

金属有机化学气相沉积外延技术生长 GaN 基半导体发光二极管和激光二极管(I)*

王 涛^{1, 2} 姚键全¹ 张国义^{2, †}

(1 天津大学精密仪器与光电子工程学院 激光与光电子研究所 教育部光电信息技术科学重点实验室 天津 300072)

(2 北京大学物理学院宽禁带半导体材料研究中心 北京 100871)

摘 要 文章评论性地介绍了金属有机化学气相外延技术(MOCVD)生长氮化物半导体 GaN 和 InGaN 以及激子局域化效应、量子束缚斯塔克效应对它们的光学性能的影响 ,详细比较了这两种效应对 GaN 基半导体发光二极管和激光二极管特性的影响 ,特别是量子束缚斯塔克效应以显著不同的方式影响着发光二极管和激光二极管的性能 ;文章还讨论了在 A 面蓝宝石衬底上生长 GaN 的情况.

关键词 金属有机化学气相沉积外延(MOCVD) ,InGaN ,GaN ,发光二极管 ,激光二极管 ,多量子阱

MOCVD Growth of GaN – based light emitting diodes and laser diodes(I)

WANG Tao^{1, 2} YAO Jian-Quan¹ ZHANG Guo-Yi^{2, †}

(1 College of Precision Instrument and Opto – Electronics Engineering , Institute of laser and Optoelectronics ;

Key Laboratory of Laser and Optoelectric Information Science and Technology Ministry of Education Tianjin University , Tianjin 300072 , China)

(2 School of Physics , Research Center for Wide Band Gap Materials , Peking University 100871 , China)

Abstract We review the influence of MOCVD growth conditions on the optical and crystal properties of GaN. The optical properties of InGaN are investigated in terms of carrier localization and quantum confined Stark effects. The influence of these two effects on the performance of light emitting diodes and laser diodes are compared in detail , from which we see that they differ significantly. Since A-face sapphire is now available in very large size it is attracting much attention as a substrate for electronic devices , and growth on such substrates is also reviewed.

Keywords MOCVD , InGaN , GaN , LED , LD , MQW

1 引言

作为制备蓝绿光波段发光器件的理想材料和全色显示以及高密度 DVD(HD – DVD)激光头的关键材料 ,氮化物半导体器件近十多年来得到了广泛的研究和长足的发展^[1]. 同时 ,高性能的蓝光发光二极管可以通过下转换荧光粉获得白光 ,从而实现人类长久以来的梦想——全固态白光照明光源. 此外 ,宽禁带和优良的导热性能使其成为高温场效应管的重要候选材料^[2]. 尽管金属有机化学气相沉积外延技术(MOCVD)作为生长 III – 族氮化物材料的重要方法已经广泛使用 ,但是在晶体的生长条件与材料特性等方面仍然有许多问题和未知的领域.

本文结构是这样安排 ,第一节是引言 ,第二节研究了 GaN 和 InGaN 量子阱结构的生长与材料特性. 一般认为影响 InGaN 基发光二极管性能主要有两种效应 ,即由于晶格失配所产生的压电场而导致量子束缚斯塔克效应和相分离所产生的激子局域化效应 ,但是究竟何种效应对 InGaN 基半导体发光二极管的发光性能影响更大仍然存在分歧 ,对此进行了详细的讨论. 第三节深入讨论了量子束缚斯塔克效应对 InGaN 基激光二极管性能的影响 ,其影响显著地不同于发光二极管. InGaN/GaN 发光二极管通常

* 国家自然科学基金(批准号 60376005)、长江教授基金资助项目
2004 – 10 – 15 收到初稿 2005 – 04 – 10 修回

† 通讯联系人. Email : gyzhang@ pku. edu. cn

工作的注入电流密度为每平方厘米几个安培量级,而激光二极管则为每平方厘米千安培量级,显然它们的发光机理具有很大差异.理解这些差异对于设计 InGaN 基发光二极管和激光二极管是极其重要的.在这些研究基础之上,介绍作者研制的以 Al_2O_3 为衬底,腔面无高反射膜,在室温条件下脉冲工作电致发光的蓝紫光半导体激光二极管.因为大尺寸 A 面作为衬底生长电子器件方面优于 C 面 Al_2O_3 而得到相当多的关注.在第四节,比较了以 A 面, C 面 Al_2O_3 为衬底生长 GaN 外延层晶体取向、完整性、光学特性.第五节总结全文.

