

# $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 插入层对双沟道 $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT 器件性能的影响\*

蔡静<sup>1)</sup> 姚若河<sup>1)†</sup> 耿魁伟<sup>1)2)</sup>

1) (华南理工大学微电子学院, 广州 510640)

2) (中新国际联合研究院, 广州 510700)

(2022年3月7日收到; 2022年4月18日收到修改稿)

双沟道 AlGaN/GaN HEMT 器件在电子限域性、电流运输等方面优于单沟道结构, 且能更好地缓解电流崩塌, 提高设备的运行能力, 在高功率应用中具有重要意义. 本文对  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  结构中的电荷状态以及运输性质进行研究. 通过求解一维薛定谔方程和泊松方程, 获得其电势、电场和电子分布, 分析了双沟道中二维电子气状态与合金无序散射、位错散射的关系. 结果表明, 在第一沟道中, 当  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  的 Al 组分和厚度提升时, 二维电子气密度逐渐减小, 合金无序散射的减弱使迁移率增大, 位错散射增强致迁移率变小, 总迁移率主要由合金无序散射决定. 在第二沟道中, 当  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  的 Al 组分和厚度提升时, 二维电子气密度随之增大, 由于较低的势垒高度以及高渗透电子的作用, 第二沟道中的合金无序散射影响更大, 合金无序散射迁移率随  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  层的 Al 组分和厚度的增加而减少且变化趋势逐渐趋于平缓, 位错散射作用的减弱导致迁移率的提升. 总体上, 第一沟道势阱中受到的位错散射低于第二沟道势阱. 随着背势垒厚度的增加, 第二沟道中主导的散射机制逐渐从位错散射转为合金无序散射.

关键词: 双沟道, 2 DEG, 迁移率

PACS: 73.40.-c, 63.50.Gh, 72.15.Lh, 72.80.Ey

DOI: 10.7498/aps.71.20220403

## 1 引言

第三代半导体 GaN 具有宽带隙、高电子饱和速率、高击穿电场等优点, 基于 AlGaN/GaN 的电子系统在高温、高频和大功率集成电路等领域受到广泛关注<sup>[1,2]</sup>. AlGaN/GaN 在自发极化和压电极化的作用下, 异质界面会聚集迁移率达  $1.5 \times 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 、密度达  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  的二维电子气 (two-dimensional electron gas, 2DEG)<sup>[3-6]</sup>, 其决定着 AlGaN/GaN 高电子迁移率晶体管 (high electron mobility transistor, HEMT) 在功率调节以及通信、雷达微波发射器等领域的应用<sup>[7,8]</sup>.

相比于单沟道结构, 双沟道 AlGaN/GaN 器件具有更好的电流承载能力, 在电子限域性、电流运输等方面更有优势, 能很好地缓解电流崩塌, 提高设备的运行能力, 在高功率应用中有重要意义<sup>[9]</sup>. 文献<sup>[10]</sup>在 GaN 缓冲层外延生长 AlGaN/GaN/AlGaN 夹层实现了双沟道结构, 测得的电流比单异质结更大, 当栅压从阈值电压负向移动时, 器件电流由次沟道电子决定,  $-1.5 \text{ V}$  栅压下的跨导为  $150 \text{ mS/mm}$ . 文献<sup>[11]</sup>测量了 AlGaN/GaN/AlGaN/GaN 器件的直流特性和射频特性, 在  $G_M$ ,  $f_T$ ,  $f_{\text{max}}$  上均观察到双驼峰结构, 采用动态  $I-V$  法分析器件的大信号行为, 发现主沟道的电流崩塌较次沟道更大, 表明表面态的捕获/去捕获是导致电流坍塌的

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2018YFB1802100) 和广东省重点领域研发计划 (批准号: 2019B010143003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: phrhyao@scut.edu.cn

主要原因. 文献 [12] 对单、双沟道结构进行电学表征以及模拟计算, 发现双沟道中载流子不易受缓冲陷阱的影响, 因此能够得到更宽的高跨导区域. 文献 [13] 通过对比不同栅压偏置下单、双沟道 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN 结构的电子密度、漏电流和跨导的变化, 发现双沟道器件在传输特性以及击穿性能上具有优势. 文献 [14–19] 通过降低势垒厚度以及 Al 组分解决了主、次沟道间的背势垒层插入导致次沟道效率较低的问题.

本文针对  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  结构, 对电子密度分布进行理论计算, 分析引起电荷变化的物理机理并给出  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  结构中的 2DEG 特性, 进一步分析了沟道电子的合金无序散射迁移率和位错散射迁移率.

## 2 物理模型

### 2.1 $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 结构中的电子分布

图 1(a) 为 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HEMT 的基本结构, 其中核心结构为 AlGa<sub>0.3</sub>N 层和 GaN 层形成的异质结. AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN 在极化效应作用下的能带示于图 1(b), 电子在势阱处积累并被高度弯曲的势阱束缚, 形成二维电子气.

图 2 为典型的  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  结构.  $P_{1\text{st-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}}$  是 Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N 势垒层受到的自发极化和压电极化之和, 紧临 GaN 层的自发极化为  $P_{1\text{st-GaN}}$ . Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 背势垒及与之形成异质结的 GaN 的极化强度分别为  $P_{2\text{nd-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}$  和  $P_{2\text{nd-GaN}}$ . 由于两层间的极化强度不同引发的净极化电荷的面密度分别是:

$$\sigma_{1\text{st-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}} = |P_{1\text{st-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}} - P_{1\text{st-GaN}}|, \quad (1)$$

$$\sigma_{2\text{nd-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = -|P_{1\text{st-GaN}} - P_{2\text{nd-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}|, \quad (2)$$

$$\sigma_{3\text{rd-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = |P_{2\text{nd-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} - P_{2\text{nd-GaN}}|, \quad (3)$$

势垒层受到的压电极化  $P_{\text{PE-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}$  为:

$$P_{\text{PE-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = P_{\text{PE}}(x) = 2 \frac{a_{\text{GaN}} - a(x)}{a(x)} \times \left[ e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right]. \quad (4)$$

其中  $x$  代表 Al 原子掺杂的摩尔占比,  $a$  是对应的晶格常数,  $e_{31}$  和  $e_{33}$ ,  $C_{13}$  和  $C_{33}$  是 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 的压电常数以及弹性常数. GaN 层和 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 层的参数列在表 1 中, 其中 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 使用 Vegard law 规定下的参数形式 [20].

