

InGaN/GaN 超晶格厚度对 Si 衬底 GaN 基蓝光发光二极管光电性能的影响

齐维靖 张萌 潘拴 王小兰 张建立 江风益

Influences of InGaN/GaN superlattice thickness on the electronic and optical properties of GaN based blue light-emitting diodes grown on Si substrates

Qi Wei-Jing Zhang Meng Pan Shuan Wang Xiao-Lan Zhang Jian-Li Jiang Feng-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 077801 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.077801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.077801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于衰减振荡信号特征参数和伪阻抗的电路参数计算方法

Circuit parameter calculation based on characteristic parameters and pseudo-impedance of damped oscillation signal

物理学报.2014, 63(9): 098403 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.098403>

铌酸锂波导电光重叠积分因子的波长依赖特性分析

Analyses of wavelength dependence of the electro-optic overlap integral factor for LiNbO₃ channel waveguides

物理学报.2014, 63(7): 077801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.077801>

Cu 刃型扩展位错附近局部应变场的原子模拟研究

Atomistic simulation study on the local strain fields around an extended edge dislocation in copper

物理学报.2014, 63(7): 076103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.076103>

激子复合区厚度对有机磁效应的影响

The influence of the excitation recombination zone on the organic magnetic-field effect

物理学报.2013, 62(6): 067801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.067801>

InGaN/GaN超晶格厚度对Si衬底GaN基蓝光发光二极管光电性能的影响*

齐维靖¹⁾ 张萌^{1)2)†} 潘拴¹⁾ 王小兰¹⁾ 张建立¹⁾ 江风益¹⁾

1)(南昌大学, 国家硅基LED工程技术研究中心, 南昌 330047)

2)(南昌大学材料科学与工程学院, 南昌 330031)

(2015年9月30日收到; 2016年1月12日收到修改稿)

采用有机金属化学气相沉积技术在Si(111)衬底上生长蓝光多量子阱发光二极管(LED)结构, 通过在量子阱下方分别插入两组不同厚度的InGa_xN/GaN超晶格, 比较了超晶格厚度对LED光电性能的影响. 结果显示: 随超晶格厚度增加, 样品的反向漏电流加剧; 300 K下电致发光仪测得随着电流增加, LED发光光谱峰值的蓝移量随超晶格厚度增加而减少, 但不同超晶格厚度的两个样品在300 K下的电致发光强度几乎无差异. 结合高分辨X射线衍射仪、扫描电子显微镜、透射电子显微镜对样品的位错密度和V形坑特征分析, 明确了两样品反向漏电流产生巨大差异的原因是由于超晶格厚度大的样品具有更大的V形坑和V形坑密度, 而V形坑可作为载流子的优先通道, 使超晶格更厚的样品反向漏电流加剧. 通过对样品非对称(105)面附近的X射线衍射倒易空间图分析, 算得超晶格厚度大的样品其InGa_xN量子阱在GaN上的弛豫度也大, 即超晶格厚度增加有利于减小InGa_xN量子阱所受的应力. 综合以上影响LED发光效率的消长因素, 导致两样品最终的发光强度相近.

关键词: 超晶格厚度, 反向漏电, V形坑, 应力弛豫

PACS: 78.20.Jq, 84.37.+q, 61.72.Lk, 83.85.St

DOI: 10.7498/aps.65.077801

1 引言

In_xGa_{1-x}N/GaN多量子阱(MQW)作为发光二极管(LED)器件的核心结构, 由于具有较宽的光谱范围(0.7—3.4 eV)^[1]和较高的发光效率($IQE > 75\%$), 使其商业化应用广泛. 然而, 生长具有高发光效率的InGa_xN/GaN MQW仍然存在很多实际问题^[2]. 其中难题之一是LED异质结构中InGa_xN/GaN量子阱存在巨大的压电场. 此压电场是由于InGa_xN与GaN之间的晶格常数不同所致^[3], 通常把此现象称作量子限制 Stark效应^[4]. Stark效应对LED的发光效率具有很大的负作用, 主要表现在降低LED内量子效率和载流子的辐射复合率^[2,5].

为了减少Stark效应, 国内外研究人员对此做了很多相关研究, 其中一种备受关注的方法是通过插入某种超晶格层来改善量子阱中的应力. 已报道的插入超晶格层的方式有很多, 邢艳辉等^[6]通过引入n型InGa_xN/GaN超晶格层, 缓解了量子阱有源区中的应力, 改善了有源区的表面形貌, 提升了45%的器件发光效率; Tsai等^[7]通过生长InGa_xN/AlGa_xN超晶格作为垒层, 减小了InGa_xN量子阱中的压电场, 提高了22.3%的器件发光效率; Noh等^[8]用类似方法将量子阱中的压电场由1.5 MV/cm降低至0.33 MV/cm, 并减小了“droop效应”; Cai等^[9]利用InGa_xN/GaN超晶格代替GaN作为量子垒, 减弱了源区所受应力场, 发光波长出现蓝移, 改善了器件的光电性能; 文

* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 21405076)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tiegang_zm@sina.com

献[10, 11]分别通过利用 AlGaIn/GaN/InGaIn 和 p-InGaIn/AlGaInN 超晶格取代传统的 p-AlGaIn 作为电子阻挡层, 改善了最后一个垒的极化电场, 提高了器件的光功率; Ryu 等[12]通过数字模拟研究了 InGaIn/GaN 超晶格中不同 In 组分和掺杂浓度对 LED 光电性能的影响. 国内外研究人员之所以如此重视利用超晶格结构取代部分传统结构, 很大一部分原因是由于超晶格的势阱和势垒的厚度很薄, 晶体质量好, 且为应变结构, 在外延生长中不会引入新的位错, 可以达到有效调制有源区应力的目的. 然而, 这些研究大多侧重于不同超晶格组分的影响, 对超晶格厚度如何影响 LED 性能的相关研究还鲜见报道. 本文通过改变 InGaIn/GaN 超晶格厚度, 研究了其对 Si 衬底 GaN 基蓝光 LED 光电性能的影响.