2 MOCVD 在 Al_2O_3 衬底上生长 GaN 和 InGaN/GaN 多量子阱光学特性

2.1 MOCVD 在 Al_2O_3 衬底上生长 GaN 的光学特性

GaN 和 Al_2O_3 衬底之间的晶格失配高达 13.8%,远远高于其他 III-V 族半导体.用 Al_2O_3 作为衬底生长 GaN,一般先在低温下生长薄的 AlN 或 GaN 作为缓冲层^[3-9],再在高温下生长 GaN 层,但仍不可避免地产生高的位错密度.尽管通过调整缓冲层的厚度可获得原子量级平整度的 GaN 外延层,但外延层质量还是不很理想.另外,在生长结束后的冷却过程中, Al_2O_3 衬底和 GaN 之间热膨胀系数的巨大差异所引起的热应力也影响 GaN 薄膜的光学特性.由此讨论了文献有关 GaN 薄膜中近带隙跃迁能量的报道存在较大差异的原因^[10].

采用 MOCVD 方法生长 GaN,生长条件对其光学性质的影响非常大^[11].所有非掺杂 GaN 外延层生长在(0001)晶向 Al_2O_3 衬底上,用三甲基镓(TMG)和氨气(NH_3)作镓源和氮源,以 H_2 和 N_2 为载气.为了研究不同的低温缓冲层厚度对 GaN 外延层的形态和电学性能的影响,样品采用不同厚度的低温缓冲层,低温缓冲层的生长时间分别为 50, 55, 60, 65s, 对应地,这些样品依次标记为 A, B, C 和 D, GaN 外延层厚度均为 $1.8\mu\text{m}$.

为了评估这些样品晶体质量,采用室温霍尔效应、X 射线衍射和原子力显微镜等实验方法,测量结果列于表 1.可以看出,样品 B 等实验方法的电学特性最好,具有较低的背景载流子浓度($4.1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$),而且其室温迁移率高达 $512 \text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$,这对于 $1.8\mu\text{m}$ 厚的 GaN 外延层,它的晶体质量可以说是相当高.从表 1 还可以看出,如果低温缓冲层的生长时间增长或者缩短,则迁移率减小并且载流子浓度迅速增大. GaN 外延层的 X 射线(0002)衍射测

量结果也表明了相似的趋势,迁移率越高, X 射线衍射峰半高宽越窄,这样也说明晶体质量越高.显然,样品 B 具有最大的迁移率和最小的 X 射线衍射半高宽.然而,原子力显微镜的测量结果却与此不同.原子力显微镜数据表明,样品 C 具有最好的表面平整度,其粗糙度为 0.24nm ,但是霍尔效应测量和 X 射线衍射的数据并不表明样品 C 具有最高的晶体质量,这一点和其他的 III-V 族半导体不同,这是由于在 Al_2O_3 上生长 GaN 的不同寻常的生长机理所致^[6].

表 1 样品 A, B, C, D 的低温缓冲层生长时间、迁移率、载流子密度、X 射线衍射峰半高宽、表面粗糙程度

样品编号	A	B	C	D
低温缓冲层生长时间/s	50	55	60	65
迁移率/ $\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$	332	512	487	344
载流子密度/ cm^{-3}	1.1×10^{17}	4.1×10^{16}	7.9×10^{16}	1.1×10^{17}
X 射线衍射峰半高宽/arcsec	396	270	291	310
表面粗糙程度/nm	0.69	4.38	0.24	0.27

我们知道,在低温下, GaN 和蓝宝石之间具有很大的晶格失配,所以首先生长一个薄的 GaN 或 AlN 缓冲层是极其必要的.紧接着在高于 1000°C 条件下生长 GaN 层.通常认为高温 GaN 层的生长机理是:起初形成截顶的六角锥孤岛,然后 GaN 六角锥逐渐延伸连成平整的一片.最近利用透射电子显微镜进行研究,结果表明^[5]:岛与岛的合拢导致刃型位错的形成(伯格矢 $b = 1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle$),以低角度不对称倾斜晶界形式存在,而混合型位错产生于高温孤岛内部.因此,晶体质量和电子特性依赖于这两种类型位错,在高质量 GaN 样品中,这两种类型位错密度应该较低.另一方面,表面形貌一般只依赖于岛岛之间的聚合.由于上面这些不同寻常的机理,最好的 GaN 表面形貌并不意味着最好的晶体质量,也就是说,原子力显微镜的测量结果有可能与霍尔测量和 X 射线衍射测量的结果有相互对应关系.

