

电子回旋共振等离子体特性及其对 生长氮化镓晶膜的影响

杜小龙¹⁾²⁾ 陈广超¹⁾ 江德仪¹⁾ 姚鑫兹¹⁾ 朱鹤孙²⁾

¹⁾(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

²⁾(北京理工大学, 北京 100081)

(1998 年 8 月 13 日收到; 1998 年 8 月 28 日收到修改稿)

为了解并优化在电子回旋共振等离子体辅助化学汽相沉积 GaN 晶膜的工艺研究中的等离子体特性, 利用朗缪尔探针及法拉第筒系统地测量了离子密度 (N_i)、等离子体势 (V_p)、电子温度 (T_e) 及离子流强 (J_i) 等多个等离子体参量随微波功率 (P_w) 及沉膜室气压 (p) 变化的关系. 给出了在 $P_w = 850 \text{ W}$, $p = 0.22 \text{ Pa}$ 时, 上述等离子体参量的轴向及径向分布. GaN 晶膜的生长速率、电学及晶体学性能与生长条件密切相关. 提高生长时的离子密度能提高 GaN 晶膜的氮镓比和本底电子浓度. 在优化的等离子体环境下, GaN 晶膜的生长速率达到 $0.9 \mu\text{m/h}$, 其双晶 X 射线衍射回摆曲线的半高宽度为 $16'$.

PACC: 5270; 5240D; 8115H

1 引 言

GaN 材料因其在蓝绿光光电子器件及高温微电子器件领域具有非常广阔的应用前景而成为半导体材料的研究热点. 目前 GaN 晶膜生长技术发展迅速, 利用 MOCVD 及 MBE 技术已成功生长出高质量的 GaN 晶膜, 并都已制备成 GaN 基蓝光二极管^[1,2]. 用电子回旋共振等离子体辅助化学汽相沉积 (ECR-PACVD) GaN 晶膜是一种相对较新的技术, 它能在较低的衬底温度 ($< 600^\circ\text{C}$) 及较低的气压 ($< 1.33 \text{ Pa}$) 下沉积 GaN 膜. ECR 等离子体因离子密度高而具有快速生长晶膜的潜力, 另外, 其离子能量也较低, 因而对晶膜损伤小. 但目前 ECR-PACVD 法生长的 GaN 晶膜质量还不高, 其生长速率也很低 ($< 0.2 \mu\text{m/h}$)^[3-5]. 为更好地了解影响 GaN 成核及生长的基本过程, 非常有必要对相关等离子体动力学及等离子体化学过程进行研究, 最基本的一步就是要获得等离子体参量 (如 N_i , T_e , V_p 及 J_i 等) 的分布及其与气压和微波功率等系统参量的关系. 本文利用朗缪尔探针及法拉第筒对用于生长 GaN 晶膜的 ECR 等离子体进行了诊断, 获得了等离子体参量 N_i , T_e , V_p 及 J_i 与气压和微波功率的关系, 并得到了在 $P_w = 850 \text{ W}$, $p = 0.22 \text{ Pa}$ 时, 上述参量的轴向及径向分布, 在这一条件下, 等离子体环境适于 GaN 生长. GaN 晶膜的生长速率达到 $0.9 \mu\text{m/h}$, 其双晶 X 射线衍射回摆曲线的半高宽度为 $16'$.

2 实验装置

2.1 ECR-PACVD 系统

图 1 是本文采用的 ECR-PACVD 系统示意图. 本系统由 ECR 源、沉膜室、抽气系统、配气系统及样品台组成. 其中 ECR 源系由中国科学院物理研究所自行研制而成^[6]. CK-627A 型磁控管产生输出功率 150—1500 W 连续可调的频率为 2.45 GHz 的微波, 该微波通过方形波导再经一陶瓷窗进入等离子体共振腔. 等离子体共振腔实际上是一直径为 17 cm、长为 20 cm 的柱形波导, 绕在共振腔外的线圈产生 0.0875 T 的磁场, 于是绕磁力线作回旋运动的电子因其回旋频率与微波频率相同而发生共振, 吸收了微波能量的电子大大增加了与气体分子发生电离碰撞的概率, 从而产生稳定的等离子体. 在共振区的等离子体受沿磁场减小方向的漂移力的作用而向沉膜室运动. 具有活性的等离子体就可用来辅助生长各种晶膜.

