

正三角形及正方形微光学腔模式特性研究*

黄永箴[†] 国伟华

(中国科学院半导体研究所 集成光电子学国家重点联合实验室 北京 100083)

摘要 微谐振腔模式特性研究是利用微腔研制新型光电器件的基础. 为了研制出能采用平面工艺制作的定向输出的微腔激光器, 文章采用解析和数值模拟方法深入研究了正三角形及正方形光学微腔的模式特性, 并得到与数值模拟结果符合非常好的解析场分布及模式波长. 对正方形光学微腔, 把模式组合成满足正方形对称性的场分布, 发现其类 WG 模式只存在品质因子比它小一个数量级以上的偶然简并模式, 因此正方形微腔有利于实现真正的单模工作.

关键词 光学微谐振腔, 谐振模式, 半导体激光器, 时域有限差分法

Mode characteristics of equilateral triangle and square optical micro-resonators

HUANG Yong-Zhen[†] GUO Wei-Hua

(State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Abstract The eigenmodes confined in equilateral triangle and square resonators are analyzed by deriving the mode wavelengths and field distributions, and are numerically simulated by the Finite Difference Time Domain (FDTD) technique. Our analytical results agree very well with those obtained by numerical simulation. In the square resonator, the whispering-gallery-like modes have quality factors much higher than other modes, including their randomly degenerate counterparts. Real single mode operation can thus be realized in the square micro-laser.

Key words optical microresonator, resonant mode, semiconductor laser, FDTD

1 引言

微小的水滴由于表面张力可能形成球形, 全内反射的光线在这种球体内形成闭合回路所对应的受限模式往往具有很高的品质因子. 对这种光学微腔的研究可以上溯到近 100 年前对尺度与光波长相当的云的水滴和悬浮胶体粒子对光散射作用的研究^[1]. 云中的水滴可能含有自然形成的具有高品质因子 (Q 因子) 的球形谐振腔, 而光散射受腔中模式的影响. Purcell 在 1946 年提出微腔中模式态密度变化对跃迁几率的增强作用^[2], 据我们所知这是最早涉及微腔中自发辐射控制的研究. 实际上在光学微腔中, 除了态密度的改变, 腔中不同点模式场强的变

化也对相应位置的辐射几率有调制作用. 在光学微腔中, 自发辐射会受到调制, 人们据此能够研制出具有极低阈值的微腔激光器及高效率的发光管, 而且光学微腔在量子光学、量子电动力学、非线性光学等方面也有许多值得研究的物理问题^[3]. 今天, 液滴形成的微腔以及玻璃微球中的回音壁模式 (whispering gallery mode, WGM) 引起人们的很大重视, 实验上已观察到模式 Q 因子达到 10^{10} 的玻璃微球 WGM^[3]. 而变形微盘及微球中的模式具有更丰富的物理内涵及现象^[4-6], 利用其混沌特性还可以研制出具有定向光输出的微激光器. 人们已经研制出微

* 国家杰出青年科学基金 (批准号 60225011) 资助项目

2003-09-03 收到初稿 2004-01-02 修回

[†] 通讯联系人. E-mail: yzhuang@red.semi.ac.cn

米量级的圆盘微腔激光器^[7],以及进入激光模式的自发发射占总自发发射比例达到 0.1 的微腔激光器^[8].目前研究最多实用性最强的微腔半导体激光器是垂直腔面发射激光器,在这种激光器中,垂直方向的发光受到微腔效应的调制,即使在阈值以下发光也集中在模式波长位置,其他波长的发光受到抑制^[9].利用这种微腔效应还可以研制出高效率窄谱带的共振腔发光管,有利于提高以发光管为光源的光纤通信带宽^[10].光学微腔如果小到在自发发射谱范围内只有一个谐振模式存在,全部的自发发射都将进入这个模式,激光阈值的拐点可能消失,从而实现无阈值的激光器^[11].利用高 Q 值的 WGM 还可以实现高性能的微波光学器件,如可调谐和多极滤波器,共振的电光调制器,光学微波接收器,和光电微波振荡器^[12].利用毫米尺度 LiNbO_3 微腔中高 Q 值 WGM 把微波信号直接上转换为光学信号,已能探测到 2.5nW 的微波功率^[13].

