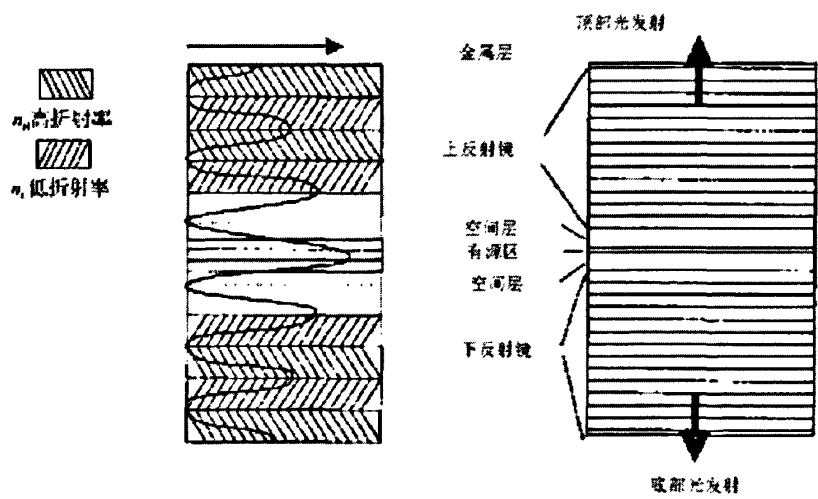


图 1.2 VCSEL 结构示意图

有源区（置于纵向驻波场的峰值最大处），在有源层的上方和下方由两种折射率差异较大的材料分别堆叠组成 P 型和 N 型 DBR（分布布拉格反射）镜层，在 Bragg 波长附近的反射率高达 99% 以上，DBR 反射镜中各层材料的厚度均为激光器工作波长的 1/4，激光器驱动电流通过 P 型 DBR 镜层注入有源区，为减小器件发热需要在镜层中高掺杂以减小串联电阻^[5]。

1.2.2 VCSEL 的光电限制

VCSEL 器件以其腔长短，有较大的纵模间距，可以实现动态单模激光出射，

适于制作高密度的二维阵列等优势,引起人们的极大关注和广泛的研究,同时由于 VCSEL 有源层很薄,单程增益长度极短 ($<1\mu\text{m}>$),要在如此短的谐振腔下实现低阈值的激励振荡,不仅要求高增益系数的有源介质,还需要有高的腔面反射率,这只有用能精确控制膜厚的外延生长技术(如 MBE 和 MOCVD)制成的量子阱材料和分布布拉格反射镜才有可能实现。同时注入载流子的有效限制方式和光学谐振腔中光子的限制方式也非常关键。只有实现了很好的电流限制光子限制,才能使器件达到在较低的阈值电流密度的条件下激光出射,改善器件的工作特性,扩大器件的应用领域^[6,7]。

1.2.3 VCSEL 的新工艺

近年来,基于氧化物隔离对器件的载流子和光子的限制作用而制备的 VCSEL 器件在阈值电流密度、电光转换效率、对出射激光的模式控制以及偏振的选择等性能方面显现出非常大的进步^[10]。氧化物限制的重大意义在于:能较高水平地控制发射区面积和芯片尺寸,并能极大地提高效率和使光束稳定地耦合进单模和多模光纤。因此,采用氧化物限制方案,器件有望将阈值电流降到几百微安,而驱动电流达到几个 mA 就足以产生 1mW 左右的输出光功率。

长波长垂直腔面发射激光器(LW-VCSEL)因其低价格、超低阈值和小的光束发散,作为光纤通讯系统中的激光源有很大的潜力。但由于它的氧化层和有源层间的固有距离要满足足够的电流传播和弱的光横向限制,使 LW-VCSEL 遭受横电光限制,因此在高注入电流时会产生一个不稳定的横模图形。

LW-VCSEL 结构有以下优点:第一,谐振腔波长可在晶片熔合之前监控,因此发射波长可以提前控制。第二,激光器工作的可靠性会由于有源层和 InP-GaAs 熔合界面之间有足够距离而变得很高。此外,它能低电压工作的潜力在很大程度上是因为 p-GaAs-AlAs DBR 和 p-InP-p-GaAs 界面间的高电阻得到了消除^[11]。

1.4 VCSEL 的研究与应用现状

目前,世界发达国家的大学、科研机构和公司,如美国贝尔实验室、加利福尼亚大学、德克萨斯大学、惠普公司、日本东京工业大学、三洋电器公司、NEC 等均投入大量的资金进行 VCSEL 的研究,范围涉及到从紫外到红外各个波段的材料组分、器件结构、器件性能等诸多方面。

在光纤通信方面,VCSEL作为一种新型光源,相对传统的边发射半导体激光器具有光束质量好、易于制作大规模集成阵列等很多优点。在光互联^[13]、光

开关、WDM系统、光存储、激光打印和光显示等领域具有广泛的应用前景。

650—670nm波段的VCSEL还处于研究阶段，由于塑料光纤在650 nm和670 nm处有较小吸收，该波段的VCSEL可以应用于基于塑料光纤的数据通信系统中。有源区材料是InGaP/InGaAlP，能量势垒相对较低，高温时载流子容易泄漏出有源区，器件使用的AlGaAs材料的DBR热阻较大，又容易导致结温升高。目前研究主要集中在提高器件使用温度方面，例如采用衬底减薄和使用厚金属接触层做热沉的办法。

目前实际应用的 VCSEL 主要集中在波长在 850/980nm 范围内，适合于短距离传输。由于 AlAs/GaAs DBR 的高反射率、高热传导率和良好的导电特性以及 AlAs 氧化技术的开发，850 nm 波段的 VCSEL 技术已经相当成熟，批量生产成本较低，由于其优异的性能，850 nm 的 VCSEL 已经主宰了单通道短距离光学互联的市场，如 IEEE802.3 千兆以太网 1000 Base-Sx 系列标准中就采用低成本 850 nm 的 VCSEL 作为光源。多通道并行传输的一维 VCSEL 阵列也有产品进入市场。

1300、1550nm分别是硅基光纤的最小色散和最小损耗窗口，因此人们极力去开发适合长距离、低损耗光纤通信的1300、1550nm波长的VCSEL。早期的长波长VCSEL使用的是GaInAsP/InP体系，可以通过晶片融合技术使用GaAs基的DBRs做出性能不错的器件，但不能一次生长，批量生产工艺复杂。向长波长转化可以通过改变有源区的结构实现，目前主要有InGaAsN量子阱和InGaAs量子点，而后者由于具有较低的阈值而且生产工艺简单、成本低，更有希望应用于长波长的光纤通信系统中。虽然长波长1300、1550nm波段的VCSEL目前的技术水平还达不到850nm波段成熟的程度，但是不难预料，在不久的将来，1310nm的VCSEL将在基于单模光纤的中等距离光互连市场占据主要地位，就像现在850nm的VCSEL在多模光纤市场已经获得的地位一样^[12]。

用在并行传输多通道发送机模块中的一维VCSEL阵列也有产品进入市场。随着长波长VCSEL的成熟，VCSEL将在中、长距离高速传输方面具有重要地位，多波长VCSEL阵列也将成为WDM系统的关键器件之一，而波长可调谐的VCSEL阵列也将是波分复用（WDM）网络 and 全光网的理想光源。

除了并行光传输和光互连，VCSEL在其他方面也有不错的应用前景。在光打印方面，VCSEL阵列的多光束将可能成为取代多边镜扫描的最好方式。与使用单个激光管相比，VCSEL的阵列集成结构可以同时进行多行的扫描。这可以大大提高激光打印机的扫描速度，并延长打印机的使用寿命。在光显示方面，通常的显示器都是利用红、绿、蓝三元色发光管构成的，如果能够制成具有红、绿、蓝三元色的激光器，则可以应用在大型显示器的技术领域。目前，波长

范围从蓝色覆盖到紫外波段的GaN系列激光器正处在研究阶段。这个系列的VCSEL是解决未来图像显示的有力技术。在照明方面，VCSEL的电光转换效率达到50%以上，远远高于目前的照明光源，如果它的波长能从紫外波段覆盖到可见光区，那么它将可以用在照明领域，实现白光照明。例如，可调节光线强度的室内照明，笔记本电脑的背景灯，交通指示灯以及户外照明灯等。

发展到今天，无论从器件性能、波长范围来看，还是从各个研究小组的研究进展，以及VCSEL在各个领域的应用现状和前景来看，VCSEL从各方面都显示出它作为新一代半导体光源的潜力。随着外延生长技术的不断提高，以及新材料、新结构的应用，VCSEL的各种性能还会进一步提高。

1.5 本文的工作

我们将通过分析垂直腔面发射半导体激光器的结构参数、材料参数和工作条件，对垂直腔面发射激光器的结构进行优化，并对激光器中急需解决的几个问题（如：在大电流注入的情况下出现高阶模）进行研究。通过计算机模拟，来研究垂直腔面发射半导体激光器的各种特性。

首先，我们讨论了 VCSEL 在光通信网络中的应用，分析了进行 VCSEL 应用研究的意义，综述了 VCSEL 器件的种类及研究概况，与传统边发射激光器比较说明了其优势所在。

其次，我们讨论了 VCSEL 的基本理论。在得到基本速率方程之后，对其其中的一些重要参数进行必要的讨论。建立了 VCSEL 增益与电流密度关系的简单经验模型和 DBR 等效腔参数模型。是以后各章节对 VCSEL 具体应用作理论的基础。

有了基本理论的铺垫，通过建立 VCSEL 的准三维仿真模型，我们首先研究垂直腔面发射激光器的热场特性，分析电流扩展，材料参数和工作条件对于温度分布的影响；研究了电极形状、位置以及注入电流的强度对激光器横模竞争特性和输出光功率的影响，而且考虑了光波模式角向分布的不均匀性，讨论了注入电流的角向分布对激光器模式选择的影响。最后是对全文工作和分析结果的一个归纳和总结。

参考文献

[1] Y. Hayashi, T. Mnkainara, N. Hatori et al., Lasing characteristics of low threshold oxide confinement InGaAs-GaAlAs vertical-cavity surface-emitting lasers, IEEE Photon. Technol. Lett., 7 (11) 1995, 1234-1236.

- [2] K. Iga, F. Koyama, S. Kinoshita, Surface emitting semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24 (9) 1988, 1845-1855.
- [3] Y. Ohiso, K. Tateno, Y. Kohama et al., Flip-chip banded 0.85- μ m bottom-emitting vertical-cavity laser array on an AlGaAs substrate. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 8 (9) 1996, 1115-1117.
- [4] W. W. Chow, K. D. Choquette, M. H. Crawford et al., Design, fabrication, and performance of infrared and visible vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE J. Quantum. Electron.* 33 (10) 1997, 1810-1824.
- [5] K. Iga, Surface-emitting laser-its birth and generation of new optoelectronics field. *IEEE J. Select Topics Quantum Electron.*, 6 (6) 2000, 1201-1215.
- [6] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser, *Electron. Lett.*, 29 (10) 1993.
- [7] K. Uomi, Low threshold room temperature pulsed operation of 1.5 μ m vertical-cavity surface-emitting lasers with an optimized multi-quantum well active layer, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6 (3) 1994.
- [8] 赵英杰, 李轶华, 李林等, VCSEL 的研究进展及应用前景, 长春理工大学学报, 28 (1) 2005.
- [9] 伊贺健一, 小山二三夫, 郑军译, 面发射激光器基础与应用, 科学出版社, 北京, 2002.
- [10] K. L. Lear, K. D. Choquette, R. P. Schneider, J. r. and S. P. Kilcoyne, Model Analysis of A Small Surface Emitting Laser With A Selectively Oxidized Waveguide, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66 1995.
- [11] Y. Ohiso, C. Amano, Thin-film wafer fusion for buried-hetero structure InP-based lasers fabricated on a GaAs substrate, *J. Appl. Phys.*, vol. 87 2000.
- [12] L. J. Norton et al. Optobus i: A production parallel fiber optical interconnect. *Proc. IEEE Electron. Components and Technol. Conf.*, 1997, 204-209.
- [13] S. Hu, J. Ko, and L. Coldren. High-performance densely packed vertical-cavity photonic integrated emitter arrays for direct-coupled wdm applications. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5 1998, 766-768.

第二章 垂直腔面发射激光器的理论基础

2.1 引言

从本质上来说, VCSEL的激射机理与其它激光二极管并没有区别。载流子不断注入到有源区, 其中的受激辐射为由谐振腔参数决定的光学模式提供增益, 使得满足条件的模式从某一端面输出。不同的是, VCSEL具有更短的谐振腔和更高的镜面反射率, 其光子寿命略低于典型的边发射激光器。由于结构与工作机制的特殊性, VCSEL具有很多不同于边发射激光器的特性。

VCSEL的特性和它所包含的物理现象是十分丰富的, 为了揭示这些现象的物理本质和掌握激光器的工作特性, 对VCSEL建立模型进行仿真, 这对激光器的实际设计和加工都是很有意义的。如果模型是可靠的, 就可以相当大程度上模拟激光器的特性。也可以在具体加工制作之前, 根据给定的参数, 对激光器的性能进行分析, 这对实际的加工很有指导意义。

速率方程作为描述半导体激光器中光子和载流子之间的相互作用的基本动力学方程, 已经被广泛应用于半导体激光器的稳态和动态特性研究。本章中, 给出了描述半导体激光器中载流子和光子相互作用的基本的速率方程, 在对VCSEL中各个物理现象之间的相互作用进行分析的基础上, 针对VCSEL的结构特点, 全面考虑了载流子扩散、有源区漏电流、注入电流的不均匀性以及温度变化等因素对VCSEL运行机制的影响, 在研究不同特性时对方程的参数做出相应的修正, 是以后几章中建立适用于研究温度特性、模式特性和耦合型VCSEL的模型并进行相关特性研究的基础。

2.2 VCSEL 的基本方程——速率方程

前面介绍了VCSEL的机理和其他激光二极管一样, 可以被理解为注入载流子流经有源区, 一部分产生复合引起光子的形成, 并有部分光子被输出光学谐振腔。这一动态过程可以用一组速率方程描述, 其一为载流子方程, 另一个描述每个光学模式中光子行为。实际上, 构造这一速率方程组为我们描述VCSEL结构的外部特征所需要的基本激光参数提供了清晰的定义。

图 2.1 所示为一个普通 VCSEL 腔结构。其中有源层半径为 a , 厚度为 L_a , 有效腔长为 L , 上下缓冲层总厚度为 L_p 。假设有源区轻掺杂并且注入电流相对较高, 因此空穴密度与电子密度相等, 只需要一个载流子密度 (N) 方程。为了简化, 我们还假设激光输出中只考虑一个主要的光学模式, 因此也只需要一

个光子密度 (N_p) 方程。在两个方程中密度增加速率都等于粒子产生速率减去复合速率；而在光子密度速率方程中，产生项由载流子方程中的自发和受激复合得到。

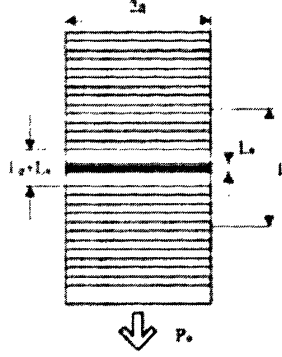


图 2.1 普通 VCSEL 腔截面结构示意图

这样，我们得到有源区的速率方程形式如下^[1]：

$$\frac{dN}{dt} = \eta_i \frac{I}{qV} - R_{sp} - R_{nr} - gv_g N_p \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = \Gamma gv_g N_p + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_p}{\tau_p} \quad (2.2)$$

其中注入效率 η_i 为有效进入有源区提供载流子复合的注入电流部分与总的外部注入电流的比值； I 为注入电流； q 是电荷电量； $V = \pi a^2 L_a$ 为有源区体积； R_{sp} 为载流子自发辐射复合速率； R_{nr} 是非辐射复合速率； $gv_g N_p$ 为载流子受激复合速率，这里 g 是有源材料中单位长度光学增益， v_g 是光学模式的轴向群速度； Γ 为三维模式限制因子； β_{sp} 为自发辐射系数； τ_p 为腔内光子寿命。引入注入效率是考虑到可能存在的有源区漏电流以及有源区外部半导体耗尽层的粒子复合。

下面，就上述基本方程中的一些重要参数进行必要的讨论。

2.2.1 模式限制因子

限制因子表征光学模式与载流子引起的材料增益分布之间的交叠。其在式 (2.2) 的光子密度产生项中的作用是描述由很小的有源区体积产生的光子在较大的腔体内谐振的情况。在数值上，限制因子等于该光学模式的净增益，即所谓模式增益 $\langle g \rangle$ ，除以有源材料中载流子均匀分布时的平面波单位长度增益 g 的比值。一般条件下，器件中的光电场 $\epsilon(r, \theta, z)$ 和增益 $g(r, \theta, z)$ 是随位置变化的， $\langle g \rangle$ 可表示为：

$$\langle g \rangle = \frac{\int \varepsilon(r, \theta, z) \tilde{g}(r, \theta, z) \varepsilon(r, \theta, z) dV}{\int |\varepsilon(r, \theta, z)|^2 dV} \quad (2.3)$$

