

子的位置上. 困难在于 Migdal 定理已失效. 顶角修正不能再被忽略. 问题的关键是需要找出高温超导体与那些显示电子有序化的不超导的局域配对材料之间的本质区别. 因为, 吸引配对也出现在非超导的变价系统和重费米子系统中, 局域配对并不等于一定出现超导性. 关键是相干凝聚及非对角长程序的出现. 在上述的意义下, 似乎纯库仑排斥型的作用不能导致配对及超导, 至少是在 Eliashberg 理论的框架下是这样. 历史上已论证过, 在某种特别的电荷分布情形, 并不排除配对的可能性. 姑且不论这种情

形. 近来已有人用重整化群证明, 在极端强的库仑排斥下, 只要附加一点点吸引力(声子应该是可以提供的), 载流子就不可避免地导致配对. 虽然这个论证是在一维情形给出的, 但是至少给人们一些启示: 在强关联的条件下, 超导机制的可能性是多种多样的.

著名的超导机制还有: 自旋口袋模型、反铁磁费米液体模型、Nesting 模型、任意子模型等等, 国内的学者甘子钊、苏肇冰、龚昌德教授等在有关高温超导电性机制方面也有许多出色的工作, 这些都留待以后介绍了.

## 半导体光学微腔——研究腔量子电动力学效应的绝妙范例\*

章 蓓

(北京大学物理系, 介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

**摘 要** 光学微腔中真空场和电子的行为与它们在自由空间中截然不同, 导致了腔量子电动力学的一系列复杂性物理问题. 半导体光学微腔是新一代凝聚态微型谐振器的典型代表, 是探索腔量子电动力学、寻求新型微腔器件及其应用的绝妙范例. 文章概要介绍了几种典型的半导体光学微腔及其研究进展.

**关键词** 半导体微腔, 腔量子电动力学, 光学微腔

**Abstract** The behavior of electrons and the vacuum field in an optical microcavity is significantly different from that in free space, resulting in a series of complicated physical effects in the cavity quantum electrodynamics. Semiconductor optical microcavities are an excellent example of a new generation of condensed matter micro-resonators for exploring the effects of cavity quantum electrodynamics and developing a variety of new microcavity devices with their possible applications. A review of the current results on different kinds of semiconductor microcavities is presented.

**Key words** semiconductor microcavity, cavity quantum electrodynamics, optical microcavity

\* 国家攀登计划资助项目; 国家自然科学基金资助项目.

1995 年 12 月 22 日收到初稿, 1996 年 3 月 11 日收到修改稿.

早在 1917 年爱因斯坦就指出,处于激发态的原子可以通过自发发射或受激发射两种方式辐射出光子.自发发射是指激发态原子在不受任何外界光子影响的情况下“自发”地发射光子的过程;而受激发射则指原子由于受外部光子的诱导或刺激而发射新的相干的光子的过程.在 1960 年激光发明之前,人们所利用的都是由自发发射方式产生的光.激光发明之后,大量研究的注意力集中在受激发射上.现今各式各样新型激光光源的实现,归根结底都是通过“光腔”来控制以受激发射占优势的发光过程的结果.可是长期以来,人们普遍认为自发发射犹如爆竹或火花的迸发,是激发态原子不可避免要发生的普遍现象,往往容易误认为自发发射是无法控制的非可逆过程.实际上,自发发射并不是物质的固有性质,而是原子和真空场涨落相互作用的结果.其实,早在 40 年代就有人预言,如果将原子或物质置于一个至少在一个方向的尺寸与波长同数量级的腔——微腔内,自发发射性质会发生改变,并受到腔的控制.但是,这一重要现象直至近 10 年才从实验上得到证实.最近,人们把这一研究领域称之为“腔量子电动力学”(cavity quantum electrodynamics 简称 CQED)<sup>[1,2]</sup>.它不仅阐述了原子与光子在狭小的腔内所表现出来的与在自由空间完全不同的基本行为,提出了一系列光的量子本性、光与物质相互作用的复杂性物理问题,而且又提供了多种应用的可能性.特别是最近出现的以半导体为有源介质的光学微腔已成为新一代凝聚态微型谐振器的典型代表,是研究腔量子电动力学(CQED)效应的绝妙范例,为研究光与物质相互作用提供了丰富多采的研究内容,又直接促进了新的发光器件的发展,格外受到人们的关注.