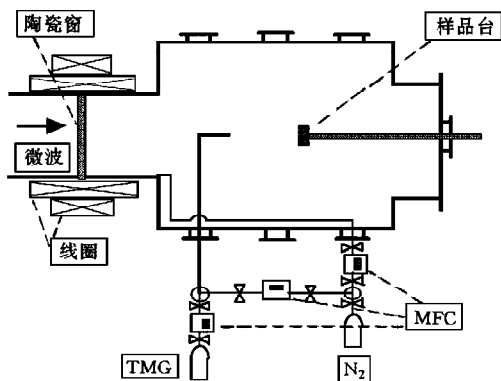


图 1 ECR-PACVD 生长 GaN 晶膜示意图

在 ECR 系统中, 我们将产生磁场的内外两组线圈的电流分别固定在 55A 与 240A 上, 这样就产生了一个轴向对称磁场. 磁场的峰值为 0.1 T, 它位于陶瓷窗前 2 cm 处^[6], ECR 共振层则位于陶瓷窗前 9 cm 处, 在沉膜室中央磁场的大小约为 0.02 T. 与 ECR 源相连的沉膜室直径为 35 cm, 长为 40 cm, 在其周围的三维空间上开有多个窗口以供观察、测量及固定样品台. 纯度为 99.99% 的氮气 (N_2) 及作为 Ga 源的三甲基镓 (TMG) 的流量均由质量流量控制器 (MFC) 控制. 为改善 TMG 气流分布, 提高 GaN 晶膜质量, TMG 在进入沉膜室之前用 N_2 稀释, 该路 N_2 的流量也由一 MFC 控制. 沉膜室气压就由这三路气体的流量来决定.

用于固定基片、加热器及测温热偶的样品台是通过一轴向法兰连接在沉膜室上的. 在生长 GaN 膜的实验中, 样品台固定在离陶瓷窗 34 cm 的地方. 我们采用双面抛光的 (0001) 面的蓝宝石 ($\alpha-Al_2O_3$) 作为生长 GaN 晶膜的基片. 在生长之前, 先要对蓝宝石基片进行化学抛光处理^[7], 即把基片放在沸腾的硫酸及磷酸混合液中浸泡 15 min, 接着用去离子水超声清洗 15 min, 然后密封干燥. 实验时将干燥清洁的基片夹在真空炉上, 在真空条件下加热到 560℃. 另外, 六方 GaN 晶体与六方 Al_2O_3 晶体之间存在 16% 的晶格失配率^[8], 在生长 GaN 之前, 生长 AlN 缓冲层有利于提高 GaN 晶膜的质量^[9]. 在 ECR-PACVD 系统里, 缓冲层是通过 N 等离子体轰击 Al_2O_3 表面而生成的. 在所有的 GaN 生长实验中, 都用 N 等离子体轰击 Al_2O_3 表面 15 min, 然后开通 TMG 气路, 并固定 TMG 流量为 0.12 sccm. 沉积时间均为 2 h.

2.2 诊断系统

图2是 ECR 等离子体的诊断系统示意图.该系统包括朗缪尔探针诊断设备及法拉第筒诊断设备.径向探针及轴向探针分别通过上侧法兰及后部法兰固定到沉膜室中,它们分别在径向及轴向上可自由移动.以同样的方法可将法拉第筒固定到沉膜室上.探针是用半径为 0.05 cm 的钨丝制成,径向探针暴露在等离子体中的那一部分长为 0.3 cm ,而轴向探针为 0.5 cm ,它的这一部分从陶瓷管中伸出后弯折 90° 与径向平行.从探针或从法拉第筒获得的信号经一差分放大器以消除本底噪声,然后再经一 20 MHz A/D 后被计算机采集.对于一次探针或法拉第筒测量,计算机以相等的时间间隔在 4 个通道上同时分别采集 2^{15} 个点.利用 Windows 应用软件就可保存及处理信号.这样 N_i , T_e , V_p 及 J_i 等参量就可测得.

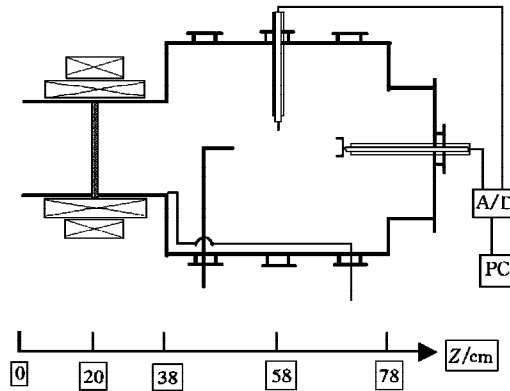


图2 ECR 等离子体诊断系统示意图

2.3 GaN 晶膜测试分析系统

用 DEKTAK-3 测厚仪测量晶膜的厚度,紫外-可见-近红外光光度计测其光吸收谱.通过测量 GaN 样品的单晶衍射曲线及双晶衍射的回摆曲线判断晶体的结构和质量.另外,我们用电子俄歇谱测样品的成分及相对浓度.最后,对样品进行霍尔测量,从而确定样品的本底电子浓度.通过上述测试,对样品的生长速率及质量作一全面的比较.

3 实验结果及讨论

首先,讨论探针及法拉第筒对 ECR 等离子体进行测量的特点;其次,阐述 ECR 源的入射功率 P_w 及沉膜室气压 p 对等离子体参量如 N_i , T_e , V_p 和 J_i 等的影响,从而找到产生高密度稳定等离子体的条件,并给出在该条件下等离子体参量的横向和纵向分布;最后,比较了在各种等离子体条件下生长 GaN 晶膜的速率和晶膜质量,得出等离子体参量与 GaN 晶膜生长的对应关系.

