

# npn AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HBT 模型与特性分析\*

龚欣<sup>1,†</sup> 马琳<sup>2</sup> 张晓菊<sup>1</sup> 张金凤<sup>1</sup> 杨燕<sup>1</sup> 郝跃<sup>1</sup>

(1 西安电子科技大学微电子学院 宽禁带半导体材料与器件教育部重点实验室, 西安 710071)

(2 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

**摘要:** 基于实验数据对 GaN 材料的少子寿命和碰撞电离率进行了建模,应用漂移-扩散传输模型开展了 npn AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN 异质结双极晶体管的特性研究,给出了器件导通电压、偏移电压和饱和电压的解析式. 结果表明:实际器件导通电压、偏移电压及饱和电压较大的原因主要是高基区电阻和基区接触的非欧姆特性,为器件的工艺制造提供了理论指导.

**关键词:** GaN; 物理模型; 异质结双极晶体管

**PACC:** 7280E; 7340L

**中图分类号:** TN386

**文献标识码:** A

**文章编号:** 0253-4177(2006)09-1600-04

## 1 引言

由于具有大的禁带宽度、高的击穿电场、高的载流子饱和速度以及强极化效应等特性, GaN 在高温、高频、高功率领域中被广泛看好,而 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HBT 也越来越受到人们的关注. 这是因为:一方面, AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN 异质结场效应晶体管 (HFETs) 显示出的优良特性推动了 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HBT 的发展;另一方面,在其他 III-V 族材料体系如 GaAs 和 InP 中, HBTs 与 HFETs 器件相比有一些重要的优势,例如具有更高的跨导、更好的线性度、更大的电流密度、低的相位噪声和更好的阈值电压稳定性. 但目前制造出来的 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HBT 室温下的共射极直流电流增益普遍较低,一般小于  $10^{11-51}$ . 为了提高器件的性能,人们研究出各种各样的办法,比如用 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN 超晶格基区、组分渐变的基区、集电极在上 (collector-up) 的结构,工艺上采用自对准方法,采用横向外延过生长的 GaN (LEO GaN) 衬底材料等. 2003 年, Xing 等人报道了采用生长厚集电区的方法以减少线位错和降低背景载流子浓度,及选择性重生生长渐变发射区的方法制造出的共射极电流增益为 18,工作电压高达 330V 的 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HBT<sup>[6]</sup>.

目前对 GaN 基电子器件特别是 GaN HBT 的研究还处于初级阶段,器件工作的很多机理还没有定论. 本文对 GaN 材料的少子寿命和碰撞电离率进行了建模,应用漂移-扩散传输模型对 npn AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HBT 进行了特性研究,解释了实验与理论的差异,为器件的工艺制造提供了理论指导.

2 器件结构及物理模型

## 2 器件结构及物理模型

本文研究采用的 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HBT 对应文献 [7] 中器件的实际结构,各层的厚度、掺杂浓度和器件的结构示意图如图 1 所示. 图中 p 型基区浓度  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  是指 Mg 浓度,由于 Mg 较大的电离能,室温下杂质不完全电离,因此实际的载流子浓度只有  $10^{17} \text{cm}^{-3}$  量级. 模拟中器件的发射极条长软件默认为  $1 \mu\text{m}$ ,发射极条宽分别取 10 和  $0.5 \mu\text{m}$ ,发射区台面到基区金属的间距为  $1 \mu\text{m}$ .

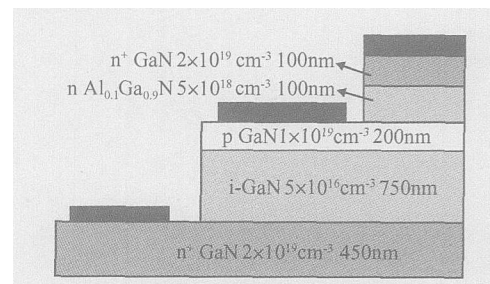


图 1 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HBT 结构示意图

Fig. 1 Schematic of AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HBT structure

本文采用漂移-扩散传输模型,通过自洽求解二维结构的泊松方程、载流子连续性方程和电流密度方程得到器件特性,求解的半导体器件基本方程包括:

\* 国家重大基础研究发展规划资助项目 (批准号: 51327020301)