另外,类似于全反射回音壁模式的多边形光学微腔也受到了很大的重视,如六边形微谐振腔的激光器^[14,15]和具有高发光效率的六边金字塔形微腔结构 GaN 发光二极管^[16].利用圆盘或圆环谐振腔与波导的耦合可实现光的上下路由^[17](把不同波长的光信号传输到不同输出通道称为光的上下路由),而正方形光学微腔相对于圆盘光学微腔能与输入输出波导具有较大的耦合长度,在研制光的上下路由器上具有一定的优势^[18].相对于圆盘微谐振腔,正多边形谐振腔的模式特性研究较少,一般只是采用光线模型分析.最近几年,我们在麦克斯韦方程基础上对正三角形和正方形光学微腔的模式特性作了较深入的研究,并采用时域有限差分法(FDTD)作了数值模拟和比较.我们希望研制出能采用平面工艺制作的具有定向输出的微腔激光器,以便作为集成光学回路的光源.本文主要介绍我们在这方面的部分研究成果,更详细的了解请参考我们已发表的论文^[19-29].

2 正三角形光学微腔

采用光线传播模型,我们可以得出由折射率大于 2 的材料刻蚀形成的正三角形中任一点发出的与三角形边平行的光线,经过在等边三角形边上的六次全内反射将回到原来出发点,并保持原来的方向,所经过的路程正好是等边三角形的周长,这样正三角形就是一种很好的光学谐振腔.把三角形谐振腔

中折叠传播的光线展开,如图 1 所示,我们发现等边三角形谐振腔可等效于一个变形的法布里-珀罗腔,其条宽为 $\sqrt{3}a/2$,而周期长度为 $3a$, a 为正三角形边长.把三角形谐振腔中的模式场分布表示为三角形边上的入射场和反射场之和,而外部为按指数衰减的消逝波,我们在麦克斯韦方程基础上导出了二维波导结构的正三角形谐振腔中本征场分布及其模式波长^[21].在正三角形谐振腔中,高阶横模的光线在三角形边上的入射角比基横模小,不容易满足全反射的条件,因此这种谐振腔有利于基横模工作.

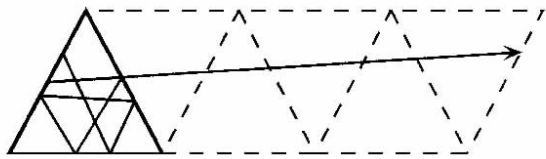


图 1 正三角形微腔中传播的光线及其展开图
(把折叠传播的光线拉直可以发现正三角形微腔对应一个变形的法布里-珀罗腔,因此其模式就可以用一个纵模数和一个横模数来表示)

通过数值模拟,我们发现等边三角形谐振腔可以直接与波导相连接以获得光输出,同时等边三角形谐振腔的谐振模式仍具有很高的品质因子^[20].图 2 为带有输出波导的边长为 $3\mu\text{m}$ 的正三角形微腔中 $\text{TM}_{0,24}$ 模式的场强分布,其输出波导宽度为 $0.23\mu\text{m}$.对于边长为 $5\mu\text{m}$,折射率为 3.2 的等边三角形谐振腔,我们的数值模拟计算表明,波长在 $1.5\mu\text{m}$ 附近基模的品质因子可达 15000 以上,而当谐振腔的一个角的开口为 $0.4\mu\text{m}$ 时,基模的品质因子仍达 2000 以上,即模式寿命为 10^{-12}s ,大于普通 $300\mu\text{m}$ 腔长法布里-珀罗腔半导体激光器的模式寿命.这样,等边三角形微腔激光器将适于作集成光学的光源和具有方向性输出的微腔单模半导体激光器.根据数值模拟得出的模式寿命,我们采用速率方程分析了等边三角形微腔激光器模式选择特性,发现它具有很好的单模特性^[22].我们采用干法刻蚀制作了正三角形微腔,光荧光测试得到的模式波长间隔与解析结果符合很好^[29].