3.1 探针与法拉第筒测量 ECR 等离子体参量的特性

如果所测等离子体满足条件:(1)等离子体处于麦克斯韦分布;(2) $T_i/T_e \leq 1$,即等离子体是冷等离子体,则可根据朗缪尔探针的伏安特性曲线得到电子温度.根据饱和离子流密度 I_0 得到离子密度 N_i .并利用特性曲线的“膝点”(Knee)确定等离子体势 V_p ,或者利用探针的悬浮电位 V_f 及电子温度 T_e ,再根据公式^[10] $V_p = V_f + (kT_e/2e) \times \ln(m_i/2.3m_e)$ 求得,其中, m_e 为电子质量,而 m_i 为离子质量.在 ECR 氮等离子体中,由于 N_2 分子的电离电位比离解电位小得多,离子的主要成分为 N_2^+ ,其质量数为 $m_i = 28$.

由于 ECR 等离子体中存在磁场,使得带电粒子的输运呈现各向异性,从而使探针测量变得非常复杂.但是,只要电子及离子的拉莫尔半径(r_{ce} , r_{ci})远大于德拜长度(λ_D),磁场对探针的影响可以忽略,上述测量方法仍然有效^[11].

在基片附近磁场的大小为 0.02 T , 而此处的典型等离子体参数为 $T_e = 2\text{ eV}$, $N_i = 10^{11}\text{ cm}^{-3}$, $T_i = 0.2\text{ eV}$ ($T_i \approx T_e/10$)^[12]. 这样可估算得 $\lambda_{de} = 0.003\text{ cm}$, $\lambda_{di} = 0.001\text{ cm}$, $r_{ce} = 0.02\text{ cm}$, $r_{ci} = 1\text{ cm}$. 故满足 $\lambda_{di} < \lambda_{de} < r_{ce} < r_{ci}$. 另外, 电子的拉莫尔半径 r_{ce} 小于探针半径 r_p (0.05 cm), 因此, 探针收集电子仍然具有方向性, 但 r_{ci} 远大于 r_p , 表明探针上获得的饱和离子电流并未受到磁场太多的干扰. 根据 Laframboise 的分析可知此时测得的 N_i 会比实际值小 10% 左右^[13]. 图 3 是典型的探针伏安特性曲线, 横轴是探针上的扫描电压, 纵轴是探针收集的电流, 这儿取电子电流为正. 从图中可知, 当电压从 -40 V 增加到等离子体悬浮电势 V_f 时, 探针信号电流从饱和离子流 I_0 变为 0 ; 当 V 再增大时, 电子电流急剧增加而离子电流则变得更小. 为求电子温度 T_e , 画出了电流对数 $[\ln I]$ 与 V 的关系, 如图 4 所示. 假定等离子体中电子速度按麦克斯韦分布, 当电压在 $V_f = V_p$ 这一段时, $\ln I_e$ 随 V 直线上升^[10], 则 $T_e = [d \ln I_e / d V]^{-1}$. 仔细分析图 4 中 $\ln I$ 随 V 的变化关系, 可将曲线分为 3 段, 第 1 段 V 从 V_f 到略大于 V_f , 此时 I_i 急剧减小而 I_e 急剧增加, 总电流 $I = I_e + I_i$ 的变化包含了离子的贡献. 从第 1 段结束后直到 $V = V_p$ 为第 2 段, 此时 I_i 相对于 I_e 来说已经很小, 因此 $I \approx I_e$, 故应在这一段求 T_e . 第 3 段 $V > V_p$, 电子不再在排斥场中运动, 探针吸引电子而排斥离子. 由于特性曲线的“膝点”不很明显, 因此通过 V_f 求 V_p . 在这里 $V_f = 2.1\text{ V}$, 通过计算得到 $T_e = 1.4\text{ eV}$, $V_p = 9.1\text{ V}$. 在得到电子温度 T_e 后, 便可根据探针的饱和离子流密度求得离子密度 N_i .

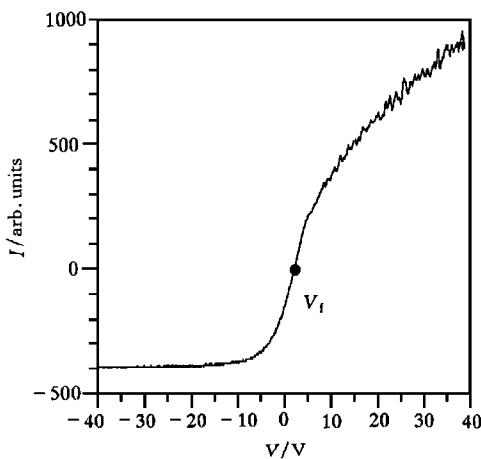


图 3 探针的伏-安特性曲线 $P_w = 850\text{ W}$, $p = 0.22\text{ Pa}$, $Z = 54\text{ cm}$, $r = 0\text{ cm}$