† 通信作者. Email: xgong@mail.xidian.edu.cn

$$\nabla^2 = - \mathcal{A} (p - n + N_D^+ - N_A^-) - s \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n + G_n - R_n \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{1}{q} \nabla \cdot J_p + G_p - R_p \quad (3)$$

$$J_n = k_0 T \mu_n \nabla n - q \mu_n n \nabla \left\{ \begin{aligned} &+ \frac{k_0 T}{q} \ln n + \\ &- \frac{k_0 T}{q} \ln N_c \end{aligned} \right. \quad (4)$$

$$J_p = - k_0 T \mu_p \nabla p - q \mu_p p \nabla \left\{ \begin{aligned} &+ \frac{k_0 T}{q} \ln p + \\ &+ \frac{E_g}{q} - \frac{k_0 T}{q} \ln N_v \end{aligned} \right. \quad (5)$$

式中

$$n = \frac{F1/2 \left( \frac{E_{FN} - E_c}{k_0 T} \right)}{\exp \left( \frac{E_{FN} - E_c}{k_0 T} \right)}; p = \frac{F1/2 \left( \frac{E_v - E_{FP}}{k_0 T} \right)}{\exp \left( \frac{E_v - E_{FP}}{k_0 T} \right)}; n \text{ 和}$$

$p$  分别为电子和空穴密度;  $q$  为电子电荷;  $N_D^+$  和  $N_A^-$  分别为离化的施主和受主杂质浓度;  $G_n$  和  $G_p$  分别为电子和空穴的产生率;  $R_n$  和  $R_p$  分别为电子和空穴的净复合率;  $J_n$  和  $J_p$  分别为电子和空穴的电流密度;  $\mu_n$  和  $\mu_p$  分别为电子和空穴迁移率。

由于本文研究的器件的几何尺寸足够大, 电子的加速效应可以忽略, 因此电子的运动可以用漂移-扩散输运方程来描述. 电流密度方程 (4) 和 (5) 式中考虑了载流子的费米-迪拉克分布以及材料的禁带宽度、电子亲和能和导带-价带有效态密度随位置的变化. 泊松方程 (1) 式右边第二项  $s$  是与界面固定电荷和界面陷阱有关的电荷密度, 由极化效应引起的电荷可以体现在这项中.

上述方程组中包含的一些物理参数, 如载流子的迁移率、复合率、有效本征载流子浓度等, 一般情况下并不是常数, 它们往往与载流子浓度、杂质浓度以及电场有关, 必须建立这些物理参数较精确的模型.

$Al_x Ga_{1-x} N$  禁带宽度随 Al 组份的变化为<sup>[8]</sup>:

$$E_g (Al_x Ga_{1-x} N) = 6.13x + 3.42(1-x) - x(1-x) \quad (6)$$

将  $x=0.1$  代入 (6) 式可算得室温下 AlGaIn 的禁带宽度为 3.601eV.

GaN 电子的低场和高场迁移率分别为<sup>[9]</sup>:

$$\mu_{n0} (T, N) = \mu_{nmin} \left( \frac{T}{300} \right)^1 + \frac{(\mu_{nmax} - \mu_{nmin}) \left( \frac{T}{300} \right)^2}{1 + \left[ \frac{N}{N_{ref}} \left( \frac{T}{300} \right)^3 \right]^{(T/300)^4}} \quad (7)$$

$$\mu_n (E) = \frac{\mu_{n0} (T, N) + V_{sat} \frac{E^{n_1-1}}{E_c^{n_1}}}{1 + a \left( \frac{E}{E_c} \right)^{n_2} + \left( \frac{E}{E_c} \right)^{n_1}} \quad (8)$$

式中  $\mu_{nmin} = 295.0 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$ ;  $\mu_{nmax} = 1460.7 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$ ;  $N_{ref} = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ;  $a = 0.66$ ;  $n_1 = -1.02$ ;  $n_2 = -3.84$ ;  $n_3 = 3.02$ ;  $n_4 = 0.81$ ;  $V_{sat} = 2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ;  $E_c = 220.8936 \times 10^3 \text{ V/cm}$ ;  $m_1 = 7.2044$ ;  $m_2 = 0.7857$ ;  $a = 6.1973$ .

GaN 中少子寿命随掺杂浓度的变化采用 Scharfetter 关系式:

$$\tau_i (N) = \frac{\tau_{i0}}{1 + N / N_{srhi}} \quad (9)$$

模型参数通过拟合实验数据<sup>[10,11]</sup>得到:  $\tau_{n0} = 1.5906 \times 10^{-9} \text{ s}$ ,  $N_{srhn} = 4.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\tau_{p0} = 1.9094 \times 10^{-8} \text{ s}$ ,  $N_{srhn} = 5.56110^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

与电场有关的碰撞电离率采用 Selberherr's 碰撞电离模型:

$$\alpha_i = a_i \exp \left[ - \left( \frac{b_i}{E} \right)^i \right] \quad (10)$$

该模型参数也是通过拟合实验数据<sup>[12]</sup>得到:  $a_n = 4.863 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ ,  $b_n = 1.926 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ ,  $c_n = 1.22$ ,  $a_p = 3.118 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ ,  $b_p = 5.371 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ ,  $c_p = 0.73$ .

