

六方相 InGaN 外延膜的显微 Raman 散射^{*}

王瑞敏[†] 陈光德 竹有章

(西安交通大学理学院, 西安 710049)

(2005 年 3 月 25 日收到 2005 年 6 月 27 日收到修改稿)

用 X 射线衍射(XRD)技术和显微 Raman 散射方法对金属有机化学气相沉积(MOCVD)法生长的六方相 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 薄膜样品进行了研究,观察到了相分离现象和 LO 声子-等离子耦合模(LPP⁺),讨论了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 的 $A_1(\text{LO})$ 模被屏蔽的主要物理机制.同时,对 Raman 谱中 E_2 和 $A_1(\text{TO})$ 声子模进行了分析和讨论.在 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 样品的低温 Raman 谱中还观察到单电子跃迁产生的 Raman 散射信号.

关键词: Raman 散射, X 射线衍射, 相分离, 应力, LO 声子-等离子耦合

PACC: 7830, 3320R, 7280E

1. 引 言

以 III 族氮化物材料为基础的蓝色发光二极管(LED)和激光二极管不仅是目前全彩色显示所急需发展的关键元件,而且是光通讯存储系统所需的光源,具有广阔的应用前景^[1].在大多数氮化物发光器件中都利用 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 作为激活层,因此近年来对三元合金 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 的基本性质的研究引起了很大的关注^[2].由于 GaN 和 InN 的原子间距差别较大,使 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 材料具有较大的固溶隙和应变,从而产生较为严重的相分离现象^[3].通常认为,相分离在 $x \geq 0.31$ 时就会发生^[4].但也有研究发现在 In 组分较低的样品中也会出现相分离现象^[5,6].最近又有报道指出材料中应变的存在对相分离有抑制作用^[7].另一方面,到目前为止,对三元合金 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 的晶格振动特性的研究也只限于有限的组分范围.通过理论和实验研究基本认为 $A_1(\text{LO})$ 模是单模行为,而 E_2 , $A_1(\text{TO})$ 模的性质还不能确定^[4].并且在对这些声子模的研究中尚未考虑电子、等离子与声子之间相互作用的影响.对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 合金中 LO 声子-等离子耦合模的研究报道是目前所期待的,因为材料中的载流子浓度和迁移率对氮化物器件的开发很重要^[8].总之,对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 材料中相分离现象和振动

模式的深入研究,将会对进一步了解 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 的光学性质及发光机理起到重要的作用,为氮化物器件的开发提供有益的指导.

本文对金属有机化学气相沉积(MOCVD)法生长的六方相 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 薄膜样品进行了研究,在 X 射线衍射(XRD)谱中观察到 In 组分不均匀的现象并对样品中存在的宏观和微观应力作了分析.在 Raman 光谱中观察到 LO 声子-等离子耦合模(LPP⁺),根据 LPP⁺ 模的位置,对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 中的载流子浓度进行了计算.同时对光谱中出现的 $A_1(\text{LO})$, E_2 和 $A_1(\text{TO})$ 声子模的位置进行了分析讨论.此外,还观察了 78K 温度下 Raman 光谱的变化.

2. 实 验

实验所用的六方相 InGaN 薄膜样品利用 MOCVD 法在蓝宝石衬底(0001)面上生长,衬底和 InGaN 外延膜之间存在一层 GaN. InGaN/GaN 层总厚度约 $3\mu\text{m}$. InGaN 层厚度大约 $1\mu\text{m}$ 左右.

XRD 的测量采用 Philip 公司的四晶高分辨 X 射线衍射仪(X Pert MRD),其发散角为 5° — 15° ,入射 X 射线波长 $\lambda = 0.15406\text{nm}$, $\Delta\lambda/\lambda = (2-5) \times 10^{-5}$,光斑大小约 10mm . Raman 光谱测量采用 Jobin-Yvon T64000 显微 Raman 光谱仪,背散射配置,室温下所用

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10474078)和陕西省自然科学基金(批准号:2004A01)资助的课题

[†] 通讯联系人. E-mail: wangrm@mail.xjtu.edu.cn

显微物镜放大倍率为 100 倍, 低温下为 50 倍. 激发光分别为 Ar⁺ 激光器 488nm 和 532nm 的谱线, 两谱线到达样品的功率分别为 1.17mW 和 1.51mW. 532nm 和 488nm 谱线激发下光谱分辨率为 0.5—0.6 cm⁻¹ 左右.