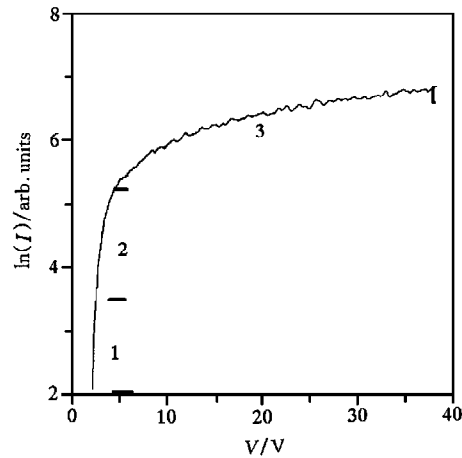


图 4 探针电流的对数与电压的关系曲线 $P_w = 850\text{ W}$, $p = 0.22\text{ Pa}$, $Z = 54\text{ cm}$, $r = 0\text{ cm}$

法拉第筒的前部有一栅板, 在这一栅板上加一频率为 0.5 kHz , 幅度为 $\pm 80\text{ V}$ 的方波, 即可从法拉第筒收集极上得到的正电流信号 (V_c) 中计算出等离子体的离子流强 J_i . J_i

$= V_c / A\beta R$, 其中 V_c 为收集极的正电流信号, A 为收集极前的空栏面积, β 为电流信号的放大倍数, R 为电流信号的采样电阻. 对于这个法拉第筒, $A = 0.126 \text{ cm}^2$, $\beta = 1-15$, $R = 10 \text{ k}\Omega$. 图 5 是加在栅极上的方波电压及收集极电流信号的一个典型实例. 其中横轴为时间 t , 单位为 ms . 细线条表示的是方波电压, 而粗线条是电流信号, 当栅极电压为 -80 V 时所对应的电流信号的大小 V_c 为 350 mV , 而此时的放大倍数为 2, 因此离子流强 J_i 的大小为 0.14 mA/cm^2 .

3.2 ECR 等离子体特性

当 ECR 等离子体的密度大于截止密度 N_{cutoff} ($N_{\text{cutoff}} = 7.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) 时, 右旋波与左旋波均能被 ECR 等离子体吸收^[14]. 调节微波系统, 可使微波反射功率与微波入射功率之比小于 7%^[11]. 在 ECR 系统中, 当气压在 $0.05-1.0 \text{ Pa}$, 微波功率在 $300-1100 \text{ W}$ 之间时, 等离子体腔中离子体密度在 10^{12} cm^{-3} 左右, 功率吸收率在 90% 以上, 此时微波吸收功率近似等于微波入射功率.

沉膜室中的等离子体不仅受共振区等离子体向下游的漂移运动的影响, 还受本地电子的电离碰撞及等离子体横向扩散的影响. 因此, 微波功率及气压等系统参量对各等离子体参量的空间分布的影响是通过对上述数个过程的影响而体现出来的. 综合的结果使等离子体参量对系统参量的依赖关系较为复杂.

3.2.1 微波功率与等离子体参量的关系 图 6 表示在不同气压下, 在样品台附近, 电子温度与微波功率的关系. 从图中可以看出, 在相同气压、磁场下, T_e 随微波功率的增加而增加甚微. 微波功率的增加并未使电子的平均能量进一步增加. 但从图 7 N_i 与微波

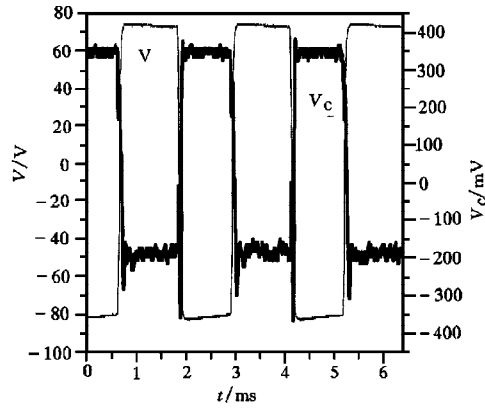


图 5 法拉第筒的方波电压及电流信号 $P_w = 850 \text{ W}$, $p = 0.22 \text{ Pa}$, $Z = 54 \text{ cm}$, $r = 0 \text{ cm}$