值得注意的是: 由于 Mg 在 GaN 中的离化能较大, 常温下不完全电离<sup>[8]</sup>, 本文在 p 型 GaN 基区考虑了杂质的不完全离化, 电离能  $E_A = 0.16 \text{ eV}$ , 而对于 n 型 GaN, 杂质 Si 的电离能相对较小, 可以完全电离. 此外, 载流子的统计分布采用费米-迪拉克分布, 模拟中 n 型和 p 型欧姆接触的比接触电阻分别为  $1 \times 10^{-6} \text{ } \cdot \text{cm}^2$  和  $5 \times 10^{-4} \text{ } \cdot \text{cm}^2$ , AlGaIn/GaN 界面导带的不连续系数  $Q_c$  为 0.7.

由于在 MOCVD 生长中, GaN 和 AlGaIn 层都是 Ga 面朝上, 因此在考虑极化效应对应此种情况. 突变异质结处的极化电荷密度由下式<sup>[13]</sup>给出:

$$= P_{sp} (AlGaIn) - P_{sp} (GaN) + 2 \frac{a_{GaN} - a_{AlGaIn}}{a_{GaN}} \left( e_{31} - \frac{C_{13}}{C_{33}} e_{33} \right) \quad (11)$$

其中  $P_{sp}$  表示材料的自发极化电荷;  $e_{31}$  和  $e_{33}$  分别表示压电常数;  $C_{13}$  和  $C_{33}$  分别表示弹性常数. 根据 (6) 式得到 GaN 基区与 AlGaIn 发射区界面的极化电荷为  $5.39 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , 为正电荷, AlGaIn 发射区与 GaN 帽层界面处则有大小相等符号相反的极化电荷.

### 3 结果与讨论

图 2 是器件共射极电流增益的理论模拟结果与实验结果的比较, 实验曲线来自文献[7]. 从图中看出, 实际器件导通电压较理论值大, 其原因解释如下: 导通电压  $V_{BES}$  是晶体管开启并进入饱和区所需要最小输入电压, 用下式表示:

$$V_{BES} = I_E r_e + V_{BE} + I_B r_b + V_{contact} \quad (12)$$

式中  $V_{BE}$  是发射结本征正向压降;  $V_{contact}$  是基极接触压降. 实际器件中基区低载流子浓度和刻蚀对基区表面的损伤使基极接触的  $I-V$  特性呈现非线性 (二极管特性), 因此有很高的基极接触压降  $V_{contact}$ , 而模拟中并没有考虑该压降, 因此导致理论与实验结果有误差.

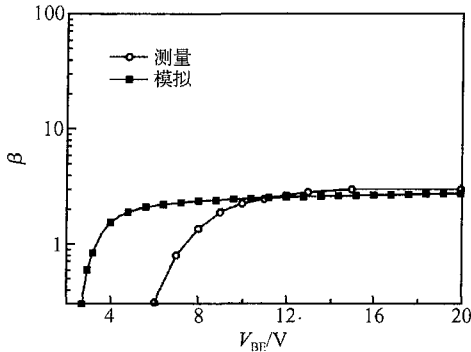


图 2  $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$  器件的电流增益  
Fig. 2 Current gain of  $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$  HBT

图 3 是输出特性的模拟与实验结果对比, 可以看到实际器件的偏移电压  $V_{offset}$  (定义为共射极情况下, 净集电极电流由负变为正时的集电极-发射极偏压) 为 5V, 饱和压降  $V_{CES}$  为 15V.