2 实验

采用自主研发的有机金属化学气相沉积系统, 在 Si(111) 衬底上生长 GaN 基 InGaIn/GaN MQW

蓝光 LED 异质结构, 其外延生长所需的有机源已有报道[13]. 本实验设计两种不同的蓝光 LED 样品. 样品 A 首先在 Si(111) 衬底上生长 150 nm AlN 缓冲层, 随后在 1195 °C 生长 2.4 μm n-GaN, 然后在 930 °C 生长 InGaIn/GaN 超晶格(厚度为 90 nm, 每个周期厚度为 4.5 nm)和 33 nm 低温 GaN, 再在其上生长 InGaIn/GaN MQW (其中 InGaIn 阱厚为 3 nm, GaN 垒厚为 10 nm), 最后在 1035 °C 生长 130 nm p-GaN 接触层. 样品 B 将超晶格厚度增加至 180 nm (其中 InGaIn/GaN 周期厚度不变), 其余各层的生长工艺均与样品 A 完全相同. 两样品外延结构如图 1 所示. 外延生长完成后, 两样品均采用相同的芯片制造工艺制作器件: 首先利用 Ni/Ag 金属在 p-GaN 上做欧姆接触, 随后将其转移至新基板上并置于 Si 腐蚀液中进行腐蚀, 腐蚀至 n-GaN 露出即可. 然后, 利用 Al/Ti/Au 金属在 n-GaN 上做欧姆接触. 单个芯片大小为 1 mm \times 1 mm, 采用 LUXEON LED 封装结构进行封装. 封装后, 利用电致发光 (EL) 测试仪对其光电性能进行测试, EL 测试条件及控制系统已有报道[13,14].

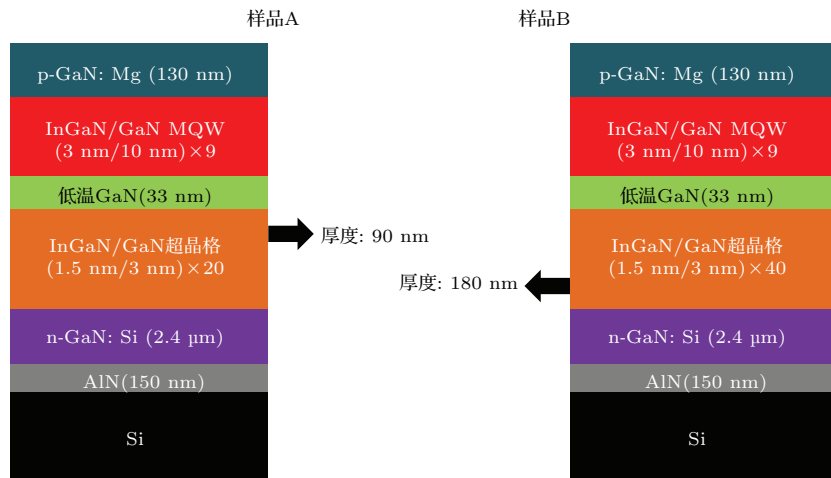


图 1 (网刊彩色) 样品外延结构示意图

Fig. 1. (color online) Schematic of epitaxial structures of two samples.

3 结果与讨论

图 2 为不同超晶格厚度的器件反向 I - V 曲线, 可以看出: 1) 同一反向电压下, 反向漏电流随温度的升高而增加, 此现象可归为, 对掺杂半导体材料而言, 反向电流是由少数载流子(少子)漂移形成, 而少子浓度则由本征激发所产生, 因此, 随着温度升高本征激发加强, 少子浓度也随之增大, 从而致

使反向电流增加; 2) 同一温度下, 反向漏电流随超晶格厚度增加而急剧增大. 如图 2(c) 所示, 300 K 下 A, B 样品在电压为 -5 V 时, 反向漏电流分别为 $5.09 \mu\text{A}$, $690 \mu\text{A}$. 在 III-V 族氮化物 LED 异质结构中出现如此大的反向漏电流, 一般认为是由于微结构中高缺陷密度引起的隧穿效应而导致的[15,16]. 对高质量 GaN 基二极管, 在空间电荷区缺陷态可能严重提高载流子的隧穿效应.