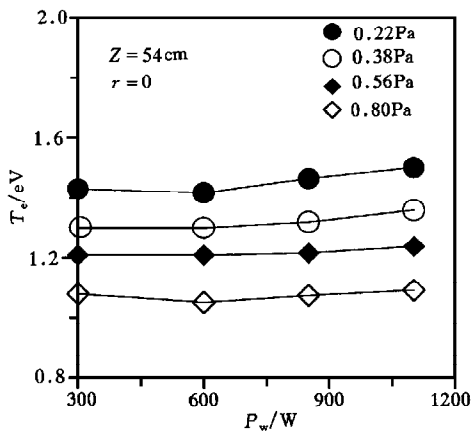


图 6 在不同气压下电子温度与微波功率的关系

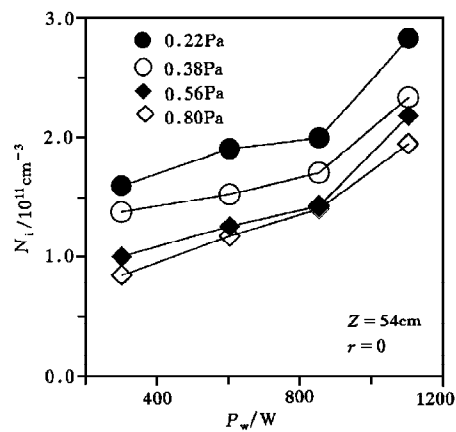


图 7 在不同的气压下离子密度与微波功率的关系

功率的关系中可看出离子密度随微波功率的增加而明显增加. 这说明增加的微波能量加热了更多的电子, 使等离子体密度明显增加. 图 7 还表明, 当 ECR 系统工作于高功率时 ($>900\text{ W}$), 离子密度并未显示出饱和的趋势, 相反离子密度随微波功率的增大而更加快速增长. 实验中还发现, 微波功率从 300 W 增加到 1100 W 的过程中, 等离子体有时呈现出不稳定性. 文献[15]观察了这种不稳定性, 并对其非线性和混沌作了详细研究. 为避免等离子体的不稳定性, 同时获得较高的等离子体密度, 我们采用在微波功率为 850 W 时生长 GaN 晶膜.

图 8 表示在不同气压下离子流强与微波功率的关系. 离子强度的行为与相对应的等离子体密度的行为相仿. 它随微波功率的增加而增加. 当 $P_w = 850\text{ W}$, $p = 0.22\text{ Pa}$ 时, 在 $r=0$, $Z=54\text{ cm}$ 处 (即 GaN 生长位置), 等离子体参量为 $N_i = 2.0 \times 10^{11}\text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1.4\text{ eV}$, $J_i = 0.14\text{ mA/cm}^2$.

3.3.2 气压与等离子体参量的关系 图9表示在不同微波功率下, 离子密度与气压

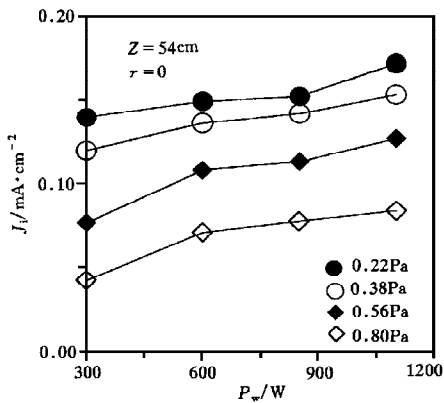


图 8 在不同气压下离子流强与微波功率的关系

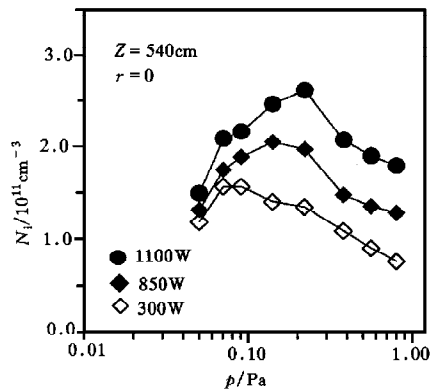


图 9 在不同微波功率下, 离子密度与气压的关系

的关系. 离子密度随气压的升高而增加, 并在某一气压值时, N_i 达到峰值, 然后随气压的进一步升高而减小. N_i 达到峰值时所对应的气压与微波功率有关, 功率越大, 该气压就越高. 在 $P_w = 1100\text{ W}$ 时, 该气压为 0.25 Pa 左右, 850 W , 300 W 时分别为 0.2 Pa 和 0.1 Pa . 图 10 表示的是微波功率为 850 W 时电子温度、离子流强、悬浮电势及等离子体势与气压的关系. 除探针的悬浮电势随气压的升高而略有升高外, 电子温度、等离子体势和离子流强都随气压的增加而变小, 这也可从图 6 及图 8 中看出. 随着气压的升高, 电子的碰撞频率增加而平均自由程变短. 在共振区, 电子在相邻两次碰撞之间从微波电场里获得的能量变少, 因此电子温度变低. 而电子在沿 Z 轴向沉膜室扩散过程中, 由于碰撞频率的增加, 其能量损失变多, 因此电子温度随着气压的升高而变低. 而 V_p 与 T_e 及等离子体密度有关, T_e 及 N_i 越小则 V_p 也越小. 另外, 电离碰撞截面与 $T_e^{1/2}$ 成正比^[10], 因此离子流强也随气压的升高而减小.