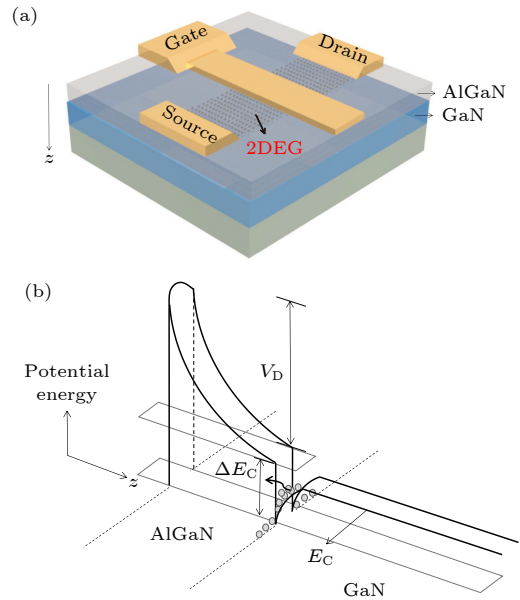


图 1 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN HEMT 的 (a) 基本结构和 (b) 能带图  
Fig. 1. (a) Schematic structure and (b) band diagram of Al-GaN/GaN HEMT.

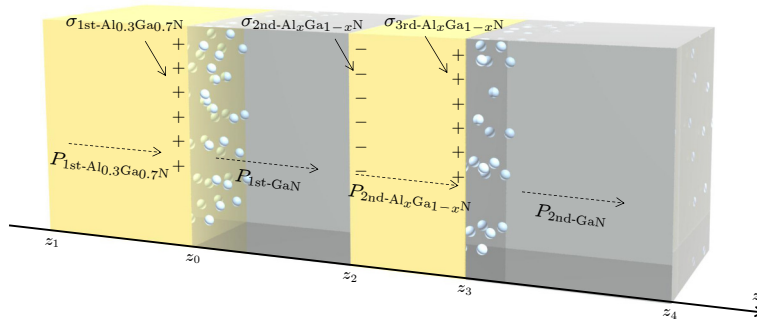


图 2  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  外延结构及极化电荷、电子分布

Fig. 2. Polarization charge and electron distribution of  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  epitaxial structure.

表 1 AlN, GaN 和  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  的各项结构参数 (300 K)  
Table 1. The key parameters of AlN, GaN and  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  at temperature 300 K.

参数	AlN	GaN	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$
$A/(10^{-10} \text{ nm})$	3.112	3.189	
$C_{13}/\text{GPa}$	108	103	
$C_{33}/\text{GPa}$	373	405	$xP_{\text{AlN}} + (1-x)P_{\text{GaN}}$
$e_{31}/(\text{C}\cdot\text{m}^{-2})$	-0.6	-0.49	
$e_{33}/(\text{C}\cdot\text{m}^{-2})$	1.46	0.73	
$P_{\text{SP}}/(\text{C}\cdot\text{m}^{-2})$	-0.081	-0.029	

用 Fang-Horward 函数描述异质结量子阱的波函数时, 通常设定波函数在边界处消失<sup>[21]</sup>, 而实际中, 由于势垒层势能高度有限, 量子阱中的一部分电子将渗入势垒层.  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  能带结构和势阱量子能级相关的波函数满足薛定谔方程:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n^*}\nabla^2\zeta_k(z) + V_k(z)\zeta_k(z) = E_k(z)\zeta_k(z), \quad (5)$$

式中,  $m_n^*$  为对应区域的有效质量,  $m_n^* = 0.22m^*$ ,  $m^*$  是电子质量;  $\zeta_k(z)$  是波函数,  $V_k(z)$  表示电子势能:

$$V_k(z) = qV_0\theta(-z) + \phi_k(z), \quad (6)$$

其中  $\theta(z)$  是一个阶跃函数;  $V_0$  为不同层之间的能带带阶差,  $V_0 = 0.7\Delta E_g$ ,  $\Delta E_g$  为  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  和 GaN 的禁带宽度差,  $E_g = x^2 + 1.71x + 3.42$ ;  $\phi_k(z)$  为异质结中的静电势分布, 表示为:

$$\begin{aligned} \phi_k(z) = & -\frac{q^2}{\varepsilon_z} \int_z \int_z (N_{z-1\text{st}} + N_{z-2\text{nd}}) dz \\ & + \frac{q^2}{\varepsilon_z} \int_z \int_z N_1^+ dz \\ & - \frac{q}{\varepsilon_z} \int_z dz [\sigma_{1\text{st-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}}\delta(z) \\ & + (\sigma_{2\text{DHG}} + \sigma_{2\text{nd-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}})\delta(z - z_2) \\ & + \sigma_{3\text{rd-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}\delta(z - z_3)], \quad (7) \end{aligned}$$

其中  $\varepsilon_z$  是介电常数,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  层的相对介电常数与 Al 组分有关, 其值为  $8.9 - 0.4x$ ;  $N_{z-1\text{st}}$  和  $N_{z-2\text{nd}}$  分别表示沟道附近的电子密度分布,  $N_1^+$  为  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  层中完全电离后的掺杂离子浓度, 其值为  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .  $\sigma_{2\text{DHG}}$  为二维空穴气, 位于 GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  界面并受限于 GaN 层中<sup>[22]</sup>. (7) 式中的最后一项描述了异质结中的极化效应引起的势能分布.

$N_z$  是  $z$  方向上两个沟道的电子密度分布, 其与波函数相关:

$$N_z = \sum_i^n \zeta_i(z)\zeta_i^*(z)N_i, \quad (8)$$

其中  $n$  表示用于分布电子的束缚态的数量,  $N_i$  表示本文所考虑的第  $i$  个束缚态电子密度,  $\zeta_i(z)$  表示第  $i$  个束缚态对应的波函数:

$$\begin{aligned} N_i = & \frac{m_n^*}{\pi\hbar^2} \int \frac{1}{1 + e^{q\frac{E_f - E_i}{kT}}} dE \\ = & \frac{m_n^*kT}{\pi\hbar^2} \ln \left[ 1 + \exp\left(q\frac{E_f - E_i}{kT}\right) \right], \quad (9) \end{aligned}$$

式中,  $k$  表示玻尔兹曼常数,  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ;  $E_i$  为单个束缚态,  $E_f$  是费米能级和能量零点的差, 表示为:

$$qE_f = E_0 + \frac{\pi\hbar^2}{m_n^*} \int dz \sum_i^n \zeta_i(z)\zeta_i^*(z)N_i, \quad (10)$$

$E_0$  为基态能级:

$$E_0 = \left[ \frac{9\pi\hbar q^2}{8\varepsilon_z\sqrt{8m_n^*}} \int dz \sum_i^n \zeta_i(z)\zeta_i^*(z)N_i \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (11)$$

$n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  外延结构的边界条件如下所示:

$$\varepsilon_z F_1 - \varepsilon_z F_\sigma = \varepsilon_z F_2. \quad (12)$$

其中  $F_1$  和  $F_2$  分别是异质结左右两侧的临界电场强度,  $F_\sigma$  是由净极化电荷引起的电场强度.