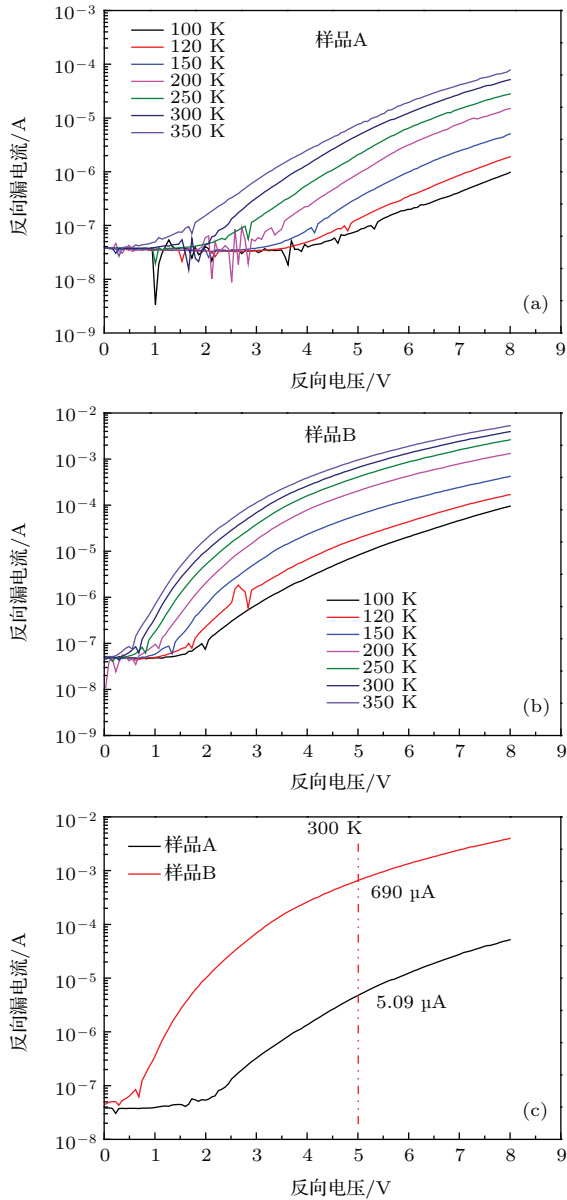


图2 (网刊彩色) 不同 InGaN/GaN 超晶格厚度的器件反向 I - V 曲线 (a) 样品 A 在不同温度下的反向 I - V 曲线; (b) 样品 B 在不同温度下的反向 I - V 曲线; (c) 300 K 下, 样品 A 和 B 的反向 I - V 曲线

Fig. 2. (color online) Reverse-bias current-voltage curves of two samples with different superlattice thickness: (a) Reverse-bias current-voltage curves for sample A under various temperatures; (b) reverse-bias current-voltage curves for sample B under various temperatures; (c) reverse-bias current-voltage curves for sample A and B at 300 K.

为了明确两样品反向漏电流产生巨大差异的原因, 本文对超晶格厚度与微结构中缺陷之间的关系做了进一步研究. 以往的研究表明, GaN 各晶面摇摆曲线的半高宽可用于表征 GaN 中刃位错和螺位错密度^[17]. 因此, 为了准确获得两样品的位错密度, 本文采用 Panalytical 公司生产的 X'Pert MRD

高分辨 X 射线衍射仪 (XRD) 分别对样品 A 和 B 的 (002), (102), (105), (201) 和 (302) 等晶面进行 ω 扫描. GaN 各晶面的摇摆曲线半高宽满足 (1) 式^[18]:

$$\tau = \sqrt{(\tau_y \cos \theta)^2 + (\tau_z \sin \theta)^2}, \quad (1)$$

其中, θ 代表所测晶面与 (002) 面的夹角, τ 表示与 (002) 面夹角为 θ 晶面的半峰宽, τ_y 为 (002) 面的半峰宽, τ_z 代表与 (002) 面夹角为 90° 晶面的半峰宽. 由于实验测试设备的局限性, 无法通过 XRD 直接测得 τ_z . 因此, 需利用其他晶面的摇摆曲线半峰宽对 (1) 式进行拟合求得.

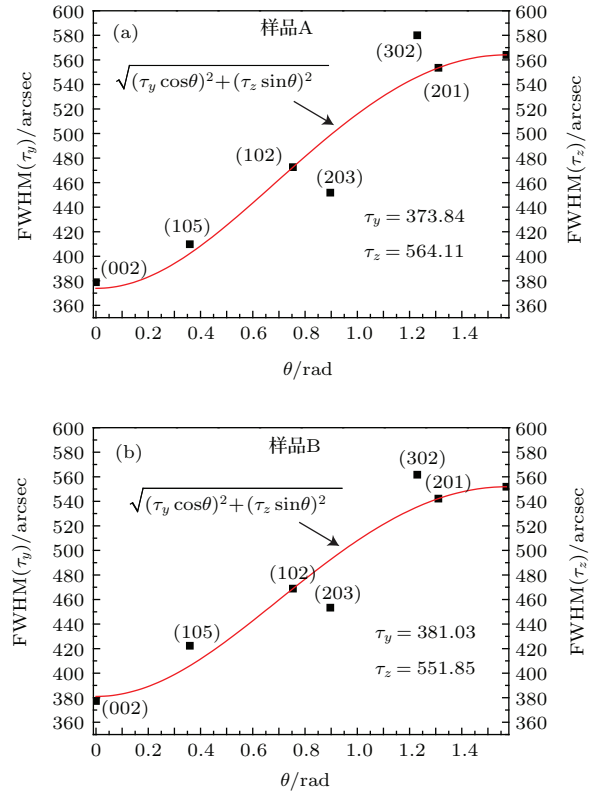


图3 (网刊彩色) 样品 A 和 B 的半峰宽测试及拟合结果 (其中, 黑色实心点为测试结果, 红色曲线为 (1) 式的拟合结果)

Fig. 3. (color online) The measurement and fitting results of the full width at half maximum of sample A and B (solid black points indicate measurement result, and red curves indicate fitting results).