3. 结果与讨论

3.1. X 射线衍射

图 1 是 InGa_xN 薄膜 XRD 2θ-ω 扫描的结果, 给出了样品(0004)面的衍射峰. 图中可观察到四个衍射峰, 通过曲线拟合得到四个峰的位置分别为 72.882°, 72.611°, 71.846°, 71.265°. 其中 72.882° 的峰为 GaN(0004)衍射峰, 其余三个为 In_xGa_{1-x}N 的衍射信号. 根据六方结构晶格常数的计算公式^[9]

$$c = \frac{\lambda}{2\sin\theta} \sqrt{\frac{4(h^2 + hk + k^2)}{3(a/c)^2} + l^2} \quad (1)$$

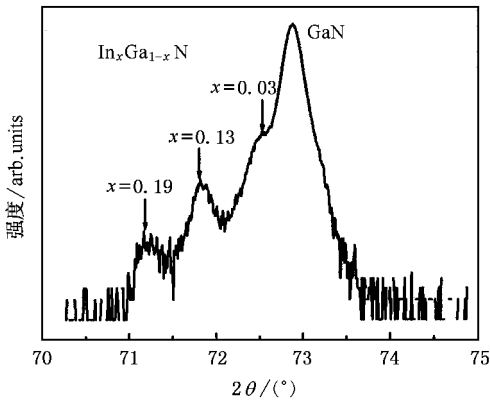


图 1 In_xGa_{1-x}N 薄膜 2θ-ω 扫描的(0004)衍射峰

计算, 可得 GaN 晶格常数 $c = 0.5187\text{nm}$ (其中 λ 为 X 射线波长, θ 为布拉格衍射角). 该值大于 GaN 体材料的晶格常数 ($c = 0.5187\text{nm}$)^[10], 说明样品中存在压应变, 应变张量 $\epsilon_{zz} = (c - c_0)/c_0 = 0.00039$. 再根据 $\epsilon_{zz} = -(2C_{13}/C_{33}) \cdot \epsilon_{xx}$ 及面内双轴应力与应变的关系

$$\sigma_{xx} = [(C_{11} + C_{12}) - 2 \frac{C_{13}^2}{C_{33}}] \epsilon_{xx} \quad (2)$$

可得 $\epsilon_{xx} = -0.00072$, 双轴压应力 $\sigma_{xx} = 0.35\text{GPa}$. 其中取弹性常数 $C_{11} = 390\text{GPa}$, $C_{12} = 145\text{GPa}$, $C_{13} = 106\text{GPa}$, $C_{33} = 398\text{GPa}$ ^[11]. 压应力的存在主要是由于衬底与 GaN 之间晶格失配及热膨胀系数不同引起的.

假设 In_xGa_{1-x}N 的晶格常数从 GaN 到 InN 线性地变化, 根据 Vegard 定律可计算得到 72.611°, 71.846°, 71.265° 三个衍射峰所对应的合金组分 x 分别为 0.03, 0.13, 0.19. 可见在低 In 组分的样品中仍存在相分离现象. In_xGa_{1-x}N 材料较大的固溶隙是导致组分不均匀的主要原因. 此外较大的薄膜厚度也容易引起组分不均匀. Singh 等^[12]曾报道减小薄膜厚度有利于抑制相分离.

