

InAlN 材料表面态性质研究*

杨彦楠 王新强[†] 卢励吾 黄呈橙 许福军 沈波

(北京大学物理学院, 人工微结构和介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

(2013年4月12日收到; 2013年5月7日收到修改稿)

运用电流-电压 (I - V), 变频电容-电压 (C - V) 和原子力显微镜 (AFM) 技术研究 In 组分分别为 15%, 17% 和 21% 的 Ni/Au-InAlN 肖特基二极管 InAlN 样品表面态性质 (表面态密度、时间常数和相对于 InAlN 导带底的能级位置). I - V 和变频 C - V 方法测量得到的实验结果表明, 随着 In 组分增加, 肖特基势垒高度逐渐降低, 表面态密度依次增加. 变频 C - V 特性还表明, 随着测试频率降低, C - V 曲线有序地朝正电压方向移动, 该趋势随着 In 组分的增加而变得更加明显, 这可能归结于 InAlN 表面态的空穴发射. AFM 表面形貌研究揭示 InAlN 表面粗糙度增加可能是表面态密度增加的主要原因.

关键词: 不同 In 组分的 InAlN 材料, 表面态, 电流-电压特性, 变频电容-电压特性

PACS: 73.20.-r, 73.20.At, 73.30.+y, 73.61.Ey

DOI: 10.7498/aps.62.177302

1 引言

InAlN/GaN 材料体系由于具有良好的电学特性、耐高温以及高频特性在大功率、高频器件具有重要用途. 由于 InAlN 比 AlGaIn 具有更强的自发极化势, 用 InAlN 替代 AlGaIn/GaN 结构中 AlGaIn 势垒层, 可提供更高浓度的二维电子气, 从而有效地提高电子器件的频率. 另外, 当 In 组分为 17%—18% 时, InAlN 的晶格常数接近于 GaN, 从而形成近匹配体系, 可以提高器件的稳定性. 基于以上特点, InAlN/GaN 异质结构成为近年来的国际上的研究热点之一 [1-3]. 最近的理论和实验结果表明, 略偏离于晶格匹配的 InAlN/GaN 异质结构也有较好的应用价值. Tülek 等 [4] 报道 In 组分略微低于 17% 的 InAlN/GaN 结构可以在保证材料质量前提下实现更高的二维电子气浓度. 目前报道的具有较好微波特性 (f_T/f_{\max} 为 205/220 GHz) 的异质结构效应晶体管, 也正是用 In 组分为 13.4% 的 InAlN 势垒层 [5]. 利用 In 组分大于 17% 的 InAlN/GaN 异质结构近期制备出增强型 GaN 基器件 [6,7]. 对于 InAlN/GaN

异质结构, 表面态或界面态是影响器件性能的重要因素之一. 但是, 目前还很少有人对其进行系统的研究, 尤其是研究不同 In 组分的 InAlN 材料的表面特性. 本工作选择 In 组分分别为 15% (张应变)、17% (与 GaN 接近晶格匹配) 和 21% (压应变) 的三组 InAlN 材料, 经热氧化形成几纳米厚含 In 的氧化物薄层, 来有效地减小肖特基接触反向漏电流 [8]. 通过不同 In 组分 InAlN 肖特基样品电流-电压 (I - V), 变频电容电压 (C - V) 和原子力显微镜 (AFM) 表面形貌研究 InAlN 表面态随 In 组分的变化规律.

2 实验

InAlN 样品采用金属有机物化学气相淀积 (MOCVD) 方法在 c 面蓝宝石衬底上生长. 其中, GaN 和 InAlN 厚度分别为 2 μm 和 100 nm. InAlN 生长压强为 600 torr, 生长温度分别为 780 $^{\circ}\text{C}$, 760 $^{\circ}\text{C}$ 和 740 $^{\circ}\text{C}$, 通过对样品的 XRD 曲线拟合可以得到其 In 组分分别为 15%, 17% 和 21%. 在制备电极前对样品进行热氧化处理, 即将三组样品同

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2012CB619303, 2012CB619304)、国家自然科学基金 (批准号: 61225019, 11023003, 10990102)、国家高技术研究发展计划 (863 计划) (批准号: 2011AA050514, 2011AA03A103, 2011AA03A111) 和教育部高等学校博士学科点专项科研基金资助项目资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: wangshi@pku.edu.cn

时放入退火炉中, 在 700 °C 氧气氛下退火 30 min. InAlN 肖特基二极管样品结构如图 1 所示.