## 2.2 $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 结构中的散射机制

### 2.2.1 合金无序散射

在  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  外延结构中, 合金无序散射不可忽略. Al 掺杂后的势垒层的金属原子呈现不规则排列, 引起的合金散射势将对分布于三元合金区的 2DEG 产生影响, 形成随机性的无序散射, 当器件温度在 300 K 时, 对电子的迁移率影响较大. 合金无序散射的弛豫时间为<sup>[23]</sup>

$$\frac{1}{\tau_{\text{Alloy}}} = \frac{m_n^*x(1-x)\langle V \rangle^2\Theta}{\hbar^3}\xi_{\text{Alloy}[0 \rightarrow 1]}, \quad (13)$$

其中  $\langle V \rangle^2$  表示  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  中进行 Al 掺杂后, Al 原子随机替代原位置上的 Ga 原子后引发的合金散射势, 取值为  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  和 GaN 之间的导带偏移量;  $\Theta$  代表纤锌矿  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  的单位原胞体积:

$$\Theta = \frac{\sqrt{3}}{2}c(x) \cdot a^2(x), \quad (14)$$

式中  $a(x)$  和  $c(x)$  分别是  $c$  面内和  $c$  轴上的晶格常数. (13) 式中的  $\xi_{\text{Alloy}[0 \rightarrow 1]}$  囊括了基态和第一激发态中的电子受到散射作用的分量, 考虑电子在子带能级上的分布比例, 这里仅表征基态的情况:

$$\xi_{\text{Alloy}}^0 = \int_{-\infty}^0 \left\{ M_0 \exp \left[ \left( \frac{2m_n^* V_0}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} z \right] \right\}^4 dz, \quad (15)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{Alloy}}} = \frac{m_n^* x(1-x) \langle V \rangle^2 \Theta}{\hbar^3} \int_{-\infty}^{\text{Alloy}} \left\{ \sqrt{\frac{4\pi q^2}{\varepsilon_z V_0} \left[ \frac{1}{2} \int N_{z-1\text{st}} \theta(z-z_2) dz \right]} \exp \left[ \left( \frac{2m_n^* V_0}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} z \right] \right\}^4 dz, \quad (17)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{Alloy}}} = \frac{m_n^* x(1-x) \langle V \rangle^2 \Theta}{\hbar^3} \int_{-\infty}^{\text{Alloy}} \left\{ \sqrt{\frac{4\pi q^2}{\varepsilon_z V_0} \left[ \frac{1}{2} \int N_{z-2\text{nd}} \theta(z-z_4) dz \right]} \exp \left[ \left( \frac{2m_n^* V_0}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} (z-z_3) \right] \right\}^4 dz, \quad (18)$$

(17) 式和 (18) 式分别对应于第一沟道和第二沟道的计算, 约定  $z_0$  为零界面处. 通常情况下, 自由电子只对长程势散射有一定的屏蔽作用, 而合金无序散射是一种短程势作用, 计算时忽略自由电子对此散射的屏蔽, 迁移率为:

$$\mu_{\text{Alloy}} = \frac{q}{m_n^*} \langle \tau_{\text{Alloy}} \rangle. \quad (19)$$

### 2.2.2 位错散射

在位错散射机制中, 异质结界面外的点电荷将对 2DEG 产生屏蔽电势, 其傅立叶变换值由下式给出 [24]:

$$A(Q) = \frac{q}{2\varepsilon_z} \cdot \frac{2\rho_L}{Q \cdot (Q + Q_{\text{TF}})}, \quad (20)$$

其中  $\rho_L$  为根据线位错得来的线电荷密度. 而弛豫时间为:

$$\frac{1}{\tau_{\text{DIS}}} = \frac{N_{\text{DIS}} m_n^*}{2\pi \hbar^3 k_{\text{F}}^3} \cdot \int_0^{2k_{\text{F}}} |A(Q)|^2 \frac{Q^2}{\sqrt{1 - \left( \frac{Q}{2k_{\text{F}}} \right)^2}} dQ, \quad (21)$$

将 (20) 式代入 (21) 式, 用  $u = \frac{Q}{2k_{\text{F}}}$  替换可得:

$$\frac{1}{\tau_{\text{DIS}}} = \frac{N_{\text{DIS}} m_n^* q^2 \rho_L^2}{\hbar^3 \varepsilon_z^2} \left( \frac{1}{4\pi k_{\text{F}}^4} \right) \times \int_0^1 \frac{1}{[u + Q_{\text{TF}}/(2k_{\text{F}})]^2 \sqrt{1-u^2}} du, \quad (22)$$

线电荷密度  $\rho_L$  可近似为  $\frac{q f_{\text{DIS}}}{c(0)}$ ,  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/$

其中

$$|M_0|^2 \approx \frac{4\pi q^2}{\varepsilon_z V_0} \left( \frac{1}{2} N_s + N_{\text{del}} \right), \quad (16)$$

式中  $N_s$  是以  $N_z$  的形式分布于势阱和势垒中的 2DEG 面密度. 此外在  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  异质结体系中, 耗尽层电荷密度  $N_{\text{del}} \ll N_s$ , 忽略  $N_{\text{del}}$ , 上述弛豫时间为:

$\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  中位错散射的弛豫时间最终由下式描述:

$$\frac{1}{\tau_{\text{DIS}}} = \frac{N_{\text{DIS}} m_n^* q^4 f_{\text{DIS}}^2}{\hbar^3 \varepsilon_z^2 c^2(0)} \cdot \frac{1}{4\pi k_{\text{F}1}^4} \times \int_0^1 \frac{du}{[u + Q_{\text{TF}}/(2k_{\text{F}1})]^2 \sqrt{1-u^2}}, \quad (23)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{DIS}}} = \frac{N_{\text{DIS}} m_n^* q^4 f_{\text{DIS}}^2}{\hbar^3 \varepsilon_z^2 c^2(0)} \cdot \frac{1}{4\pi k_{\text{F}2}^4} \times \int_0^1 \frac{du}{[u + Q_{\text{TF}}/(2k_{\text{F}2})]^2 \sqrt{1-u^2}}, \quad (24)$$