X 射线衍射不仅可以测量样品中的宏观残余应力, 还可以分析样品的微观应力. 在 ω-2θ 扫描中回摆曲线的半峰宽 (FWHM) 可以表示为^[13]

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{2\theta D \cos\theta} + \epsilon_{in} \tan\theta, \quad (3)$$

其中 θ 为布拉格衍射角, D 为晶粒尺寸, ϵ_{in} 为薄膜中的微观非均匀应变. 测量得到 In_xGa_{1-x}N(0002) 回摆曲线的半峰宽 FWHM = 0.086°, 表明样品中的非均匀应变较小.

图 2 所示是在样品不同的三个点 A, B, C 上测量得到的(0002)回摆曲线. 三个曲线的半峰宽基本相同 (分别为 0.086°, 0.086°, 0.087°), 说明样品上三点的结晶质量均匀. 三个峰的位置分别为 17.23°, 17.29° 和 17.36°. 由于晶体中宏观应力及组分对衍射峰位置有影响, 所以三点的衍射峰位置不同可能是由于宏观应力和 In 组分不均匀引起的. 另外, 在图中可以看到 A 点衍射峰的强度明显小于 B 点和 C 点, 表明 A 点处可能存在位错. 当晶体中有微小应力或点阵常数差时, 回摆曲线的 θ 变化一个小角度, 强度会变化很大. 位错线周围存在晶体点阵的微观畸变, 从而使衍射峰强度减小.

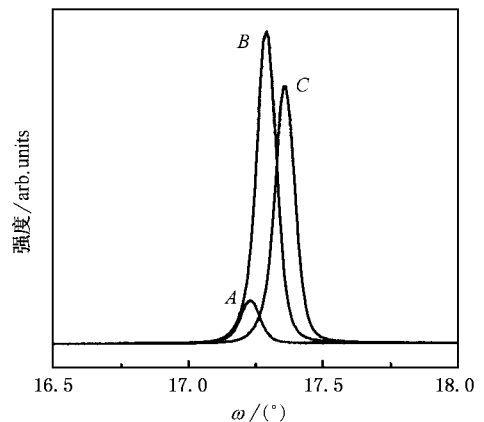


图 2 In_xGa_{1-x}N 薄膜(0002)衍射峰的 ω-2θ 回摆曲线

3.2. Raman 散射光谱

图 3 是在 $Z(X-\bar{Z})$ 背散射配置下分别用 488nm 和 532nm 光激发得到的 InGaN 薄膜的散射谱,在图 3(a)中观察到最大峰值位于 143.1 cm^{-1} 、 570.3 cm^{-1} 和 735.7 cm^{-1} 的三个峰,此外图中还可以观察到位于 418 cm^{-1} 附近的蓝宝石衬底的峰.其中 143.1 cm^{-1} 和 570.3 cm^{-1} 的峰是由 InGaN 外延膜与蓝宝石衬底之间的 GaN 层所产生的低频支和高频支的 E_2 声子模.与 GaN 体材料的 E_2 (高频)模(568 cm^{-1})^[14]相比,我们得到的峰向高频方向移动了 2.3 cm^{-1} ,说明样品中存在压应力.根据 E_2 声子模频移与面内双轴应力的经验公式 $\Delta\omega = 6.2\sigma_{xx}$ ^[15]计算,样品中双轴压应力 $\sigma_{xx} = 0.37\text{ GPa}$,与 XRD 法测量得到的结果基本一致.