## 1 腔量子电动力学的基本概念

在讨论激发态原子和腔的相互作用时,让我们分别用量子和经典两种观点来简单回顾一

下原子发射光的过程.实际上正是原子的发光过程在这两种观点之间架起了桥梁.考虑一个两能级的原子,当电子从高能级  $E_e$  跳到低能级  $E_f$  时,就发射出一个光子,释放出能量为  $h = E_e - E_f$  的光子以光的速度向无限空间扩展,即发生了自发发射,这一过程可理解为激发态原子与它所处的真空场相互耦合的结果.自由空间的辐射场通常可用一组无限多个简谐振子的组合来描述,每个简谐振子对应一个辐射场模式,其能量相当于光子能量  $h$  的整数倍,而每个振子的基态具有“零点能量”即量子涨落.在自由空间情况下,只要满足能量守恒和动量守恒,激发态原子可耦合到任何一个模式.换句话说,自由空间的连续场模式就好比一个巨大无比的储能器,使原子的激发状态衰减掉,原子不可逆地回到它们的基态.原子与每个场模式的耦合可用一个基本的共振频率即真空拉比(Rabi)频率来描述,它反映了原子与场交换能量的快慢.自发发射几率  $\gamma_0$  就是人们熟知的爱因斯坦 A 系数,即电子在单位时间内自发地从高能级  $E_e$  向低能级  $E_f$  跃迁而发出一个光子的几率.  $\gamma_0$  与拉比频率的平方以及模式密度(单位频率间隔内的模式数)成正比.在所处空间远大于波长时,自发发射的几率可以由著名的费米“黄金定则”求得.在自由空间情况下,原子保持其激发态的几率随时间  $t$  呈指数曲线而衰减,正比于关系  $\exp(-\gamma_0 t)$ ,即激发态原子具有类似于放射性元素半衰期一样的自然寿命.因此自由空间中这种随时间指数衰减的过程正好反映了自发发射的不可逆性.当原子置于腔内时,真空场的涨落发生了变化,从而改变了原子偶极子的涨落和偏振,反过来又影响真空场的涨落,两者相互影响,因此利用一个狭小的腔来对自发发射的衰减速率、频率变换进行“光学剪裁”也就不奇怪了.从经典的观点看,激发态原子中最外层电子等价于一个小天线,以和向下跃迁能量相当的频率振荡,而发射的光子就是天线的辐射场.反之,当原子吸收光而跳到更高能级时,它又相当于一个接收天线.如果有人把

收音机天线放在隧道或地下铁道中时,我们知道收听广播就出现困难,因为入射的无线电波和隧道中由钢筋水泥壁反弹回来的波会发生相互干扰,使无线电波的传播受到阻碍,长波段就被截止掉了.同样,放在狭小腔内的激发态原子非常类似于上述的天线.如果腔足够小,那么原子也就不可能发生辐射,因为尽管它“想要”产生振荡,但腔的边界条件却不允许这样波长的振荡存在.也就是说,在微腔中激发态原子只得保持原有的能态,自发发射受到了抑制.但是,如果稍为调整一下微腔的大小,使腔的边界条件与在原子自然发射的波长相匹配而形成共振腔,这个波长的真空场涨落一下子涌入腔内,比起它们在自由空间时增加很多,这样自发发射速率就得到了明显的增强.因此,在狭小的腔内,原子与光子的行为显然与它们在自由空间时完全不同,通过微腔有可能改变或控制自发发射,使其得到抑制或增强.

早期的腔量子电动力学实验是利用里德伯(Rydberg)态原子束<sup>[1-3]</sup>或回旋加速的电子<sup>[4]</sup>在微波范围内进行的.1986年以来,人们开始把注意力转移到光波范围.利用各种原子束、有机染料和半导体等凝聚态物质进行实验,大大推动了腔量子电动力学研究.

## 2 光学微腔中的光学过程

光学微腔是指至少在一个方向上腔尺寸小至与谐振光波波长相比拟并具有高品质因子( $Q$ 值)的光学微型谐振器.由于光波长在微米数量级,光学微腔必须采用微米或亚微米加工技术来制备.最近,尺寸在 $0.1-10\mu\text{m}$ 的凝聚态光学微腔的研究十分活跃<sup>[5-9]</sup>.