其中 $\tilde{g} = g \times n / \tilde{n}$ ；当假设增益 \tilde{g} 在半径为 a 的有源体积内为常数，且 VCSEL 中存在的很大的轴向驻波效应，可以得到^[2]：

$$\langle g \rangle = g \Gamma = g \left[\frac{\frac{n}{\tilde{n}} \int_0^{2\pi} \int_0^a |U(r, \theta)|^2 r dr d\theta}{\int |U(r, \theta)|^2 r dr d\theta} \right] \frac{L_a}{L} \xi \quad (2.4)$$

其中 n 为有源区折射率； \tilde{n} 是该传导模式的有效折射率； $U(r, \theta)$ 为标准化的横向电场模式分布。这里需要特别强调的是式中最后一个因子 ξ 。引入它是为了表征 VCSEL 结构中较大的驻波效应，它使得 VCSEL 的轴向限制因子比在常见激光器中使用的充斥因子 L_a/L 提高了 ξ 倍。当轴向光电场近似为正弦分布且在 DBR (Distributed Bragg Reflectors, 分布式布拉格反射器) 中该分布带有指数衰减的包络时， ξ 简化为^[3,4]：

$$\xi = e^{-z_{DBR}/L_{eff}} \left[1 + \cos 2\beta z_s \frac{\sin \beta L_a}{\beta L_a} \right] \quad (2.5)$$

其中 $\beta = 2\pi\tilde{n}/\lambda$ ，是轴向传播常数； z_s 为有源层中心与驻波峰值的间距。式中指数因子的引入是考虑到有源区在 DBR 镜堆中的位置。其中 z_{DBR} 为从腔——DBR 界面到有源材料之间的距离， L_{eff} 为光能量在 DBR 中的穿透深度。典型的 VCSEL 结构中有源区紧夹在上下布拉格镜堆中，此时 $z_{DBR} = 0$ ，式 (2.5) 种指数因子为 1。若 VCSEL 的薄有源层中心与驻波峰值重合 ($z_s = 0$)， ξ 就等于 2。此时正如本章引言中提到的，限制因子倍增。

2.2.2 自发辐射因子

自发辐射因子 β_{sp} 描述了有源区产生的自发辐射耦合进入特定模式的比例。我们知道，自发辐射耦合进入所有满足条件的光学谐振模式，因此特定的激射模式总是得到了自发辐射的一部分。

应该认识到， β_{sp} 和 R_{sp} 并非无关参数，而是满足 $\beta_{sp} R_{sp} V = \Gamma g v_g n_{sp}$ ^[5]。这里 n_{sp} 是仅依赖于泵浦引起的准费米能级间隔的所谓“集居数反转因子”。 $n_{sp} = f_2(1-f_1)/(f_2-f_1)$ ，其中 f_1 和 f_2 分别表示上能级（导带）和下能级（价带）的费米函数。未形成粒子数反转时 n_{sp} 和 g 皆为负数；一旦准费米能级间隔超过激射能量， n_{sp} 变为正数（阈值处一般 < 2 ）；形成完全反转时 n_{sp} 趋向于 1。

2.2.3 模式增益与损耗

光子寿命 τ_p 由腔内光学损耗决定，其表达式如下：

$$\frac{1}{\tau_p} = \nu_g (<\alpha_l> + \alpha_m) \quad (2.6)$$

其中 $<\alpha_l>$ 是单位长度内部模式损耗， $\alpha_m = (1/L)\ln(1/R)$ 为分布式镜面损耗，式中平均镜面反射系数 $R = |r_1 r_2|$ ，这里 r_1 和 r_2 分别为上下镜堆的振幅反射系数。

我们可以定义阈值模式增益的值等于稳态时的模式损耗，表达式如下：

$$\Gamma g_{th} = \frac{1}{V_g \tau_p} = <\alpha_l> + \alpha_m \quad (2.7)$$

由式 (2.2) 可知，对于任何有限的光子密度，由于有限的 β_{sp} 值存在，实际上阈值增益总是低于损耗。不过式 (2.4) 仍被视为阈值增益 g_{th} 的定义，它实际上是表明光学损耗的水平。当 β_{sp} 逐渐增大时，阈值逐渐趋向于零，此时器件的光学辐射特性趋向于一支LED而非激光器。

2.3 载流子和热量的输运

稳态下，载流子和热量的输运，满足泊松方程的一般形式

$$\nabla \cdot \bar{\kappa} \nabla \varphi = S \quad (2.8)$$

其中张量 $\bar{\kappa}$ 描述特定材料内，物理量的空间输运性质。 φ 是被输运的场量， S 是源。对于热量的方程， S 就是指热源， $\bar{\kappa}$ 是热导张量，假定它与温度 φ 无关。

温度随时间的变化由热传导方程决定^[6, 7]，在泊松方程的基础上加上了随时间变化的项，里面其他的量，取为相应的瞬时值

$$\rho C_p \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = \nabla \cdot (\bar{\kappa} \nabla T) + Q \quad (2.9)$$

其中 ρ 是材料的质量密度， C_p 是材料的热容， $S = -\bar{\kappa} \nabla T$ 为热流强度。热导张量

$$\bar{\kappa} = \begin{bmatrix} \kappa_r & 0 \\ 0 & \kappa_z \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

描述了材料的各向异性。 T 是当前位置器件的温度， Q 是单位时间内产生的热，它由焦耳热 Q_{Joule} 和有源区内的非辐射跃迁产生的热 Q_{nr} 两部分组成。焦耳热为

$$Q_{Joule}(r, z, t) = \sigma_r \left[\frac{\partial V}{\partial r} \right]^2 + \sigma_z \left[\frac{\partial V}{\partial z} \right]^2 \quad (2.11)$$

其中 σ_r 和 σ_z 分别是 r 方向和 z 方向的电导率, V 是当前位置的电势。非辐射跃迁产生的热可以用 (2.12) 式来估算

$$Q_{nr}(r, z, t) = qE_g \frac{N}{\tau_{nr}} \quad (2.12)$$

其中 q 为电子的电量, E_g 是有源区材料的带隙, N 是当前位置的载流子密度, τ_{nr} 是有源区内非辐射复合的速率。

由于温度变化的速度与调制信号的变化速度相比远远要小, 所以只需要求出温度的稳态分布就足够了^[5, 6]。这时, 公式 (2.9) 中的 Q 应该取为 $Q(r, z, t)$ 的时间平均值。

载流子在DBR中的输运, 满足泊松方程

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla V) = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (2.13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_n = q(R_{nr} + \frac{\partial n}{\partial t}) \quad (2.14)$$

$$-\nabla \cdot \mathbf{j}_p = q(R_{nr} + \frac{\partial p}{\partial t}) \quad (2.15)$$

其中 n , p 分别为电子和空穴的密度, N_D^+ 和 N_A^- 分别为施主杂质和受主杂质的密度。公式 (2.16) 给出了电导张量 $\bar{\sigma}$

$$\bar{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_r & 0 \\ 0 & \sigma_z \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

描述在 r 方向和 z 方向上材料导电性的区别。 \mathbf{j}_n , \mathbf{j}_p 分别为电子和空穴的电流密度, 它们与电势、载流子密度和温度的关系为

$$\mathbf{j}_n = -q(\mu_n n (\nabla V + P_n \nabla T) - D_n \nabla n) \quad (2.17)$$

$$\mathbf{j}_p = -q(\mu_p p (\nabla V + P_p \nabla T) + D_p \nabla p) \quad (2.18)$$

其中 μ_n 和 μ_p 分别是电子和空穴的迁移率, P_n 和 P_p 分别是电子和空穴的绝对热电系数。

2.4 谐振腔内的光波模式

VCSEL的谐振腔内的光波模式, 可以直接从麦克斯韦方程组出发, 用时域有限差分法来计算。常见的计算光波模式的方法还有有效折射率法和光束传播法等^[8]。这里介绍一下有效折射率法。

在VCSEL的谐振腔中, 被激发的模式是傍轴传播的, 电场的偏振方向在DBR平面内。在这种条件下, 电场可以用一个标量波动方程来描述

$$\nabla^2 F - \frac{\epsilon}{c_0^2} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = 0 \quad (2.19)$$

其中 ϵ 为相对电容率，相对磁导率已经近似取为1。为使方程得到简化，做这样两个假设：1) F 随时间的变化是近简谐的；2) 在 z 方向上的各个区域，电场是可以分离变量的。在这样的假设下，在 z 方向的第 i 个区域，方程的解都可以写成横向和纵向分量的乘积的形式

$$F(r, \varphi, z, t) = E_i(z) E_T(r, \varphi, t) \exp(-i\omega_0 t) \quad (2.20)$$

考虑到增益随半径的变化和热镜现象，可以把电容率分解成两项的和：

$$\epsilon(r, z) = \epsilon_i(z) + \epsilon_g(r) \quad (2.21)$$

此时引入有效折射率近似，假设所有的 $E_i(z)$ 都是近似相等的，而且满足一维本征值方程

$$\frac{d^2 E_i}{dz^2} + k_0^2 (1 - \epsilon_i) \epsilon_i(z) E_i = 0 \quad (2.22)$$

上式的 ϵ_i 是一个复数，它的实部就是有效折射率，虚部代表腔损耗。把式(2.20)，(2.21)，(2.22)代入式(2.9)，并使用慢变化包络近似，得到如下的结果：

$$k_0^2 [\epsilon_g(r) + \epsilon_i(z)] E_i E_T + E_i \nabla_\perp^2 E_T + \frac{2ik_0 \epsilon_i(z)}{c_0} E_i \frac{\partial E_T}{\partial t} \quad (2.23)$$

在式(2.23)两边同时乘以 E_i^* ，并对 z 积分，得到 $E_T(r, \varphi, t)$ 满足的方程

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} = \frac{ic_0}{2k_0 \langle \epsilon_i \rangle} [\nabla_\perp^2 + k_0^2 \Delta \epsilon_{eff}] E_T \quad (2.24)$$

其中 $\langle \epsilon_i \rangle$ 是 z 方向的相对电容率被 $E_i(z)$ 加权后的值

$$\langle \epsilon_i \rangle = \frac{\int E_i^* \epsilon_i(z) E_i dz}{\int E_i^* E_i dz} \quad (2.25)$$

ϵ_{eff} 为有效介电常数，它定义为 $\epsilon_{eff} = \langle \epsilon_g \rangle + \epsilon_i \langle \epsilon_i \rangle$ 。考虑到折射率随温度和载流子密度的变化， $\langle \epsilon_g \rangle$ 由下式给出：

$$\langle \epsilon_g \rangle = 2\sqrt{\text{Re}(\langle \epsilon_i \rangle)} \frac{dn}{dt} (\langle T \rangle(r) - T_0) - \frac{ign_a \langle u \rangle}{k_0} \quad (2.26)$$

其中 dn/dT 是折射率随温度的变化率， g 是材料的增益系数， n_a 量子阱的折射率， u 是一个二进制数，它在量子阱内为1，阱外面为0。由于 u 所导致的变化很小，计算时，后面一项可以忽略。

横向的电场 E_T 可以表示成各个横模的叠加形式：

$$E_T(r, \varphi, t) = \sum_m E_m(r, \varphi, t) \quad (2.27)$$

$$E_m(r, \varphi, t) = A_m(t) \psi_m(r, \varphi) \exp(-i\Delta\omega_m t) \quad (2.28)$$

其中 $A_m(t)$ 是第 m 个模式的复振幅, $\psi_m(r, \varphi)$ 是模式场的分布函数, $\Delta\omega_m$ 的实部描述了模式的频率相对 ω_0 的偏离, 虚部表示模式的幅度的增长或是衰减速度。

2.5 VCSEL 的光功率输出

不难理解, 输出功率 P 和腔内的光子密度 S 是成正比的。根据激光器的腔长、内部的损耗, 镜面反射率, 就可以算出比例系数 k_s 来^[9, 10]。设 R_t 是顶部的镜面反射率, R_b 是底部的镜面反射率, 则镜面损耗为:

$$\alpha_m = -\frac{1}{L} \log \sqrt{R_t R_b} \quad (2.29)$$

从顶部镜面输出的能量比例为:

$$F = \frac{(1 - R_t)}{(1 - R_t) + \sqrt{\frac{R_t}{R_b}} (1 - R_b)} \quad (2.30)$$

设 α_i 是内部损耗, 则光子寿命可以由下式算出:

$$\tau_p = \frac{1}{v_g (\alpha_m + \alpha_i)} \quad (2.31)$$

由内部损耗、镜面损耗, 能量输出比例, 可以算出, 光学效率为:

$$\eta = \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} F \quad (2.32)$$

功率转化系数

$$k_s = \frac{V \eta h c}{\Gamma \tau_p \lambda_0} \quad (2.33)$$

最终得到输出功率 P 与腔内的光子密度 S 之间的关系为:

$$P = \frac{V \eta h c}{\Gamma \tau_p \lambda_0} S \quad (2.34)$$

2.6 L-C (Light-Current) 特性分析

将速率方程的等式左边项设为零, 我们可以得到出射光功率与电流关系的稳态解。在激射阈值处式 (2.1) 中的 $N_p = 0$ 。故有 $R_{sp} + R_{nr} = \eta_i I_{th} / qV$ 。假设增益被

钳制在它的阈值上，其值由式 (2.7) 给出。当注入电流增加到高于阈值 I_{th} 时，解方程 (2.1) 可以得到 N_p 的表达式：

$$N_p = \frac{\eta_i}{g_h v_g} \cdot \frac{I - I_{th}}{qV} \quad (2.35)$$

为了获得激光输出功率的值，我们将 N_p 乘以光学模式体积 V/Γ ，光子能量 $h\nu$ ，镜面损耗率 $v_g \alpha_m$ ，以及从一端镜面输出的比例 F_1 ，导出：

$$P_{ol} = F_1 \frac{h\nu}{q} \eta_d (I - I_{th}) \quad (2.36)$$

这里微分效应 η_d 为：

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{<\alpha_i> + \alpha_m} = \eta_i \frac{T_m}{A_i + T_m} \quad (2.37)$$

其中 $T_m = \ln(1/R)$ ； $A_i = <\alpha_i> L$ 。式 (2.37) 最右边这种形式有时在 VCSEL 场合应用更方便。因为在 $L_a < 30nm$ 如此短的增益介质中一般很难取得较大的增益，所以 VCSEL 镜堆反射率要求很高 ($\sim 99\%$)。在这种情况下， T_m 可以作为平均镜面透过率的良好近似，而 A_i 可以认为表示单程损耗。

应该指出，式 (2.36) 给出的基本 L-C 特性在一些非理想情况下依然是成立的，如：增益峰值与波长存在位错，存在侧向漏电流，以及动态热效应等情况。但为了准确使用它，必须根据不同场合确定相关参数。同时，还应认识到，一些参数和关系直接或间接地受到电流的影响，因此阈值电流、注入效率、增益和损耗常数等可能随外部电流动态改变。最明显的例子是由器件发热导致上述一些参数变化而引起的 P-I 曲线饱和或下降现象。所以说，式 (2.36) 总是适用但其中参量可能动态改变，这一结果显然导致了 L-C 特性的非线性。

2.7 增益与电流密度关系模型

对于材料、量子阱和应变量子阱等有源区的增益与电流密度关系，已有不少文献进行了研究。为此仔细计算导带和价带，包括可能的价带混合效应导致的能级非抛物线型等，是非常有必要的。实验测得的有效粒子质量和带隙经常被用来获得所需要的拟合参数。同时，拟合使用的函数线型也是这些计算的关键因素，尤其是在量子阱结构中。人们已在边发射激光器场合的一系列实验工作中得到了与增益理论计算吻合的结果。我们认为将这些已有结果引入 VCSEL 领域也是合理的。

一般来说，在光子能量为 E 、温度为 T 时，增益可表示为如下形式^[16, 17]：

$$g(E, T) = K(E, E_g(T)) \rho_r(E, L_w, E_g(T)) [f_2(E, E_{F1}(T), T) - f_1(E, E_{F2}(T), T)] \quad (2.38)$$

其中 K 为与转换矩阵元素成比例的慢变化因子； ρ_r 为联合态密度； f_2 和 f_1 分别为上能级（导带）和下能级（价带）的费米函数； E_g 和 E_{F1} 分别为带隙和准费米能级能量。我们知道，准费米能级由价带和导带中的载流子密度决定，而载流子密度又由式（2.1）中为有源区提供载流子的电流密度 $J = \eta_i I / \pi a^2$ 决定，于是可以建立有源区增益和电流密度的关系式。