(23) 式和 (24) 式分别对应于第一沟道和第二沟道的计算.  $N_{\text{DIS}}$  表示位错面密度 [25], 其值为  $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ;  $f_{\text{DIS}} = 0.3$  为位错在禁带中引入的能态被占据的几率 [26];  $k_{\text{F}1} = \sqrt{2\pi \int N_{z-1\text{st}} dz}$  和  $k_{\text{F}2} = \sqrt{2\pi \int N_{z-2\text{nd}} dz}$  代表费米波矢, 其依赖于 2DEG 的密度大小;  $Q_{\text{TF}} = \frac{m_n^* q^2}{2\pi \varepsilon_z \hbar^2}$  是 Thomas-Fermi 波矢, 它反映了 2DEG 的屏蔽长度, 其值由有效玻尔半径得到. 位错散射的迁移率为:

$$\mu_{\text{DIS}} = \frac{q}{m_n^*} \langle \tau_{\text{DIS}} \rangle. \quad (25)$$

## 3 计算结果与分析

本文采用的结构为 20 nm  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/20 \text{ nm GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/1.2\mu\text{m GaN}$ . 图3 是  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  的能带图以及电子分布,

各层厚度不变,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  背势垒的 Al 组分为 0.1, 0.15, 0.2, 0.25. 在极化效应作用下,  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$  界面和  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  界面形成量子阱沟道, 即第一沟道 (channel 1) 和第二沟道 (channel 2). 随着背势垒 Al 组分升高,  $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  界面和  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  界面极化效应增强, channel 1 和 channel 2 之间的势能在增多的净极化电荷作用下而提升. 由于局限性的变化, channel 2 中电子密度逐渐提升; channel 1 的电子密度则呈现下降趋势. 表 2 是 channel 1 和 channel 2 中 2DEG 密度在量子能级上的占比, 98% 左右的电子都分布于基态能级上, 对 2DEG 的状态起主导作用.

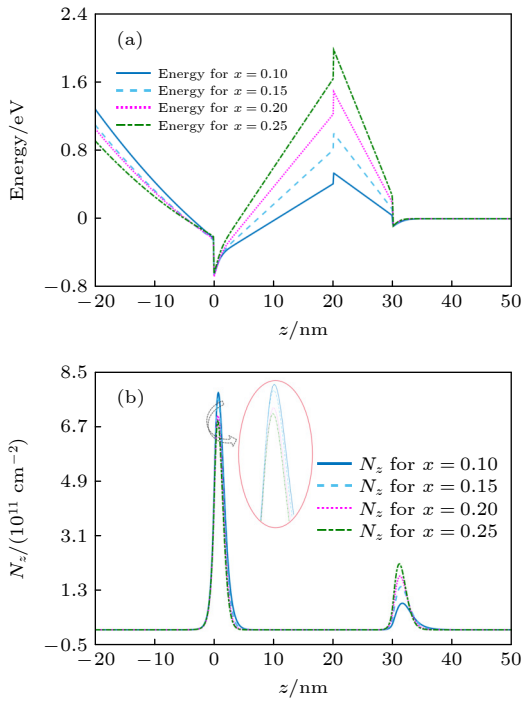


图 3 不同 Al 组分下  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  中的 (a) 能带图和 (b) 电子分布  
Fig. 3. (a) Band diagram and (b) electron concentration distribution in  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  with varying Al composition of the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  layer.

表 2 沟道中 2DEG 在基态上的占比

Table 2. The proportion of 2DEG at the ground-state energy in channel 1 & channel 2.

	$x = 0.1$	$x = 0.15$	$x = 0.2$	$x = 0.25$
$N_{z-1\text{st}}$ 在基态 $E_0$ 上的占比	0.9451	0.9669	0.9872	0.9909
$N_{z-2\text{nd}}$ 在基态 $E_0$ 上的占比	0.9651	0.9748	0.9850	0.9908

图 4 是  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  背势垒 Al 组分为 0.1, 0.15, 0.2, 0.25 时,  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

的电场分布情况. 边界条件为在  $z_4$  处,  $E(z_4) = 0$ . 从图 4 可以看到, channel 2 界面两侧电场幅值随着 Al 组分的增加而明显增加, GaN 中最高电场从  $4.89 \times 10^7 \text{ V/m}$  增加到  $7.59 \times 10^7 \text{ V/m}$ ,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  层中界面电场则从  $-5.25 \times 10^7 \text{ V/m}$  变为  $-1.85 \times 10^8 \text{ V/m}$ . 尽管 GaN 中电子引发的电场将在  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  界面处累积, 但由于极化电荷的作用远大于电子累积的贡献, 背势垒层中的电场将会进一步反向增强. 而在 channel 1 界面处, GaN 层中电场强度随 Al 组分增加也呈现增强的趋势, 最高电场从  $2.24 \times 10^8 \text{ V/m}$  增加到  $2.842 \times 10^8 \text{ V/m}$ .  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  势垒层电场幅值与 Al 组分呈反比, 界面处电场强度从  $-8.29 \times 10^7$  变为  $-6.04 \times 10^7 \text{ V/m}$ . 与  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  层中电场平缓变化的趋势不同,  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  层由于掺杂  $N_1^+$  的作用, 其电场强度缓慢上升.

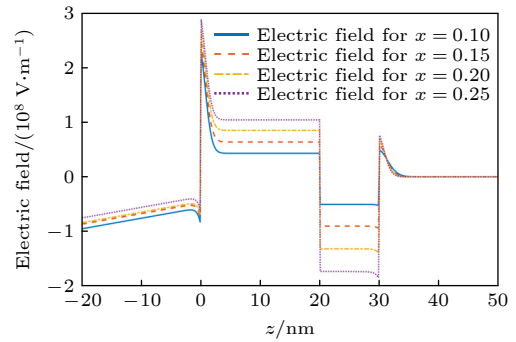


图 4 不同 Al 组分下  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  中电场的分布  
Fig. 4. Electric field distribution in  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  with varying Al composition of the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  layer.

$n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  结构中, 当 Al 组分为 0.1 时,  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$  背势垒的厚度与电子分布和势能情况的关系如图 5 所示. Al 组分不变, 随着  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$  厚度提升, channel 1 和 channel 2 之间的势能增大. 同时 channel 2 中电子数量随之增加, 2DEG 密度  $\int N_{z-2\text{nd}} dz$  从  $2.94 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  增加到  $3.92 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , 且势阱加深, 对电子的局限性增强; channel 1 中的 2DEG 密度  $\int N_{z-1\text{st}} dz$  呈现缓慢下降趋势, 从  $1.38 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  减小到  $1.326 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

随  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$  厚度的提升, channel 2 中的电子密度增加, channel 2 界面处 GaN 层的最高电场

幅值从  $4.89 \times 10^7$  V/m 增加到  $6.31 \times 10^7$  V/m; 而  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$  背势垒层的电场则从  $-5.25 \times 10^7$  V/m 变为  $-3.83 \times 10^7$  V/m, 电场幅值减小. Channel 1 界面处的 GaN 层最高电场与厚度变化成正比, 随着厚度的增加, 电场从  $2.23 \times 10^8$  V/m 增加到  $2.36 \times 10^8$  V/m; 而  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  的电场幅值则由  $-8.5 \times 10^7$  减小为  $-6.95 \times 10^7$  V/m, 如图 6 所示. 这主要归因于  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$  厚度提升时, 势垒层逐渐发生应变弛豫.