图3为两样品半高宽的拟合结果. 可见: 样品 A 中 τ_z 的拟合结果为 564.11 arcsec, 样品 B 中 τ_z 的拟合结果为 551.85 arcsec. 根据 (2) 和 (3) 式,

$$D_{\text{screw}} = \tau_y^2 / (2 \ln 2 \cdot \pi \cdot b_{\text{screw}}^2), \quad (2)$$

$$D_{\text{edge}} = \tau_z^2 / (2 \ln 2 \cdot \pi \cdot b_{\text{edge}}^2), \quad (3)$$

即可算得样品的刃位错和螺位错密度. 其中, D_{screw} , D_{edge} 分别为螺位错和刃位错密度,

b_{screw} 和 b_{edge} 分别为螺位错和刃位错的 Burgers 矢量. GaN 材料中, $b_{\text{screw}} = 0.519 \text{ nm}$, $b_{\text{edge}} = 0.3189 \text{ nm}$ [19]. 表 1 为两样品位错密度的计算结果.

表 1 位错密度计算结果
Table. 1. The calculation of dislocation density.

	螺位错密度/ 10^8 cm^{-2}	刃位错密度/ 10^8 cm^{-2}	总位错密度/ 10^8 cm^{-2}
样品 A	2.80	6.38	9.18
样品 B	2.91	6.10	9.01

根据计算结果可知, A, B 样品的刃位错和螺位错密度几乎相同. 因此, 位错密度并不是引起 A, B 样品产生反向漏电流巨大差异的主要原因.

据 Progl 等 [20] 报道, GaN 基 LED 中的倒六边形凹坑 (V 形坑) 作为载流子的优先通道, 可能增大器件的反向漏电流. 值得注意的是, V 形坑在 LED 外延生长时已被 p-GaN 填充并覆盖. 为了证实 A, B 样品中 V 形坑的大小和密度是否存在差异, 本文利用离子溅射对两样品表面的 p-GaN 层剥蚀, 至露出 MQW 层即可. 两样品所用溅射工艺完全相同, A, B 样品处理后分别记为 MQW A 和 MQW B.

采用 HITACHI 公司生产的 S8010 扫描电子显微镜 (SEM) 和 FEI 公司生产的 Tecnai 系列透射电子显微镜 (TEM) 分别对样品 MQW A 和 MQW B

的表面和截面进行观察. 图 4 是 MQW A 和 MQW B 的 SEM 表面和 TEM 截面形貌图. 从图 4 可以看出, 多数倒六边形凹坑分布在 MQW A 和 MQW B 表面, 而且倒六边形凹坑的两正对面夹角约为 56° , 如图 4(c) 和图 4(d) 所示. 基于以上特殊的结构特征, 这些倒六边形凹坑亦是众多文献报道的 V 形坑 [21]. 表 2 为两样品中 V 形坑的大小和密度, 可见超晶格越厚, V 形坑的尺寸和密度越大. 我们认为有以下几个原因: 1) InGaN/GaN 体系材料生长中, V 形坑形成的一重要工艺参数为低温生长 [22], 而超晶格层正是在低温下生长, 使 V 形坑易形成于最初几个超晶格层界面上, 如图 4(e) 所示, 随着材料生长及超晶格厚度增加, V 形坑也随之增大; 2) InGaN/GaN 超晶格为异质外延生长, 在生长超晶格过程中, 随着超晶格厚度增加 (即周期数增加), 体系的应变能也随之增加 [23,24], 为了弛豫生长超晶格积累的应变能, 易诱发新的 V 形坑生成, 从而使 V 形坑密度增加; 3) 由于 GaN 和 InN 中 N 的平衡蒸气压不同及两者晶格之间存在较大差异 [25], 致使生长过程中易出现 In 团簇, 且随着超晶格厚度增加, In 团簇也会增多. 众多研究表明, In 团簇易诱发形成 V 形坑 [26], 这也是 V 形坑密度随超晶格厚度增加而增大的一个因素.