当然，直接使用上述关系式是不现实的。在某些波长（光子能量）和温度条件下，一个简单的两参数对数函数可以拟合增益随电流密度变化特征。在更宽的增益范围内，一个更复杂的三参数拟合可以提高准确度。但是对于大部分器件而言，以附加的计算复杂性去换取稍宽的增益范围适用性是没有必要的。因此，一般建立以下增益模型^[17]：

$$g = g_0 \ln \frac{J}{J_0} \quad (2.39)$$

其中 g_0 是一个增益系数； J_0 为透明电流密度。通过选用合适的参数可以把一些非辐射复合效应包括进去。

上述经验关系式在利用器件外部特性建模的过程中是简单易行的，但对于本文即将建立的基于速率方程的模型却不够准确。我们需要一个较大适用范围的温度相关增益与有源区载流子密度的关系模型，其将在第三章进行详细推导。

2.8 温度特性分析

虽然 VCSEL 器件中的热流是一个复杂的三维问题，但是其平均器件温度是更容易建模及测量的。激光器的功率消耗 P_D 可以表示为：

$$P_D = P_m - P_0 = P_m [1 - \eta] \quad (2.40)$$

其中 η 是总电光效率。于是器件温升为：

$$\Delta T = P_D Z_T \quad (2.41)$$

这里 Z_T 为热阻抗。对于相对较厚的衬底上生长的较小 VCSEL 而言，可以用一个简单解析式表示 Z_T ^[18]：

$$Z_T = \frac{1}{4\sigma_T a_{eff}} \quad (2.42)$$

其中 σ_T 为热产生层以下衬底的热导率； a_{eff} 为有效的器件半径。在常见的台面刻

蚀场合, a_{eff} 近似等于电流注入半径 a ; 在其他情况下, 由于热扩散进入周围的外延材料中, a_{eff} 将会稍大一些 (但一般会小于 a 值的两倍)。这里, 热阻抗对半径而非面积的倒数依赖关系是由器件中热流的三维性决定的。与之对比, 若 VCSEL 被倒焊在散热良好的热沉上, 结果将得到一个准一维的热流, 因此 $Z_T = h/(\sigma_T A)$ 。其中 A 为热流的有效面积; h 是热源至热沉的距离; σ_T 是热源与热沉之间材料的导热率。

虽然典型的热阻抗随器件尺寸缩小而增大, 但是给定电流密度的情况下, 温度的上升实际上随着尺寸的减小也相应减小。这种关系可以由以下等式表达:

$$\Delta T = C_2 J^2 a^2 + (C_U + C_{TH} J_{TH}) a \quad (2.43)$$

其中 J 为注入电流密度, C_2 、 C_U 和 C_{TH} 都是与器件半径和电流密度无关量。可见, 若假设器件半径减小时, 阈值电流密度可认为是常数, 那么在相同电流密度情况下小尺寸器件的温升更小。因此, 小尺寸 VCSEL 能被注入更高的电流密度而不导致 P-I 曲线饱和或下降。当电流扩散或额外损耗存在引起阈值电流密度上升时, 就存在一个最优的器件尺寸以确保最小的温度升高。

我们知道, VCSEL 的性能将随着温度升高而劣化, 通过精心设计的室温下增益谱与出射模式光谱的位错可以部分补偿这种劣化^[19]。实际上, 当温度上升时是最有可能做到阈值下降的。这是因为增益谱随温度升高红移的速度 ($\sim 0.3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$) 约为模式光谱红移速度 (GaAs 材料, $\sim 0.07 \text{ nm}/^\circ\text{C}$) 的 4 倍。如今, 这项技术已被广泛应用以获得阈值电流在 70 或 80 $^\circ\text{C}$ 仍保持常数的温度不敏感器件。

另外, 在阵列应用中热串扰是一项必须考虑的问题。在这一场合, 尽量减小热阻抗并非是最好的选择。例如, 利用侧向材料提高热扩散能力以降低热阻抗可能会增加相邻器件的热串扰。因此正如很多详细数值分析已得到的, 串扰在平面质子轰击结构中是很值得注意的。低热串扰得最合适结构可能是台面刻蚀设计, 并将 VCSEL 倒装绑定在散热好的热沉上, 这样侧向热扩散就被短路了。

2.9 DBR 等效腔参数模型

VCSEL 的短增益长度决定了其布拉格发射镜堆必须具有更高的反射系数。利用式 (2.12) 的结果, 可以了解普通三量子阱 VCSEL 在合理泵浦水平下的单程增益大约为 1%。因此, 如果我们假设微分效率为 50% (也就是说产生的激光中有一半提供有效输出), 则输出镜的透过率应该为 0.5%, 而其它的腔损耗 (包括非

输出镜的透过率)也应该有0.5%。显然,若DBR镜堆的功率反射系数低于99%就没有实用价值了。所以,我们只能把注意力集中在能够提供如此高反射率的镜面设计上。

2.9.1 DBR 反射率计算

能达到上述要求的镜面只有高低折射率电介质间隔构成的多层介质堆。这就是常指的分布式布拉格反射器(DBRs),因为最高的反射总发生在布拉格条件下。VCSEL中的多层电介质镜面一般使用一种传输矩阵的方法来进行研究。其中包括了对不同层的特性分析^[20]。这里,我们只采用简单的解析公司,但它已足够获得绝大部分重要结论。

最大的幅值反射率可以由厚度为 $(1/4)\lambda$ 的多层介质堆获得。对于一个 m 个相同周期的镜面堆,每个周期包括一对 $1/4$ 波长厚度层($2m$ 个层),其中低折射率为 n_1 ,高折射率为 n_2 ,在Bragg频率处的反射率由下式给出^[21]:

$$r_{gm} = \frac{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}{1 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}} \approx \tanh\left(\frac{m\Delta n}{\bar{n}}\right) \quad (2.44)$$

等式最右边的表达式中, $\Delta n = (n_2 - n_1)$; $\bar{n} = (n_1 + n_2)/2$ 。为了导出式(2.13),这里必须假设入射及出射的介质折射率相同并且介于 n_1 和 n_2 之间。推广到更一般的情况,假设 $(1/4)\lambda$ 厚度层总共具有 $2m+1$ 个折射率突变界面,其中第 i 个界面两侧的介质低折射率为 n_{Li} ,高折射率为 n_{Hi} ,那么Bragg频率处的反射率为^[22]:

$$r_{gm} = \frac{1-b}{1+b}, \text{ 其中 } b = \prod_{i=0}^{2m} \frac{n_{Li}}{n_{Hi}} \quad (2.45)$$

这里 $i=0$ 处指的是DBR与入射介质的界面; $i=2m$ 处指DBR与出射介质的界面。对应高反射率镜面,透射率可近似为 $T_m \approx 4b$ 。

2.9.2 VCSEL 腔的等效镜面模型

通过上面的分析,我们可以构造DBR及VCSEL腔的有效镜面模型,即每个DBR堆等效为距有源腔长度为 L_{eff} 的分立高反镜面^[23],于是净有效腔长 $L = L_{eff1} + L_a + L_p + L_{eff2}$ 。此处 L_{eff} 分别为不同镜堆中的穿透深度,其值等于^[24]:

$$L_{eff} = \frac{\lambda}{4\Delta n} r_{gm} \approx \frac{\lambda}{4\Delta n} \tanh\left(\frac{m\Delta n}{\bar{n}}\right) \quad (2.46)$$

由于VCSEL中DBR的高反射特性, $r_{gm} \rightarrow 1$, 故 $L_{eff} \rightarrow \lambda/(4\Delta n)$ 。

这个有效镜面模型可以确定纵模间距如下(假设这些纵模都落在DBR的高反射带内):

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2(\tilde{n}_{s1}L_{eff1} + \tilde{n}_{sa}L_a + \tilde{n}_{sp}L_p + \tilde{n}_{s2}L_{eff2})} \quad (2.47)$$

其中 \tilde{n}_s 指的是各段的群有效折射率。典型的VCSEL中, $L_a \sim 20nm$, $L_p \sim 200nm$, $L_{eff1} \sim 500nm$, 我们能看出镜堆中的穿透深度在腔长中占主要部分, 因此也是决定纵模间距的首要因素。但是, 同时可以发现模式间距一般大于镜面的高反射带宽。一旦反射率下降, L_{eff} 长度会变大, 它们将不能再作为常数处理。因此, 了解对应于腔长度改变而引起振荡模式的不同选择是十分有必要的。

2. 10 本章小结

本章讨论了垂直腔面发射激光器的基本理论, 为本文以后的建模、仿真打下了理论基础。首先我们建立了激光器工作的基本方程——速率方程, 并根据VCSEL的自身特点, 对模式限制因子、模式增益和损耗等重要参数进行必要的讨论。

其次, 利用速率方程推出了VCSEL的基本L-C特性。

此外, 使用一个两参数对数函数来拟合VCSEL增益随电流密度变化的特征, 建立了简单的增益与有源区载流子密度关系的经验模型。在此基础上, 我们在第三章中详细给出了一个适用范围更广的温度相关增益模型。

总的来说, 本章是以后各章对VCSEL具体应用作理论研究的基础。

参考文献

- [1] L. A. Coldren and S. W. Corzine, Chapter 2 in Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, Wiley, New York, 1995
- [2] L. A. Coldren and S. W. Corzine, Appendix 5 in Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, Wiley, New York, 1995
- [3] R. H. Yan, Z. M. Chuang, S. W. Corzine, and L. A. Coldren, "Simultaneous Gain and Phase-Shift Enhancements in Periodic Gain Structures," J. Appl. Phys., 67, 4387-4389, 1990
- [4] E. R. Hegblom, D. I. Babic, B. J. Thibeault, and L. A. Coldren, "Scattering Losses

- from Dielectric Apertures in Vertical Cavity Lasers,” IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron., 3, 379-389, 1997
- [5] P. Mena, J. Morikuni, S. Kang, et al., A comprehensive circuit-level model of vertical-cavity surface-emitting lasers, IEEE J. Lightwave Technol., 17 (12) 1999, 2612-2632.
- [6] J. Gustavsson, J. Vukusic, J. Bengtsson, et al., A comprehensive model for the modal dynamics of vertical-cavity surface-emitting lasers. IEEE J. Quantum Electron, 38 (2) 2003, 203-212.
- [7] M. Streiff, A. Witzig, M. Pfeiffer, et al., A comprehensive VCSEL device simulator. IEEE J. Select Topics Quantum Electron, 9 (3) 2003, 879-891.
- [8] G. Hadley, K. Lear, M. Warren, et al., Comprehensive numerical modeling of vertical-cavity surface-emitting lasers, IEEE J. Quantum Electron, 32 (4) 1996, 607-616.
- [9] S. Javro, S. Kang, Transforming tucker's linearized laser rate equations to a form that has a single solution regime, IEEE J. Lightwave Technol., 13 (9) 1997, 1899-1904.
- [10] J. Scott, R. Geels, S. Corzine, et al., Modeling temperature effects and patial hole burning to optimize vertical-cavity surface-emitting lasers. IEEE J. Quantum Electron, 29 (5) 1993, 1295-1308.
- [11] L. A. Coldren and S. W. Corzine, Chapter 4 in Diode Lasers and Photonic Intergrated Circuits, Wiley, New York, 1995
- [12] L. A. Coldren and S. W. Corzine, Chapter 3 in Diode Lasers and Photonic Intergrated Circuits, Wiley, New York, 1995
- [13] L. A. Coleren, “Lasers and Modulator for OEICs,” in Intergrated Optoelectronics, M. Dagenais, R. F. Leheny, and J. Crow, eds., Academic Press, New York, 1994
- [14] D. I. Babic and S. W. Corzine, “Analytic Expressions for the Reflection Delay, Penetration Depth, and Absorptance of Quanter-Wave Dielectric Mirrors,” IEEE J. Quantum Electron., 28, 514-524, 1992
- [15] S. W. Corzine, R. H. Yan, and L. A. Coldren, “A Tanh Substitution Technique for the Analysis of Abrupt and Graded Interface Multilayer Dielectric Stacks,” IEEE J. Quantum Electron., 27, 2086-2090, 1991
- [16] S. S. Kutateladze and V. M. Borishanski, A Concise Encyclopedia of Heat

Transfer, Permagon, Oxford, 1966

- [24] D. B. Young, J. W. Scott, F. H. Peters, M. G. Peter, M. L. Majiowski, B. J. Thibeault, S. W. Corzine, and L. A. Coldren, "Enhanced Performance of Offset-Gain High-Barrier Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Arrays," IEEE J. Quantum Electron., 29, 2013-2021, 1993

第三章 垂直腔面发射激光器热场特性分析

3.1 引言

尽管量子阱激光器的阈值电流对温度的依赖性与一般半导体激光器相比相对较弱,但是有源区中结温度的增加对双异质结(DH)结构半导体激光器的可靠性和输出特性仍有着很强的影响。目前这个问题对 VCSEL 仍相当严峻,器件内部多余的热量会严重阻碍输出功率的进一步提高和大孔径单横模激光器向二维激光阵列的发展。而且,由于 VCSEL 具有二维的电流扩展和更为复杂的热源,连续波工作时,有源区在阈值处的温度估计比衬底高 $20 \sim 30^\circ\text{C}$;而边发射激光器阈值附近有源区内温升的典型值不超过 $2 \sim 5^\circ\text{C}$ 。温度的升高会引起折射率的增加,禁带宽度变窄,使激射波长向长波长方向移动,阈值电流增加和器件的工作寿命降低。所以温度在决定 VCSEL 的特性中起着重要作用^[1,2,3,4]。

3.2 VCSEL 中的热传导方程及电流、电压和热源分布

3.2.1 VCSEL 中的热传导方程

在半导体激光器中,由于电流的注入和器件结电阻、体电阻等原因而使器件产生热量。热量的流动形成温度分布^[3,4]。如果设单位面积热量的传递率为 $g(x, y, z)$, 每单位体积中产生的热量速率(即热功率密度)为 $Q(x, y, z)$, 则根据热量守恒原理:

$$\nabla \cdot g(x, y, z) - Q(x, y, z) = -\rho C_p \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.1)$$

这里 ρ 为半导体材料密度, C_p 为比热, t 为时间。在热量流动的情况下, $g(x, y, z)$ 与器件结温度 $T(x, y, z)$ 有如下的一般关系是:

$$g(x, y, z) = -\kappa(x, y, z) \nabla T(x, y, z) \quad (3.2)$$

这里 $\kappa(x, y, z)$ 为激光器的热导率,从而可得到在半导体激光器中的热传导方程:

$$\nabla \cdot [\kappa(x, y, z) \nabla T(x, y, z)] + Q(x, y, z) = \rho C_p \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.3)$$

假设半导体材料为各向同性,热导率 κ 是一个只与温度有关的标量。且令 $\gamma = \kappa / \rho C_p$, γ 为激光器的热扩散系数。则(3.3)式可写为:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla^2 T + \frac{1}{\kappa} Q \quad (3.4)$$

若采用圆柱坐标, (4.4)式变为:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{\kappa} Q \quad (3.5)$$

根据实际的激光器圆柱对称结构, 并假设在任意两层界面处温度分布连续, 且在激光器顶部、底部和侧面都没有热量损耗, 热流及二维方式流入温度为 T_r 的传导热沉。则热传导方程为^[1, 2, 5-14]:

$$\frac{1}{\gamma_i} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{\kappa_i} Q_i(r, t) \quad (3.6)$$

边界条件为:

$$T(z=0) = T_r \quad (3.7)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=H} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_s} = 0 \quad (3.8)$$

$$\kappa_i \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_i} = \kappa_{i+1} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_i} \quad (3.9)$$

这里, κ_i 和 γ_i 分别为第 i 层的热导率和热扩散系数, H 和 r_s 分别是 VCSEL 的高度和半径, $Q_i(r, t)$ 是第 i 层的热流密度。

3.2.2 VCSEL 中的电流、电压和热源分布

VCSEL 中最明显的电流扩展发生在电流扩展区以下。增益波导 VCSEL 中的电流密度 $j(r)$, 结电压 $V(r)$ 的径向分布以及相应的光场分布由特定的器件结构、材料参数和复杂的工作条件决定。这里为了简化计算, 假定电流限制区的电流密度是均匀的, 在电流限制区下, 电流扩展可近似表示为:

$$\begin{aligned} j(r) &= j_0 & r &\leq s \\ j(r) &= j_0 \exp[-(r-s)/r_0] & r &\geq s \end{aligned} \quad (3.11)$$