接下来,讨论生长温度对 GaN 外延层电学和光学特性的影响.采用优化低温缓冲层厚度条件,高温 GaN 层分别在 1050°C 和 1100°C 条件下生长,分别标记为样品 E 和 F,以便同样品 B(1075°C)比较.表 2 列出了这三种样品的室温迁移率和载流子浓度.特

别是 样品 F 在背景载流子浓度为 $3.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 下,其室温迁移率达到了 $600 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$,表明这个 $1.8 \mu\text{m}$ 厚的薄膜具有极好的性能。

表2 样品 E, B 和 F 的生长温度、迁移率和载流子浓度

样品编号	E	B	F
生长温度/ $^{\circ}\text{C}$	1050	1075	1100
迁移率/ $\text{cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$	389	512	600
载流子密度/ cm^{-3}	7.7×10^{16}	4.1×10^{16}	3.3×10^{16}

图 1 是样品 B, E, F 在温度为 21K 和激发功率为 40mW 时的光致发光光谱图。每个样品都有一个很窄的自由激子峰,并且都伴随着一个弱的束缚激子峰。图 1 表明两个峰的能量随着生长温度的升高而增加。样品 F 与 E 比较,其跃迁能量蓝移 2.45 meV。考虑到两种样品只有生长温度不同,峰的蓝移应该是由增强的热应力所产生的。蓝宝石的热膨胀系数高于 GaN,因此在生长完成之后冷却的过程中,GaN 薄膜受到径向压应力作用,相对于自由的 GaN 膜,其带隙增大。因此,随着生长温度升高,光致发光峰蓝移。基于上面的模型,可以作粗略计算^[11],样品 F 的跃迁能量比样品 E 蓝移了 2.32 meV,同我们的测量值 2.45 meV 很好地吻合。这些数据可以部分地解释文献中不同研究者报道的近带隙跃迁能量是如此的不同,其原因很可能来源于膜层生长温度的不同。

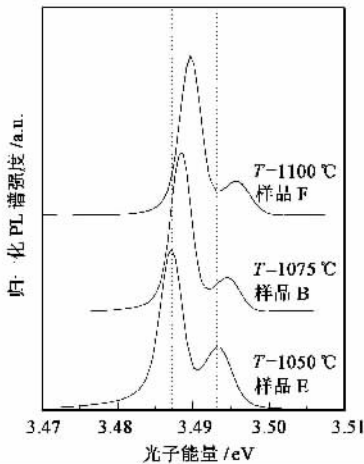


图1 样品 E, B 和 F 在 21 K 和激发功率为 40mW 时的光致发光光谱^[11]

2.2 MOCVD 在 Al_2O_3 衬底上生长 InGaN/GaN 多量子阱的光学特性

所有高性能的紫/蓝/绿光/发光二极管和激光

二极管都以 InGaN 为有源层。迄今为止,已有大量研究 InGaN/GaN 量子阱结构光学性能的论文,但是仍然存在很多分歧。

本文主要讨论以下三点:

(1) InGaN/GaN 量子阱的光学性质和量子阱数目的关系^[16-18]。

(2) 在量子阱中,由于 GaN 和 InGaN 之间的晶格失配产生的应力而引起压电场,从而导致了量子束缚斯塔克效应,我们讨论了这一效应对 InGaN/GaN 量子阱的光学性质的影响。

(3) 在 InGaN 量子阱中,由于铟元素的空间分布不均匀而产生激子局域化效应,我们讨论了这一效应对 InGaN/GaN 量子阱的光学性质的影响。

2.2.1 InGaN/GaN 多量子阱应力弛豫问题

我们研究的 InGaN/GaN 多量子阱样品的周期分别为 2, 3, 5 和 10, 依次标记为 2QW, 3QW, 5QW 和 10QW。除了量子阱的数目不同之外,所有的样品都是用 MOCVD 技术以 $(0001) \text{ Al}_2\text{O}_3$ 为衬底在相同的条件下生长的。量子阱样品结构为 4nm 的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 量子阱和 9 nm 的 GaN 势垒层,其中铟的摩尔浓度为 26%。单量子阱结构没有卫星峰,因此,X 射线衍射难于比较单量子阱和多量子阱两种结构。我们从 2 周期的多量子阱样品开始研究。

图 2 是样品在 10 K 时,低激发功率条件下测得的光致发光光谱。在每个样品中,均出现对应于 In-GaN 量子阱区域的一个很强而且很窄的光致发光峰,这个峰还伴随着一个与声子有关的弱峰。随着量子阱数目的增加,主峰出现明显的蓝移。特别是,当量子阱数目从 2 增到 3 时,这个光致发光峰有一个很大的蓝移,但当进一步增加量子阱的数目时,这个光致发光峰蓝移变缓。例如,样品 2QW 和 10QW 之间的蓝移为 89 meV,而 3QW 到 10QW 大约为 16 meV。