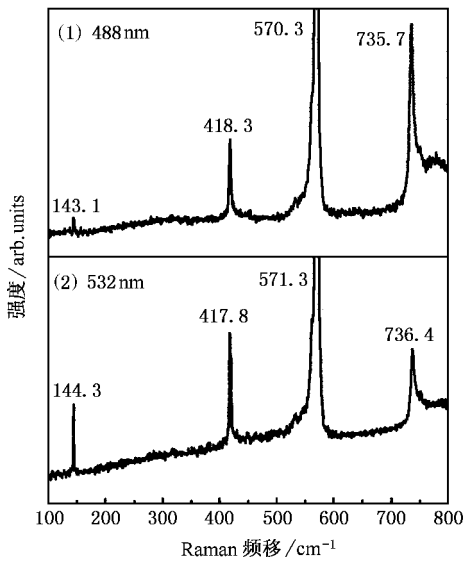


图 3 $Z(X-\bar{Z})$ 背散射配置下 InGaN 薄膜的 Raman 谱

目前理论计算^[16]和实验研究^[3,17]都表明 InGaN 的 $A_1(\text{LO})$ 模具有单模行为.随着 In 组分 x 的增大, $A_1(\text{LO})$ 的频率减小.文献^[17]给出了 $A_1(\text{LO})$ 模频率随 In 组分 x 变化的关系: $\omega_0(x) = (736 \pm 1) - (149 \pm 2)x$. 根据上式估算 $x = 0.03$ 时 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 的 $A_1(\text{LO})$ 的频率应在 731.5 cm^{-1} 附近,我们测量得到的频率(735.7 cm^{-1})向高频方向移动了 4 cm^{-1} 左右.由于样品中存在着压应力,考虑应力的影响, $A_1(\text{LO})$ 的频率可以表示为

$$\begin{aligned} \omega(x) &= \omega_0(x) + K\sigma_{xx} \text{ 或} \\ \omega(x) &= \omega_0(x) + \frac{\Delta\omega}{\epsilon}(x) \cdot \epsilon(x), \end{aligned} \quad (4)$$

其中 K 为线性应力-频移率.根据 Demangeot 等^[18]报道的 GaN 的应力-频移率 $K = 0.8\text{ cm}^{-1}\text{ GPa}$ 估算,应力引起的频率蓝移为 $\Delta\omega = 0.3\text{ cm}^{-1}$.由于不知道 $\Delta\alpha(x)/\epsilon$ 与组分的关系,根据 Correia 等报道的 $x = 0.19$ 的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 样品中的数据 $\Delta\omega/\epsilon_{zz} = (16.9 \pm 2.1) \times 10^2\text{ cm}^{-1}$ ^[19] 及 $\Delta\omega/\epsilon_{xx} = (-10.5 \pm 3.1) \times 10^2\text{ cm}^{-1}$ ^[17] 来估算,应力引起的频移为 $\Delta\omega = 0.7\text{--}0.8\text{ cm}^{-1}$.总之,样品中由于压应力引起的 $A_1(\text{LO})$ 模的频率蓝移小于 1 cm^{-1} ,所以可以认为 735.7 cm^{-1} 的峰仍是由 GaN 层所产生的.谱中未出现 InGaN 的 $A_1(\text{LO})$ 模.在 532nm 光激发下的情况相同,只是 E_2 和 $A_1(\text{LO})$ 模向高频方向稍有移动,这是由于所选取的测试点不同,各点应力不同引起的. Wagner 等^[20,51]分别对 12nm 和 50nm 的 InGaN 样品进行了研究,发现在非共振激发的情况下谱中只出现 GaN 层的散射信号,认为主要是 InGaN 层厚度太小的原因.但我们的样品厚度远大于 Wagner 等所用的样品,因此 InGaN 的 $A_1(\text{LO})$ 模未出现不完全是厚度的原因造成的.

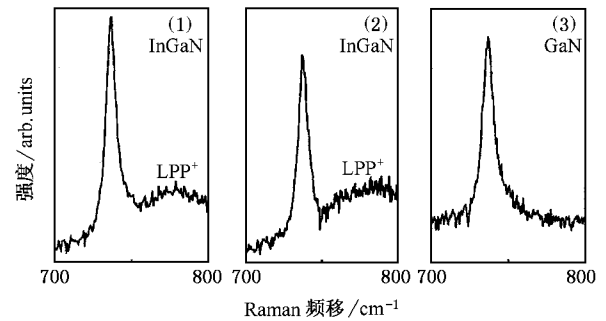


图 4 InGaN 及 GaN 薄膜的 $A_1(\text{LO})$ 声子模.(1) 488nm 光激发;(2) 532nm 光激发 (3) 532nm 光激发