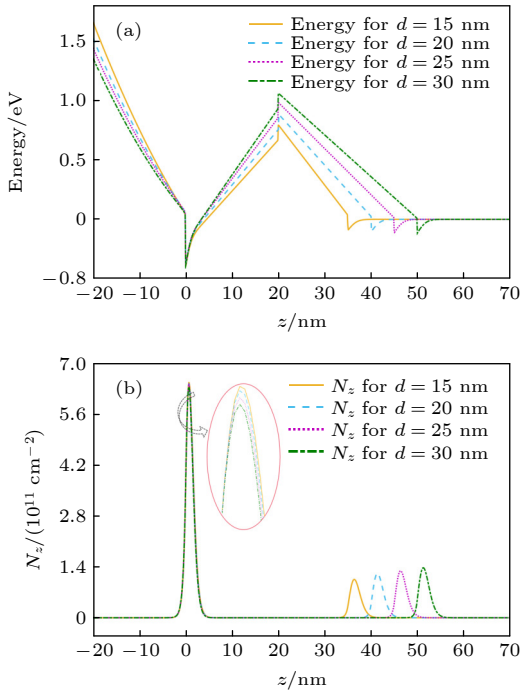


图 5  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  结构在不同背势垒厚度下的 (a) 势能和 (b) 电子分布

Fig. 5. (a) Band diagram and (b) electron concentration distribution in  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  with varying thickness of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  layer.

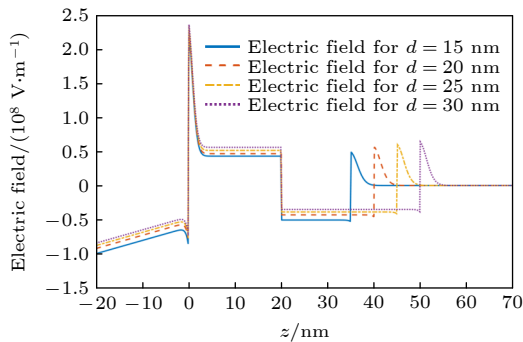


图 6 不同背势垒厚度下  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  的电场分布

Fig. 6. Electric field distribution in  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  with varying thickness of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  layer.

图 7 给出了当  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  的 Al 组分为 0.1, 0.15, 0.2 时, channel 1 和 channel 2 中 2DEG 密度与  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度的关系. 从图 7(a) 可见,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  的厚度越厚,  $\int N_{z-1st} dz$  越小, 从初始的  $1.81 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  分别下降到  $1.326 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  ( $x = 0.1$ ),  $1.105 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  ( $x = 0.15$ ),  $0.851 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  ( $x = 0.2$ ). 这是因为随着  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度的增加导致势垒提升, 进入简并化状态的电子将缓慢减少, 且趋势逐渐变缓.

图 7(b) 中 channel 2 的 2DEG 与上图的变化趋势相反,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  的厚度越厚,  $\int N_{z-2nd} dz$  逐渐增加, 最高分别达到  $3.92 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  ( $x = 0.1$ ),  $5.23 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  ( $x = 0.15$ ),  $5.99 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  ( $x = 0.2$ ). 随着  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  的厚度增加, 第二势阱的电场逐渐增加, 势阱限域性增强并且加深, 2DEG 密度提高.

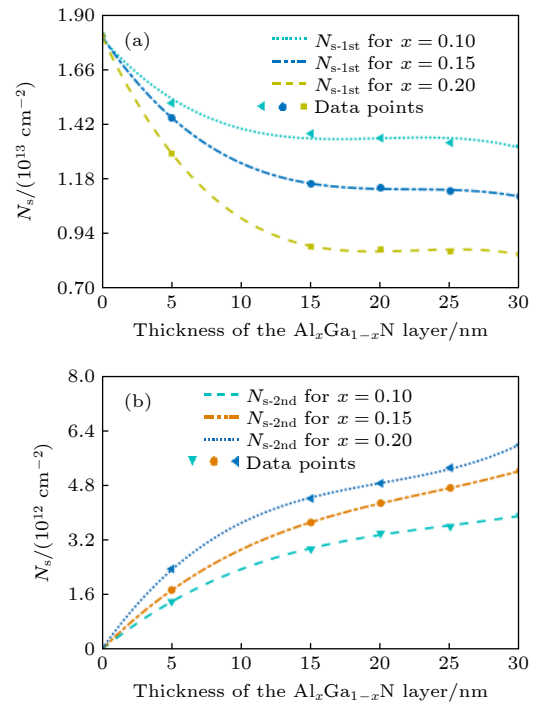


图 7 2DEG 密度与  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度在不同 Al 组分下的关系曲线 (a) channel 1; (b) channel 2

Fig. 7. The relationship between the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  thickness and 2DEG concentration of (a) channel 1 and (b) channel 2 under different Al mole fraction.

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  势垒层厚度和合金无序散射迁移率之间的关系如图 8 所示. 图 8(a) 为 channel 1 的情况,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度增加降低合金无序散射的作用, 增加迁移率. 根据 (17) 式—(19) 式, 迁移率与电子密度的积分成反比, 而  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  势垒层厚度的增

加会降低密度  $\int N_{z-1st} dz$ , 导致合金散射迁移率  $\mu_{1st}$  提升. 由于  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度在 15—30 nm 范围内的增加对 channel 1 的 2DEG 密度的影响较小, 所以  $\mu_{1st}$  的变化并不明显. 随着 Al 摩尔组分的提升, 增加  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度对合金无序散射的影响将会减小, 合金散射迁移率的变化也不大.