作为两个极端的例子,图 3(a)和(b)给出了样品 2QW 和 10QW 功率谱,测量温度为 10K。在这两个例子中,当激发功率从 0.5 mW 增加到 50 mW 的过程中,光致发光峰都出现了明显的蓝移。但通过仔细比较,可以发现,2QW 样品的蓝移大概为 154 meV,而 10QW 样品的蓝移仅仅才 19 meV。为了说明激发功率所产生的蓝移同量子阱数目的关系,我们分别给出了在低激发功率(0.5 mW)和高激发功率(50 mW)情况下所有样品的光致发光峰峰位随量子阱数目的变化曲线,如图 4 所示。可以看出,随

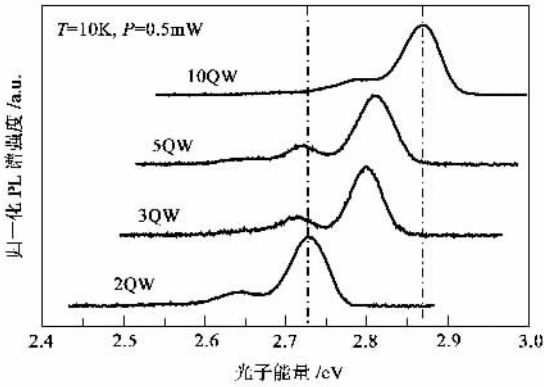


图2 2QW 3QW 5QW 和 10QW 在温度为 10 K 和激发功率为 0.5 mW 时的光致发光光谱^[17]

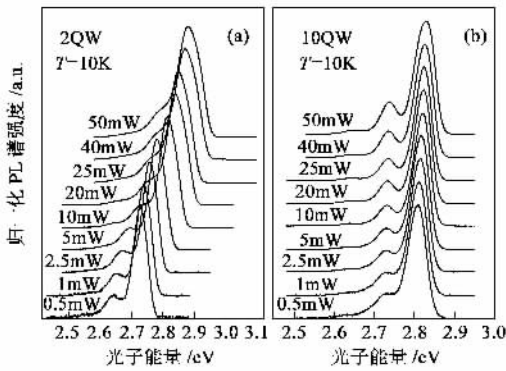


图3 10K 时 2QW 和 10QW 的光致发光功率谱^[17]

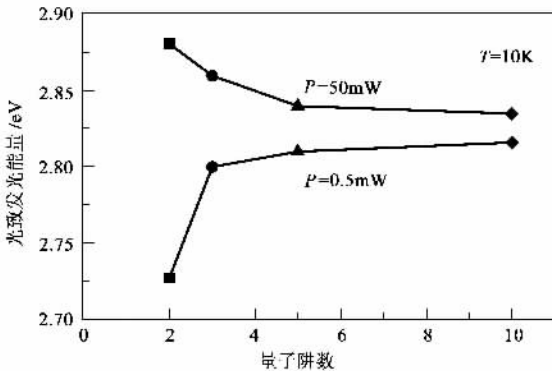


图4 0.5 mW 和 50mW 激发功率下光致发光峰峰位和量子阱数目关系曲线^[17]

随着量子阱数目的增加,蓝移变得越来越缓慢.特别是样品 2QW 的蓝移比其他 3 个样品的蓝移都大.

InGaN 和 GaN 之间大的晶格失配引起量子束缚斯塔克效应,在 InGaN/GaN 量子阱中,量子束缚斯塔克效应导致激发功率增加时产生蓝移.正如我们知道的,由于应力诱导极化场,激子的跃迁能量的减少大致为 $eE_{pz}d$ (E_{pz} 是压电场, e 是电子电荷, d

是量子阱的厚度),也就是所谓的红移现象^[19 20].换句话说,这就是量子束缚斯塔克效应.当样品被激发光源照射的时候,光泵载流子以一定程度屏蔽 InGaN 量子阱层中的压电场,使得量子束缚斯塔克效应减弱.从而跃迁能量增加,就会产生如上所述的蓝移现象.

当然,如果应力弛豫的话,量子束缚斯塔克效应将减弱,光致发光峰峰位也将发生变化.基于压电场导致量子束缚斯塔克效应模型,我们可以定量地估计应力弛豫.

理论计算表明^[21],在完全屏蔽时,4nm 量子阱光致发光峰能量将蓝移 150 meV.当前情况下,图 4 所示 2QW 的蓝移大概是 154 meV,与上面的计算结果吻合得很好.故可以认为样品 2QW 完全没有发生应力弛豫,这一点也可以通过 XRD 测量和以后的分析来确认.