当光腔的尺寸减小时,我们说它引起了光学谐振腔“维度”的降低.比如间距为波长量级的平行平面腔可称为二维(2D)腔,而三个方向均为波长大小的腔称为零维(0D)腔.微腔中光学限制的结果造成了光子态密度(或模式密度)的再分布.图1给出了三种不同维度的光腔中腔内光学模式密度与光波频率的关系曲线<sup>[8]</sup>.

与图1(a)的无限大自由空间(3D腔)的情况相比,图1(b)代表的2D平面微腔光模式密度在某些频率增大而在另一些频率减小,呈台阶状变化.而在零维(0D)腔中,则出现了间隔分明的分立的模式密度分布,如图1(c)所示,其中虚线表示腔内有源物质的发光谱,这时它只和特定的腔模式相重叠.根据费米“黄金定则”,自发发射的几率与光模式密度和偶极子矩阵元成正比.微腔中模式密度再分布的结果,使自发发射速率在不同频率分别得到增强和抑制,并随着偶极子在腔内的具体位置而改变,同时自发发射的空间分布也明显地受到微腔反射壁的调制,而发生变化.我们可简单估算一下处于平面2D共振腔中心沿平面取向的偶极子的发射强度.若腔镜面反射率为 $R = 0.95$ ,沿平面腔轴向的自发发射强度将增强至自由空间时的80倍,因为 $[2(1+R)/(1-R)] \approx 80$ ,而且还大大改变了发射强度的空间分布.

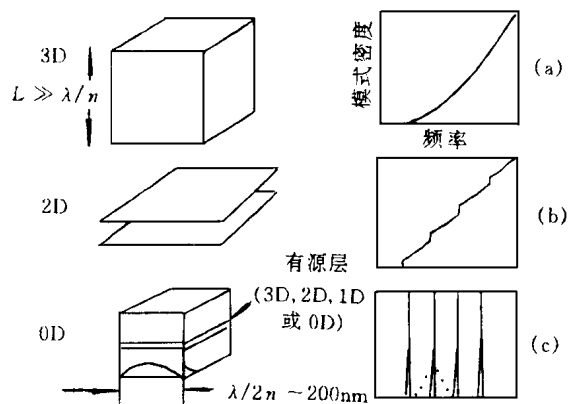


图1 三种维度光学谐振腔中模式密度随光学频率的变化<sup>[8]</sup>

- (a) 三维腔,腔尺度  $L \gg \lambda/n$ ;
- (b) 二维腔,在截止频率下不存在模式;
- (c) 零维腔,分立的光学模式,点线为发射谱

值得指出,微腔对自发发射控制作用中最引入注目的结果是大大提高了自发发射的耦合系数,可以使微腔器件获得优良的性能.自发发射耦合系数定义为在低激发速率时,耦合到单一的激射模式与总的自发发射的能量之比.

在普通激光器中,自发发射系数可近似表示为  $\frac{4}{3} \frac{1}{V} \frac{1}{n^3}$ , 式中  $\Delta\nu$  是发射线宽,  $n$  是折射率,  $V$  为光模式体积.  $V / (\frac{4}{3} \pi n^3)$  大致相当于腔内模式总数,而  $\Delta\nu / \nu$  与发射线宽内的模式数成正比. 在普通的半导体激光二极管中,  $\frac{V}{V_0}$  值仅为  $10^{-5}$ . 减小模式体积  $V$  或光谱发射线宽  $\Delta\nu$ , 可得到较大的  $\frac{V}{V_0}$  值. 在微腔情况下, 由于  $V$  急剧减小, 腔内光模式间隔加大,  $\frac{V}{V_0}$  值明显增加. 如图 1(c) 所说明的那样, 若物质的发光谱只和一个腔模式相重叠,  $\frac{V}{V_0}$  接近于 1. 在  $Q$  很大、品质因子很高的微腔中, 自发发射的光子被保留

在腔内, 可使自发发射成为不可逆性过程, 即腔内的原子有更多的机会与它们自己发出的光子相耦合, 光子的再吸收、再发射, 周而复始, 形成光子循环, 从而有可能产生相干的光子而出现无粒子数反转的激射. 当  $\frac{V}{V_0}$  增大到接近于 1 时, 激光器的光输出随泵浦功率的变化将变为线性函数, 阈值转折随之消失, 有可能实现“无阈值激光器”. 图 2 是法布里-珀罗型微腔的无阈值激光器工作原理示意图. 实验上, 在含染料的微腔中已观测到近无阈值的激光振荡<sup>[10]</sup>. 在高值情况下的激光阈值行为是一个十分有趣的基本问题, 有待从理论和实验上进一步探讨.