图 8(b) 中  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度的增加会极大地增加 channel 2 中的合金无序散射, 且与 Al 组分呈负相关, 即 Al 组分较小时, 受合金无序散射的影响更明显. 当 Al 组分为 0.1, 0.15, 0.2 时,  $\mu_{2nd}$  分别下降到  $7.73 \times 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $3.82 \times 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $2.56 \times 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Al 组分越低, 合金散射迁移率下降得越快. 从图 7(b) 中可见, 不同 Al 组分下,  $\int N_{z-2nd} dz$  随厚度的增加基本是同步的, 而 Al 组分越高,  $\mu_{2nd}$  随厚度的下降幅度将变小. 这是因为当  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度增加,  $\int N_{z-2nd} dz$  逐渐增大, 渗入进  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  势垒层的 2DEG 也将更多, 然而, 低 Al 组分下, 势垒的高度会极大地降低, 造成了 2DEG 在增大的同时, 有更多的 2DEG 渗入势垒层; 而高 Al 组分下的势垒本身较高, 尽管 2DEG 增加, 但高势垒减弱了 2DEG 的渗入, 降低了散射

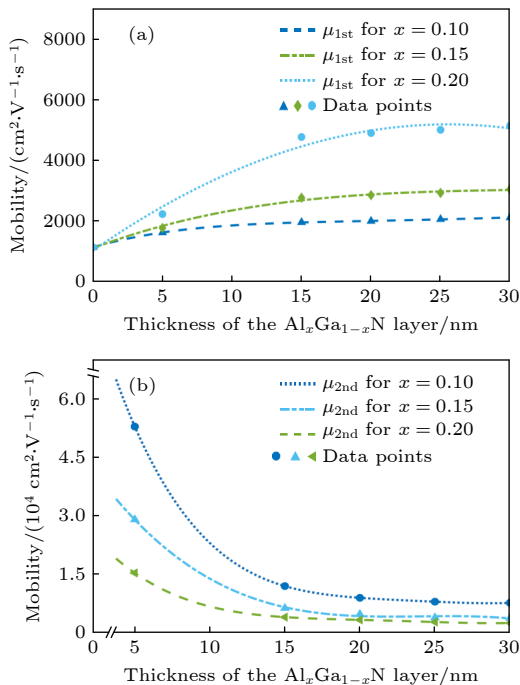


图 8 不同 Al 组分下合金无序散射迁移率与  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度的关系 (a) channel 1; (b) channel 2

Fig. 8. The relationship between the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  thickness and mobility limited by alloy disorder scattering of (a) channel 1 and (b) channel 2 under different Al mole fraction.

的作用.

图 9 是在位错散射作用下的迁移率. 随着增加  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度, channel 1 中的位错散射增强, 位错散射迁移率逐渐下降, 且随着厚度的加大, 位错散射迁移率的减弱趋势逐渐变慢, 最终趋于平缓. 同样的  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度下, Al 组分对位错散射的作用基本成比例变化, 如图 9(a) 所示. 而 channel 2 中的位错散射强度则与 channel 1 中情况相反, 如图 9(b) 所示. 作为一种库仑散射, 位错散射的强弱与 2DEG 具有强烈的依赖关系, 这从 (23) 式和 (24) 式中可以看到, 当 2DEG 密度提升时, 其对位错散射中心库仑力的屏蔽作用增强, 导致散射影响逐渐降低, 位错散射迁移率提升, 所以随着厚度的加大, channel 2 中位错散射迁移率稳步上升, Al 组分对位错散射的作用呈现等比变化. 两个势阱中的位错散射迁移率的变化与对应的 2DEG 密度的变化趋势相同, 但总体上, 第一势阱受到的位错散射低于第二势阱.

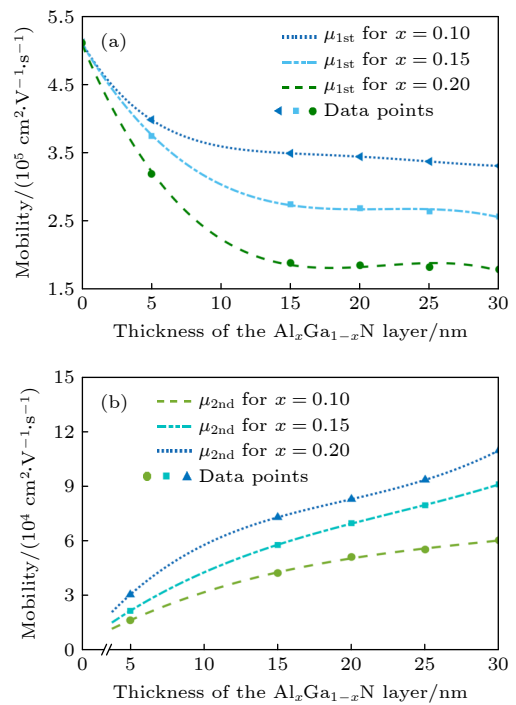


图 9 不同 Al 组分下位错散射迁移率与  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度的关系 (a) channel 1; (b) channel 2

Fig. 9. The relationship between the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  thickness and mobility limited by dislocation scattering of (a) channel 1 and (b) channel 2 under different Al mole fraction.

图 10 是在合金无序散射和位错散射共同作用下, 2DEG 总迁移率的变化情况, 实际异质结迁移率受限于多种散射机制, 本文讨论的总迁移率仅是

指上述两种散射效应共同作用下的迁移率. 图 10(a) 为 channel 1 的情况, 当  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度逐渐增加时, 起作用的机制主要为合金无序散射, 从图 8(a) 和图 9(a) 可以看出, 合金无序散射迁移率和位错散射迁移率的量级相差较大, 前者远远小于后者, 即合金无序散射对第一沟道中 2DEG 的影响远大于位错散射. 当  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度较薄时, 尽管位错散射迁移率在下降, 但这种散射作用的增强无法和合金无序散射的作用相比, 使得总迁移率上升. 而在第二沟道中, 合金无序散射和位错散射对 2DEG 的影响相当. 当  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度较小时, 位错散射对 2DEG 的影响较大. 而随着厚度增加, 主导的机制逐渐从位错散射转为合金无序散射, 总迁移率降低, 最终迁移率逐渐平缓变化.

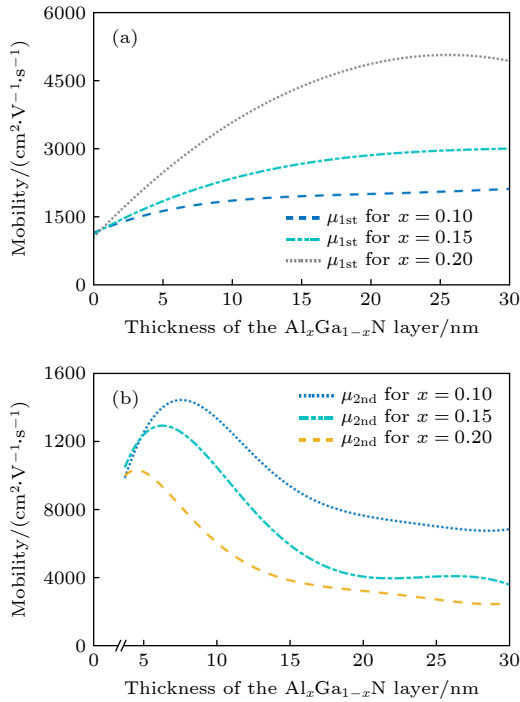


图 10 不同 Al 组分下总迁移率与  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度的关系 (a) channel 1; (b) channel 2  
Fig. 10. The relationship between the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  thickness and the total mobility of (a) channel 1 and (b) channel 2 under different Al mole fraction.