多量子阱较单量子阱而言,存在严重的应力弛豫问题,这一点可以通过比较光致发光峰的半高宽得到确认^[16].在单量子阱中,随激发功率增加,光致发光峰的半宽度变窄,这是存在量子束缚斯塔克效应的典型特征^[19 20].与此相反,随激发功率增加,多量子阱的半宽度变宽,这说明多量子阱量子束缚斯塔克效应很弱或者没有.多量子阱的半宽度变宽只是由于带填充效应.

假定 2QW 完全没有发生应力弛豫,由此可以估计 3QW, 5QW, 10QW 的应力所产生的压电场 E_{pz} 的值.我们的估计是基于压电场所产生的量子束缚斯塔克效应模型.在一阶近似下,光致发光峰能量漂移值正比于压电场的强度.根据图 2, 3QW, 5QW 和 10QW 的压电电力各自大约减小到 2QW 的 51.3%, 46.7% 和 40.7%.剩余应力可以通过压电场 E_{pz} 和应力 ϵ_{xx} 之间的关系计算^[21].在假定样品 2QW 完全没有发生应力弛豫的条件下,可以计算出 3QW, 5QW 和 10QW 的应力 ϵ_{xx} 为 2QW 的 51.3%, 46.7% 和 40.7%^[11].这些数据将用于 X 射线动力学模拟,以同实测 X 射线数据相比较.图 5 为所有样品在 (0006) $2\theta - \omega$ 测量模式下的 X 射线谱.模拟曲线是基于 X 射线分子动力学理论计算的,在图中用虚线表示.计算结果和实验数据十分吻合.

2.2.2 量子束缚斯塔克效应和激子局域化效应

一般认为,量子束缚斯塔克效应和激子局域化效应两种机制都可以影响以 InGaN 为有源层的发光器件的性能.采用单量子阱不同厚度的发光二极管

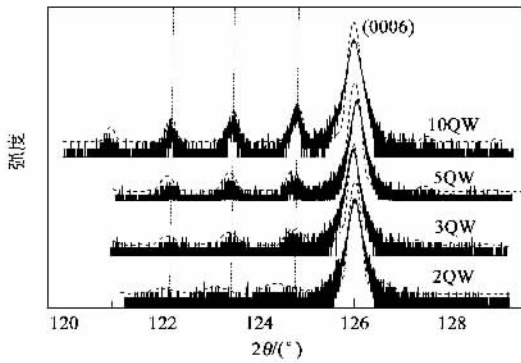


图5 InGaN/GaN 多量子阱的 X 射线谱和模拟曲线^[17]

管,可以研究这两种效应对发光二极管性能的影响。因为以前的研究表明,单量子阱晶体质量高于多量子阱^[16],故实验中我们采用单量子阱代替多量子阱作为发光二极管的有源层。

实验中采用了两个系列的 InGaN/GaN 基发光二极管。第一个系列包含 4 个样品,铟摩尔浓度都是 23%,InGaN 量子阱厚度分别是 1.5 nm、2.5 nm、4 nm 和 5 nm,分别标记为 LED A、LED B、LED C 和 LED D。另一个系列发光二极管具有相同的量子阱厚度和不同的铟摩尔浓度,标记为 LED E,其铟的摩尔浓度为 10%,InGaN 量子阱厚度为 2.5 nm。所有发光二极管的结构是这样的:先是 25 nm 厚的低温 GaN 缓冲层,然后是 3 μm 厚的重掺杂的 n-GaN 和 InGaN/GaN 单量子阱有源层,最后是 0.2 μm 厚的掺镁 p-GaN 层。为了测量 InGaN 有源层的光致发光光谱,同时制备了其他 5 个样品,用不掺杂的 GaN 层代替 0.2 μm 厚的掺镁 p-GaN 层,其他层与发光二极管相同。为简单起见,我们把这 5 个样品标记为 A、B、C、D 和 E,与 LED A、LED B、LED C、LED D 和 LED E 相对应。

为了研究激子局域化效应同铟成分摩尔浓度、量子阱厚度的关系,测量了样品 A、B、C、D 和 E 的光致发光温度谱。基于带尾模型,温度和光致发光峰能量的关系可用下式描述^[25] $E(T) = E(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} - \frac{\sigma^2}{k_B T}$,其中 σ 越大意味着局域化效应越强。另外,此模型基于非简并假设,因此,光致发光温度谱应在低的激发功率下测量,以避免任何多体效应,而且上式只在温度高于 70 K 的情况下有效。