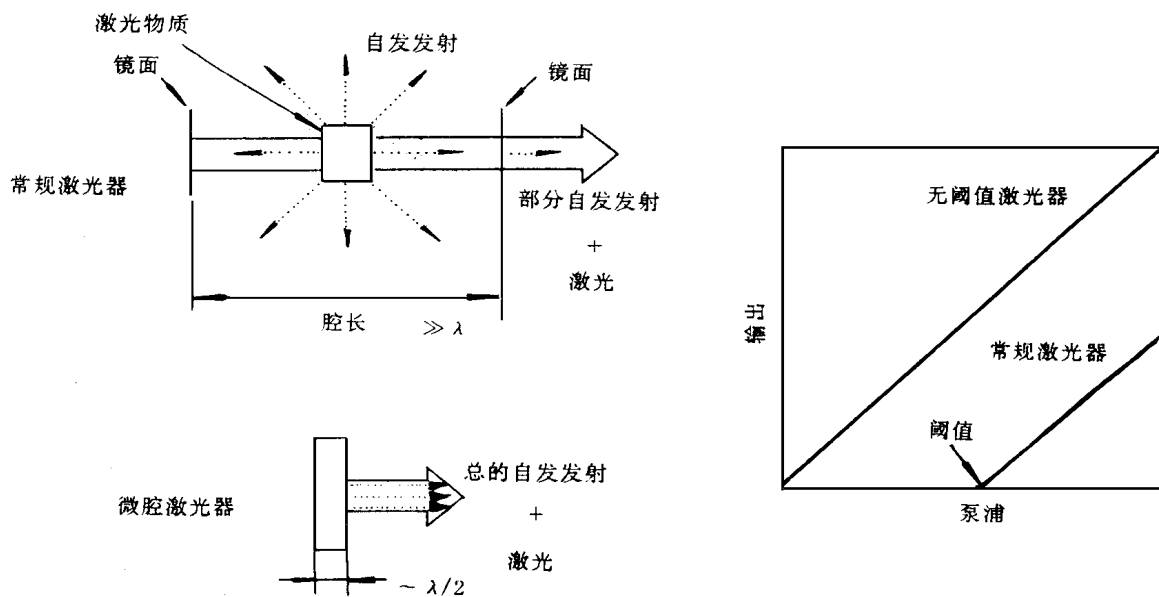


图 2 无阈值激光器工作原理示意图<sup>[6]</sup>

### 3 几种典型的半导体微腔

微加工技术的飞速发展促进了各种半导体微腔的实现和研究, 目前已出现的半导体微腔大体可归结为以下三种典型的腔结构.

#### 3.1 法布里-珀罗(F-P)微腔

F-P 微腔是目前理论上和实验上研究得最广泛最深入的半导体微腔. 通常利用分子束外延或金属有机物化学气相沉积技术生长成如图 3 所示的结构. 腔内物质由 GaAs 或 InGaAs 或

InGaAsP 等半导体量子阱构成, 腔镜面可用金属膜或两种材料交替生长的半导体或淀积的介质膜形成分布布拉格反射镜 (DBR). 为实现高  $Q$  值, 若用 GaAs 和  $Al_x Ga_{1-x} As$  交替层组成 DBR 镜面, 往往需要生长 20 周期以上才可能达到大于 99% 的腔反射率, 使  $Q$  值大于 500. 即使是平面的 GaAs 量子阱 F-P 腔, 自发发射在一个波长的微腔内谱线变窄、强度增强, 而在小于半个波长的微腔中被抑制, 以及发射强度随量子阱在腔内具体位置而变化等 CQED 效应都已从实验上证实<sup>[5-7]</sup>. 理论上估计, 平面 F

- P 腔的 最大值为 0.05 ,但由于半导体的带宽较大,还会进一步降低 值,若对 F - P 微腔的侧面也加以限制或利用球面镜等方法提高 Q 值,亦将会增加 值.