图 4 所示是在 488nm 和 532nm 光激发下 InGaN 样品 $A_1(\text{LO})$ 模的放大的谱,为了比较,图中还给出了用相同方法生长的六方相 GaN 薄膜的散射谱.谱中都减去了蓝宝石衬底在 750 cm^{-1} 附近产生的散射信号.在 InGaN 样品的谱中可以看到 $750\text{--}800\text{ cm}^{-1}$ 之间存在着一个宽峰,图 4(a)中宽峰中心位于 778 cm^{-1} 附近,该峰是 LO 声子-等离子相互作用产生的耦合模 (LPP^+).根据 LPP^+ 峰的位置计算得到样品中自由载流子浓度在 10^{18} cm^{-3} 的数量级.由于此宽峰只在 InGaN 样品的谱中观察到,一般 InGaN 样品中自由载流子浓度在 10^{18} cm^{-3} 的数量级且随 In 组分的增加而增大^[3],所以可以认为 778 cm^{-1} 的宽峰

是由 InGaN 层产生的. 图 4(b) 中 LPP^+ 峰与图 4(a) 相比明显向高频方向移动了, 说明样品在该点处的自由载流子浓度较大. 样品中各点的自由载流子浓度不同应该是 In 组分不均匀的结果, 这与在 XRD 谱中观察到的相分离现象是吻合的. 关于 LO 声子-等离子耦合模在 GaN 中已有大量研究报道^[21-22], 而在 InGaN 中很少见到这方面的报道, 目前对 InGaN 的 $A_1(LO)$ 模的研究中, 也只考虑了 In 组分和应力的影响. 在 InGaN 中由于 LO 声子-等离子耦合,

$A_1(LO)$ 模会被高频支 (LPP^+) 和低频支 (LPP^-) 的两个耦合模取代, 因此观察不到 InGaN 的 $A_1(LO)$ 散射峰. 谱中没有观察到低频支 LPP^- 模, 这可能与等离子体的衰减有关. 而在等离子体衰减较大的情况下, $A_1(LO)$ 模不会被 LPP 模取代, 声子-等离子相互作用的结果会使 $A_1(LO)$ 模非对称性展宽, 并向高频方向移动^[23]. 因此, 确定 $A_1(LO)$ 模频率时还应考虑 LO 声子-等离子相互作用的影响.