3.2.3 等离子体参量的纵向及横向分布 从微波功率及气压对等离子体的影响中可以看出, 当微波功率为 850 W 及气压在 0.2 Pa 左右时, 本 ECR 系统在样品台附近产生

稳定的较高密度的等离子体. 图 11 至图 13 表示在 $P_w = 850 \text{ W}$, $p = 0.22 \text{ Pa}$ 时, 等离子体参量的轴向与径向分布. 图 11 表示电子温度、离子流强、离子密度及等离子体势在系统对称线上的轴向分布. 该图表明在沉膜室里, 上述参量都明显地随着远离 ECR 共振区而变小. 在样品台附近 ($Z = 54 \text{ cm}$), N_i 大约在 $2.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 左右, T_e 为 1.4 eV 上下, V_p 为 9.1 V , 而 J_i 为 0.14 mA/cm^2 . 图 12 表示探针饱和离子流密度在不同气压下的径向分布. 在 0.8 Pa 到 0.14 Pa 这个气压范围里, 饱和离子流密度随气压的增大而减小, 但其径向均匀性却明显变好. 在低气压时, 等离子体相对集中在中轴线附近较窄的区域内. 这是由于气压变低后, 电子和离子的平均自由程增大, 粒子间的碰撞减少, 因此, 等离子体的横向输运明显减少, 等离子体密度沿横向下降低变快. 图 13 表示在 $Z = 58 \text{ cm}$ 的轴向位置上离子

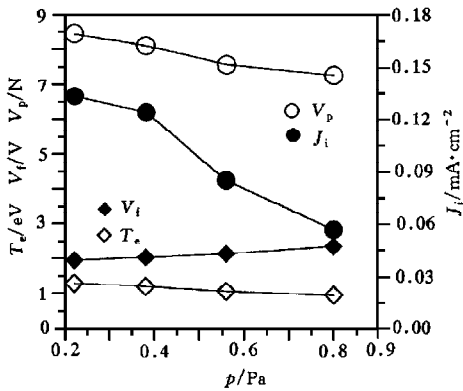


图 10 $P_w = 850 \text{ W}$ 时, 电子温度、离子流强、悬浮电势及等离子体势与气压的关系 ($Z = 58 \text{ cm}$, $r = 0$)

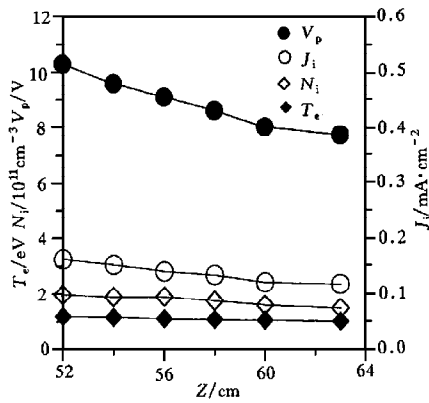


图 11 电子温度、离子流强、离子密度及等离子体势的轴向分布 $P_w = 850 \text{ W}$, $p = 0.22 \text{ Pa}$, $r = 0$

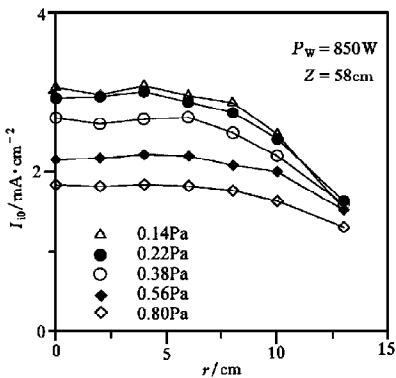


图 12 探针饱和离子流密度在不同气压下的径向分布 $Z = 58 \text{ cm}$

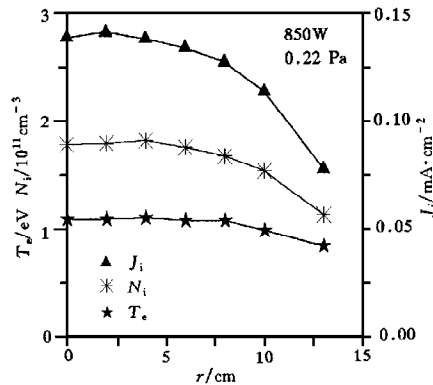


图 13 离子密度、离子流强及电子温度的径向分布 $Z = 58 \text{ cm}$

密度、离子流强及电子温度的径向分布. 由图中可知, 等离子体在 $Z = 58 \text{ cm}$ 处具有一个半径为 8 cm 的均匀区域(参量的变化在 $\pm 5\%$ 以内). 因此很适宜大面积均匀生长晶膜.

3.3 在优化的等离子体环境中 GaN 晶膜的生长

我们对在各种条件下生长的 GaN 晶膜进行了测试. 发现 GaN 晶膜的质量与生长条件有密切的关系. 表 1 列出了样品 N3#, N7# 和 N11# 的生长条件及其相对应的生长速率、本底电子浓度、氮镓比. 生长样品 N3#, N7# 及 N11# 时采用了不同的条件, 所对应的离子密度依次增大, 结果它们的生长速率依次提高. 同时根据样品的电子俄歇能谱获得的氮镓含量比也依次提高. 而样品的本底电子浓度依次降低. 一般情况下未掺杂 GaN 材料为 N 型, 通常认为这是由于 GaN 中高浓度的 N 空位造成的^[16]. 上述结果间接地证明了这一理论.