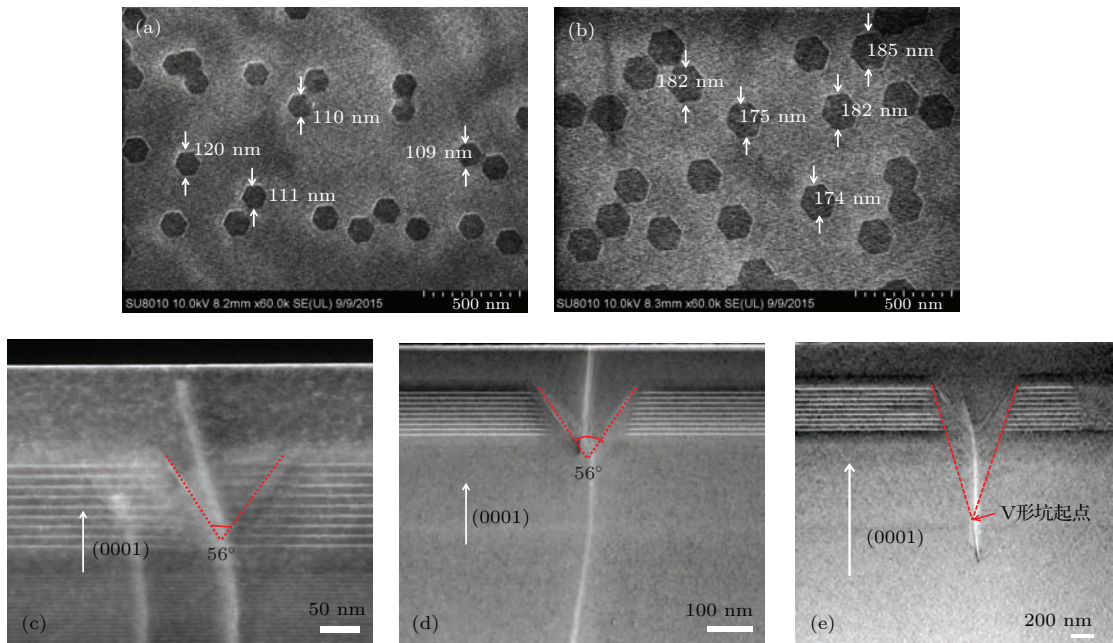


图 4 (网刊彩色) 样品表面 SEM 形貌及样品截面 TEM 形貌 (a) MQW A SEM 表面形貌; (b) MQW B SEM 表面形貌; (c) MQW A TEM 截面形貌; (d) MQW B TEM 截面形貌; (e) 样品 B 的 TEM 截面形貌

Fig. 4. (color online) SEM images of the surface morphology: (a) MQW A and (b) MQW B. TEM images of cross-sectional: (c) MQW A, (d) and (e) MQW B.

表2 V形坑的大小和密度
Table 2. The size and density of V-pits.

	V形坑的大小/nm	V形坑密度/ 10^8 cm^{-2}
样品A	112.5	3.5
样品B	178.4	5.4

本文实验结果显示V形坑的密度和尺寸越大,样品的反向漏电流越大.综合以上实验数据,我们将图1中A, B两样品的反向漏电流出现巨大差异的原因归结为: 1) GaN基LED中的V形坑可作为载流子的优先通道,当载流子注入时,通过V形坑可增大器件的反向漏电流,由于样品B的V形坑密度大于样品A,从而致使其器件的反向漏电流表现更为严重; 2) 根据前文所述, V形坑形成的一种可能机理是由于In组分团簇造成的,且V形坑侧壁的In组分沿着 $\{10-11\}$ 向下方向呈现递增趋势, In组分在底部达到最高^[27], 由于样品B的V形坑大于样品A的V形坑,且量子阱中In组分也高于样品A,从而导致样品B在生长量子阱时有更多In迁移至其V形坑中,致使V型坑表面势垒下降更为严重,如图5所示,最终导致超晶格更厚样品的反向漏电流加剧; 3) 另有研究表明,在InGa_N/GaN量子阱有源区生长过程中,随着V形坑尺寸的增加,侧壁量子阱生长速率与平台量子阱生长速率的比值由0.37增加至0.45^[22],由于样品B的V形坑大于样品A的V形坑,使得生长结束后样品B的侧壁量子阱厚于样品A,致使其侧壁量子阱的势垒也小于样品A,最终导致在同一条件下,样品B的反向漏电流更为显著.

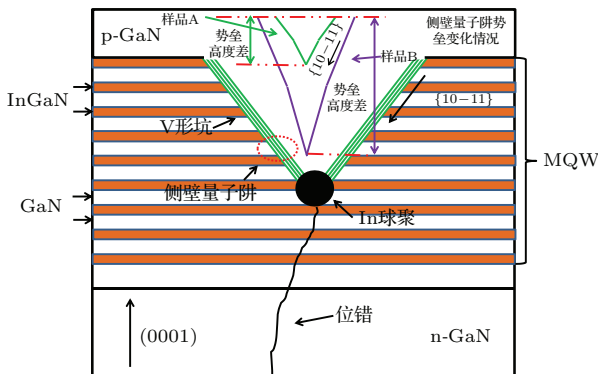


图5 (网刊彩色) V形坑及侧壁量子阱势垒示意图
Fig. 5. (color online) Schematic of V-defects and side-wall quantum well barrier.

图6为A, B样品的常温EL光谱图.从图6可以看出:随着电流增加,两样品的发光光谱峰值都

表现出向更短波长漂移(蓝移),且随着电流增大,两样品之间的蓝移程度也出现明显差异.超晶格更厚的B样品比超晶格更薄的A样品表现出更小的蓝移量.研究表明,由于GaN与InGa_N之间存在较大晶格失配,InGa_N在生长时会受到来自GaN的压应力,此压应力的大小会直接影响发光光谱峰值的蓝移程度.一般情况下,InGa_N在GaN上所受压应力越大,量子限制Stark效应越严重,从而导致发光光谱峰值的蓝移量越大.由此可以推测,超晶格更厚的样品在InGa_N生长时所受应力较小,其发光光谱峰值的蓝移量也较小.