这里, j_0 是脉冲电流, r_0 是决定电流扩展程度的常数。电流限制区内的电流密度为:

$$j_p = \frac{1}{\pi s^2} \int_0^r 2\pi r j(r) dr \quad (3.12)$$

显然, j_p 大于 j_0 , 电流的扩展参数越大, 对于半径相同的电流限制区, j_p 越大。

电流与电压的关系为:

$$j(r) = j_s [\exp(\beta V(r)) - 1] \approx j_s \exp[\beta V(r)] \quad (3.13)$$

由方程(3.11)和(3.13), 可写出电压分布:

$$V(r) = \frac{1}{\beta} \ln \frac{j_0}{j_s} \quad r \leq s$$

$$V(r) = \frac{1}{\beta} \left(\ln \frac{j_0}{j_s} - \frac{r-s}{r_0} \right) \quad r \geq s \quad (3.14)$$

这里, j_s 是反向电流密度, $\beta = e/nK_B T$, T 是温度, K_B 为波尔兹曼常数, e 为电子电荷, $n(\approx 2)$ 为理想因子。

VCSEL 中的热源较边发射激光器复杂, 对于边发射激光器, 主要热源是有源区中载流子非辐射复合, 器件中其他热源可以忽略; 而对于 VCSEL, 器件中有六个区域有明显的热源, 即有源区、两个包层、N 型和 P 型 DBR 层及衬底层。我们认为沿 z 轴方向每一层热源都是均匀分布的。

在包层、DBR 层和衬底中热源主要是焦耳热。热密度可表示为:

$$Q_i(r) = j^2(r) \rho_i \quad (3.15)$$

ρ_i 为相应层的电阻率。

在有源层主要热源是非辐射复合和自发发射吸收, 可表示为:

$$Q_i(r) = \frac{V(r)(1-\eta_{sp}f_{sp})}{d} [j_{th} + (j(r) - j_{th})(1-\eta_i)] \quad (3.16)$$

这里 d 是由源层厚度; η_{sp} 和 η_i 分别为自发发射和受激发射的内部量子效率; f_{sp} 是自发发射逃逸因子; j_{th} 是有源区的平均阈值电流密度, 定义为:

$$j_{th} = \frac{1}{\pi s^2} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\infty r j_{th}(r) dr \quad (3.17)$$

这里 $j_{th}(r)$ 是 $j(r)$ 在激射阈值处的电流密度分布。同时, 阈值电流密度与温度的关系为:

$$j_{th}(T) = j_{th}(300) \exp[(T-300)/T_0] \quad (3.18)$$

其中, $j_{th}(300)$ 是激光器有源区温度为 300K (即室温) 时对应的阈值电流密度, T_0 为特征温度。

3.3 VCSEL 中热传导方程的解法及相关结果

我们采用有限差分法求解热传导方程，我们求其稳态解（ $t \rightarrow \infty$ ），式(3.6)可写成：

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial T^2}{\partial z^2} + \frac{1}{\kappa_i} Q_i(r, t) = 0 \quad (3.19)$$

利用差分近似：

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = \frac{T(i-1, j) - 2T(i, j) + T(i+1, j)}{(\Delta r)^2} \quad (3.20a)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{T(i, j-1) - 2T(i, j) + T(i, j+1)}{(\Delta z)^2} \quad (3.20b)$$

热传导方程(3.19)离散化以后得到：

$$\begin{aligned} & \frac{T(i+1, j) - 2T(i, j) + T(i-1, j)}{(\Delta r)^2} \\ & + \frac{1}{(i-1)\Delta r} \cdot \frac{T(i+1, j) - 2T(i, j) + T(i, j-1)}{2\Delta r} + \frac{1}{\kappa_i} Q(i, j) = 0 \end{aligned} \quad (3.21)$$

在与其他方程耦合求自洽解得过程中，采用有限差分法求解热传导方程。通过对上述方程的求解和仿真，我们可以得出温度与注入电流的关系，如图 3.1 所示，VCSEL 中温度在随着注入电流的增大而不断升高。从图 3.2 中，我们可以得到，在不同温度下 VCSEL 的 L-I 特性曲线，随着电流增大，输出功率先增大，后减小，并且在不同温度情况下，温度越高，输出功率的最大值就越大，而此时所对应的注入电流的强度就越强。由此可以看出，要想使输出功率尽量大，就要在一个特定温度下选择一个合适的注入电路来实现。

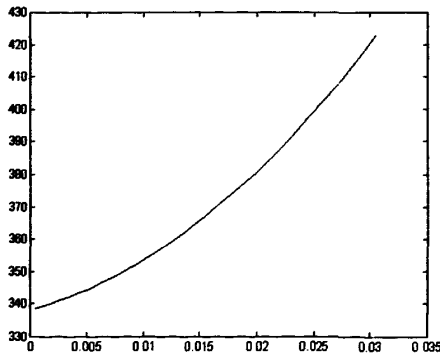


图 3.1 温度与注入电流的关系曲线

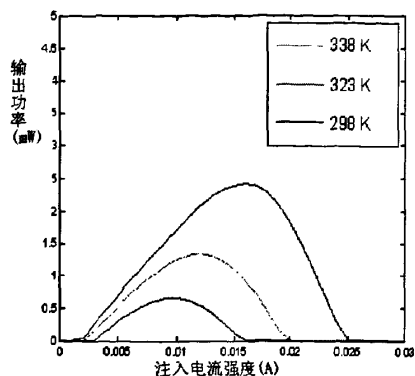


图 3.2 VCSEL 的稳态输出特性

参考文献

- [1] 赵一广, 张宇生, 黄显玲. 垂直腔面发射半导体激光器的电、热和光波导特性. 半导体学报, 1999, 20(11): 963-970
- [2] Zhao Y-G, McInerney J G. Transverse-mode control of vertical-cavity surface-emitting lasers. IEEE J. Quantum Electron, 1996, 32(11): 1950-1958
- [3] 陈国鹰. 高功率量子阱激光器及其诸特性相互耦合影响的研究. [博士学位论文]. 1998
- [4] 陈国鹰, 孙以财, 马祖光. 量子阱激光器中的热场分布对光输出特性的影响. 河北工业大学学报, 1999, 28(1): 42-46
- [5] Zhao Y-G, McInerney J G, Morgan R A. Temperature dependence of transverse mode evolution in vertical cavity surface-emitting lasers. Optical Engineering, 1994, 33(12): 3917-3919
- [6] Nakwaski W, Kontkiewicz A M. Thermal resistance of light-emitting diodes. IEEE Transactions on Electron Devices, 1985, ED-32(11): 2282-2291
- [7] Liu Shi'an, Lin Shiming, Kang Xuejun. Numerical analysis of steady current and temperature distributions and characteristics of transverse mode in VCSEL. Chinese Journal of Semiconductors, 1999, 20(11): 1034-1039
- [8] 高洪海, 林世鸣, 廉学军. 垂直腔面发射激光其热特性的实验研究. 光子学报, 1997, 26(6): 522-525

- [9] Schneider H C, Fischer A J, Chow W W. Temperature dependence of laser threshold in an InGaAsN Vertical-cavity surface-emitting laser. Appl. Phys. Lett, 2001, 78(22): 3391-3393
- [10] Chen G. A comparative study on the thermal characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers. J. Appl. Phys. 1995, 77(9): 4251-4258
- [11] Liu G, Seurin J F, Chuang S L, D I Babić. Mode selectivity study of vertical-cavity surface-emitting GaAs injection lasers. Appl. Phys. Lett. 1998, 73(6):726-728
- [12] Tell B, Brown-Goebeler K F, Leibenguth R E. Temperature dependence of GaAs-AlGaAs Vertical cavity surface emitting lasers. Appl. Phys. Lett, 1992, 60(6): 683-685
- [13] Tai K, Fischer R J, Seabury C W. Room-temperature continuous-wave vertical-cavity surface-emitting GaAs injection lasers. Appl. Phys. Lett, 1989, 55(24): 2473-2475
- [14] 刘恩科, 朱秉升, 罗晋升. 半导体物理学. 北京: 国防工业出版社, 1994
- [15] 虞丽生. 半导体异质结物理. 北京: 科学出版社, 1990
- [16] 黄德修. 半导体光电子学. 成都: 电子科技大学出版社, 1994

第四章 基于速率方程的 VCSEL 准三维模型的建立及仿真

4.1 引言

绪论中提到了 VCSEL 具有单纵模运行、圆截面出射光、易于构成二维阵列、适合在线晶片级测试等优越性能, 今年来受到了越来越多的关注。当然, 与边发射激光器相比它也存在不足的地方, 如: 由于高阶横模存在的多模运行^[1]。载流子扩散和空间烧孔导致的模式竞争^[2]和脉冲关断后的回弹现象^[3]也是限制 VCSEL 性能的一些因素。但是, 普遍认为最显著的限制来自于热效应。

正如第二章介绍的, 由于其较差的散热和 DBR 层引入的较大阻抗^[4], 典型的 VCSEL 存在相对严重的热效应, 因此也就表现出较强的温度依赖特性。最重要的影响体现在器件的直流 LI 特性曲线上。首先, 与边发射激光器类似, VCSEL 的阈值电流表现出对温度的依赖性; 其次, 由于器件温度随注入电流的增加而上升, 最终输出光功率将饱和并下降, 因此限制了器件的最大连续输出功率^[5]。

显然, 为了有效的进行包含 VCSEL 器件的光电系统设计, 有必要建立一个考虑热效应的 VCSEL 等效模型。现有的大部分模型都是基于大量数值计算的和对 VCSEL 热行为的详细多维分析。比如: Nakwaski 和 Osinski 建立的二维热效应模型^[6], 以及其他研究者将热效应的有限元分析引入 VCSEL 器件的仿真^[7,8,9]。这些模型在准确的同时计算强度也非常大, 这使得它们在光电系统计算机辅助设计中的运用并不乐观, 因为典型的光电系统包含大量光学和电子元件, 且在仿真时需要进行大量的优化设计和修改, 复杂的计算势必造成巨大的资源浪费。因此, 建立简单而又能准确描述 VCSEL 工作特性的等效模型是很有意义的。

本章中, 通过建立一个基于速率方程的准三维模型, 综合考虑了对 VCSEL 工作起着至关重要作用的物理效应: 激活层增益的热依赖关系、高温或高载流子密度情况下有源层载流子的热泄漏、横模的空间特性等并由此得出了横向载流子轮廓的空间烧孔、激活区内载流子的横向扩散以及输出功率等相关特性。

4.2 等效电路模型

很多机制导致了 VCSEL 较强的温度依赖特性, 如: 俄歇复合^[10]和能带吸收引起的光学损耗^[11]等在热效应中起到一定作用, 但最主要的影响来自于温度相关的激光增益^[12]和有源区的载流子泄露^[13]。

4.2.1 空间相关的速率方程组

使用速率方程来描述激光器的运行特征是一种被广泛接受的技术。由于 VCSEL 的结构特点, 各种物理量, 比如载流子密度, 光子密度都有相应的空间分布, 不能把它们作为不随空间变化的量去处理。于是就出现了包含了空间位置的速率方程组。构成本文模型基础的空间相关速率方程来自于 Moriki^[14] 和 Mena^[21] 等的文献, 方程中的各个物理量都是空间位置的函数, 引入了载流子的空间扩散项从而体现空间烧孔、横模空间分布等特性, 又通过引入温度相关的增益和描述有源区载流子泄漏的电流项来表征 VCSEL 的热效应。

第一个方程描述有源区载流子数目 N :

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\eta_i I(\vec{r}, t)}{q} - \frac{N(\vec{r}, t)}{\tau_n} - \sum_k G_k(\vec{r}, t) S_k(t) \psi_k(\vec{r}) + \frac{L_{eff}^2}{\tau_n} \nabla^2 N(\vec{r}, t) - \frac{I_l(N, T)}{q} \quad (4.1)$$

其中 I 表示注入电流; S_k 和 ψ_k 分别为第 k 个横模的总光子数和其归一化模场分布; T 表示器件温度; G_k 是第 k 个横模的增益; I_l 表示热泄露电流; η_i 为电流注入效率; τ_n 是载流子寿命; L_{eff} 表示有效载流子扩散长度; q 为电子电量。式 (4.1) 由第二章中的式 (2.1) 变换得到, 主要区别在于增加了热增益、泄露电流以及由载流子密度的拉普拉斯运算引入的载流子扩散项。

其余的方程描述第 k 个模式总光子数目 S_k :

$$\frac{\partial S_k(t)}{\partial t} = -\frac{S_k(t)}{\tau_{pk}} + \frac{\beta_k}{\tau_n} \cdot \frac{1}{V} \int_{V_r} N(\vec{r}, t) dv + \frac{1}{V} \int_{V_r} G_k(\vec{r}, t) S_k(t) \psi_k(\vec{r}) dv \quad (4.2)$$

其中 β_k 和 τ_{pk} 分别为第 k 个模式的自发辐射耦合系数和光子寿命; V_r 是有源区的总体积。式 (4.2) 亦由第二章的式 (2.2) 变形而来, 这里我们忽略了非辐射复合项, 以及模场分布对自发辐射的影响^[24], 将其简化为不同模式对应的不同常数 β_k 。

(4.1) 和 (4.2) 式不仅描述了 VCSEL 的空间相关特性, 更提供了温度相关增益 G_k 和有源区载流子泄露 I_l 的模型框架。通过使用两者与温度的经验关系式, 我们避免了基于细节物理描述的复杂运算。

4.2.2 温度相关增益

对于模型中的增益项 G , 在基于速率方程的激光器模型中所普遍使用的线性关系^[15, 16]: $G \sim G_0(N - N_r)$, 这里 G_0 和 N_r 分别为增益常数 (与微分增益成比例) 和透明载流子浓度。这一表达式虽然描述了增益依赖于有源区载流子浓度的关系, 但无法表达其对温度的依赖关系。事实上, 无论是阈值电流还是 L-I 曲线都

在很大程度上依赖于器件的温度,而这一事实正是由于增益对温度的依赖性所导致的。因此把 G_0 和 N_r 表示为温度的函数,这也是在很多关于边发射激光器和 VCSEL 的文献中广泛使用的方法。

增益对温度的依赖关系可以解释为:随着温度升高,VCSEL 的增益谱展宽,并且其峰值向长波方向移动;而器件的发射波长亦随着温度升高而红移,但变化程度明显低于增益谱峰值。于是,根据增益谱和激射光谱的最初位置,激光增益将随着温度变化引起的增益谱峰值与发射波长之间位错的变大或变小而降低或上升^[12]。这种非单调的增益的热依赖关系对阈值电流相对于温度的变化有很大影响。

在边发射激光器中,增益和透明载流子数被定义为温度的线性函数^[17]或类似 $\exp(\pm T/T_x)$ 的指数函数^[18]等。而在 VCSEL 情况,也常常使用相似的表达式。Hasnain 等人用一个温度相关的增益谱 ($\lambda(T)$) 与一个温度的倒数函数 ($1/T$) 的组合来建立微分增益模型,且定义透明载流子密度是温度的线性函数^[5]。另一些研究者使用对数表达式作 VCSEL 的增益模型,其中,把增益常数和透明载流子浓度描述为温度的多项式^[13,22]。

在 VCSEL 的多种器件设计中,很难说哪种表达式是最合适的。为了在建模中获得尽可能大的使用范围,这里对已有的几个温度增益模型进行讨论。

首先,是上面提到过的,Hasnain 等人定义 VCSEL 的透明载流子密度是温度的线性函数,而微分增益为温度的倒数函数和温度相关的增益谱的乘积^[5],具体形式如下:

$$g' \propto a/T \cdot (1 - 2(\lambda(T) - \lambda_p(T))^2 / \Delta\lambda^2(T)) \quad (4.3)$$

其中 a 是一个拟合常数; $\lambda_p(T)$ 为温度相关峰值增益波长; $\Delta\lambda(T)$ 为温度相关半高全宽增益谱 (FWHM)。若假设 FWHM 为温度的平方根函数, λ 和 λ_p 都对温度是线性依赖关系^[5],则可以将式 (2.30) 变换成一种更简单形式:

$$g' = (a_{g0} + a_{g1}T + a_{g2}T^2)/T^2 \quad (4.4)$$

这里 $a_{g0} \sim a_{g2}$ 为拟合常数。

在文献^[13]里, Scott 等利用基于详细量子理论的增益计算进行 VCSEL 的增益建模。将计算得到的增益与载流子密度关系曲线以一种对数函数形式进行拟合,即:

$$g(n) = A(T) \cdot \ln[(n - n_0)/B(T)] \quad (4.5)$$

其中 n_0 为常数; $A(T)$ 和 $B(T)$ 为温度的多项式函数;作者使用两个分离的多项式定义温度高于和低于 430K 时的 $A(T)$ 。将上面的增益表达式在 $n_0 + B(T)$ 处进行泰勒展开,并忽略高次项,得到一个等效的线性化表达式:

$$g(n) = g'(n - n_r) \quad (4.6)$$

其中透明载流子密度 $n_t = n_0 + B(T)$ ；微分增益 $g' = A(T)/B(T)$ 。这一结果与前面的 Hasnain 模型非常相似。首先，透明载流子密度也是温度的多项式函数，此处为一个二项式。而且，微分增益亦被描述为两个多项式函数的比值。