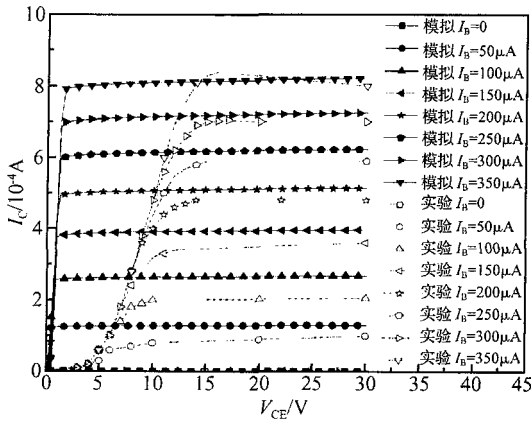


图 3  $1\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$  器件的共射极输出曲线  
Fig. 3 Common emitter characteristics of  $10\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$  HBT

为了进一步分析偏移电压大的原因, 图 4 给出了此时器件内部的电流分量, 其中  $I_{CE}$  为集电极收集电流, 用下式表示:

$$I_{CE} = A_{emitter} J_{SBE} \exp\left(\frac{V_{BEI}}{E V_T}\right) \quad (13)$$

式中  $J_{SBE}$  为发射结饱和电流;  $V_{BEI}$  是本征发射结压降;  $E$  为发射结电流理想因子.

$I_{BCi}$  是本征集电结电流, 采用下式表示:

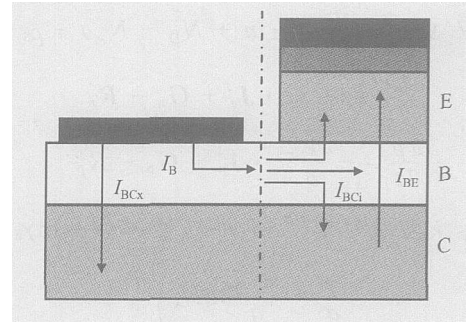


图 4 计算偏移电压时的电流示意图  
Fig. 4 Current schematic when calculating offset voltage

$$I_{BCi} = A_{intrinsic} J_{SBC} \exp\left(\frac{V_{BCi}}{c V_T}\right) \quad (14)$$

式中  $A_{intrinsic}$  为本征集电结面积 (虚线以右);  $V_{BCi}$  为本征集电结压降;  $J_{SBC}$  为集电结饱和电流;  $c$  为集电结电流理想因子.

由于实际晶体管的集电极面积大于发射极面积, 会在 CB 结间形成一个寄生的二极管.  $I_{BCx}$  是集电结寄生二极管电流, 表示为:

$$I_{BCx} = A_{extrinsic} J_{SBC} \exp\left(\frac{V_{BCx}}{c V_T}\right) \quad (15)$$

式中  $A_{extrinsic}$  为非本征集电结面积 (虚线以左), 根据本文中器件结构, 假设  $A_{extrinsic} = 10 A_{intrinsic} = 10 A_{emitter}$ ,  $V_{BCx}$  为集电结寄生二极管两端压降, 考虑基区横向电阻和基极接触压降的影响,  $V_{BCx}$  表示为  $V_{BCx} = V_{BCi} + I_B r_b + V_{contact}$ .

偏移电压定义为共射极情况下净集电极电流为零时的集电极-发射极偏压  $V_{CE}$ , 因此:

$$I_{CE} - I_{BCi} - I_{BCx} = 0 \quad (16)$$

将 (7) ~ (9) 式代入并考虑  $V_{CEi} = V_{CE} - I_B r_e$  及  $V_{BEi} = V_{BE} - I_B r_b - I_B r_e$  得出:

$$V_{CE} = c V_T \ln\left(\frac{J_{SBC}}{J_{SBE}}\right) + \left(1 - \frac{c}{E}\right) (V_{BE} - I_B r_b) + \frac{c}{E} I_B r_e + c V_T \ln\left[1 + 10 \exp\left(\frac{I_B r_b + V_{contact}}{c V_T}\right)\right] \quad (17)$$

前三项为偏移电压的本征值, 可以看出偏移电压  $V_{offset}$  不仅与发射结集电结自身的结特性有关, 并且还和发射区和基区电阻以及基极接触压降有关. 而模拟中没有考虑基极接触压降, 也没有考虑由于材料缺陷造成的发射区和基区电阻的增大, 因此与实验值有较大差异.

饱和压降表示在共射电路中, 晶体管处于饱和态时, CE 端点间的输出压降. 寄生二极管截止时饱和压降用下式表示为:

$$V_{CES} = V_{BE} + I_B r_b + V_{contact} + I_C r_c + I_E r_e - V_j \quad (18)$$

式中  $V_{BE}$  为本征发射结压降;  $V_J$  是寄生二极管的导通压降。可以看到,饱和压降与器件各区的串联电阻、基极接触压降以及基极电流有关,模拟中没有考虑  $V_{contact}$ ,且由于材料缺陷和制造工艺的影响,实际器件的基区电阻也远远大于模拟中的理想值。