2DEG 密度与迁移率的乘积与电导率紧密相关, 其反映了异质结沟道传输电流能力的强弱, 对器件的输出功率有很大的影响. 在 0.1, 0.15, 0.2 的 Al 组分下, 当  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度逐渐增加到 30 nm 时, channel 1 中的  $N_s \times \mu$  数值呈现上升的趋势, 增加的趋势与  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度具有正线性关系, 同时, Al 组分的增加也会提升  $N_s \times \mu$ , 如图 11(a) 所示.

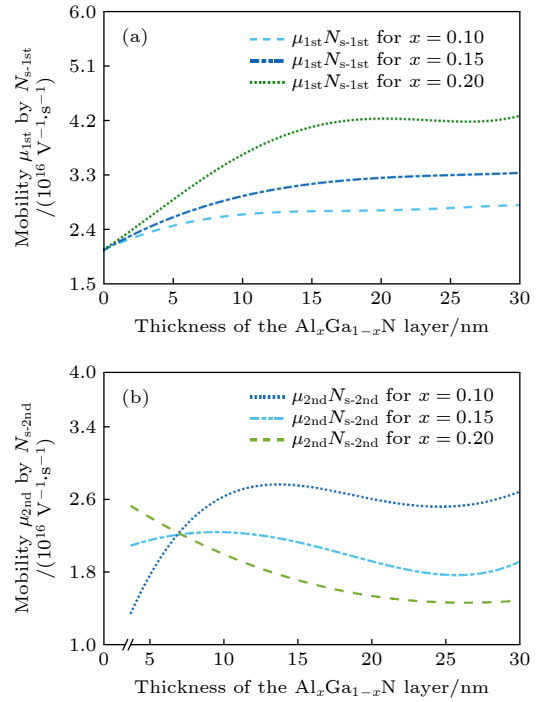


图 11 不同 Al 组分下总迁移率和 2DEG 的乘积与  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度的关系 (a) channel 1; (b) channel 2

Fig. 11. The relationship between the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  thickness and the product of mobility and 2DEG sheet density of (a) channel 1 and (b) channel 2 under different Al mole fraction.

而在 channel 2 中, 随着  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  厚度的增加,  $N_s \times \mu$  的值在稳定后逐渐下降且之后具有上升的趋势. 随着厚度的增加,  $\int N_{z-2\text{nd}} dz$  为一直上升的趋势, 而 Al 组分从 0.1 到 0.15, 总迁移率却先上升再下降, 当 Al 组分为 0.2 时, 总迁移率呈下降趋势. 在厚度较薄时, 2DEG 的趋势占主导, 因此  $N_s \times \mu$  会短暂提升 ( $x = 0.1$  以及  $x = 0.15$ ), 稳定之后, 迁移率的下降趋势为主, 导致乘积一直下降; 而 Al 组分为 0.2 时,  $N_s \times \mu$  一直下降. 当厚度达到 25 nm 左右, 迁移率接近稳定值,  $\int N_{z-2\text{nd}} dz$  的增加再次导致乘积上升, 但最终乘积的上升趋势会停止, 这是因为实际上  $\int N_{z-2\text{nd}} dz$  不可能一直急剧上升.

## 4 总 结

本文通过求解一维薛定谔方程和泊松方程, 得到了  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  结构的电子分布, 通过对沟道电荷、异质结电荷进行积分, 得到电势以及电场分布, 由 2DEG 对势垒层的渗入得到沟道层的合金无序散射和位错散射. 结果表明, 当  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  背势垒厚度相同, 随着 Al 组分的

提升, GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 和 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN 极化效应增强, channel 1 界面处 GaN 和 Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N 电场幅值分别增加及减小, 势阱中电子密度降低, 且由于渗入进势垒的电子下降, 合金无序散射迁移率提升; channel 2 两侧电场幅值均增强, 势阱中限域性增强且 2DEG 密度升高, 受到合金无序散射的影响更大. 两个沟道层中的电子基本 98% 分布于基态上. 而在相同 Al 组分下, 当 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 厚度增加时, channel 1 界面处 GaN 和 Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N 电场幅值分别增加及降低, 2DEG 密度随着 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 厚度的增加而下降, 合金无序散射迁移率呈现上升的趋势; channel 2 界面 GaN 和 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 电场幅值分别增加及降低, 势阱加深且沟道变窄, channel 2 中电子密度随 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 厚度的增加而上升, 合金无序散射迁移率下降. 当 Al 组分和 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 厚度变化时, 位错散射则与合金无序散射的作用相反, 且两个沟道势阱中的位错散射迁移率的变化与对应的 2DEG 密度的变化趋势相同, 但总体上, 第一沟道受到的位错散射低于第二沟道.