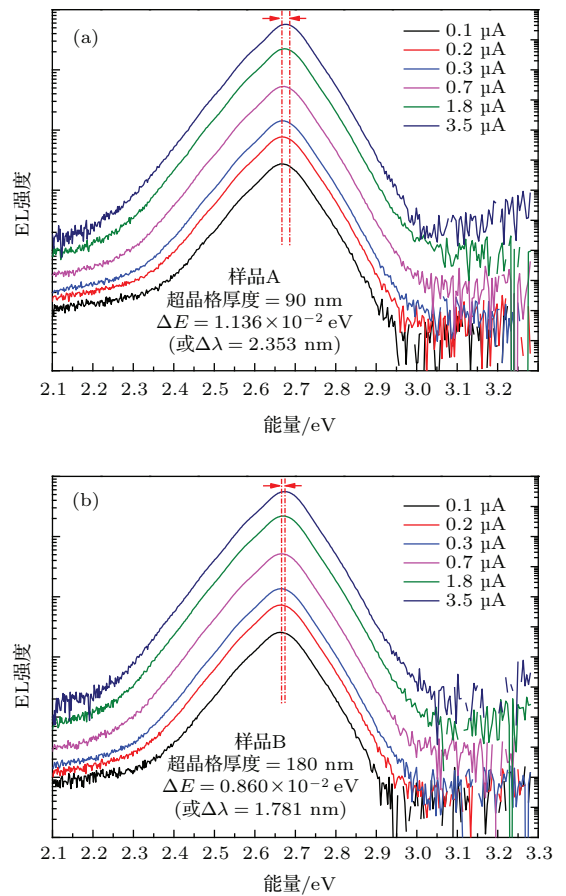


图6 (网刊彩色) 常温小电流下样品的EL光谱(其中两竖直红线的间距为峰值波长漂移量) (a) 样品A的发光波长随电流的变化; (b) 样品B的发光波长随电流的变化
Fig. 6. (color online) Room-temperature EL spectra of two sample under various injection currents (the extent of blueshift is indicated by the two vertical dash lines): (a) Sample A; (b) sample B.

为了明确超晶格更厚的B样品中InGa_N量子阱所受应力是否小于超晶格更薄的A样品,本文对两样品的InGa_N量子阱所受应力做了进一步研究.图7是A, B两样品非对称(105)面附近的X射线衍射倒易空间图.图中黑实心圆点分别代表GaN衍

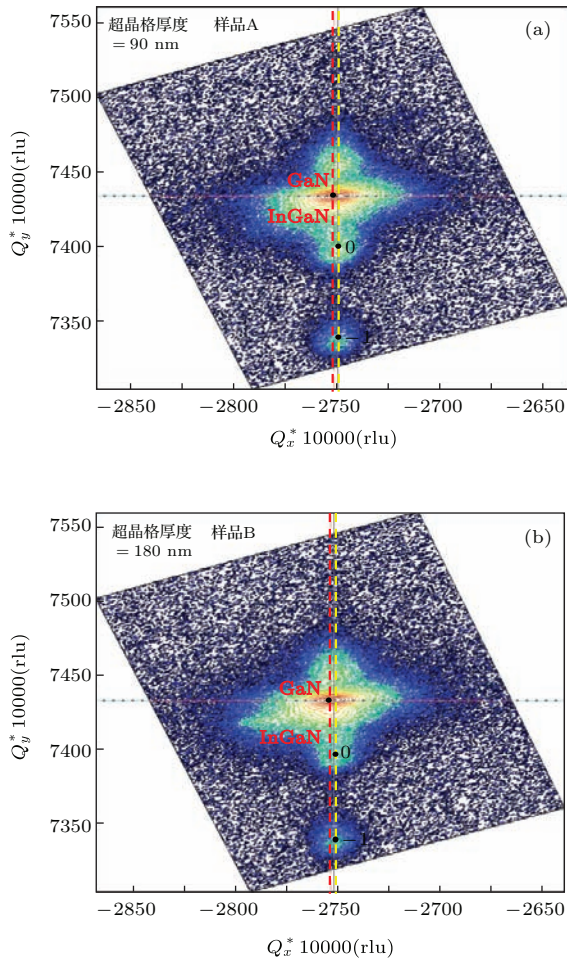


图7 (网刊彩色) GaN 非对称 (105) 面周围的 X 射线衍射倒易空间图 (a) 样品 A, 超晶格厚度 = 90 nm; (b) 样品 B, 超晶格厚度 = 180 nm

Fig. 7. (color online) Reciprocal space mapping of X-ray diffraction intensity around the asymmetrical (105) for GaN: (a) Sample A, superlattice thickness is 90 nm; (b) sample B, superlattice thickness is 180 nm.

射峰和 InGaN 卫星峰的中心位置. GaN 衍射峰的强度最高, InGaN 卫星峰的强度随着 Q_y 值的减少而减小. 此外, 根据图中 InGaN 卫星峰中心的连线 (黄色虚线) 和 GaN 衍射峰的中心线 (红色虚线) 可知, A, B 两样品 GaN 衍射峰的中心与 InGaN 衍射峰的中心均不在一条直线上, 表明 InGaN 量子阱中应变不是完全应变, 而是部分弛豫. 弛豫的大小与 InGaN 卫星峰中心连线偏离 GaN 衍射峰的中心线程度有关. 根据图 7(a) 和图 7(b) 中两虚线间的距离及黑实心点在倒易空间的坐标, 算得 B 样品 InGaN 量子阱在 GaN 上的弛豫度为 40%, A 样品的弛豫度为 34.55%, 具体计算过程已有报道 [28], 本文由于篇幅所限, 不做详细阐述. 研究表明 [29]:

InGaN 量子阱在 GaN 上的弛豫度越大, InGaN 所受压应力越小, 量子限制 Stark 效应也越小. 由此可见, 图 6 中两样品发光光谱峰值出现不同的蓝移程度是由于其所受应力存在差异所致, 且根据蓝移程度, A 样品 InGaN 量子阱所受应力要大于 B 样品. 综上所述, 在 InGaN/GaN MQW LED 异质结构中, InGaN/GaN 超晶格厚度增加有利于改善 InGaN 量子阱所受的应力.