图 6(a)和(b)分别所示为样品 A(1.5 nm In_{0.23}Ga_{0.77}N/GaN 量子阱)和样品 E(2.5 nm In_{0.1}Ga_{0.90}N/GaN 量子阱)的光致发光温度谱。在 70—120 K 温

度区间内,样品 A 的发光峰随温度升高表现为蓝移,而在样品 E 中,发光峰能量随温度升高单调减小。图 7(a)(b)(c)(d)(e)分别为样品 A、B、C、D、E 的温度-发光峰能量关系图,除了样品 D 和 E 温度超过 70—120 K 时都出现了发光峰随温度升高表现蓝移,这是典型的激子局域化效应作用的结果。同时在图中给出了上式得出的拟合曲线和拟合参数。仔细研究图 7 中所示的 σ 值和量子阱厚度的关系可以发现,当铟成分摩尔浓度为 23% 时, σ 值随着量子阱厚度而增加,当量子阱厚度超过 2.5 nm 时, σ 值随着量子阱厚度增加而减小。换句话说,样品 B(2.5 nm 厚量子阱)中具有最强的激子局域化效应。在 10% 铟成分摩尔浓度样品中,也就是样品 E 中没有观察到明显的激子局域化效应。

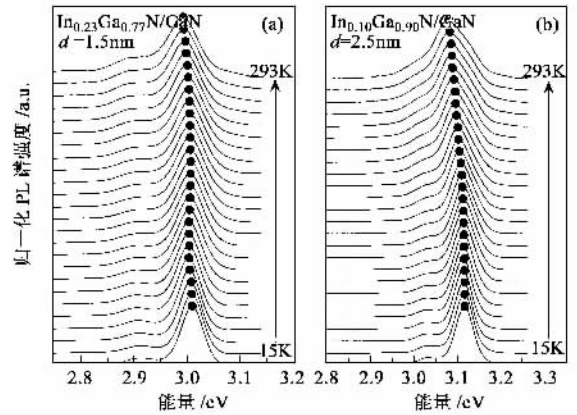


图6 样品 A(a)和样品 E(b)的光致发光温度谱^[26]

为比较各个样品中量子束缚斯塔克效应,图 8 给出了温度为 10 K 时所测定样品的激发功率同跃迁能量之间的关系。图 8(a)给出了 23% 铟摩尔浓度的样品。可以看出,样品 A 的辐射功率基本上不随激发功率变化,样品 B 的辐射功率有微小的蓝移。量子阱的厚度进一步增大时,蓝移加剧。这说明量子束缚斯塔克效应随着量子阱厚度的增加而单调递增。图 8(b)所示的是铟摩尔浓度为 10% 的样品,也就是样品 E,没有观察到显著的蓝移,说明样品 E 中的量子束缚斯塔克效应也是弱得可以忽略不计。因此,可以说在样品 A 和 E 中的量子束缚斯塔克效应弱得可以忽略不计,而样品 D 却具有最强的量子束缚斯塔克效应。

从上面的实验结果可以看出,样品 A 和 E 中的量子束缚斯塔克效应弱得可以忽略不计,铟摩尔浓度为 23%,并且量子阱厚度为 2.5 nm 的样品(也就是样品 B)具有最强的激子局域化效应,而铟摩尔浓

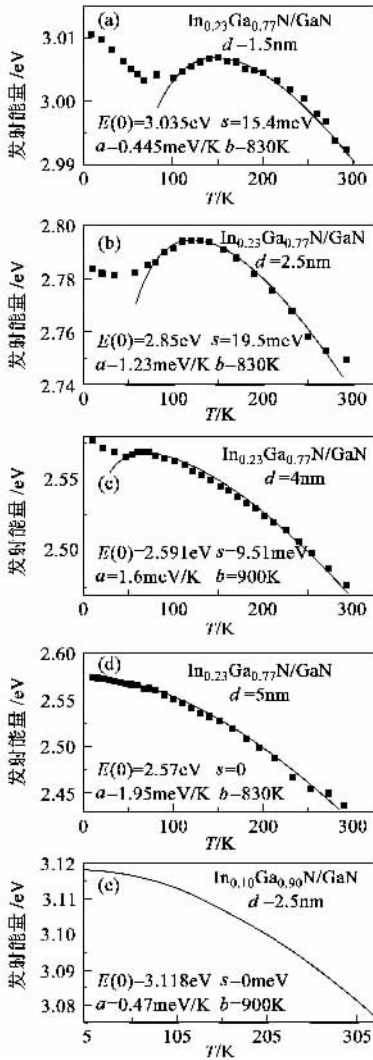


图7 样品的光致发光能量和温度关系图 (a) 1.5nm $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}$ 量子阱 (b) 2.5nm $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}$ 量子阱; (c) 4nm $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}$ 量子阱 (d) 5nm $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}$ 量子阱 (e) 2.5nm $\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{N}$ 量子阱. 实线对应拟合曲线, 拟合参数也列在图中^[26]

度为 10% 并且量子阱厚度为 2.5 nm 的样品(样品 E)中, 两种效应均不明显.