## 参考文献

- [1] Mishra U K, Parikh P, Wu Y F 2002 *Proc. IEEE* **90** 1022
- [2] Mohammad S N, Salvador A A, Morkoc H 1995 *Proc. IEEE* **83** 1306
- [3] Ibbetson J P, Fini P T, Ness K D, DenBaars S P, Speck J S, Mishra U K 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 250
- [4] Wang X B, Zhao Z P, Feng Z H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 080202 (in Chinese) [王现彬, 赵正平, 冯志红 2014 物理学报 **63** 080202]
- [5] Zhang X B, Liu N Z, Yao R H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 157303 (in Chinese) [张雪冰, 刘乃漳, 姚若河 2020 物理学报 **69** 157303]
- [6] Kranti A, Haldar S, Gupta R S 2002 *Solid-State Electron.* **46** 621
- [7] Kwon H K, Eiting C J, Lambert D J H, Shelton B S, Wong M M, Zhu T G, Dupuis R D 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2788
- [8] Chu R M, Zhou Y G, Zheng Y D, Han P, Shen B, Gu S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 2270
- [9] Fan Z F, Lu C Z, Botchkarev A E, Tang H, Salvador A, Aktas O, Kim W, Morkog H 1997 *Electron. Lett.* **33** 814
- [10] Gaska R, Shur M S, Fjeldly T A 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 3009
- [11] Chu R, Zhou Y, Jie L, Wang D, Chen K J, Lau K M 2005 *IEEE Trans. Electron Devices* **52** 438
- [12] Quan S, Hao Y, Ma X, Zheng P, Xie Y 2010 *J. Semicond.* **31** 044003
- [13] Zhang Y., Li Y., Wang J, Shen Y, Hao Y 2020 *Nanoscale Res. Lett.* **15** 1
- [14] Wang C, Zhao M D, Pei J Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 038501 (in Chinese) [王冲, 赵梦荻, 裴九清 2016 物理学报 **65** 038501]
- [15] Lee Y J, Yao Y C, Huang C Y, Lin T Y, Cheng L L, Liu C Y, Wang M T Hwang J M 2014 *Nanoscale Res. Lett.* **9** 433
- [16] Chakraborty A, Ghosh S, Mukhopadhyay P, Jana S K, Dinara S M, Bag A, Mahata M K, Kumar R, Das S, Das P, Biswas D 2016 *Electron. Mater. Lett.* **12** 232
- [17] Chen C Q, Zhang J P 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 4593
- [18] Visalli D, Hove M V, Derluyn J, Cheng K, Degroote S, Leys M, Germain M, Borghs G 2009 *Phys. Status Solidi C* **6** S988
- [19] Yu H B, Lisesivdin S B, Bolukbas B, Kelekeci O, Ozturk M K, Ozcelik S, Caliskan D, Ozturk M, Cakmak H, Demirel P, Ozbay E 2010 *Phys. Status Solidi A* **207** 2593
- [20] Martins J L, Zunger A 1984 *Phys. Rev. B* **30** 6217
- [21] Fang F F, Howard W E 1966 *Phys. Rev. Lett.* **16** 797
- [22] Shur M S, Bykhovski A D, Gaska R 2000 *Solid-State Electron.* **44** 205
- [23] Walukiewicz W, Ruda H E 1984 *Phys. Rev. B* **30** 4571
- [24] Jena D, Gossard A C, Mishra U K 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 1707
- [25] Miyoshi M, Egawa T, Ishikawa H 2015 *J. Vac. Sci. Technol.*, **B** **23** 1527
- [26] Leung K, Wright A F, Stechel E B 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2495

# Effect of inserted $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layer on characteristic of double-channel $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT\*

Cai Jing<sup>1)</sup> Yao Ruo-He<sup>1)†</sup> Geng Kui-Wei<sup>1)2)</sup>

1) (*School of Microelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China*)

2) (*Sino-Singapore International Joint Research Institute, Guangzhou 510700, China*)

( Received 7 March 2022; revised manuscript received 18 April 2022 )

## Abstract

With the demand for high-temperature, high-frequency, and high-power microwave applications increasing, AlGa<sub>x</sub>N/GaN high electron mobility transistors (HEMT) have attracted much attention in recent years. Two-dimensional electron gas (2DEG) induced by spontaneous polarization and piezoelectric polarization caused by the uneven charge distribution on Ga-N bond and the large tensile strain guarantees the high performance of AlGa<sub>x</sub>N/GaN HEMT. Compared with single-channel devices, dual-channel AlGa<sub>x</sub>N/GaN HEMT has great application prospects in enhancing the electronic confinement, current drive and alleviating the current collapse. In order to study the physical characteristics, the carrier state and transportation characterization of  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  multilayer structure are investigated. By calculating the one-dimensional self-consistent Poisson-Schrödinger, the energy band diagram, electric field and charge distribution in the devices are obtained. The 2DEG, alloy disorder and dislocation scattering mechanism in the device are also analyzed by analytical models in which the wave function in finite barriers and Fermi's rule are used.

With  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  layer thickness increasing from 0 nm to 30 nm and Al content rising from 0.1 to 0.2, the concentration of 2DEG localized in the heterointerface is diminished in the first channel. Simultaneously, mobility limited by alloy disorder scattering increases monotonically with the  $r$  composition occupation number and the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  thickness proportion increasing. Besides, dislocation scattering on carriers is strengthened in the same quantum well, resulting in the lower mobility. In the second channel, 2DEG density gets growing when the variables mentioned above is enlarged. The mobility restricted by alloy disorder scattering shows a reverse trend with the variation of the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  thickness and Al fraction, which more greatly affect the carriers in the parasitic channel due to the lower barrier height and high permeable carriers. Furthermore, the effect of dislocation scattering on channel electrons is gradually weakened, resulting in an increasing mobility. In general, The dislocation scattering effect in the second channel is intenser than that in the first channel.

**Keywords:** double-channel, two-dimensional electron gas, mobility

**PACS:** 73.40.-c, 63.50.Gh, 72.15.Lh, 72.80.Ey

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220403

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFB1802100) and the Key-Area Research and Development Program of Guangdong Province, China (Grant No. 2019B010143003).

† Corresponding author. E-mail: [phrhyao@scut.edu.cn](mailto:phrhyao@scut.edu.cn)

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 插入层对双沟道 $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  HEMT器件性能的影响

蔡静 姚若河 耿魁伟

**Effect of inserted  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  layer on characteristic of double-channel  $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  HEMT**

Cai Jing Yao Ruo-He Geng Kui-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 167301 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220403

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220403>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

AlGaIn/GaN高电子迁移率晶体管中二维电子气的极化光学声子散射

Polar optical phonon scattering of two-dimensional electron gas in AlGaIn/GaN high electron mobility transistor

物理学报. 2020, 69(15): 157303 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200250>

InGaIn插入层对AlGaIn/GaN界面电子散射的影响

Effect of inserted InGaIn layer on the two-dimensional electron gas in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$

物理学报. 2021, 70(17): 177201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202223>

基于锡组分和双轴张应力调控的临界带隙应变 $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ 能带特性与迁移率计算

Calculations of energy band structure and mobility in critical bandgap strained  $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$  based on Sn component and biaxial tensile stress modulation

物理学报. 2018, 67(2): 027101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171969>

磷化铟高电子迁移率晶体管外延结构材料抗电子辐照加固设计

Structure parameters design of InP based high electron mobility transistor epitaxial materials to improve radiation-resistance ability

物理学报. 2022, 71(3): 037202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211265>

IV-VI族化合物半导体异质结二维电子气研究进展

Recent progress on IV-VI compound semiconductor heterojunction two-dimensional electron gas

物理学报. 2019, 68(16): 166801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191074>

利用窄刻槽金属光栅实现石墨烯双通道吸收增强

Double-channel absorption enhancement of graphene using narrow groove metal grating

物理学报. 2018, 67(18): 184210 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180848>