另外，如果我们简单假设某时刻的载流子密度和器件的电流密度之间存在着正比关系，则式 (2.12) 可变形为增益——载流子密度关系模型，如下：

$$g = g_0 \ln \frac{n}{n_0} \quad (4.7)$$

这里 g_0 和 n_0 为拟合常数。同样将上式在 n_0 处台劳展开并线性化，我们得到：

$$g(n) = \frac{g_0}{n_0} (n - n_0) \quad (4.8)$$

此时微分增益为 g_0/n_0 ，透明载流子密度为 n_0 ，都可以认为是温度的 0 次项函数。

在以上讨论的基础上，可以确立了一个具有更普遍意义的经验表达式。透明载流子密度也是温度的多项式函数，此处为一个二项式，定义 N_t 为温度的二次函数： $(c_0 + c_1T + c_2T^2)$ ；而且，微分增益 G_0 亦被描述为两个温度多项式函数的比值： $(a_0 + a_1T + a_2T^2)/(b_0 + b_1T + b_2T^2)$ 。从本质上说，这些表达式是 Hasnain 使用等式的推广，因为如果假设 b_0 、 b_1 和 c_2 为零，则可重新变形为 Hasnain 模型。同样，二次函数模型也可以从 Scott 使用的等式变形得到。图 4.1 所示为用本文的经验表达式对 Scott 模型计算的数据进行拟合的结果。可以看到，两者能够获得极好的吻合。

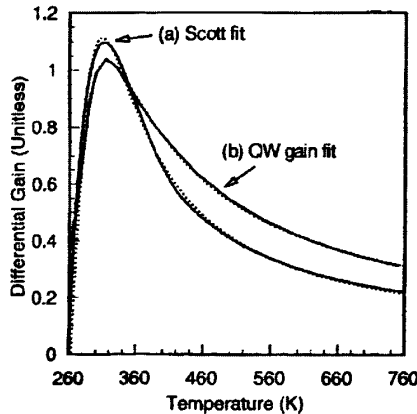


图 4.1 差分增益经验表达式与 Scott 模型的比较

下面总结一下，用简单的多项式关系来描述模型中增益常数和透明载流子密度对温度的依赖，因此 G_m 的完整表达式为

$$G_m(\bar{r}, t) = \frac{G(T)[N(\bar{r}, t) - N_{tr}(T)]}{1 + \sum_i \varepsilon_{im} S_i(t)} \quad (4.9)$$

$$G(T) = G_0 \cdot \frac{a_0 + a_1 T + a_2 T^2}{b_0 + b_1 T + b_2 T^2} \quad (4.10)$$

$$N_i(T) = N_{i0} \cdot (c_0 + c_1 T + c_2 T^2) \quad (4.11)$$

其中, G_0 和 N_{i0} 分别为与温度无关的增益常数和透明载流子密度; $a_0 \sim a_2$ 、 $b_0 \sim b_2$ 和 $c_0 \sim c_2$ 是经验常数; ε_{im} 表示由模式 i 引起的模式 m 的增益饱和系数。基于上面的讨论可知, 式 (4.10) 能够模拟增益常数对温度的非单调依赖关系; 而式 (4.11) 提供了一个通用的透明载流子数对温度依赖关系的表达式。当然, 对于某些器件, 譬如文献中用到的增益引导 VCSEL, 一个简单的线性关系已经足够, 此时 c_0 和 c_2 都设为零。

另外, 对于式 (4.9) 有两点需要说明。首先, 因为 VCSEL 的横模间距很小^[1], (4.9) 式中对每个模式使用相同的介质增益 $G(T)[N(\bar{r}, t) - N_{tr}(T)]$ 。第二, 这里的分母中包含了一个增益饱和项以描述所有横模的贡献, 正如 Channin 等人在文献[34]中建议的。原则上说这个增益饱和也应该是空间相关的^[19], 忽略了这一相关性以简化模型。

4.2.3 有源区载流子泄漏

至此, 已经知道了增益是 VCSEL 器件中最显著的温度依赖机制, 同时, 有源区的热泄漏载流子也会对器件性能产生严重影响^[13]。随着器件温度升高, VCSEL 有源层的能级间隙缩小, 而且由于准费米能级的相对增加, 有源层载流子密度也增加。最终, 巨大的载流子数和很高的温度使得有源层无法充分限制载流子, 于是漏电流成为影响 VCSEL 运行的主要因素^[13]。

由于载流子泄漏导致激光器的总效率下降^[13], 我们将通过一个被减去的电流 I_l 反映在载流子的速率方程中。显然, 这一泄漏电流应该是载流子数和温度的函数。其解析表达式通常选择为熟知的热发散公式形式^[20]。这时, 泄漏的电流密度与 $NT^{1/2} \times \exp(-T_l/T)$ 成正比, 其中 T_l 是表征指数温度依赖程度的特征常数。另外, Scott 等假设可以用一个近似于异质结二极管的关系来建立载流子泄漏模型, 即正比于 $\exp[-(E_{gB} - \Delta E_{fcv})/k_B T]$, 其中 E_{gB} 是有源区周围限制层的能级间隔; ΔE_{fcv} 为有源区准费米能级间距。若使用体材料的表达式作粗略近似, 则可以将载流子数目引入上述模型, 得到载流子泄漏正比于 $N^2 T^{-3} \times \exp[-T_l/T]$ 。

实际上, 上述表达式可能过高估计了低温时泄漏电流对于载流子密度的依赖程度。这是其对载流子依赖关系和对温度依赖关系互不相关前提的直接后果。很

容易想象, 在温度较高时对载流子数的依赖程度将更加敏感。因此, 基于 Scott 等人的工作, 选择文献中的表达式作为经常使用的热发散公式的替代。将泄漏电流描述为准费米能级间隔 ΔE_{fcv} 的函数。为了简化, 进一步进行了 ΔE_{fcv} 作为载流子密度函数的计算, 然后使用曲线拟合获得了 $\Delta E_{fcv} - E_{gb}$ 与载流子数及温度的关系。其解析关系式为: $\Delta E_{fcv} - E_{gb} = -a_0 + a_1 n + a_2 n T - a_3 / (n + a_4)$, 这里 n 为载流子密度, $a_0 \sim a_4$ 为拟合常数。对他们的结果进行分析可知, a_4 对最终结果影响很小, 故可忽略。如果使用这一表达式并将其代入异质结二极管方程, 得到以下作为载流子数和温度函数的热泄漏电流方程:

$$I_l = I_{l0} \cdot \exp \left[-a_0 + a_1 N + a_2 N T - \frac{a_3}{N} \right] / T \quad (4.12)$$

图4.2给出了250~400K温度下, 基于文献^[13]中的 $d_0 \sim d_4$ 值的 I_l 计算曲线。可以看出: 250K时在载流子数低值处泄漏电流几乎可以忽略, 到达一定阈值后剧烈上升; 随着温度增加, 泄漏对载流子数目的依赖程度更加敏感。必须指出, 当载流子数达到非常高后, 漏电流 I_l 实际上随温度上升而下降。但是, 从相关的一些试验中可以知道, 这段区域在实际中是很难遇到的。因此, 在 VCSEL 模型中选择使用 (4.12) 式已是较为准确的了。

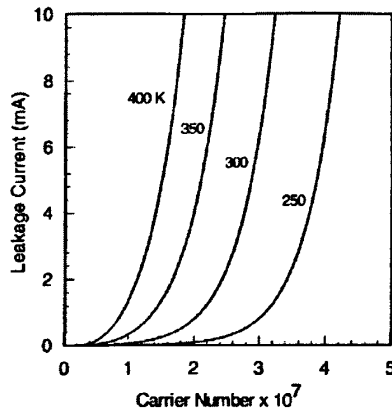


图4.2 250~400K温度下, 基于文献[16]中的 $d_0 \sim d_4$ 值的泄漏电流计算曲线

$$I_{l0} = 10 \text{ A}, a_0 = 3574, a_1 = 2.25 \times 10^{-5}, a_2 = 10^{-7}, a_3 = 6.13 \times 10^9$$

4.3 模型仿真

起初, 大部分用一维模型进行分析, 后来, 人们开始采用二维分析模型。国外的 Poprek 等人用 2-D 的载流子和热运输模型进行计算, 但忽略了所有的侧向光波导的影响。Zhang 和 Peter 建立了一个较完整的径向单侧光学模型, 但是

用简单的经验公式分析载流子和热运输, 这个模型不适用于阈值以上的情况。Shimiza 等人使用一个包括了增益饱和影响的二维侧向模光传输的光学模型, 但没有考虑包层中的载流子和热运输。Michalzick 和 Ebeling 研究了 2-D 电流和热流模型并考虑了热镜的影响, 但没有包括由增益饱和引起的模式竞争。目前 Thode 和 Hadley 研究小组分别提供了一个比较全面的模型, 包括三维的光场、载流子和热传输特性^[25]。我们建立的 VCSEL 直接耦合准三维理论模型包括泊松方程、电流密度方程、载流子扩散方程、光场方程和热传导方程, 通过对以上方程的耦合自治求解, 研究 VCSEL 的电、热和光波导特性。

4.3.1 VCSEL 直接耦合准三维理论模型的建立

4.3.1.1 电压和电流密度分布的模型

在量子阱激光器中, 电势分布 $V(x, y, z)$ 满足如下形式的泊松方程^[26]:

$$-\nabla \left[\frac{\epsilon_0 \epsilon_{bulk}}{e} \nabla V(x, y, z) \right] = -n + p + N_D(1 - f_D) - N_A f_A + \sum_j N_{ij}(\delta_j - f_{ij}) \quad (4.13)$$

其中, ϵ_0 为真空介电常数, ϵ_{bulk} 为体材料介电常数, e 为电子电荷, n 和 p 分别为电子和空穴的浓度; N_D 和 N_A 分别为浅施主和浅受主杂质浓度; f_D 和 f_A 分别为施主和受主能级的占有几率; f_{ij} 和 N_{ij} 分别为第 j 个深能级的占有几率和杂质浓度; δ_j 为 δ 符号即:

在量子阱中, 电子和空穴的浓度分别为:

$$n = \sum_j \rho_j^0 K_B T \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{jc} - E_j}{K_B} \right) \right] + n_{unc} \quad (4.14a)$$

$$p = \sum_i \rho_i^0 K_B T \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_i - E_{fv}}{K_B} \right) \right] + p_{unc} \quad (4.14b)$$

这里 i 、 j 分别对应价带和导带, 脚标 i 表示所有的重、轻空穴的束缚态, j 表示 Γ 和 L 带的束缚态; ρ_i^0 和 ρ_j^0 分别为常数, 是第 i 和第 j 能级的态密度, $\rho_i^0 = m_i / (\pi \hbar^2 L_z)$, m_i 对应第 i 个能级的有效质量; L_z 为量子阱宽; E_i 、 E_j 分别为价带能级和导带能级; E_{jc} 、 E_{fv} 分别为电子和空穴的准费米能级。

未被束缚的载流子浓度 n_{unc} 和 p_{unc} 使用费米统计计算, 其载流子浓度为:

$$n_{unc} = N_c \exp \left[\frac{-(E_c - E_{fc})}{K_B T} \right] \quad (4.15a)$$

$$p_{unc} = N_v \exp \left[\frac{-(E_{fv} - E_v)}{K_B T} \right] \quad (4.15b)$$

式中, N_c 和 N_v 分别表示导带电子有效密度和价带空穴有效密度; E_c 、 E_v 分别为导带底和价带顶能量。

通过理论计算, 除了在低注入能级外, 电子和空穴的浓度近似相等, 即 $n \approx p$ 。在有源区, 未掺杂的情况下, N_D 、 N_A 和 N_j 均可忽略不计。这时, 方程(4.13)的右端项可近似为零。所以泊松方程能够简化为:

$$\nabla^2 V(x, y, z) = 0 \quad (4.16)$$

根据实际 VCSEL 结构, 选用柱坐标, 并假设坐标原点在 VCSEL 窗口的中心, z 方向垂直于窗口并指向衬底。由于对称性, 只计算 $z-r$ 平面内的分量。在柱坐标中泊松方程近似写为:

$$\frac{\partial^2 V(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 V(r, z)}{\partial z^2} = 0 \quad (4.17)$$

注入电流密度为:

$$\vec{j}(r, z) = -\frac{1}{\rho_{ac}} \nabla V(r, z) \quad (4.18)$$

其中 ρ_{ac} 是电阻率。

假定电极电压为 V_0 , 泊松方程的边界条件为:

$$V = V_0 \quad (z = 0, t \geq w) \quad (4.19a)$$

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad (z = 0, r \leq w) \quad (4.19b)$$

$$\frac{\partial V}{\partial r} = 0 \quad (r = 0) \quad (4.19c)$$

$$\sigma_i \frac{\partial V}{\partial z} = \sigma_j \frac{\partial V}{\partial z} \quad (4.19d)$$

其中 w 和 s 分别是 VCSEL 的出射窗口和高阻区包围的限制区半径, σ_i 和 σ_j 为连接处各层电导率。

结电压可表示为:

$$V = V_{JT} = \frac{E_{fc} - E_{fv}}{e} \quad (4.20)$$

对于量子阱 VCSEL, 其结电压可表示为:

$$V_{JT} = (E_{fc} - E_{fv})/q = (E_{gw} + E_{ln} + E_{lp} + E_{FTM})/q \quad (4.21)$$

其中 E_{gw} 是阱层材料的带隙能, E_{ln} 、 E_{lp} 分别为量子阱中电子和空穴的第一子带能级, $E_{FTM} = E_{Fn} + E_{Ep}$, E_{Fn} 和 E_{Ep} 分别为准费米能级与第一电子和空穴的能级差。

在电中性条件下(即 $n_c \approx n_p$)下, E_{fc} 、 E_{fv} 与载流子浓度 n_c 满足下列关系:

$$n_c = \sum_{n=1}^N \frac{K_B T m_c}{\pi \hbar^2 L_z} \left\{ \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{fc} - E_{nc}}{K_B T} \right) \right] \right\} \quad (4.22a)$$

$$n_c = \sum_{n=1}^N \frac{K_B T m_{hh}}{\pi \hbar^2 L_z} \left\{ \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{fv} - E_{nv}^h}{K_B T} \right) \right] \right\} + \sum_{n=1}^N \frac{K_B T m_{lh}}{\pi \hbar^2 L_z} \left\{ \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{fv} - E_{nv}^l}{K_B T} \right) \right] \right\} \quad (4.22b)$$

其中 m_{hh} 、 m_{lh} 分别为重空穴和轻空穴的有效质量; m_c 为导带有效质量; E_{nv}^h 、 E_{nv}^l 和 E_{nc} 是对应于重、轻空穴和电子的第 n 个量子阱能级。

在温度 T 已知的情况下, 通过求解 (4.22a)、(4.22b) 式可以得到准费米能级 E_{fc} 和 E_{fv} 。 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 量子阱材料中^[27, 35]电子的有效质量为:

$$m_c = (0.067 - 0.044x)m_0 \quad (4.23a)$$

重空穴的有效质量为:

$$m_{hh} = (0.45 - 0.04x)m_0 \quad (4.23b)$$

轻空穴的有效质量为:

$$m_{lh} = (0.082 - 0.057x)m_0 \quad (4.23c)$$

材料的折射率为:

$$\bar{n} = \sqrt{13.32 + 1.83x} \quad (4.23d)$$

在应变量子阱中, 阱材料的禁带宽度随温度变化, 对于 InAs 和 GaAs 材料, 禁带宽度随温度的变化关系, 我们用线性插值法计算阱层材料 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 带隙随温度的变化^[28, 33]。量子阱中导带能带能级 (价带类似):

$$E_x = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_0 L_z^2} n_x \quad (4.24)$$

m_0 为电子静止质量, L_z 为量子阱阱宽, $n_x = 1, 2, 3, \dots$, E_x 表示第 n_x 能级的能量。

如果假定只有一个电子子带被填充, 则在导带中的电子浓度 n 满足如下方程:

$$n = \frac{K_B m_c T}{\pi \hbar^2 L_z} \exp \left(-\frac{E_{Fn}}{K_B T} \right) \quad (4.25)$$

这里, K_B 是波尔兹曼常数, $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗克常量。对于空穴也有类似的表示式。

4.3.1.2 载流子浓度分布模型

载流子浓度分布形状对半导体激光器的性质起着重要的作用^[29,30]。半导体激光器有源区的非平衡载流子，主要是由 $p-n$ 结注入过程提供的，注入电流的大小与 $p-n$ 结平面（即指耗尽区与少子区之间的界面）所在处载流子分布的斜率成正比。所以，只要有注入电流，有源区内结方向的载流子分布就不可能是均匀的。