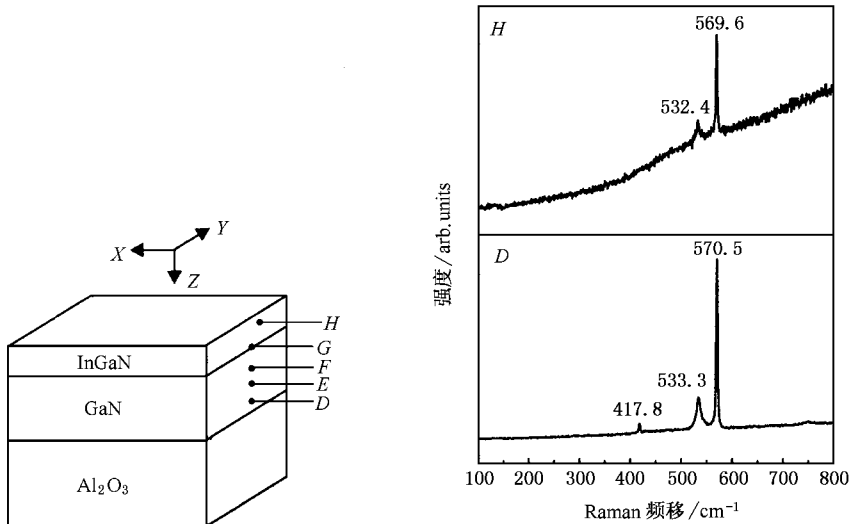


图 5 $X(Y-\bar{X})$ 配置下 InGaN 不同测试点的 Raman 谱

如图 5 采用 $X(Y-\bar{X})$ 配置, 在样品横截面上选取 5 个不同的点进行了测试. 其中 D, E, F 三点在 GaN 层中, G 点靠近 InGaN 与 GaN 的分界面, H 点选在表面的 InGaN 层中. 图中给出了 D, H 两点的 Raman 谱, 其他各点的最大峰值频率列入表 1 中. 在 $X(Y-\bar{X})$ 配置下 $E_2, A_1(TO)$ 和 $E_1(TO)$ 模是选择定则允许的模式, 由于 $E_1(TO)$ 与 E_2 峰接近, 图中只清楚地观察到 E_2 和 $A_1(TO)$ 信号. GaN 层中 D, E, F 三点的 E_2 模分别位于 $570.5\text{ cm}^{-1}, 570.4\text{ cm}^{-1}, 570.4\text{ cm}^{-1}$, 而 InGaN 层中的 E_2 散射峰位于 569.6 cm^{-1} , 与 GaN 层中相比向低频方向移动了 0.8 cm^{-1} , E_2 峰的红移是由于 In 的掺入引起的, 随 In 组分增加 E_2 模会向低频方向移动. 但目前还不能确定 E_2 模是单模还是双模行为^[41]. H 点与 D 点 $A_1(TO)$ 模的频率相比也向低频方向移动了 0.8 cm^{-1} 左右, 与 E_2 模有相似的性质. 同时在 D 点的谱中 417.8 cm^{-1} 处还出现了蓝宝石衬底的散射峰, 这主要是由于实验的收集孔径角较大, 入射光和散射光与样品横截面

不完全垂直所致.

表 1 样品不同点处 E_2 和 $A_1(TO)$ 模的频率

	D	E	F	G	H
E_2/cm^{-1}	570.5	570.4	570.4	569.6	569.6
$A_1(TO)/cm^{-1}$	533.3	533.3	533.2	532.9	532.4

H 点的 Raman 谱与 D 点相比还有一个显著特点是从 400 cm^{-1} (散射光波长 497.7 nm) 以后存在一个很强的荧光背底, 根据发光谱可知该处对应着 InGaN 黄带发光的位置, 说明在 488 nm 光激发下 InGaN 层的黄带发光明显强于 GaN 层. 关于黄带的产生机制目前还不明确, 但一般认为 V_{Ga} 及其复合体是黄色荧光的主要来源, 实验发现费米能级越接近导带, V_{Ga} 及其复合体的浓度越高^[24].

图 6 是在 78 K 温度下, 利用 532 nm 光激发得到的 InGaN 样品的 Raman 谱. 图 6 中曲线 A, B 表示在样品不同的两点上得到的两条谱线. 与室温下的谱线相比, 各声子模的线宽均减小并蓝移, 这是声子散射的温度效应引起的. 声子频率和线宽对温度的依

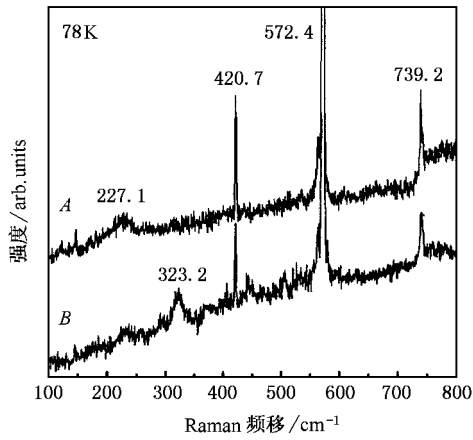


图6 InGaN 薄膜的低温 Raman 谱(78K 532nm 光激发)