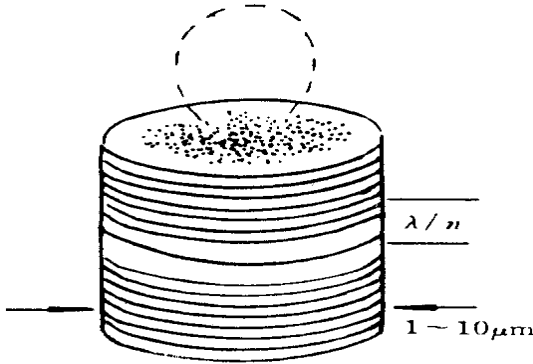


图3 F - P 微腔示意图<sup>[7]</sup>

InGaAs 和 GaAs 量子阱 F - P 微腔中的“共振分裂”效应也是十分有趣的腔量子电动力学(CQED)现象. 激子与共振腔光子间相互交换能量,会出现两个共振峰<sup>[8,11]</sup>. 这和 CQED 研究初期观测到的“原子 - 腔”相互作用的“模式共振”效应非常相似. 图 4 是腔 - 激子耦合模式的示意图<sup>[8]</sup>,说明腔振子和激子振子相互作用类似于两个相耦合的单摆产生共振频率分裂、互相转换能量的过程. 最近还观测到双激子的非线性共振分裂现象等,有待进一步探讨.

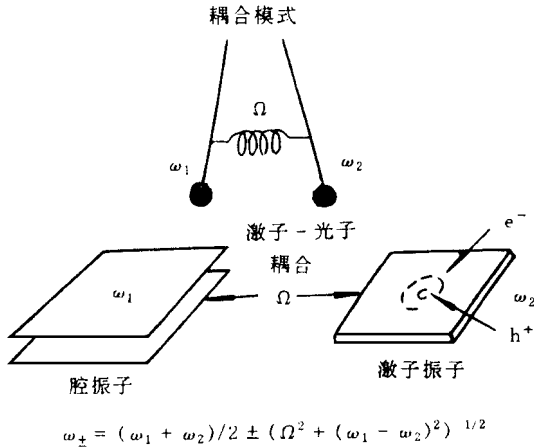


图4 腔 - 激子耦合模式示意图<sup>[8]</sup>

### 3.2 “回音壁模式”(WG型微腔)

“回音壁模式”(whispering gallery mode)是另一种相当成功的高 Q 值微型腔,光波在两

种具有不同折射率的介质的弯曲界面传播时,会发生全反射,光滑的弯曲界面相当于反射率很高的镜面,从而形成了沿界面半波长范围内传播的高 Q 值的模式,称之为回音壁模式,如图 5 所示. WG 模式起初是由上个世纪 Lord Ragleigh 解释低声耳语之声波沿伦敦圣保罗教堂壁传播时引入的,我们将它类比于 500 多年以前建成的北京天坛公园回音壁内传播的声波模式是再恰当不过的了. 光学 WG 模式研究,最初是在 60 年代首先对球状固体和液滴开始的,而半导体环形激光器中的 WG 模式是从 80 年代起开始研究的. 90 年代以来,各种聚合物、石英玻璃微球、染料液滴和半导体中的 WG 模式的 CQED 效应竞相开展起来.

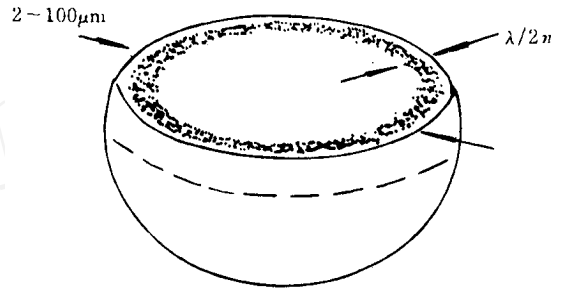


图5 WG 模式微腔示意图<sup>[7]</sup>

由美国 AT & T Bell 实验室于 1992 年首先研制成功的 InGaAs/ InGaAsP 微盘激光器是最典型的半导体 WG 微腔<sup>[12,13]</sup>. 采用与传统的激光二极管平行镜面腔结构截然不同的图钉状微盘腔结构,演示了低至 1mA 以下的阈值. 由于圆盘边缘本身就相当于腔镜面,不需要再制备复杂的 DBR 膜;可制成 2—10μm 直径的微盘获得极小的微腔体积;同时 WG 模式可达到很高的 Q 值,这些特点使微盘形微腔具有多方面的优越性. 现在波长由 0.5μm 至 1.6μm 的 - 族和 - 族不同材料体系的半导体微盘或微圆柱的研究已多方面开展起来. 国内由北京大学物理系研制成功的发射波长分别为 1.5μm 和 0.65μm 的 InGaAsP/ InP 单量子阱和 InGaP/ AlGaAs/ GaAs 微盘,也有一定的特色<sup>[14—17]</sup>,在极低的光功率(小于 1μW)泵浦下,可得到单模振荡,证实了微盘中光学微腔很强