在半导体中，除了导带中电子导电作用外，价带中还有空穴的导电作用。因此，我们需要考虑载流子（电子和空穴）的双极性扩散过程。如果在半导体内存在电势梯度（ $\nabla V = -\vec{E}$ ）和载流子浓度梯度（ ∇n , ∇p ），则将产生漂移电流和扩散电流。由于电子和空穴所带电荷极性相反，而且迁移率不同，为了保持电中性，他们在输运过程中必将相互制约，因而形成双极性扩散过程。设电子和空穴的总电流密度矢量分别为 \vec{J}_n 和 \vec{J}_p ，则有：

$$\vec{J}_n = e(\mu_n n \vec{E} + D_n \nabla n) \quad (4.26a)$$

$$\vec{J}_p = e(\mu_p p \vec{E} + D_p \nabla p) \quad (4.26b)$$

式中 D_n 和 D_p 分别是电子和空穴的扩散系数。在半导体激光器工作时，有源区内将有注入或激发产生非平衡载流子的过程，因此有源区内各点将有电子和空穴的产生率（ G_n , G_p ）；而非平衡载流子一旦出现，必将在有源区不断发生复合过程，故有源区内各点也将有电子和空穴的复合率（ R_n , R_p ）。产生和复合过程必将满足电子和空穴的连续方程：

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{J}_n \quad (4.27)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p + \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{J}_p \quad (4.28)$$

由于电子和空穴浓度中，包括热平衡浓度（ n_0 , p_0 ）和非平衡浓度（ Δn , Δp ），即：

$$n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta p \quad (4.29)$$

热平衡状态时， $n_0 \cdot p_0 = \text{常数}$ ， $\Delta n_0 = \Delta p_0$ ，由拉普拉斯方程：

$$\nabla^2 V = \nabla \cdot (\nabla V) = -\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{E}{\epsilon} \Delta(p - n) = -\frac{e}{\epsilon} (\Delta p - \Delta n) \quad (4.30)$$

其中 ϵ 为介电常数，再将式 (4.26a) 和 (4.26b) 分别代入方程 (4.27) 和 (4.28)，则可化为：

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = G_n - R_n + \mu_n \vec{E} \cdot \nabla(\Delta n) + \frac{e\mu_n n}{\epsilon} (\Delta p - \Delta n) + D_n \nabla^2(\Delta n) \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial(\Delta p)}{\partial t} = G_p - R_p + \mu_p \bar{E} \cdot \nabla(\Delta p) + \frac{e\mu_p p}{\epsilon}(\Delta p - \Delta n) + D_p \nabla^2(\Delta p) \quad (4.32)$$

用 $\mu_p p$ 乘(4.31), $\mu_n n$ 乘(4.32), 相加后消去 $(\Delta p - \Delta n)$ 的项, 并假设半导体内保持电中性, 即 $\Delta p \approx \Delta n$, 可得:

$$\begin{aligned} (\mu_p p + \mu_n n) \frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = & (\mu_p p G_n + \mu_n n G_p) - (\mu_p p R_n + \mu_n n R_p) \\ & + \mu_n \mu_p p \bar{E} \cdot \nabla(\Delta n) - \mu_p \mu_p n \bar{E} \cdot \nabla(\Delta p) + (\mu_p p D_n + \mu_n n) D_p \nabla^2(\Delta n) \end{aligned} \quad (4.33)$$

令:

$$G^* = \frac{\mu_p p G_n + \mu_n n G_p}{\mu_p p + \mu_n n} \quad (4.34)$$

$$R^* = \frac{\mu_p p R_n + \mu_n n R_p}{\mu_p p + \mu_n n} \quad (4.35)$$

$$\mu^* = \frac{\frac{p-n}{p} + \frac{n}{\mu_p}}{\frac{p}{\mu_n} + \frac{n}{\mu_p}} \quad (4.36)$$

$$D^* = \frac{\mu_p p D_n + \mu_n n D_p}{\mu_p p + \mu_n n} \quad (4.37)$$

(4.33) 可简化为:

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = G^* - R^* + \mu^* \bar{E} \cdot \nabla(\Delta n) + D^* \nabla^2(\Delta n) \quad (4.38)$$

这样, 就可以把电子和空穴互相制约的输运过程形式地看成是只有一种非平衡载流子 (Δn 或 Δp) 的扩散过程。但其表现的产生率 G^* , 复合率 R^* 。迁移率 μ^* 和扩散系数 D^* 则是两种载流子的共同贡献。

我们把非平衡载流子 Δn 用 N 表示则有:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = G^* - R^* + \mu^* \bar{E} \cdot \nabla N + D^* \nabla^2 N \quad (4.39)$$

对于电流注入式的半导体量子阱激光器, 在有源区内电中性条件近似成立, 即 $n - n_0 = p - p_0$, 且有 $\mu_n \gg \mu_p$, 所以载流子的产生率为:

$$G^* \approx G_n = \frac{J}{ed} \quad (4.40)$$

载流子的复合项包括自发复合、受激复合和俄歇复合, 即:

$$R^* = \frac{N}{\tau_{nr}} + BN^2 + \frac{PG}{h\nu} + R_{au} \quad (4.41)$$

式中第一项是非辐射复合率, τ_{nr} 为非辐射复合寿命; 第二项是自发辐射复合率, B 为自发辐射复合系数; 第三项为受激复合率, ν 为激光频率, G 是模式增益。 P 是光功率流密度 (亦即光强), 而 :

$$G \cdot P = P_0 \cdot g(N, T) \cdot |E_t|^2 \quad (4.42)$$

其中, 腔内的平均光功率为:

$$P_a = \frac{1}{\pi s^2} \int \int_{act} \frac{1}{2} c n_r \epsilon_0 |\psi_r(r)|^2 d\sigma \quad (4.43)$$

归一化光场强度分布:

$$|E_t(r)|^2 = \frac{|\psi_t(r)|^2}{\frac{1}{2s} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_t(r)|^2 dr} \quad (4.44)$$

$g(N, T)$ 为增益, $\psi_t(r)$ 为总的横模模式, 第三项 R_{au} 为俄歇复合速率,

$$R_{au} = \begin{cases} R_{au}^{qw} & \text{在量子阱中} \\ R_{au}^b = (c_n n + c_p p)(np - n_i^2) & \end{cases} \quad (4.45)$$

这样 (4.39) 式化为:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \nabla^2 N + \mu^* \bar{E} \nabla N - BN^2 - \frac{N}{\tau_s} - \frac{g(N, T) P_a |E_t|^2}{h\nu} - R_{au} + \frac{J}{qd} \quad (4.46)$$

在有源区中的载流子分布在稳态时, 可以写成:

$$D \nabla^2 N + \mu^* \bar{E} \nabla N - BN^2 - \frac{N}{\tau_s} - \frac{g(N, T) P_a |E_t|^2}{h\nu} - R_{au} + \frac{J}{qd} = 0 \quad (4.47)$$

增益是载流子浓度和温度的函数, 可以近似地表示为:

$$g(N, T) = a(T) [N(r) - N_{th}] \quad (4.48)$$

其中, $N(r)$ 为有源区载流子浓度分布, N_{th} 为透明载流子浓度。由之前试验数据, 可以假定增益系数 $a(T)$ 随温度线性变化,

$$a(T) = b - \xi(T - T_0) \quad (4.49)$$

这里, $b = 4.12 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\xi = 7.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 / \text{K}$, $T_0 = 140 \text{ K}$ 。

4.3.1.3 光场分布模型

光在传播的过程中表现出了电磁波的本质, 而电磁波是某种电磁场分布的传播, 所以, 量子阱激光器中光的传播满足麦克斯韦方程组^[25, 26, 30, 34]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.50a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4.50b)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (4.50c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.50d)$$

各向同性介质的物质方程为：

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (4.51a)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (4.51b)$$

欧姆定律的微分形式为：

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (4.52)$$

其中， \vec{D} 为电位移矢量； \vec{B} 为磁感应矢量； \vec{E} 为电场强度矢量； \vec{H} 为磁场强度矢量； ϵ 为介电常数； μ 为磁导率； σ 为电导率； \vec{J} 为电流密度矢量； ρ 为电荷密度； t 为时间。

对于各向同性和线性成立的介质，麦克斯韦方程组和物质方程也是线性的，可以把电磁波分解为单色波的叠加。所以，可以设整个电磁场（即光场）共同随时间作简谐变化，其角频率为 $\omega = 2\pi\nu$ ， ν 为激光频率，与时间有关的因子为 $\exp(j\omega t)$ 。

将物质方程 (4.51b) 式代入麦克斯韦方程 (4.50a)，并取旋度，即：

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H}) \quad (4.53)$$

在均匀无损耗介质中（即介质的复介电常数随空间变化比较缓慢）， $\rho = 0$ ， $\nabla \cdot \vec{J} = 0$ ， $\nabla \epsilon = 0$ ，将麦克斯韦方程 (4.50b)，(4.50c) 代入 (4.53)，并利用物质方程 (4.51a)，化简可得：

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0 \quad (4.54)$$

同理有磁矢量方程：

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H} = 0 \quad (4.55)$$

(4.54)、(4.55) 是波动方程的标准形式。

4.3.2 VCSEL 准三维模型的数学计算方法

通过上面的讨论和推导,我们已经建立了量子阱 VCSEL 相互关联耦合的准三维理论模型^[26, 39]。在我们的模型中,量子阱 VCSEL 的结构参数、电势分布、电流分布、载流子浓度分布、热场分布和光场分布之间的相互关联作用将电学特性、光学特性以及热场特性紧密地联系在一起,通过求解它们的联立方程组,可以得到自洽的、满足边界条件和初始条件的各种分布解。首先,研究各个方程数值求解的数学方法。

4.3.2.1 电压和电流分布的数值计算

在 DBR 的电压分布满足泊松方程(4.16),边界条件为(4.19a)-(4.19d),利用差分近似

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} = \frac{V(i-1, j) - 2V(i, j) + V(i+1, j)}{(\Delta r)^2} \quad (4.56a)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \frac{V(i, j-1) - 2V(i, j) + V(i, j+1)}{(\Delta z)^2} \quad (4.56b)$$

泊松方程可以写成:

$$\begin{aligned} & \frac{V(i-1, j) - 2V(i, j) + V(i+1, j)}{(\Delta r)^2} + \frac{1}{(i-1)\Delta r} \cdot \frac{V(i+1, j) - V(i-1, j)}{2\Delta r} \\ & + \frac{V(i, j-1) - 2V(i, j) + V(i, j+1)}{(\Delta z)^2} = 0 \end{aligned} \quad (4.57)$$

迭代方程为:

$$\begin{aligned} V(i, j) = & \frac{1}{2 \left[1 + \left(\frac{\Delta r}{\Delta z} \right)^2 \right]} \cdot \\ & \left\{ V(i-1, j) + V(i+1, j) + \frac{1}{2(i-1)} [V(i-1, j) + V(i+1, j)] \right. \\ & \left. + \left(\frac{\Delta r}{\Delta z} \right)^2 [V(i, j-1) + V(i, j+1)] \right\} \end{aligned} \quad (4.58)$$

这里 i 和 j 分别表示 r 和 z 方向格点指数 $i=1, 2, \dots, R_m$; $j=1, 2, \dots, R_n$ 。相应的边界条件也就变成了数值形式。从而,可以求得在结平面中某一格点 (r_i, z_0) 处的电流密度为:

$$J(r_i) = -\frac{1}{\rho_{act}} \frac{V(r_i, z_i) - V(r_i, z_0)}{\Delta z} \quad (4.59)$$

式中, ρ_{act} 为有源区的电阻率。

4.3.2.2 载流子浓度分布的数值计算

有源区的载流子扩散方程为:

$$\begin{aligned} D \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial N(r)}{\partial r} \right) - \mu \cdot \nabla V \nabla N(r) - BN(r)^2 \\ - \frac{N(r)}{\tau_s} - \frac{g(N, T) P_a \left| \overline{E_t}(r) \right|^2}{h\nu} - R_{au} + \frac{J(r)}{qd} = 0 \end{aligned} \quad (4.60)$$

通过有限差分近似, 将(4.60)离散化后的方程为:

$$\begin{aligned} D \cdot \left[\frac{N(i-1) - 2N(i) + N(i+1)}{\Delta r^2} + \frac{1}{i \cdot \Delta r} \frac{N(i+1) - N(i-1)}{2\Delta r} \right] + \\ \mu \cdot \frac{J(i)}{\sigma} \frac{N(i+1) - N(i-1)}{2\Delta r} - B(N(i))^2 \frac{N(i)}{\tau_s} \frac{g(N, T) P_a \left| \overline{E_t}(t) \right|^2}{h\nu} \\ - R_{au} + \frac{J(i)}{qd} = 0 \end{aligned} \quad (4.61)$$

4.3.2.3 光场分布的数值计算

光场能量主要由 TE 模传输, 含时间变量的公因子可以与位置分离变量, 所以上面推导的 TE 模的波动方程可以写为:

$$\nabla^2 E + \omega^2 \mu_0 \epsilon E = 0 \quad (4.62)$$

其中, E 是激射模式的电场, $\omega = 2\pi\nu$, μ_0 是真空磁导率, ϵ 是介电常数且可以表示为:

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = n_r^2 + jn_i g(N, T) / k_0 \quad (4.63)$$

k_0 是真空传播常数, 若考虑载流子分布和温度分布对折射率变化的影响, 可以得到:

$$\Delta n_r(r) = \frac{\partial n_r}{\partial N} \Delta N(r) + \frac{\partial n_r}{\partial T} \Delta T(r) \quad (4.64)$$

其中:

$$\frac{\partial n_r}{\partial N} = -\frac{q^2}{2n_0 \varepsilon_0 \omega^2 m_0} \quad (4.65)$$

对于大多数半导体材料，由温度引起的折射率的变化 $\frac{\partial n_r}{\partial N} \approx 10^{-4} K^{-1}$ ，而对于 GaAs 材料：

$$\frac{\partial n_r}{\partial T} \approx 4 \times 10^{-4} K^{-1} \quad (4.66)$$

n_0 是有源层的体折射率， m_0 是电子的有效质量。 $n_r = n_0 + \Delta n_r$ 。

如果采用柱坐标，光场方程可以写为：

$$E(r, \theta, z) = \psi(r) \phi(\theta) \exp(-i\beta_z z) \quad (4.67)$$

β_z 是 z 方向的传播常数。

把(4.67)代入(4.62)可以得到：

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi(r)}{\partial r} \right) + \left(k_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \frac{m^2}{r^2} - \beta_z^2 \right) \psi(r) = 0 \quad (4.68)$$

ψ 的边界条件可以分为：

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad \text{偶阶模} \quad (4.69)$$

$$\psi|_{r=0} = 0 \quad \text{奇阶模} \quad (4.70)$$

为简化计算，假设方程(4.68)中 $m=0$ ，并且只取两个激射模式（基模 ψ_0 和一阶模 ψ_1 ，这时 $\psi = \psi_0 + \psi_1$ ）。则：

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi(r)}{\partial r} \right) + \left(k_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \beta_z^2 \right) \psi(r) = 0 \quad (4.71)$$

即：

$$\frac{\partial^2 \psi(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \psi(r)}{\partial r} \right) + \left(k_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \beta_z^2 \right) \psi(r) = 0 \quad (4.72)$$

需注意的是当 $r=0$ 时，根据 Hopitals 规则，波动方程可化为：

$$2 \frac{\partial^2 \psi(r)}{\partial r^2} + \left(k_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \beta_z^2 \right) \psi(r) = 0 \quad (4.73)$$

利用五点差分可知：

$$\left. \frac{\partial^2 \psi(r)}{\partial r^2} \right|_i \approx \frac{\psi(i+1) - 2\psi(i) + \psi(i-1)}{\Delta r^2} \quad (4.74)$$

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial \psi(r)}{\partial r} \right) \bigg|_i = \frac{\psi(i+1) - \psi(i-1)}{2(i-1)\Delta r^2} \quad (4.75)$$

当 $r=0$ 时,

$$\frac{\partial^2 \psi(r)}{\partial r^2} \bigg|_{r=0} = \frac{2(\psi(2) - \psi(1))}{\Delta r^2} \quad (4.76)$$

离散化后,

$$\left(-4 + \Delta r^2 k_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right) \psi(1) + 4\psi(2) = \Delta r^2 \beta_z^2 \psi(1) \quad (4.77)$$

当 $r \neq 1$ 时,

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{1}{2(i-1)} \right) \psi(i+1) + \left(\Delta r^2 k_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 2 \right) \psi(i) \\ & + \left(1 - \frac{1}{2(i-1)} \right) \psi(i-1) = \Delta r^2 \beta_z^2 \psi(i) \end{aligned} \quad (4.78)$$