接下来, 我们比较样品发光二极管 A, B, C, D 和 E 的输出发光功率. 图 9 给出了室温下注入电流为 20 mA 时测得的输出功率同量子阱厚度之间的关系曲线. 从中可以发现, 随着量子阱厚度的增加, 输出功率减小, 这和作者以前有关的光致发光峰强度与量子阱厚度之间关系的研究是一致的^[17], 也就是由于量子束缚斯塔克效应的作用, 量子阱光致发光峰强度也随量子阱厚度的增加而下降.

另一方面, 如图 8 所示, 虽然 LED B 比 LED A 具有更强的激子局域化效应, 但是 LED B 的输出功

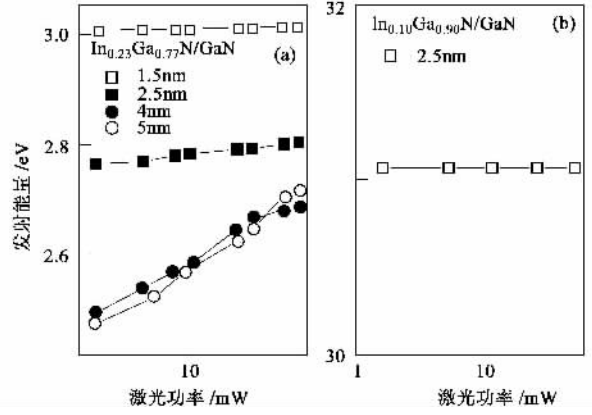


图8 样品的光致发光能量和激发功率关系图 (a) 镉摩尔浓度为 23% (b) 镉摩尔浓度为 10% ^[26]

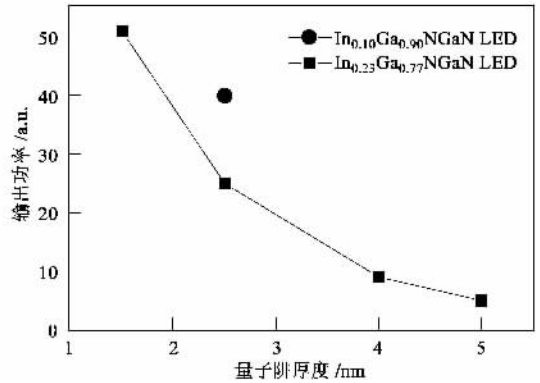


图9 室温下发光二极管输出功率同量子阱厚度关系图(注入电流 20 mA) ^[26]

率也仅约为 LED A 的一半, 而图 9 表明 LED B 比 LED A 有更强的量子束缚斯塔克效应. 综上所述, 可以看出, 量子束缚斯塔克效应比激子局域化效应更能影响发光二极管的输出功率. LED B 和 LED E 之间的比较也可以说明这个问题. 尽管 LED B 比 LED E 有更强激子局域化效应, 但是 LED B 的输出功率仍然低于 LED E, 原因是 LED B 比 LED E 有更强的量子束缚斯塔克效应. 那么可以得出这样的结论, 在发光二极管中, 与激子局域化效应相比较, 量子束缚斯塔克效应更强烈地影响着 LED 的性能. 但是, 如果量子束缚斯塔克效应足够小以至于可以忽略, 那么激子局域化效应当然可以提高发光二极管的性能. 比较 LED A 和 LED E 之间的输出功率这一点可以看出, 如图 8 所示, 样品 A 的激子局域化效应强于样品 E, 相对应地, LED A 的输出功率也就比 LED E 大.

因此, 设计高输出功率 InGaIn 基发光二极管时, 首先是要尽可能减小量子束缚斯塔克效应.

(下转第 699 页)

驾照考试给物理教育和物理教师最大的启示.