3 光学微腔的数值模拟及 Padé 近似

在半导体微腔的数值模拟中,时域有限差分法(FDTD)是一种非常强有力的工具,可以研究任意波导结构的传播特性.这种方法在微波器件的模拟方面已得到广泛的应用,但它所需要的计算机时非

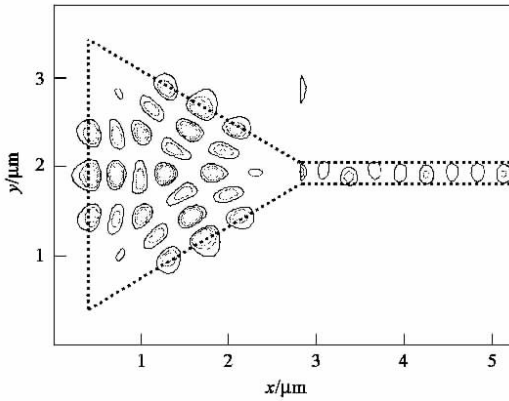


图2 带有输出波导的边长为 $3\mu\text{m}$ 的正三角形微腔中 $\text{TM}_{0,24}$ 模式的场强分布 (输出波导宽度为 $0.23\mu\text{m}$, 正三角形微腔及输出波导用虚线表示, 其折射率为 3.2, 其他区域折射率为 1, 在 $x > 2.8\mu\text{m}$ 的区域, 场强分布放大了 36 倍)

常大, 限制了它在光波导器件模拟上的应用. 采用 FDTD 方法研究光学微腔中的模式特性, 通常是在腔中某些点引入一定的窄脉冲信号, 模拟信号在腔中的传播, 并把腔中某一点的光场信号记录下来作为时域信号, 然后把时域信号转换为频域信号, 这样模式频率及模式寿命就可以从频域信号的峰值频率及谱宽得出. 从时域信号得到频域信号的传统方法就是快速傅里叶变换 (FFT), 但 FFT 需要很长的时域信号才能得到具有足够分辨率的频谱信号. 为了减少 FDTD 的计算量, 人们提出了多种数据处理方法, 较新的一种就是 FFT/Padé 近似^[30]. FFT/Padé 近似把频谱信号表示成两个多项式之比, 并令其与 FFT 得出的分辨率较低的频谱相等, 由此定出多项式的系数. 我们也用这一方法数值模拟了等边三角形微腔激光器模式频率及模式寿命^[19]. 后来, 我们发现采用 Baker 算法的 Padé 近似比 FFT/Padé 近似更节省计算时间^[23]. Baker 算法的 Padé 近似用一系列的递推关系直接从时域信号得到频域信号, 特别是在有近简并模式时效率要比 FFT/Padé 高得多. 一般情况下, Baker 算法的 Padé 近似所需的 FDTD 的时域信号长度是 FFT 所需信号长度的 1%. 图 3 所示为采用 FDTD 数值模拟及 Padé 近似得出的边长 $a = 3\mu\text{m}$, 折射率为 3.2 的二维正三角形谐振腔的 TE 和 TM 模的频谱分布, 其中的下标分别代表横模数和纵模数.

4 正方形光学微腔

微盘激光器的 WG 模式是二重简并的, 因此很

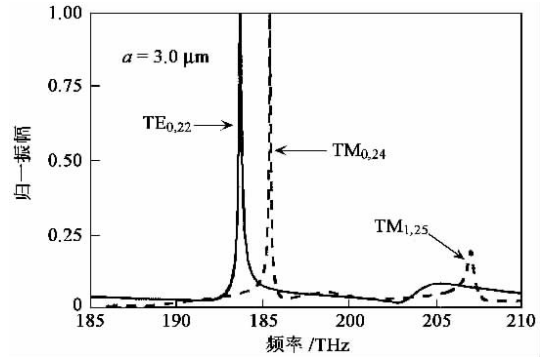


图3 由 FDTD 及 Padé 近似得出的折射率为 3.2 边长为 $3\mu\text{m}$ 的正三角形微腔的 TE 和 TM 模的场强频谱分布. 频谱分布的每个峰对应一个谐振模式, 其模阶数由峰值频率与解析的模式频率比较确定, 模式品质因子则由模式频率与谱宽之比确定

难实现真正的单模工作. 为消除 WG 模式的简并性, 人们曾在微盘周边刻蚀光栅来抑制简并模式^[31], 但这样做增加了工艺难度, 同时也不可避免地增加了载流子的表面复合. 在正三角形微腔中的模式同样是二重简并的. 但我们发现在正方形光学微腔中, 类 WG 模式的品质因子比它的偶然简并模式品质因子高得多, 有利于实现真正的单模激光器.