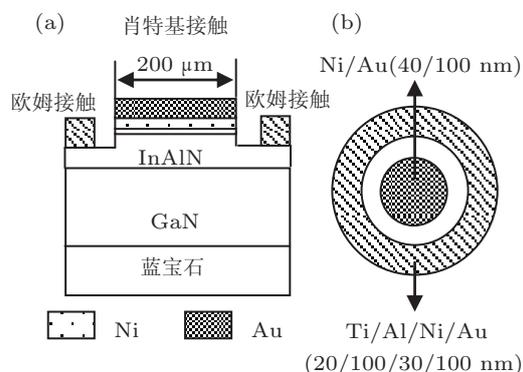


图 1 (a) Ni/Au-InAlN 肖特基二极管样品结构示意图; (b) 样品欧姆和肖特基接触俯视图

样品肖特基势垒接触面直径为 200 μm. 在制备欧姆接触之前采用光刻和感应耦合等离子体 (ICP) 方法刻蚀需要沉积金属处 InAlN 材料表面的氧化层, 运用光刻和电子束蒸发的方法将 Ti/Al/Ni/Au (20/100/30/100 nm) 多层金属依次淀积在样品表面, 然后在 850 °C 氮气氛中快速热退火 35 s 形成欧姆接触. 再次光刻后运用电子束蒸发技术蒸发 Ni/Au (40/100 nm) 作为肖特基势垒接触. 分别采用 I - V 、变频 C - V 和 AFM 技术研究 Ni/Au-InAlN 肖特基二极管 InAlN 的表面态特性. 其中, I - V 测量采用 Agilent 公司的 Agilent 4155C 半导体参数测试仪, 变频 C - V 测量采用 Agilent 公司的 Agilent 4294A 精密阻抗分析仪, I - V 和 C - V 测量分别在室温 (300 K) 的条件下完成, AFM 表面形貌测量采用 Bruker Dimension ICON AFM.

3 结果与讨论

图 2 给出三组 In 组分分别为 15%, 17%, 21% 的 Ni/Au-InAlN 肖特基二极管在室温下的 I - V 特性曲线. I - V 曲线反映出较好的整流特性.

其中, 各组样品在反向偏压为 -3 V 时电流密度分别为 2.39×10^{-5} A/cm² (In 15%), 3.08×10^{-6} A/cm² (In 17%) 和 1.51×10^{-5} A/cm² (In 21%). 样品 I - V 特性表明, 在较低反向漏电流下可以对电子输运行为进行有效的研究. 对于正向 I - V 特性, 一般来讲电流主要由以下几个分量组成: 热电子发射电流 (I_{TE})、隧穿电流 (I_{TU})、产生-复合电流 (I_{GR}) 和漏电流 (I_L)^[9]. 正向电流的表达式为

$$I = I_{TE} + I_{TU} + I_{GR} + I_L, \quad (1)$$

对于相对大的正向电压 (> 1 V), 电流饱和是由于串联电阻的效应^[10], 此时电流主要为隧穿电流. 而在较小的电压 (< 0.1 V) 下, 电流则以漏电流为主, 对于中间的正向电压范围为 (0.2—0.9 V), I_{TU} , I_L 和 I_{GR} 相对较小, 肖特基二极管正向偏压电流主要由热电子发射引起的. 因此在计算理想因子 (n) 和势垒高度 (Φ_b) 时选取的正向偏置电压范围为 (0.2—0.9 V) 所对应的电流, 只需考虑热电子发射电流部分, (1) 式可简化为

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right], \quad (2a)$$

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right), \quad (2b)$$

其中, I_0 , A , A^* , Φ_b 和 n 分别为饱和电流密度、肖特基接触面积、有效理查德孙常数、零偏压的势垒高度和理想因子. 样品的理查德孙常数为 $56 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ^[11], 由 I - V 曲线可以算出 In 组分为 15%, 17% 和 21% 的理想因子 n 和势垒高度 Φ_b 分别为 3.63, 0.97 eV; 3.24, 0.88 eV 和 3.37, 0.81 eV. 同时由图 2 可以观测到 In 组分为 15% 和 17% 样品的 I - V 曲线出现零点漂移, 即在大约为 -0.25 V 偏压时出现谷值. 该谷值位置随着 In 组分的增加向零点靠近. 这可能是来源于 InAlN 层近表面区域深能级缺陷在测量过程中被填充的缘故^[12]. 当从 -3 到 0 V 进行 I - V 扫描时, InAlN 体内的部分电子填充界面附近的深能级从而形成了新的电流成分. 它的方向与反向偏压电流相反, 部分抵消反向偏压电流, 产生了 I - V 曲线零点的漂移.