试题答案: 1. B 2. A 3. C 4. A 5. B 6. A 7. A 8. B 9. C 10. C 11. A 12. A 13. A 14. C 15. C 16. 错 17. 对 18. 对 19. 对 20. 对 21. 错 22. A 23. C 24. B 25. A 26. C 27. 错 28. 错 29. 错 30. 错 31. 对 32. 对 33. 对 34. 错 35. 对 36. 对 37. 错 38. 错 39. 对 40. 对 41. A 42. B 43. A 44. C 45. A 46. A 47. C 48. A 49. B 50. B

参 考 文 献

- [1] 机动车驾驶员理论考试指南 [http //www. scjj. gov. cn/](http://www.scjj.gov.cn/)
 [2] 孟昭曜. 力学与实践 2001 23(6) 55[Meng Z Y. Mechanics in Engineering ,2001 23(6) 55(in Chinese)]
 [3] 孟昭曜. 物理 2003 32(8) 563[Meng Z Y. Wul(Physics) , 2003 32(8) 563(in Chinese)]

· 物理新闻和动态 ·

物理学家们如何计算河流的污染

河水的质量可以用化学分析的方法来测定. 如果人类的生活垃圾、农业和工业的污染源超过一定的阈值, 这时水中的氧会减少, 从而影响到水生物的生存环境. 水的污染程度常用两个参量来量化, 一是生物氧的要求, 一是化学氧的要求. 工程师们经常用一个线性模型, 即一维平流弥散反应方程来描述这些参量, 方程中的系数是由河中水的流动及污染物在河中的流动来确定的.

最近法国 Compiègne 大学的 El Badia 教授和他的同事们逆向地考虑了这个问题. 他们首先确定污染源的精确位置, 然后观察并计算污染物对河流的影响. 新的计算方法是在监测的河流中选择两个观察点来测定污染物的浓度, 其中一个点在河流的上游, 另一个点在河流的下游. 他们推导出了一个简单的公式可以用来确定出污染源的正确位置, 然后再对这个解进行傅里叶展开, 以便于求出污染源强度随时间的演化规律. El Badia 教授认为, 不管污染是来自城市、农业或工业, 这种数学模式都解决了对河流中污染物传播的监控, 同时这个公式的运算方便, 可以让一个软件来执行. 这样就能对河流中偶然的、故意的或突发的污染情况进行监控, 因此这个方法的实用价值较大.

(云中客 摘自 Physics Web News, 17 May 2005)

(上接第 653 页)

参 考 文 献

- [1] Nakamura S , Fasol G. The Blue Laser Diodes. Berlin Springer , 1997
 [2] Mills A. III - V s Rev. , 1996 9 : 44
 [3] Akasaki I , Amano H , Koide Y *et al.* J. Cryst. Growth , 1989 , 98 209
 [4] Nakamura S , Jpn. J. Appl. Phys. , Part 1 , 1991 , 30 : L1705
 [5] Fini P *et al.* Jpn. J. Appl. Phys. , 1998 37 : 4460
 [6] Wu X H *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1996. 68 : 1371
 [7] Amano H , Akasaki I , Hiramatsu K *et al.* Solid Films , 1988 , 163 : 415
 [8] Hiramatsu K *et al.* J. Cryst. Growth , 1991 , 115 : 628
 [9] Ponce F A , Bour D P , Gotz W *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1996 68 : 57
 [10] Pankove J , Moustakas T. Semiconductor and Semimetals , 1998 50 : 326
 [11] Wang T , Shirahama T , Sun H B *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2000 76 : 2220
 [12] Rieger *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1996 , 68 : 970
 [13] Amano H , Hiramatsu K , Akasaki I. Jpn. J. Appl. Phys. , Part 1 , 1988 , 27 : L1384
 [14] Detchprohm T , Hiramatsu K , Itoh K *et al.* Jpn. J. Appl. Phys. , Part 1 , 1992 , 31 : L1454
 [15] Perkowitz S. Optical Characterization of Semiconductor : Infrared , Raman , and Photoluminescence spectra. London : Academic Press , 1990. 325
 [16] Wang T , Nakagawa D , Wang J *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1998 73 : 3571
 [17] Bai J , Wang T , Sakai S. J. Appl. Phys. , 2001 , 90 : 1740
 [18] Minsky M S *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1998 72 : 1066
 [19] Miller D A B *et al.* Phys. Rev. B , 1985 32 : 1043
 [20] Miller D A B *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1984 26 : 2173
 [21] Takeuchi T *et al.* Jpn. J. Appl. Phys. , 1997 , 36 : 1382
 [22] Bai J , Liu W H. Wu Z Q *et al.* J. Appl. Phys. , 1996 , 79 : 7627
 [23] Warren B E , X - ray Diffraction. Addison - Wesley publishing company , 1969 28
 [24] Perlin P *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1998 73 : 2778
 [25] Eliseev P G , Perlin P , Lee J *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1997 , 71 : 569
 [26] Wang T , Bai J , Sakai S *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2001 , 78 : 2671

(未完待续)