## 4 结论

本文基于实验数据对 GaN 材料的少子寿命和碰撞电离率进行了建模,应用漂移-扩散传输模型开展了 npn AlGaIn/GaN HBT 初步的特性研究。给出了器件导通电压、偏移电压和饱和电压的解析式,解释了实际器件导通电压、偏移电压及饱和电压较大的原因主要是高基区电阻和基区接触的非欧姆特性,为器件的工艺制造提供了理论指导。下一步可以在理论模拟中考虑一些与实际工艺相对应的非理想因素,如基极接触的非欧姆特性、基区的欠刻蚀和过刻蚀、由于刻蚀损伤引起的发射区台面侧向漏电及外基区表面复合等。理论模拟将会对器件的工艺制造发挥更大的指导作用。

## 参考文献

[ 1 ] Shilton B S, Huang J J, Lambert D J H, et al. AlGaIn/GaN heterojunction bipolar transistors grown by metal organic chemical vapour deposition. *Electron Lett*, 2000, 36(1) : 80  
 [ 2 ] Limb J B, McCarthy L, Kozodoy P, et al. AlGaIn/GaN HBTs using regrown emitter. *Electron Lett*, 1999, 35(19) : 1671

[ 3 ] Shelton B S, Lambert D J H, Huang J J, et al. Selective area growth and characterization of AlGaIn/GaN heterojunction bipolar transistors by metal organic chemical vapor deposition. *IEEE Trans Electron Devices*, 2001, 48(3) : 490  
 [ 4 ] Han J, Baca A G, Shul R J, et al. Growth and fabrication of AlGaIn/GaN heterojunction bipolar transistor. *Appl Phys Lett*, 1999, 74(18) : 2702  
 [ 5 ] Ren F, Han H, Hickman R, et al. GaIn/AlGaIn HBT fabrication. *Solid-State Electron*, 2000, 44 : 239  
 [ 6 ] Xing H L, Chavarkar P M, Keller S, et al. Very high operation ( $>330V$ ) with high current gain of AlGaIn/GaN HBTs. *IEEE Electron Device Lett*, 2003, 24(3) : 141  
 [ 7 ] McCarthy L L, Kozodoy P, Rodwell M J W, et al. AlGaIn/GaN heterojunction bipolar transistor. *IEEE Electron Device Lett*, 1999, 20(6) : 277  
 [ 8 ] Atlas User's Manual, 2002, 1 : 200  
 [ 9 ] Farahmand M, Garetto C, Bellotti E, et al. Monte Carlo simulation of electron transport in the  $\alpha$ -nitride wurtzite phase materials system: binaries and ternaries. *IEEE Trans Electron Devices*, 2001, 48 : 535  
 [ 10 ] Edgar J H, Strife S, Akasaki I, et al. Properties, processing and applications of GaN and related semiconductors. *EMIS Data Review*, London: IEE, 1999  
 [ 11 ] Cao X A, Van Hove J M, Klaassen J J, et al. Simulation of GaIn/AlGaIn heterojunction bipolar transistors: part I - npn structures. *Solid-State Electron*, 2000, 44 : 1255  
 [ 12 ] Levinshstein M E, Rumyantsev S L, Shur M S. Properties of advanced semiconductor materials. New York: John Wiley & Sons, 2001  
 [ 13 ] Ambacher O, Foutz B, Smart J, et al. Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures. *J Appl Phys*, 2000, 87(1) : 334

## Characteristics of npn AlGaIn/GaN HBT\*

Gong Xin<sup>1,†</sup>, Ma Lin<sup>2</sup>, Zhang Xiaojun<sup>1</sup>, Zhang Jinfeng<sup>1</sup>, Yang Yan<sup>1</sup>, and Hao Yue<sup>1</sup>

(1 Key Laboratory of the Ministry of Education for Wide Band-Gap Semiconductor Materials and Devices, Microelectronics Institute, Xidian University, Xi'an 710071, China)  
 (2 School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

**Abstract:** A modeling of the minority carrier lifetime and impact ionization coefficients of GaN is presented. Then the simulation of an npn AlGaIn/GaN heterojunction bipolar transistor (HBT) using a drift-diffusion transport model is executed. The turn-on, offset, and saturation voltages of the device are expressed analytically. Simulation results show that the high turn-on, offset, and saturation voltages of the practical device result from the high base sheet resistance and the nonohmic characteristics of the base contact, which are a reference for the device fabrication.

**Key words:** GaN; physical models; HBT

**PACC:** 7280E; 7340L

**Article ID:** 0253-4177(2006)09-1600-04

\* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (No. 51327020301)

† Corresponding author. Email: xgong@mail.xidian.edu.cn