引入算符 \mathfrak{H} , 当 $r \neq 0$ 时, \mathfrak{H} 可以写成:

$$\mathfrak{H} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + k_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (4.79)$$

用 $H/\Delta r^2$ 作为矩阵元代表算符 \mathfrak{H} , 那么, 我们可以很容易的写出矩阵元:

$$H_{11} = -4 + \Delta r^2 k_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (4.80)$$

$H_{12} = 4$ (偶阶模); $H_{12} = 0$ (奇阶模)。

当 $i > 1$ 时,

$$H_{i,i-1} = 1 - \frac{1}{2(i-1)} \quad (4.81)$$

$$H_{i,i} = -2 + \Delta r^2 k_0^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (4.82)$$

$$H_{i,i+1} = 1 + \frac{1}{2(i-1)} \quad (4.83)$$

其他的矩阵元等于 0。这里 $i=2, 3, \dots, n$, $r=(i-1)\Delta r$ 。

4.3.3 VCSEL 准三维模型的自洽计算过程和计算流程

在前面几节我们推导了量子阱 VCSEL 各种特性相互关联耦合的物理模型和数学计算方法。本节将给出计算机自洽计算的过程和我们的计算流程^[36, 39]。

自洽计算过程就是将我们所建立的物理模型的方程组中各个方程按照同步点同时离散化, 并由自上而下同步进行计算, 使方程组在迭代过程中各个方程的解满足阈值条件或给定的误差时为止。自洽计算包含两个含义: 第一、对泊松方程、电流分布方程、载流子分布方程、光场方程和热传导方程自身求解时的自洽收敛, 即迭代过程中最近的两次迭代得到的两个差值小于给定的误差精度; 第二、整个物理模型即以上几个方程的自洽求解, 在给定某些物理量的初值, 自上而下循环求解, 直到满足阈值条件为止。

在计算机求解过程中, 我们选取柱坐标, z 轴为出光方向。

4.4.3.1 计算机自洽求解过程

我们采用两步计算泊松方程、载流子扩散方程、热传导方程以及光场方程的自洽解:

第一步, 计算阈值电极电压, 阈值处光功率很小, 假定可以忽略。整个自洽迭代求解过程如下: 1. 输入激光器的材料参量和结构参量, 且令 $P_a = 0$, 给定一个 V_a 的试探解; 2. 对温度、电流和载流子浓度赋初值; 3. 计算费米能级和结电压分布; 4. 解泊松方程(4.17), 得到电压的分布的数值解, 然后由方程(4.18)求解注入有源区的电流密度分布; 5. 求解载流子扩散方程(4.47)和热传导方程(2.1.6)得到有源区的载流子浓度分布和温度分布; 6. 计算由载流子浓度和温度引起的折射率的变化; 7. 求解光场方程(4.54), 得到光场模式分布和纵向传播常数 β_z , 判断是否满足阈值条件 $2I_m(\beta_z) = \alpha + \frac{1}{L_c} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$; 8. 如果不满足阈值条件, 再调整阈值电压 V_a 后重复 3.4.5.6.7. 直至满足阈值条件, 这就可以得到一组稳态解^[25, 26]。

第二步, 对于给定阈值以上的电极电压, 给 $|E_t(r)|^2$ 设置初值, 计算 VCSEL 内相应的载流子、电流以及温度分布。同时平均光功率 P_a 被自洽地得到。迭代过程与第一步类似, 所不同的是平均光功率 P_a 被取为调整参数, 代替第一步中的 V_a 。

根据上述模型的建立和计算方法，我们将具体的情况代入并进行计算。
在计算过程中，我们所采用的物理参量及其单位的选取如表1所示

表1 VCSELs的典型参数

符号	参数	数值
λ_0	发射波长	850nm
d_w	量子阱厚度	8nm
Γ_L	横向限制因数	1.0
L_z	纵向限制因数	0.07
V_g	群速率	$8.1 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}$
β_c	线宽增强因数	4.8
N_0	透明载流子密度	$1.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
τ_e	载流子寿命	2.7ns
τ_p	光子寿命	2.47ps
g_0	增益系数	$2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
R_{core}	有源区半径	3 μm
R_{clad}	覆层半径	7 μm
n_{core}	有源区折射率	3.55
n_{clad}	覆层折射率	3.53
I_0	注入电流	3mA

4.4 计算结果和讨论

4.4.1 VCSEL 的模式特性研究

应用上面建立的模型，数值计算了不同的电极形状以及不同的注入电流角

向分布情况下 VCSEL 的多横模特性, 根据参数计算得到 VCSEL 腔中存在四种模式 LP_{01} 、 LP_{11} 、 LP_{21} 和 LP_{02} , 激光器在不同的电极形状、大小、以及不同的电流分布情况下的实际光输出轮廓是这几个模式叠加的结果, 为了便于对比, 在图 4.3 给出了各个模式的径向分布, 可见, 在该方向上各模式强度均按对应阶 Bessel 函数变化, 彼此之间存在交叠。

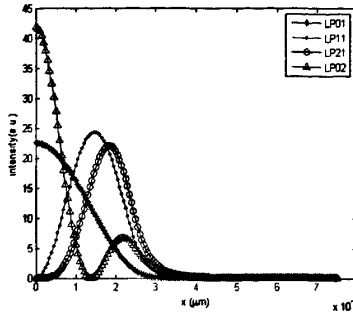


图 4.3 模式 LP_{01} 、 LP_{11} 、 LP_{21} 和 LP_{02} 的径向分布

4.4.2 圆盘状电极

图 4.7 给出了几个不同的注入电流强度下, 激光器达到稳态后, 横截面上的载流子分布, 在图中可以看到: 低电流时, 载流子集中在激光器的中心区域, 其分布轮廓与基模的轮廓很相似 (图 4.3), 当电流逐渐增大时, 出现了明显的空间烧孔现象, 载流子的分布也越来越近似于高阶模式的轮廓。可见, 正是基模导致了其形成的烧孔外侧的载流子数的增加, 从而促成了其模式轮廓与这些载流子交叠较大的高阶模式达到阈值而激射。

另外, 将注入电流固定为 5mA, 改变圆盘电极的半径, 分析激光器模式输出的情况。如图 4.5 所示, 当电极半径很小 ($0.5 \mu\text{m}$) 时, 基模在输出的功率中占绝对优势, 其它的模式几乎没有激发, 半径逐渐增大时, 同样是按照阶数增加的顺序, 各高阶模式的输出功率逐渐增大, 同时基模的输出功率开始下降, LP_{11} 首先增大并在电极半径达到 $1.5 \mu\text{m}$ 时输出功率超过基模, 在 $1.65 \mu\text{m}$ 处达到最大值后开始下降, 而半径进一步增大时, 较高阶模式 LP_{21} 和 LP_{02} 的输出得到加强并最终超过低阶的模式。表示 LP_{11} 模式的曲线呈现出类似二次曲线的形状。同样的, 给出了几个不同半径下, 激光器达到稳态后, 横截面上的载流子分布, 如图 4.7 所示。通过与图 4.2、图 4.3 对比, 可以对以上的现象做出解释, 电极半径很小时, 载流子的分布轮廓和基模的轮廓非常相似, 所以输出光中基模占绝对优势, 随着电极半径的增大, 载流子的分布轮廓越来越接近较高阶的各个模式, 所以各个模式的输出得到加强, LP_{11} 模式功率曲线的二次曲线形状

表明在曲线最大值处，其模式轮廓与此时的载流子分布具有最大的交叠。

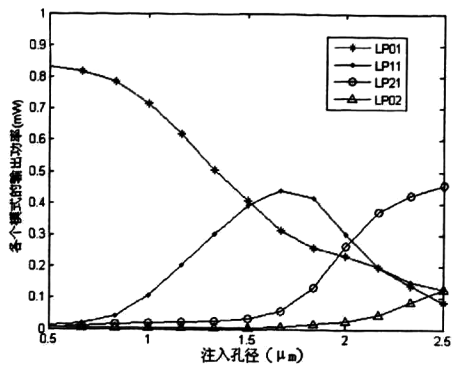


图 4.4 不同注入孔径下，各个模式的输出功率

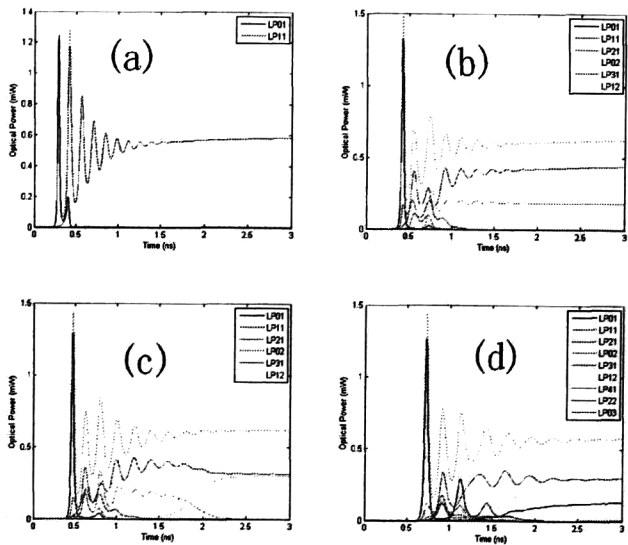


图 4.5 各模式稳态输出功率时序图。In (a), $R_d=0.5\mu\text{m}$. In (b), $R_d=1\mu\text{m}$. In (c), $R_d=2\mu\text{m}$. In (d), $R_d=2.5\mu\text{m}$.

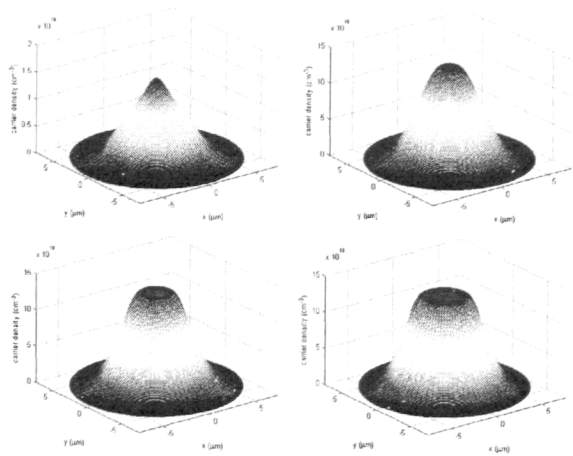


图 4.6 不同电极半径下，各个模式的输出功率，电极半径分别为 $0.5\mu\text{m}$ 、 $1\mu\text{m}$ 、 $2\mu\text{m}$ 和 $2.5\mu\text{m}$

图 4.6 为不同注入孔径 R_d 时各模式稳态输出功率时序图，可以看出，在 R_d 较小且，在输出达到稳定时，只有 LP_{11} ，而随着注入孔半径的不断增大，其他模式也分别得到更高的增益而达到阈值，并开始激射。由此可见，盘形电流注入孔径越大越容易激发高阶模式，要使 VCSEL 稳定的以单基模工作， R_d 必须控制在较小的范围内。从物理上讲，高阶横模的出现源于载流子与光子互作用所致的载流子空间烧孔现象。

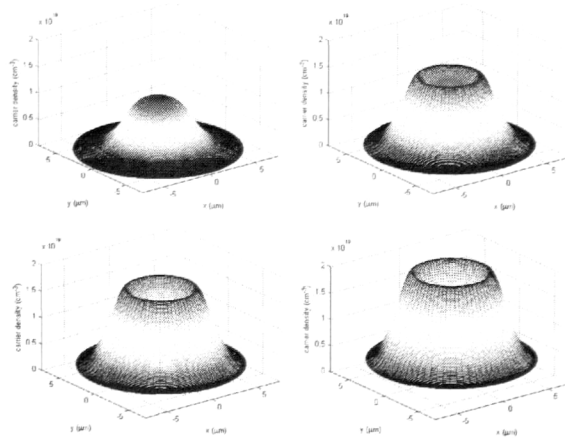


图 4.7 激光器横截面上的载流子分布，注入电流分别为 1mA、4mA、7mA 和 12mA

为更好说明载流子空间烧孔效应，图 4.7 给出了该效应产生时载流子密度的分布曲线，易见，此时有源区中心处载流子密度较低，也就是在截面中心部分由于载流子的大量消耗出现了一个圆形低载流子密度烧孔区，从而导致主模增益下降、高阶模享有更高的增益而得到增强。

4.4.3 环状电极

分析环状电极的情况，固定电极宽度为 $1\mu\text{m}$ ，对比图 4.8 和图 4.6 可以看出，两种情况下激光器的输出模式比较相似，当环的半径较小时，低阶模式的输出功率远大于高阶模式，逐渐增大环的半径，即电极逐渐远离中心时，低阶模式受到抑制，高阶模式被激发出来。另外，还研究了如下的情况，将电极中心位置固定在 $1.25\mu\text{m}$ 处，保持注入电流为 5mA ，仅改变环形电极宽度，图 4.9 给出了这种情况下激光器模式输出的分布。与前面研究的结论类似，决定 VCSEL 模式行为的主要因素就是由注入电流引起的激活区内载流子的空间分布与潜在的模式自身轮廓之间的交叠情况。

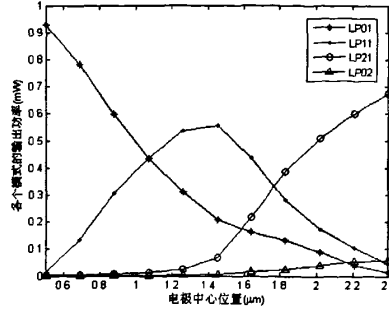


图 4.8 环状电极宽度固定, 电极位置变化时,
各模式的输出功率

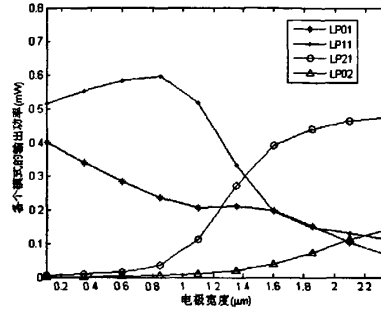


图 4.9 环状电极中心位置固定时, 不同电极宽度下,
各个模式的输出功率

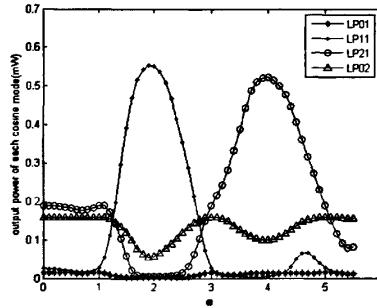
4.4.4 角向周期性电流

LP 模式具有角向的自由度, 但是在前面的研究中, 采用的注入电流是角向均匀分布的, 因此, 各个正弦模式和余弦模式具有相同的输出功率。在研究的情况下, LP_{11} 和 LP_{12} 两种光模式的输出是由具有角向周期性分布的正弦模式和余弦模式叠加而成, 所以假设电流的角向分布函数是 $f_{\varphi}(\varphi) = 1 + \cos(\omega\varphi)$, ω 为注入电流在角向上振荡圆频率, 来研究注入电流在角向不均匀的情况。

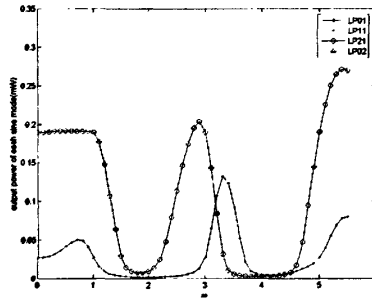
使用圆盘状电极, 径向参数和 4.2.1 节的情况相同。图 4.10 给出了电流分布具有角向周期性时, 激光器模式输出的情况, 其中 (a) 为正弦模式, (b) 为模式的余弦部分, (c) 为整个模式的情况。图中的横坐标是电流角向分布的角频率, 可以看到, 由于正弦模式和余弦模式与载流子轮廓的匹配不再相同, 正弦模式和余弦模式的输出功率也不再相同。当 $\omega = 2$ 时, LP_{11}^c 模式 (下标 11 表示 LP_{11} 模式, 上标 c 表示余弦模式) 的输出功率达到最大值, 而其它的模式则不同程度地受到了抑制。类似地, $\omega = 4$ 时, LP_{21}^c 模式的输出功率达到最大值,

而其它的模式则不同程度地受到了抑制。另外，在 LP_{11}^c 和 LP_{21}^c 模式达到最大输出功率的同时，他们对应的余弦模式 LP_{11}^s 和 LP_{21}^s 刚好达到最小值，可以说在一定程度上实现了正、余弦模式的分离。