图 8 为 A, B 样品 300 K 下的 EL 强度随电流变化曲线, 为了避免测试过程热效应的影响, 测试所用电源为脉冲直流源, 脉冲时间为 1 ms. 从图 8 可以看出: A, B 两样品表现出几乎相同的 EL 发光强度; 350 mA 下, A 样品的发光强度为 358.1 mW, B 样品的发光强度为 360.3 mW. 研究表明 [14], GaN 基 LED 的发光强度随 InGaN 量子阱所受应力减小而增加. 然而, 本实验两样品发光强度几乎相同. 我们将此现象归为以下两个原因: 1) 随着 InGaN/GaN 超晶格厚度增加, InGaN 量子阱所受压力应力减小, Stark 效应也相应减小, 且电子与空穴的空间波函数重叠增加, 使 LED 辐射复合增加, 导致发光强度增加; 2) LED 发光强度与 V 形坑的大小和密度有关. 在小电流下, V 形坑作为载流子的优先通道, 载流子预先通过 V 形坑, 导致 V 形坑附近的非辐射复合增加, 从而降低 LED 的发光强度. 相比于 A 样品, B 样品中 InGaN 量子阱所受应力较小, 但其所含 V 形坑和 V 形坑密度较大, 综合以上影响 LED 发光效率的消长因素, 从而导致 B 样品与 A 样品的发光强度相近.

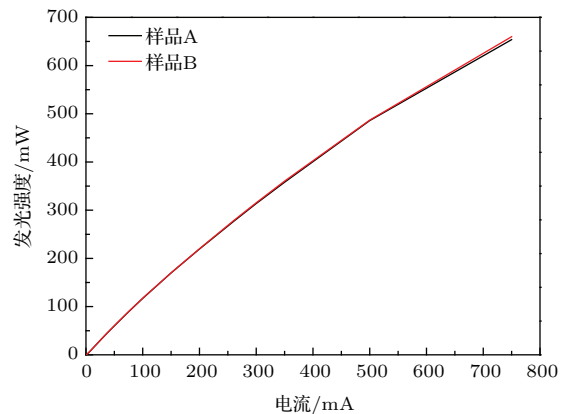


图8 (网刊彩色) 300 K 下, 样品 A 和 B 的 EL 强度随电流的变化

Fig. 8. (color online) EL intensity of sample A and B under pulsed injection at 300 K.

4 结 论

本文制备了InGa_N/Ga_N超晶格厚度分别为90和180 nm的Si衬底蓝光LED两组样品,研究了不同超晶格厚度对LED光电性能的影响,结果如下.

1) 外延生长时样品中V形坑大小和密度均随超晶格厚度增加而增加,其原因有:外延生长时,V型坑易形成于最初几个超晶格层界面上,随着超晶格厚度增加,V形坑也随之增大;超晶格厚度增加,体系的应变能也随之增加,为弛豫体系中的应变能,易诱发新的V形坑产生;随着超晶格周期增加,体系中In团簇也增多,导致V形坑密度增加.

2) 相比于超晶格厚度为90 nm的样品,厚度为180 nm的样品表现出更为严重的反向漏电流,其原因归为:超晶格厚度大的样品具有更大的V形坑和V型坑密度,而V形坑可作为载流子的优先通道,使超晶格更厚的样品反向漏电流加剧.

3) 300 K下EL测试表明,随着电流增加,LED发光光谱峰值的蓝移量随超晶格厚度增加而减少,其原因归为InGa_N/Ga_N量子阱中的应力随超晶格的厚度增加而减小所致.

4) 本实验不同超晶格厚度的两个样品在300 K下的EL强度几乎无差异.