把正方形微腔中模式场分布也表示为入射场及全内反射场的叠加, 并设正方形的对角线为场分布的零点, 我们导出了正方形微腔中的类 WG 模式场分布及模式频率^[26]. 与 FDTD 数值结果比较, 我们发现类 WG 模式是正方形微腔中模式寿命最长的模式, 但还有一系列寿命较短的模式不能用类 WG 模式描述. 把正方形微腔中的模式光场分布表示为平行正方形边两个方向的余弦函数乘积, 而正方形外部为指数衰减的场分布, 并忽略外部四个角区的场分布, 我们得到了正方形微腔中所有模式的解析表达式, 而且其模式频率与 FDTD 数值模拟结果一致^[27]. 根据正方形的对称性操作, 可以把模式分布组合成满足各种正方形对称性的本征态, 而且正方形微腔的类 WG 模式只存在一个偶然简并的模式, 该模式的品质因子比类 WG 模式的品质因子小一个数量级以上, 可以实现真正的单模工作.

对于正三角形和正方形光学微腔, 我们已经得出解析的谐振模式波长及光场分布, 但模式品质因子的计算仍需要 FDTD 数值模拟. 根据解析的模式光场分布, 我们可以由近场分布及其微商得出远场辐射, 并由辐射功率与模式储存能量关系定出模式品质因子. 对正方形微腔, 我们发现根据解析的光场

分布计算得到的品质因子与 FDTD 数值模拟得到的结果基本一致^[28]。在正方形光学微腔中的法布里-珀罗腔模式由于是垂直入射到端面不能全内反射,因此品质因子比类 WG 模式要低得多,在由时域有限差分法及 Padé 近似得到的频谱上一般观察不到法布里-珀罗腔模式的谱峰。

5 结论

我们研究了二维正三角形及正方形光学微腔模式特性,得出了解析的场分布及模式波长,并用时域有限差分法及 Padé 近似作了数值模拟。结果表明正三角形和正方形光学微腔是集成光学回路的理想光源,而且适于制作单模激光器。把正方形光学微腔应用在光上下路由器上具有耦合方便的优点。

参 考 文 献

[1] Born M, Wolff E. Principles of Optics. New York :Macmillan (Mie G. Ann. Phys. ,1908 ,25(4) 377)
 [2] Purcell E M. Phys. Rev. ,1946 ,69 681
 [3] Chang R K, Campillo A J ed. Optical process in microcavities. Singapore :World Scientific ,1996
 [4] Gmachl C ,Capasso F ,Narimanov E E *et al.* Science ,1998 ,280 :1556
 [5] Lee S-B ,Lee J-H ,Chang J-S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88(9) 094102
 [6] Rex N B ,Tureci H E ,Schwefel H G L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88(3) 033903
 [7] Levi A F J ,McCall S L ,Pearson S J *et al.* Electron. Lett. ,1993 ,29 :1666
 [8] Fujita M ,Ushigome R ,Baba T. IEEE Photon. Technol. Lett. ,2001 ,13(5) 403
 [9] Horowicz R J ,Heitmann H ,Kadota Y. Appl. Phys. Lett. ,1992 ,61(4) 393
 [10] Hunt N E J ,Schubert E F ,Kopf R F *et al.* Appl. Phys. Lett. ,1993 ,63(19) 2600