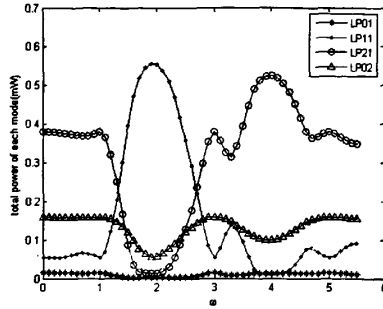
出现上述情况的原因是， LP_{11}^c 模式的轮廓在圆周方向上有两个最大值， $\omega = 2$ 时，刚好和注入电流的分布（也就是载流子的空间分布轮廓）达到最佳的匹配，因此达到最大的输出功率；同样，当 $\omega = 4$ 时， LP_{21}^c 的情况与此类似。图 4.11 中给出了 $\omega = 2$ 时的载流子空间分布的轮廓和激光器输出光的总的轮廓，并分别给出此时 LP_{11}^c 和 LP_{11}^s 输出轮廓以及对应的输出功率。图 4.12 给出了 $\omega = 4$ 时 LP_{21} 模式的情况。对照图 4.3 中的各个模式可知，尽管两种情况下，正弦模式在谐振腔中存在，但是由于其与载流子的空间分布轮廓匹配很差，因此不能获得足够的模式增益而激射。正弦模式的输出功率远远大于余弦模式的输出功率，可以认为，正弦模式和余弦模式被分离开了。



(a) 余弦模式



(b) 正弦模式



(c) 整个模式

图 4.10 角向具有不同空间周期的电流分布对模式功率的影响

4.5 本章小结

在本章中,全面地考虑了载流子的空间分布、横向扩散以及注入电流的强度与空间分布,建立了一个基于速率方程组的准三维VCSEL模型,并应用这个模型分析了电极的形状、位置以及注入电流的强度对激光器横模竞争特性的影响,而且考虑了光波模式角向分布的不均匀性,讨论了注入电流的角向分布对激光器模式选择的影响。

VCSEL在注入电流刚刚超过阈值时,就会出现多个横模并存的情况。只不过电流较小时,低阶的模式占主导地位。随着电流增大,越来越多的高阶模式开始占优势。导致横模竞争的因素主要是载流子的扩散和空间烧孔效应。

采用圆盘状的电极时,固定注入电流强度,电极的半径越大,起振的模式就越多,低阶的模式逐渐失去优势地位;固定半径下,注入电流越大,则高阶的模式越占优势。所以,要保持VCSEL较好的单横模特性,要尽可能地减小电极的半径或者使注入电流的值保持在一定的水平。

使用环状电极时,当环的位置接近VCSEL的中心时,低阶模式占优势,随着电极中心位置向外移动,高阶模式逐渐占优势;固定环的位置,改变环的宽度时,得到的结论是类似的。

参考文献

- [1] C. J. Chang-Hasnain, etc., "Dynamic, polarization, and transverse mode characteristics of vertical cavity surface emitting lasers," IEEE J. Quantum Electron, vol. 27, pp. 1402-1409, June 1991

- [2] A. Valle, etc., "Spatial hole burning effects on the dynamics of vertical cavity surface-emitting laser diodes," IEEE J. Quantum Electron., vol. 31, pp. 1423-1431, Aug. 1995
- [3] "Secondary pulsations driven by spatial hole burning in modulated vertical-cavity surface-emitting laser diodes," J. Opt. Soc. Amer., pt. B, vol. 12, no.9, pp.1741-1746, 1995
- [4] T. E. Sale, etc., "Temperature effects in VCSEL's," Proc. SPIE, vol. 3003, pp.100-110, 1997
- [5] G. Hasnain, etc., "Performance of gain-guided surface emitting lasers with semiconductor distributed Bragg reflectors," IEEE J. Quantum Electron, vol.27, no.6, pp.1377-1385, 1991
- [6] W. Nakwaski etc., "Self-consistent thermal-electrical modeling of proton-implanted top-surface-emitting semiconductor lasers," Proc. SPIE, vol.2146, pp.365-387, 1994
- [7] R. Michalzik etc., "Comprehensive numerical modeling of vertical-cavity surface-emitting lasers," IEEE J. Quantum Electron, vol.29, pp.1963-1974, Apr.1993
- [8] G. R. Hadley etc, "Comprehensive numerical modeling of vertical-cavity surface-emitting lasers," IEEE J. Quantum Electron, vol.32, pp.607-616, Apr.1996
- [9] J. Piprek, etc, "Modeling thermal effects on the light vs. current characteristic of gain-guided vertical-cavity surface emitting lasers," IEEE Photon. Technol. Lett, vol.6, pp.139-142, Feb.1994
- [10] N. Bewtra, etc, "Modeling of quantum-well lasers with electron-opto-thermal interaction," IEEE J. Select. Topics Quantum Electron, vol.1, no.2, pp.331-340, 1995
- [11] J. Piprek, etc, "Simulation and analysis of 1.55mm double-fused vertical-cavity lasers," J. Appl. Phys, vol.81, no.8, pp.3382-3390, 1997
- [12] W. Nakwaski, "Thermal aspects of efficient operation of vertical-cavity surface-emitting lasers," Optic. Quantum Electron, vol.28, pp.335-352, 1996

- [13] J. W. Scott, etc, "Modeling temperature effects and spatial hole burning to optimize vertical-cavity surface-emitting laser performance," IEEE J. Quantum Electron, vol.29, no.5, pp.1295-1308,1993
- [14] K. Moriki, etc, "Single transverse mode condition of surface-emitting injection lasers," Electron. Commun. Japan, Part a, vol.71, no.1, pp.81-90,1998
- [15] S. A. Javro, etc, "Transforming Tucker's linearized laser rate equations to a form that has a single solution regime" IEEE J. Quantum Electron, vol.QE-19, pp,1179-1183, July 1983
- [16] R. S. Tucker, etc., "Circuit modeling of the effect of diffusion on damping in a narrow-stripe semiconductor laser," IEEE J. Quantum Electron, vol.QE-19, pp.1179-1183, July 1983
- [17] R. Huang, etc, "A relationship for temperature dependence of threshold current for 1.3mm compressively strained-layer multiple-quantum-well lasers," IEEE Photon. Technol. Lett, vol.9, pp.892-894, July 1997
- [18] J. W. Pan, etc, "Theoretical study of the temperature dependence of 1.3mm AlGaInAs-InP multiple quantum well lasers," IEEE J. Quantum Electron, vol.32, pp.2133-2138, Dec.1996
- [19] G. C. Wilson, etc, "Spatial hole burning and self-focusing in vertical-cavity surface-emitting laser diodes," Appl. Phys. Lett, vol.64, no.5, pp.542-544,1994
- [20] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, 2nd.ed. New York: Wiley,1981
- [21] P. V. Mena, etc, "Rate-equation-based laser models with a single solution regime," J. Lightwave Technol., vol.15, pp.717-730, Apr.1997
- [22] S .F. Yu, "Dynamic behavior of vertical-cavity surface-emitting lasers," IEEE J. Quantum Electron, vol.32, pp.1168-1179, July 1996
- [23] C. H. Chong and J. Sarma, "Self-consistent calculation of two-dimensional diffusion equation for a model gain analysis of lasing modes in cylindrical VCSEL's," Proc. SPIE, vol.2146, pp.397-408,1994
- [24] D. M. Byrne, etc., "Two and three level optical PCM transmitter design for multigigabit systems using a relaxation oscillation technique," J. Lightwave Technol., vol.LT-5, pp.1412-1425, Oct.1987

- [25] 赵一广, 张宇生, 黄显玲. 垂直腔面发射半导体激光器的电、热河光波导特性. 半导体学报, 1999, 20(11): 963-970
- [26] Zhao Y-G, McInerney J G. Transverse-mode control of vertical-cavity surface-emitting lasers. IEEE J. Quantum Electron., 1996, 32(11): 1950-1958
- [27] 赵红东, 沈光地, 张存善. 半导体垂直腔面发射激光器的微腔效用. 光学学报, 2000, 20(5): 592-596
- [28] Schneider H. C, Fischer A. J, Chow W. W. Temperature dependence of laser threshold in an InGaAsN vertical-cavity surface-emitting laser. Appl. Phys. Lett., 2001, 78(22): 3391-3393
- [29] 虞丽生. 半导体异质结物理. 北京: 科学出版社, 1990
- [30] Chang-Hasnain C J, Harbison J P, Hasnain G. Dynamic, polarization, and transverse mode characteristics of vertical cavity surface emitting lasers. IEEE J. Quantum Electron., 1991, 27(6): 1402-1409
- [31] Li Zhan-Ming, Dion M, McAlister S P, et al. Incorporation of strain into a two-dimensional model of quantum-well semiconductor lasers. IEEE J. Quantum Electron., 1993, 29(2): 346-354
- [32] Zhang Jian-Ping, Petermann K. Beam propagation model for vertical-cavity surface-emitting lasers: threshold properties. J. Quantum Electron., 1994, 30(7): 1529-1536
- [33] 徐森禄, 凌世得. 光波导及其应用. 浙江: 浙江大学出版社, 1990
- [34] 郭长志. 半导体激光器模式理论. 北京: 人民邮电出版社, 1989
- [35] Gonthier F, Henault A, et al. Mode coupling in nonuniform fibers: comparison between coupled-mode theory and finite-difference beam-propagation method summations. J. Opt. Soc. Am., 1991, 8(2)
- [36] Morozov V. N, Neff J. A, Zhou Haijun. Analysis of vertical-cavity surface-emitting laser multimode behavior. IEEE J. Quantum Electron., 1997, 33(6): 980-988
- [37] Kumar T. Self-consistent analysis of gain-guided triple stripe lasers. Solid-state Electronics, 1987, 30(1): 21-31
- [38] Huang Yong-Zhen, Influence of lateral propagation modes on laser output

characteristics in selectively oxidized vertical-cavity surface-emitting Lasers with double oxide layers. J. Appl., 1999, 86(7): 3519-3524

- [39] 袁益让. 三维热传导半导体的分数步长特征差分法. 科学通报, 1998, 43(15): 1608-1612

第五章 结 论

垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 与传统的边发射激光器相比具有更优越的特性, 例如, 具有极低的阈值、较小的远场发散角、调制频率高、易实现单纵模工作和二维集成, 无须解理封装即可进行在片测试等, 所以, 它被广泛应用于光纤通信、并行光互联、光信息处理、光神经网络等领域。

本文建立了一个对垂直腔面发射激光器进行特性分析的准三维理论模型, 它将垂直腔面发射激光器的主要特性 (电学特性、光学特性和热场分布特性) 直接耦合到一起, 采用数值计算的方法, 对我们所建立的准三维模型进行了自洽求解, 并将计算结果与文献报道的结果进行了对比研究。

1. 对 VCSEL 中物理过程以及各个物理现象之间的关联进行了详尽的分析。研究了 VCSEL 的理论基础, 从理论上分析了 VCSEL 的有源区载流子扩散、高温与电流下的有源区漏电流、载流子与模式空间分布以及温度变化等对 VCSEL 运行有重要影响的现象, 以此为基础建立了 VCSEL 的仿真模型, 详细地论述了这个模型的建立和实现过程。针对不同的研究需要建立起 VCSEL 的速率方程组模型, 分析了 VCSEL 的结构参数、工作条件、温度等因素对激光器性能的影响。

2. 建立了空间相关的比较完备的 VCSEL 速率方程温度模型, 分析了 VCSEL 热效应的内在机制, 通过引入温度相关的增益和描述有源区载流子泄漏的电流项来表征 VCSEL 工作的热效应, 这一方程组不仅描述了 VCSEL 的基本运转特性, 更提供了温度相关的增益和有源区载流子泄漏的模型框架。通过使用两者与温度的经验关系式。避免了基于物理细节描述的复杂关系; 在前人工作的基础上, 确立了作为载流子数和温度函数的热泄漏电流和温度相关增益的经验表达式; 给出了 VCSEL 的温度和电特性的经验表达式。在此基础上, 分析了 VCSEL 的瞬态特性、光电特性、调制特性以及温度变化对 VCSEL 运行机制的影响, 研究了阈值对温度的依赖关系、输出光功率的热饱和和下降现象以及温度对调制响应的影响。

3. 我们建立的 VCSEL 直接耦合准三维理论模型包括泊松方程、电流密度方程、载流子扩散方程、光场方程和热传导方程, 通过对以上方程的耦合自洽求解, 研究 VCSEL 的电、热和光波导特性。并应用这个模型分析了电极的形状、位置以及注入电流的强度对激光器横模竞争特性的影响, 而且考虑了光波模式角向分布的不均匀性, 讨论了注入电流的角向分布对激光器模式选择的影响进而分别对 VCSEL 的热特性、调制特性以及与空间效应有关的空间烧孔、横模特性等进行了研究。VCSEL 在注入电流刚刚超过阈值时, 尽管多个横模并

存，但是低阶的模式占主导地位。随着电流增大，越来越多的高阶模式开始占优势。导致横模竞争的因素主要是载流子的扩散和空间烧孔效应。与载流子的空间分布匹配较好的光模式会获得更多的载流子，因此具有较大的输出功率。当电流具有角向周期分布时，由于正弦模式很余弦模式与载流子的空间分布轮廓具有不同的匹配关系，因此具有不同输出的功率，可以通过对注入电流角向分布频率实现对正弦模式和余弦模式的选择。

致 谢

在我攻读硕士学位期间，无论学习和生活上都受到了老师、同学、朋友以及家人关心和帮助。在此，我对他们表示衷心的感谢。

首先特别感谢我的导师俞重远教授，是俞老师的信任给了我进入北京邮电大学求学的机会，也给了我挑战科研难题的勇气和信心。俞老师在我的学业和论文的完成等方面倾注了很大的心血，俞老师的悉心指导和鼓励帮助我克服了学习中的种种难题。俞老师对科学研究的良好直觉、丰厚的学术积淀、严谨的工作作风和治学态度，为我指明了正确的方向。同时，俞老师在生活上也给予我很多关心和帮助，她积极向上的精神和乐观的生活态度都给我留下了深刻的印象。所有这些都是宝贵的财富，将令我终生受益。

感谢张晓光教授、杨伯君教授、于丽教授、王永钢教授、张茹教授、刘玉敏老师、芦鹏飞老师、韩丽红老师、席丽霞老师以及物理教研室其他各位老师，在科研工作和生活中给予我的帮助。各位老师无私奉献的精神，认真负责、一丝不苟的品格是我在今后的学习中学习的目标。

感谢孙月蓬老师以及和理学院各位领导和老师，我在北京邮电大学学习的这段时间里，他们给予我方方面面的关照。

感谢程俊强、王秋国、张虎、贾博雍等博士以及郑世奇、柴瑾、宋禹忻、张岚、关黎明、许玮、王文楠、张妍、王茹婷、姚文杰、田宏达、陈智辉、阎海峰、王天琪等硕士以及实验室的兄弟姐妹们在学习和生活上对我的帮助。

感谢我的父母，对我自始至终的关心、理解、支持和鼓励。

感谢一直以来关心我支持我的所有师长、同学和朋友们。

攻读硕士学位期间发表的论文

- [1] 王倩, 俞重远, 程俊强, 垂直腔面发射激光器中注入电流对光输出的影响, 2007 中国物理学会年会, 2007.09.
- [2] 王倩, 俞重远, 程俊强, 垂直腔面发射激光器中电极对输出功率的影响, 已投《光学技术》, (正在审稿中)。

作者：[王倩](#)
学位授予单位：[北京邮电大学](#)

本文读者也读过(5条)

1. [程俊强](#) [高速光纤通信系统中垂直腔面发射激光器的特性研究](#)[学位论文]2007
2. [郑世奇](#) [基于速率方程的垂直腔面发射激光器数值模拟与特性研究](#)[学位论文]2006
3. [汪晓波](#), [许晓军](#), [陆启生](#), [Wang Xiao-bo](#), [Xu Xiao-jun](#), [Lu Qi-sheng](#) [热容激光器中热致受激发射截面改变对输出功率的影响](#)[期刊论文]-[中国激光](#)2009, 36(1)
4. [王同喜](#) [垂直腔面发射激光器高速调制特性研究](#)[学位论文]2009
5. [张星](#), [宁永强](#), [孙艳芳](#), [张云翼](#), [张岩](#), [刘光裕](#), [史晶晶](#), [王贞福](#), [秦莉](#), [刘云](#), [王立军](#), [ZHANG Xing](#), [NING Yong-Qiang](#), [Sun Yan-Fang](#), [Zhang Yun-Yi](#), [ZHANG Yan](#), [LIU Guang-Yu](#), [SHI Jing-Jing](#), [WANG Zhen-Fu](#), [QIN Li](#), [LIU Yun](#), [WANG Li-Jun](#) [980nm高功率垂直腔面发射激光器的理论分析](#)[期刊论文]-[红外与毫米波学报](#)2010, 29(6)

本文链接：http://d.g.wanfangdata.com.cn/Thesis_Y1316377.aspx