的模式选择作用. 最近报道的盘直径仅  $1.6\mu\text{m}$  的 InGaAs 量子阱微盘激光器<sup>[18]</sup>, 可得到高达 0.2 的自发发射系数. 在这类体积极小的微盘光腔中, 各种光子和电子弛豫过程的时间尺度变得可比拟, 如腔光子寿命、光沿微盘传播时间以及电子间散射时间都在同样数量级, 使光的吸收与增益、阈值的概念、载流子与光子的统计规律等都要以新的观点来认识, 形成了激光物理和光与载流子相互作用研究中的新课题. 同时对这类微盘形微腔的光学模式、阈值行为和耦合输出方式等进行研究, 是开辟这类微盘器件应用有待解决的新问题.

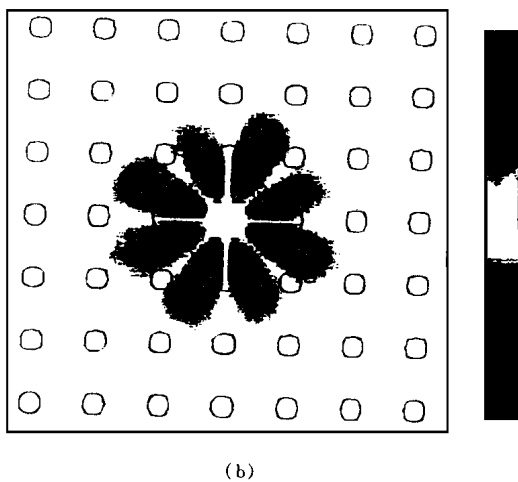
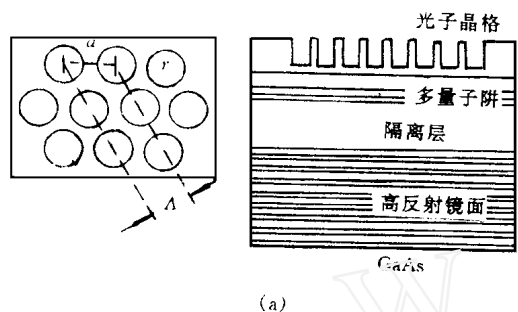


图 6

(a) 光子晶格结构示意图<sup>[18]</sup>(晶格与间隔层为 AlGaAs, 多量子阱为 GaAs/AlGaAs, 高反射层由 AlAs/AlGaAs 组成);  
(b) 光子带隙缺陷模式微腔<sup>[18]</sup>(中央部分为模式图像分布)

### 3.3 光子晶体缺陷模微腔

光子晶体中的带隙缺陷模式应该说是一种最理想的微腔. 和原子晶体相类似. 在光子晶体

中, 介电性质的周期性形成了光子带隙, 即在某个光学能量范围内, 光子的辐射被禁戒, 因而不能在任何方向传播. 利用缺陷模式, 可在光子晶体中形成  $Q$  值很高的单模腔. 比如在半导体量子阱结构上制备的蜂窝状纳米结构就是一种典型的二维光子晶体, 如图 6(a) 所示. 图 6(b) 表示光子晶体的缺陷腔, 可在上述二维光子晶体上制造出来. 最近已从实验上取得可喜的进展.

## 4 结语

如上所述, 光学微腔使光学谐振器的“维度”得到降低, 导致了腔内光学模式的量子化. 半导体微腔进一步证实了通过“腔”来改变和控制自发发射的可能性, 为腔量子电动力学效应提供了丰富的研究内容, 并已用于发展低阈值的微腔激光器和高效率的微腔发光二极管. 比如由平面微腔的垂直腔面发射激光器为代表的微型激光器以其极低的阈值、较高的速度(几十 Gb/s)、对称的光束输出和便于集成化等优点, 为光信息处理、高速光互连等应用提供理想的光源, 现已接近商品化. 又如微腔型 InGaAs 或 InGaAsP 高效发光二极管, 由于其光谱与空间分布的窄化和发光强度的增大可有效地获得对称、准直的光束, 大大降低了在多模光纤传播中的色散, 使实验数字通信系统的速率可从 60Mbit/s 提高到 200Mbit/s, 而在有机发光半导体中, 利用微腔在有效的发射方向调谐和增强红、绿、蓝三基色, 为彩色平面显示提供了诱人的应用前景.