[11] Yokoyama H ,Nishi K ,Anan T. Optical and Quantum Electron. ,1992 ,24 S245
 [12] Savchenkov A A ,Ilchenko V S ,Matsko A B *et al.* IEEE LEOS Newsletter ,2003 ,17(5) 22
 [13] Ilchenko V S ,Savchenkov A A ,Matsko A B *et al.* IEEE Photon. Technol. Lett. ,2002 ,14 :1602
 [14] Ando S ,Kobayashi N ,Ando H. Jpn. J. Appl. Phys. ,1993 ,32(9B) :1293
 [15] Vietze U ,Krauß O ,Laeri F *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998 ,81(21) 4628
 [16] Jiang H X ,Lin L Y ,Zeng K C *et al.* Appl. Phys. Lett. ,1999 ,75(6) 763
 [17] Little B E ,Chu S T ,Haus H A *et al.* J. Lightwave Technol. ,1997 ,15 :998
 [18] Pan Y L ,Chang R K. Appl. Phys. Lett. ,2003 ,82 487
 [19] Guo W H ,Huang Y Z ,Wang Q M. IEEE Photon. Technol. Lett. ,2000 ,12 :813
 [20] Huang Y Z ,Guo W H ,Wang Q M. Appl. Phys. Lett. ,2000 ,77 :3511
 [21] Huang Y Z ,Guo W H ,Wang Q M. IEEE J. Quantum Electron. ,2001 ,37(1) 100
 [22] Huang Y Z ,Guo W H ,Yu L J *et al.* IEEE J. Quantum Electron. ,2001 ,37(10) 1259
 [23] Guo W H ,Li W J ,Huang Y Z. IEEE Microwave and Wireless Components Lett. ,2001 ,11(5) 223
 [24] Huang Y Z ,Guo W H ,Yu L J. IEE Proc. - Optoelectron. ,2001 ,148(5/6) 229
 [25] Huang Y Z ,Guo W H ,Yu L J. Chin. Phys. Lett. ,2002 ,19 (5) 674
 [26] Guo W H ,Huang Y Z ,Lu Q Y *et al.* IEEE J. Quantum Electron. ,2003 ,39(9) 1106
 [27] Guo W H ,Huang Y Z ,Lu Q Y *et al.* IEEE J. Quantum Electron. 2003 ,39(12) 1563
 [28] Guo W H ,Huang Y Z ,Lu Q Y *et al.* IEEE Photon. Technol. Lett. 2004 ,16(2) 479
 [29] LU Q Y ,CHEN X H ,GUO W H *et al.* IEEE Photon. Technol. Lett. ,2004 ,16(2) 359
 [30] Dey S ,Mittra R. IEEE Microwave and Guided Wave Lett. ,1998 ,8 :415
 [31] Fujita M ,Baba T. Appl. Phys. Lett. ,2002 ,80 :2051



· 物理新闻和动态 ·

掺硼金刚石的超导电性

金刚石以它的光泽和超强的硬度屹立于材料世界之林。它本身是绝缘体,但它的导热能力优于铜,并且能承受极高的强电场。为使金刚石能够在电子学领域获得应用(例如,作为微电子芯片衬底、电子发射电极、光探测器和晶体管等),需要引入电荷载流子。硼原子的半径较小,它比碳原子少一个电子,因此硼掺杂是向金刚石结构注入空穴载流子的好办法。

最近,来自俄罗斯科学院高压物理研究所的 Ekimov E A 等,采用高温(2500—2800K)–高压(10⁵ 大气压)技术合成了硼掺杂的金刚石,进而发现了其中的超导电性, $T_c \sim 2.3\text{K}$ 。实验所使用的原始材料是 B₄C 和石墨 C。经高温–高压处理后,产物中出现了多晶金刚石的聚集体。具有金属光泽的聚集体尺寸约 1—2mm,它们散落在 B₄C 和石墨的界面。仪器分析表明,掺杂金刚石颗粒中的载流子浓度 $n \geq 2 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ 。

根据测得的 T_c 附近的 dH_{c2}/dT , 实验者导出了上临界场上限 $H_{c2}(0) = 3.4\text{T}$ 。相干长度 $\xi_0 = 10\text{nm}$ 。磁化率测量表明,在 $T \sim 1.1\text{K}$, 掺杂金刚石样品的抗磁响应达到了超导 I_n 的 25%—60%, 从而证实超导电性是体效应而不是仅仅发生在离散的芯线中。此外,磁滞回线的测量表明,掺杂金刚石样品具有磁通钉扎。由于样品太小($\sim 2\text{mg}$),当实验者试图使用物性测量系统测量比热时,仅仅隐约看到了 T_c 附近的比热跳跃 ΔC 。金刚石的德拜温度 $\theta_D = 1860\text{K}$, 利用电–声子耦合的 McMillan 公式,从 θ_D 和 T_c 导出的电–声子耦合常数是 $\lambda = 0.2$ 。这表明硼掺杂金刚石的电子态密度很小。

新实验所提出的问题是, Si 和 Ge 的结构与金刚石相似,对这两者进行掺杂能否造就出新的超导体呢?

(中国科学院理化技术研究所 戴闻 编译自 Ekimov E A *et al.* Nature 2004 428 542)