表 1 N3#, N7# 及 N11# 样品的生长条件、生长速率及电学性能

样品	微波功率 /W	气压 /Pa	离子密度 / 10^{11}cm^{-3}	生长速率 / $\mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$	N/Ga	样品本底电子浓度 / 10^{18}cm^{-3}
N3#	500	0.54	1.1	0.4	1:1.6	20
N7#	500	0.20	1.6	0.7	1:1.2	9
N11#	850	0.21	2.0	0.9	1:1	3.7

不仅 GaN 的电学性能与生长条件有关, 其晶体质量也与生长条件有关. 图 14 是上述 3 个样品的双晶 X 射线衍射的回摆曲线. N3# 的半高宽度 (FWHM) 为 $42'$, 而 N7# 及

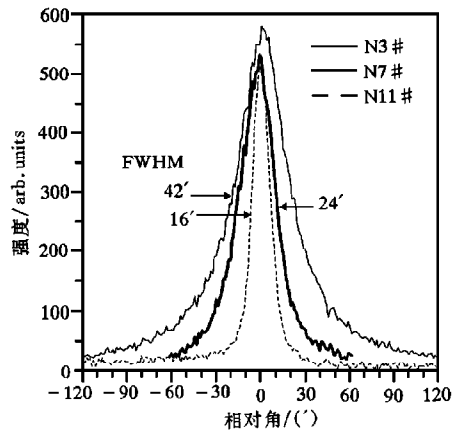


图 14 N3#, N7# 及 N11# 样品的双晶 X 射线衍射回摆曲线 其半高宽度分别为 $42'$, $24'$, $16'$

N11# 则分别为 $24'$ 和 $16'$. 因此, 优化等离子体环境是提高 GaN 晶膜的质量及生长速率的关键因素. 图 15 是 N11# 样品的单晶 X 射线衍射曲线, 图中强度很高的 GaN(0002) 衍射峰所对应的衍射角为 34.48° , 这说明沉积物是纯净的六角形纤锌矿结构的 GaN. 图 16 是 N11# 样品的透射光谱, 其中纵轴为透射率, 横轴为光子能量. 从该谱中可以得到该 GaN 样品的带隙为 3.4 eV . 其厚度为 $1.8\ \mu\text{m}$. 该样品的生长时间为 2 h , 故其生长速率为 $0.9\ \mu\text{m}/\text{h}$.

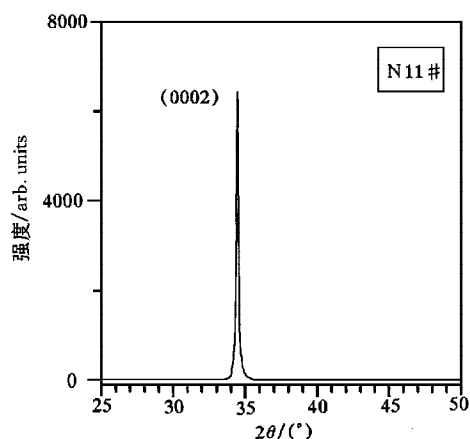


图 15 N11#样品的 X 射线衍射曲线

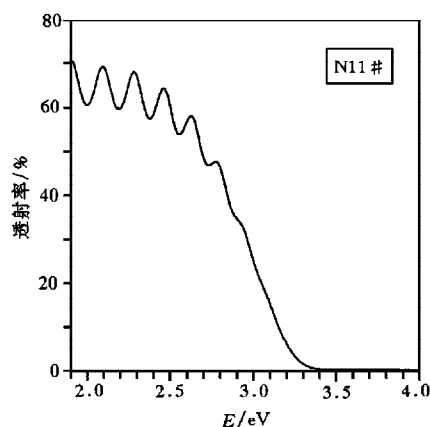


图 16 N11#样品的透射谱,横轴为光子能量

4 结 论

微波功率对电子回旋共振等离子体不同参量的影响并不一样. 改变微波功率对电子温度影响甚微, 却明显改变等离子体的密度与离子流强, 功率越高, 等离子体密度与离子流强越大. 系统在高功率下运行并未显示出饱和性, 但呈现出一些不稳定性. 我们选取 850 W 作为微波工作功率考虑了等离子体密度及等离子体稳定性这两方面因素.

对于一定的微波功率, 存在着一个气压, 在该气压下, 等离子体密度达到峰值. 该气压值与微波功率有关, 功率越大, 该气压就越高. 探针的悬浮电势随气压的增大而升高, 但是电子温度、等离子体势及离子流强皆随气压的增大而下降.