赖关系主要取决于声子振动哈密顿量中的非简谐项,它是由于晶格热扩散和声子-声子相互作用而产生的,随温度升高声子模的线宽会增宽并向低频方向移动^[25]。除此之外,在低频方向还出现了位于 227.1 cm^{-1} 和 323.2 cm^{-1} 的两个峰,其中 323.2 cm^{-1} 的峰在很多掺杂的 GaN 中都观察到,一般认为是无序化激发的散射模^[26]。在室温下 320 cm^{-1} 左右也可以观察到一个很宽的散射带,在低温下峰形变窄,而 227.1 cm^{-1} 的峰在 InGaN 样品中很少报道,虽然理论计算 InN 的 B_1 模位于 225 cm^{-1} ^[27],但此模是选择定则禁戒的,而且我们没有观察到其他与 InN 有关的散射峰,因此排除是 InN 产生的可能性。由于此峰

只在低温下出现,我们认为可能是与单电子跃迁有关的散射模。Jiang 等^[28]曾报道在 10K 下 GaN 的 Raman 谱中观察到位于 218.4 cm^{-1} 的电子散射信号,并发现在 2.35 eV (532nm)光激发下得到共振增强,这与我们的结果相近。由于共振能量低于样品带隙而接近黄带发光峰,因此认为此散射峰是从浅施主到深受主的电子跃迁引起的。

4. 结 论

在样品的 XRD 谱中观察到三个 InGaN 的衍射峰,相应的 In 组分分别为 0.03, 0.13, 0.19,说明样品存在相分离现象。对(0002)回摆曲线的观测发现样品中存在位错缺陷。XRD 和 Raman 谱对应力的测量结果一致,都显示样品中存在双轴压应力。

在 InGaN 样品的 Raman 谱中观察到 LO 声子-等离子耦合模(LPP⁺),由此计算得到 InGaN 层中自由载流子浓度在 10^{18} cm^{-3} 的数量级。LO 声子-等离子相互作用是 InGaN 的 $A_1(\text{LO})$ 模被屏蔽的主要原因,应力对 InGaN 的 $A_1(\text{LO})$ 模的影响较小。

在 $X(Y-\bar{X})\bar{X}$ 配置下观察发现 InGaN 的 E_2 模频率与 GaN 相比向低频方向移动了 0.8 cm^{-1} , $A_1(\text{TO})$ 模具有相似的性质。在 488nm 光激发下 InGaN 层的黄带背底明显强于 GaN 层。在 InGaN 样品的低温 Raman 谱中观察到位于 227.1 cm^{-1} 的峰,认为是从浅施主到深受主的电子跃迁引起的散射。

[1] Xu B, Yu Q X, Wu Q H, Liao Y, Wang G Z, Fang R C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 204 (in Chinese) [徐波、余庆选、吴气虹、廖源、王冠中、方容川 2004 物理学报 **53** 204]

[2] Lin T Y 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 880

[3] Alexson D, Bergman L, Nemanich R J, Dutta M, Stroschio M A, Parker C A, Bedair S M, El-Masry N A, Adar F 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 798

[4] Qian Z G, Shen W Z, Ogawa H, Guo Q X 2003 *Progress in Physics* **23** 257 (in Chinese) [钱志刚、沈文忠、小川博司、郭其新 2003 物理学进展 **23** 257]

[5] Behr D, Wagner J, Ramakrishnan A, Obloh H, Bachem K H 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 241

[6] Silveira E, Tabata A, Leite J R, Trentin R, Lemos V, Frey T, As D J, Schikora D, Lischka K 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 3602

[7] Tabata A, Teles L K, Scolfaro L M R, Leite J R, Kharchenko A, Frey T, As D J, Schikora D, Lischka K, Furthmüller J, Bechstedt F 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 769

[8] Hiroshi Harima 2002 *J. Phys.: Condens. Matter* **14** R967

[9] Chen D J, Shen B, Bi Z X, Zhang K X, Gu S L, Zhang R, Shi Y, Zheng Y D 2003 *Optical Materials* **23** 127

[10] Angerer H, Brunner D, Freudenberg F, Ambacher O, Stutzmann M, Höpfer R, Metzger T, Born E, Dollinger G, Bergmaier A, Karsch S, Körner H 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 1504