但是值得指出, 目前光学微腔领域的现状相当于 70 年代初半导体异质结中量子化电子态的研究状况. 随着更小尺度的纳米结构包括量子阱、量子线和量子点以及更新、更好的材料技术的不断发展, 随着更广泛材料体系中更小体积、更高  $Q$  值的光学微腔的探索与研究, 半导体光学微腔在凝聚态物质腔量子电动力学和微腔激光物理中更丰富的物理内涵和广泛的应用前景必将展现在我们面前.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] S. Haroche and D. Kleppner , *Physics Today* , **42**(1989) , 24.
- [ 2 ] S. Haroche and J. M. Raimond , *Scientific American* , **268** (1993) ,26.
- [ 3 ] R. G. Holet , E. S. Hilfer , D. Kleppner , *Phys. Rev. Lett.* , **55**(1985) ,2137.
- [ 4 ] G. Gabrielse , H. Dehmelt , *Phys. Rev. Lett.* , **58**(1987) , 66.
- [ 5 ] Y. Yamamoto , S. Mashida , G. Bjok , *Optical & Quant. Electron.* , **24**(1992) ,S125.
- [ 6 ] H. Yokoyama , K. Nishi , T. Anan , *ibid* , **24**(1992) , S245.
- [ 7 ] Y. Yamamoto and R. E. Slusher , *Physics Today* , **46**(1993) ,66.
- [ 8 ] R. E. Slusher , C. Weisbuch , *Solid State Commun.* , **92** (1994) ,149.
- [ 9 ] 阎守胜、甘子钊主编.介观物理,北京大学出版社,(1995) ,276.
- [ 10 ] H. Yokoyama , M. Suzuki , Y. Nambu , *Appl. Phys. Lett.* , **58**(1991) ,2598.
- [ 11 ] C. Weisbuch , M. Nishioka , A. Ishikawa et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **69**(1992) ,3314.
- [ 12 ] S.L. McCall , A. F. Levi , R. E. Slusher et al. , *Appl. Phys. Lett.* , **60**(1992) ,289.
- [ 13 ] A. F. Levi , R. E. Slusher , S. L. McCall et al. , *Electron. Lett.* , **28**(1992) ,1010.
- [ 14 ] 章蓓、张存、戴伦等,电子显微学报,**13**(1994) ,301.
- [ 15 ] Zhang Bei , Wang Ruopeng , Ding Xiaomin et al. , *Solid State Commun.* , **91**(1994) ,699.
- [ 16 ] 章蓓、王若鹏、丁晓民等,红外与毫米波学报,**14**(1995) ,253.
- [ 17 ] Zhang Bei , Zou Yinghua , Zhou Hetain et al. , Proceeding of China-Japan Symposium on thin Films , (edited by Zhu Junming) , (1995) , 42.
- [ 18 ] P.L. Gourley , J. R. Wendit , G. A. Vawter et al. , *Appl. Phys. Lett.* , **64**(1994) ,687.
- [ 19 ] A. Dodabaiapur , L. T. Rothberg , T. M. Miller et al. , *Appl. Phys. Lett.* , **64**(1994) ,2486.
- [ 20 ] Zhang Bei , Zhuang Lei , Lin Yong et al. , *Solid State Commun.* , **97**(1995) ,445.

## 硅中 掺杂的新进展 \*

蒋 最 敏

(复旦大学物理系,复旦大学应用表面物理国家重点实验室,上海 200433)

**摘 要** 掺杂 Si 材料是一种新型半导体材料,它是利用杂质工程和能带工程的结合来调节半导体的性质的.它的许多物理性质为低维半导体系统的研究开辟了一个新领域,同时正是这些物理特性使得该材料在硅基光电子器件、电子器件研制中具有广阔的应用前景.文章介绍了硅中 掺杂方面的研究新进展.

**关键词** 掺杂,硅基材料,分子束外延

**Abstract** Delta doped silicon is a novel type of semiconductor material , the properties of which are tailored by both the impurity engineering and the band gap engineering. These properties have opened up a new research field for low dimensional semiconductors as well as potential applications in new Si-based optoelectronic and electronic devices. In this paper the progress of delta doping in silicon is reviewed.

\* 1995 年 12 月 7 日收到初稿,1996 年 3 月 18 日收到修改稿.