等离子体密度、电子温度、等离子体势及离子流强都随远离 ECR 共振区而变小, 在微波功率为 850 W, 气压为 0.22 Pa 时样品台附近它们的值分别为 $2.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 1.4 eV, 9.1 V 及 0.14 mA/cm^2 . 另外, 等离子体参量在径向的均匀性与气压有关, 气压越低, 其均匀性就越差, 在微波功率为 850 W, 气压为 0.22 Pa 时, 样品台附近具有半径为 8 cm 左右的均匀区域, 因此适合大面积均匀生长晶膜.

GaN 的质量与生长条件密切相关, 选择优化的等离子体环境能提高晶膜的生长速率并改善晶膜的电学性能与晶体学性能. 提高离子密度能提高晶膜中的氮镓比, 从而降低本底电子浓度. 在微波功率为 850 W 气压为 0.21 Pa 时生长 GaN 晶膜, 生长速率达到 $0.9 \mu\text{m/h}$, 晶膜的双晶 X 射线回摆曲线的半高宽度为 $16'$.

为具体了解等离子体对 GaN 的成核及生长的作用, 需要进一步测量样品台附近等离子体的成分及各活性粒子如氮离子及处于激发态的氮原子等的浓度, 并通过改变这些粒子的浓度来研究这些粒子对 GaN 生长所起的作用. 这需要将等离子体的光谱诊断与探针、法拉第筒诊断相结合来研究, 这正是我们下一步工作的内容.

感谢王龙研究员的指导与有益的讨论.

- [1] S. Nakamura, T. Mukai and M. Senoh, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**(1991), L1998.
- [2] J. M. Van Hove, G. Carpenter, E. Nelson, A. Wowchak, P. P. Chow, *J. Cryst. Growth*, **164**(1996), 154.
- [3] S. Zhang and D. E. Brodie, *Thin Solid Films*, **237**(1994), 124.
- [4] H. Sato, T. Minami, E. Yamada, S. Takata and M. Ishii, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A11**(1993), 1422.
- [5] Sakae Zembutsu and Toru Sasaki, *Appl. Phys. Lett.*, **48**(1986), 870.
- [6] Yao Xin-zi, Jiang De-yi and Ren Yu-feng, *Acta Physica Sinica*(Overseas Edition), **3**(1994), 758.
- [7] Wang Xiao-hui, Liu Xiang-lin, Wang Du and Lu Da-cheng, *Chin. J. Semiconductors*, **18**(1997), 867(in Chinese).
- [8] William A. Melton, Jacques I. Pankove, *J. Cryst. Growth*, **178**(1997), 168.
- [9] S. Nakamura, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**(1991), L1705.
- [10] B. Chapman, *Glow Discharge Processes*, (Wiley, New York, 1980), p. 24.
- [11] S. M. Gorbatkin, L. A. Berry and J. B. Roberto, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A8**(1990), 2893.
- [12] E. A. Den Hartog, H. persing and R. Claude Woods, *Appl. Phys. Lett.* **57**(1990), 661.
- [13] J. G. Laframboise, *UTIAS Report No. 100*(Institute for Aerospace Studies, U. of Toronto, 1966), Eq. 14. 5.
- [14] Ning Zhaoyuan, Ren Zhaoxing, *Progress in Physics*, **12**(1992), 38(in Chinese).
- [15] X. Z. Yao and D. Y. Jiang, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 5014.
- [16] H. Morkoç, S. Strite, G. B. Gao, M. E. Lin, B. Sverdilov and M. Bums, *J. Appl. Phys.*, **76**(1994), 1363.

PROPERTIES OF ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE PLASMAS AND THEIR INFLUENCE ON THE DEPOSITION OF GaN FILMS

DU XIAO-LONG^{1,2)} CHEN GUANG-CHAO¹⁾ JIANG DE-YI¹⁾ YAO XIN-ZI¹⁾ ZHU HE-SUN²⁾

¹⁾(*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*)

²⁾(*Beijing Institute of Technology, Beijing 100081*)

(Received 13 August 1998; revised manuscript received 28 August 1998)

ABSTRACT

Langmuir probes and Faraday cups have been used to characterize electron cyclotron resonance plasmas which have been used in the depositions of GaN films on the substrate of (0001) α -Al₂O₃. These plasmas were generated with microwave power(P_w) from 300 W to 1100 W at pressures(p) range from 0.8 Pa to 0.05 Pa using N₂ as the plasma source. The relationship between the plasma parameter, such as ion density(N_i), electron temperature(T_e), plasma potential(V_p) and ion current density(J_i), and system parameters, such as p_w and p , is given. And the axial and radial distributions of T_e , N_i , V_p and J_i are presented. The growth rate and the quality of the GaN film strongly depend on the growth condition. The higher the plasma density, the higher the N/Ga ratio of GaN film. When the microwave power was 850 W and gas pressure was 0.22 Pa, the plasma near the substrate was characterized by a T_e near 1.4 eV and plasma density near $2.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, and the growth rate of GaN was as high as 0.9 $\mu\text{m/h}$. The full width at half maximum of double-crystal X-ray diffraction rocking curve is 16 arcmin.

PACC: 5270; 5240D; 8115H