参考文献

- [1] Wierer Jr J J, Koleske D D, Lee S R 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 111119
- [2] Liu L, Wang L, Li D, Liu N Y, Li L, Cao W Y, Yang W, Wan C H, Chen W H, Du W M, Hu X D, Feng Z C 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 073106
- [3] Kwon S Y, Kim H J, Na H, Kim Y W, Seo H C, Kim H J, Shin Y, Yoon E, Park Y S 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 044906
- [4] Li T, Wei Q Y, Fischer A M, Huang J Y, Huang Y U, Ponce F A, Liu J P, Lochner Z, Ryou J H, Dupuis R D 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 041115
- [5] Huang C F, Liu T C, Lu Y C, Shiao W Y, Chen Y S, Wang J K, Lu C F, Yang C C 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 123106
- [6] Xing Y H, Deng J, Han J, Li J J, Shen G C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 590 (in Chinese) [邢艳辉, 邓军, 韩军, 李建军, 沈光池 2009 物理学报 **58** 590]
- [7] Tsai C L, Fan G C, Lee Y S 2010 *Appl. Phys. A* **104** 319
- [8] Noh Y K, Kim M D, Oh J E 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 123108
- [9] Cai J X, Sun H Q, Zheng H, Zhang P J, Guo Z Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 058502
- [10] Kim K S, Kim J H, Jung S J, Park Y J, Cho S N 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 091104
- [11] Zhuo X J, Zhang J, Li D W, Yi H X, Ren Z W, Tong J H, Wang X F, Chen X, Zhao B J, Wang W L, Li S T 2014 *Chin. Phys. B* **23** 068502
- [12] Ryu H Y, Choi W J 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 173101
- [13] Mao Q H, Jiang F Y, Chen H Y, Zheng C D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8078 (in Chinese) [毛清华, 江风益, 陈海英, 郑畅达 2010 物理学报 **59** 8078]
- [14] Wu X M, Liu J L, Xiong C B, Zhang J L, Quan Z J, Mao Q H, Jiang F Y 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 103102
- [15] Kozodoy P, Ibbetson J P, Marchand H, Fini P T, Keller S, Speck J S, DenBaars S P, Mishra U K 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 975
- [16] Le L C, Zhao D G, Jiang D S, Li L, Wu L L, Chen P, Liu Z S, Yang J, Li X J, He X G, Zhu J J, Wang H, Zhang S M, Yang H 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 143706
- [17] Heinke H, Kirchner V, Einfeldt S, Hommel D 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 2145
- [18] Gallinat C S, Koblmüller G, Wu F, Speck J S 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 053517
- [19] Wu X M 2014 *Ph. D. Dissertation* (Nanchang: Nanchang University) (in Chinese) [吴小明 2014 博士学位论文 (南昌: 南昌大学)]
- [20] Progl C L, Parish C M, Vitarelli J P, Russell P E 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 242103
- [21] Chen Y, Takeuchi T, Amano H, Akasaki I, Yamada N, Kaneko Y, Wang S Y 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 710
- [22] Chang C Y, Li H, Shih Y T, Lu T C 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 091104
- [23] Won D, Weng X, Redwing J M 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 093511
- [24] Rhode S, Fu W, Moram M, Massabuau F P, Kappers M, McAleese C, Oehler F, Humphreys C, Dusane R, Sahonta S L 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 103513
- [25] Cheong M G, Yoon H S, Choi R J, Kim C S, Yu S W, Hong C H, Suh E K, Lee H J 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 5642
- [26] Florescu D I, Ting S M, Ramer J C, Lee D S, Merai V N, Parkeh A, Lu D, Armour E A 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 33
- [27] Yoshikawa M, Murakami M, Ishida H, Harima H 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 131908
- [28] Pereira S, Correia M R, Pereira E, O'Donnell K P, Alves E, Sequeira A D, Franco N, Watson I M, Deatcher C J 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 3913
- [29] Shiao W Y, Huang C F, Tang T Y, Huang J J, Lu Y C, Chen C Y, Chen Y S, Yang C C 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 113503

Influences of InGaN/GaN superlattice thickness on the electronic and optical properties of GaN based blue light-emitting diodes grown on Si substrates*

Qi Wei-Jing¹⁾ Zhang Meng^{1)2)†} Pan Shuan¹⁾ Wang Xiao-Lan¹⁾
Zhang Jian-Li¹⁾ Jiang Feng-Yi¹⁾

1) (National Engineering Technology Research Center for LED on Si Substrate, Nanchang University, Nanchang 330047, China)

2) (School of Materials Science and Engineering, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

(Received 30 September 2015; revised manuscript received 12 January 2016)

Abstract

GaN based light-emitting diodes (LEDs) are subjected to a large polarization-related built-in electric field in *c*-plane InGaN multiple quantum well (MQW) during growth, which causes the reduction of emission efficiency. To mitigate the electric field, a superlattice layer with a numerous good characteristics, such as a small thickness, a high crystalline quality, is embedded in the epitaxial structure of LED. However, the effect of the superlattice thickness on the properties of LED is not fully understood. In this paper, two blue-LED MQW thin film structures with different thickness values of InGaN/GaN superlattice inserted between n-GaN and MQW, are grown on Si (111) substrates by metal-organic chemical vapor deposition. Electronic and optical properties of the two kinds of samples are investigated. The obtained results are as follows. 1) Comparing two samples, it is observed that more serious reverse-bias leakage current exists in the one with thicker superlattice; 2) Room temperature electroluminescence (EL) measurement shows that the emission spectrum peak between two samples is blue-shifted to different extents as the injection current increases. With superlattice thickness increasing, the extent to which the peak is blue-shifted decreases. Nevertheless, there is no obvious discrepancy in the EL intensity between two samples with different thickness values at 300 K. In addition, the V-shaped pit characteristics including density and size, and the dislocation densities of two samples are studied by high-resolution X-ray diffraction, scanning electron microscope, and transmission electron microscope. The experimental data reveal that the reason for a tremendously different in reverse-bias leakage current between two samples is that there are larger and more V-pits in the superlattice sample with a large thickness. Whereas, V-pits also act as preferential paths for carriers, resulting in the fact that the thicker superlattice suffers more serious reverse-bias leakage current. According to reciprocal space X-ray diffraction intensity around the asymmetrical (105) for GaN measurement, the relaxed degree of InGaN quantum well on GaN is proportional to the superlattice thickness. On the other hand, it is useful for increasing superlattice thickness to reduce a huge stress in *c*-plane InGaN. Owing to joint effects of above factors, the EL intensities of the superlattice sample with different thickness values are almost identical. Our results show the functions of superlattice thickness in electronic and optical characteristics. What is more, the conclusions obtained in the present research indicate the practical significance for improving the performances of LED.

Keywords: superlattice thickness, reverse leakage current, V-pit, stress relaxation

PACS: 78.20.Jq, 84.37.+q, 61.72.Lk, 83.85.St

DOI: 10.7498/aps.65.077801

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 21405076).

† Corresponding author. E-mail: tiegang_zm@sina.com