[11] Polian A, Grimsditch M, Grzegory I 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 3343

[12] Jain S C, Willander M, Narayan J, Overstraeten R Van 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 965

[13] Chen Y F, Bagnall D, Yao T K 2000 *Materials Science and Engineering B* **75** 190

[14] Perlin P, Jaubertie-Carillon C, Itie J P, Miguel A S, Grzegory I, Polian A 1992 *Phys. Rev. B* **45** 83

[15] Kozawa T, Kachi T, Kano H, Nagase H, Koide N, Manabe K 1995 *J. Appl. Phys.* **77** 4389

[16] Grille H, Schmittler Ch, Bechstedt F 2000 *Phys. Rev. B* **61** 6091

[17] Correia M R, Pereira S, Pereira E, Frandon J, Alves E 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4761

- [18] Demangeot F ,Frandon J ,Renucci M A ,Briot O ,Gil B ,Aulombard R L 1996 *Solid State Commun.* **100** 207
- [19] Correia M R ,Pereira S ,Pereira E ,Frandon J ,Renucci M A ,Alves E ,Sequeira A D ,Franco N 2002 *Phys. Stat. Sol. C* **0** 563
- [20] Wagner J ,Ramakrishnan A ,Obloh H ,Maier M 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 3863
- [21] Wetzel C ,Walukiewicz W ,Haller E E ,Ager III J ,Grzegory I ,Porowski S ,Suski T 1996 *Phys. Rev. B* **53** 1322
- [22] Li Z F , Lu W , Ye H J , Yuan X Z , Shen X C 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1614 (in Chinese) [李志锋、陆 卫、叶红娟、袁先璋、沈学础 2000 物理学报 **49** 1614]
- [23] Weber W H , Merlin R 2000 *Raman Scattering in Materials Science* (Berlin : Springer) p85
- [24] Xu X L , Shi C S , Fung S , Beling C D 2001 *Progress in Physics* **21** 1 (in Chinese) [许小亮、施朝淑、Fung S、Beling C D 2001 物理学进展 **21** 1]
- [25] Li W S , Shen Z X , Feng Z C , Chua S J 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 3332
- [26] Chen D J , Shen B , Zhang K X , Deng Y Z , Fan J , Zhang R , Shi Y , Zeng Y D 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1788 (in Chinese) [陈敦军、沈 波、张开晓、邓咏桢、范 杰、张 荣、施 毅、郑有 2003 物理学报 **52** 1788]
- [27] Bungaro C , Rapcewicz K , Berholc J 2000 *Phys. Rev. B* **61** 6720
- [28] Jiang D S , Ramsteiner M , Ploog K H , Tews H , Graber A , Averbeck R , Riechert H 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 365

Micro-Raman scattering study of hexagonal InGaN epitaxial layer^{*}

Wang Rui-Min[†] Chen Guang-De Zhu You-Zhang

(School of Science , Xi 'an Jiaotong University , Xi 'an 710049 , China)

(Received 25 March 2005 ; revised manuscript received 27 June 2005)

Abstract

Hexagonal $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ film grown by metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) was studied by Micro-Raman scattering and X-ray diffraction. The phase separation was observed in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, the biaxial stress was measured by both Raman and X-ray diffraction. In Raman spectroscopy, the $A_1(\text{LO})$ mode of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ is absent. Instead, the LO phonon-plasmon coupled mode (LPP⁺) was observed at about 778 cm^{-1} . The carrier concentration was determined by the frequency of the coupled mode. The E_2 and $A_1(\text{TO})$ modes of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layer exhibit a down-shift compare to those of GaN layer. At low temperature, the peak induced by electronic transition was observed in Raman spectra of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Keywords : Raman scattering , X-ray diffraction , phase separation , stress , LO phonon-plasmon coupled mode

PACC : 7830 , 3320R , 7280E

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10474078).

[†] Corresponding author. E-mail : wangrm@mail. xjtu. edu. cn