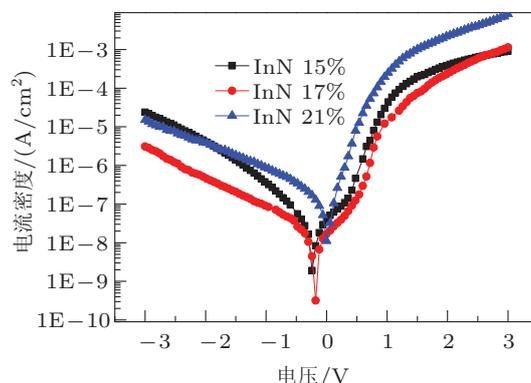


图 2 不同 In 组分的 Ni/Au-InAlN 肖特基二极管在室温下的 I - V 特性曲线

C - V 测量中若测量频率足够大时 (1 MHz), Ni/Au-InAlN 肖特基二极管 InAlN 界面态电荷无法响应交流信号. 此时, 理想肖特基二极管的耗尽

层电容可用如下表达式:

$$C^{-2} = 2(V_{bi} + V)/q\epsilon_s A^2 N_d, \quad (3a)$$

$$\frac{(C^{-2})}{V} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 N_d}, \quad (3b)$$

通过计算 C^{-2} 对 V 的斜率可以得到 InAlN 层 In 组分为 15%, 17% 和 21% 的电子浓度分别为 $1.33 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $3.18 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 和 $6.12 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 图 3 给出热平衡时金属-n型半导体(带有表面态)的能带图, 其中 $q\Phi_m$ 为金属功函数, 对于本文样品结构(Ni/Au)取 Ni 功函数为 5.2 eV^[13], $q\phi_s$ 为半导体表面功函数, qV_n 为半导体的导带与费米能级之间的能量差.

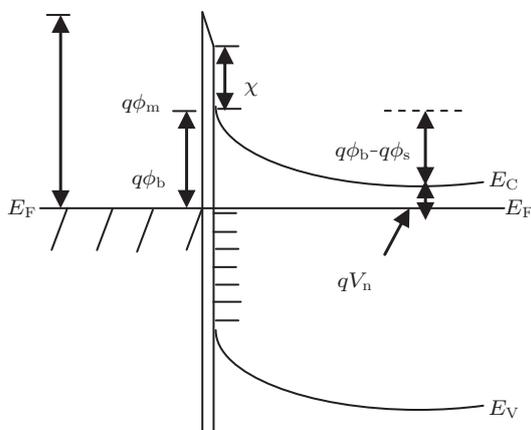


图 3 热平衡时金属-n型半导体(带有表面态)的能带图

对于 n 型半导体, 肖特基势垒高度 ($q\Phi_b$) 可以

由以下公式计算^[14]:

$$q\Phi_b = q\Phi_m - q\Phi_s + qV_n \quad (4)$$

而半导体表面功函数 ($q\Phi_b$) 应满足以下公式:

$$q\Phi_s = \chi + qV_n + q|V_s|, \quad (5)$$

InAlN 材料电子亲和和势 χ 在本实验中通过线性差分法计算^[15]. 文献 [15] 给出在不考虑表面态存在时 Ni/Au-InAlN 肖特基势垒高度的计算表达式为

$$q\Phi_b(\text{Ni}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}) = 3.15 - 3.7x(\text{eV}), \quad (6)$$

式中, x 为 In 组分. 从 (4) 式和 (5) 式, 我们可以得到

$$q\Phi_b = q\Phi_m - q|V_s| - \chi, \quad (7)$$

式中, $q|V_s|$ 为 n 型半导体表面态引起的能带弯曲量, 其表达式为^[16]

$$q|V_s| = \frac{(qN_{ss})^2}{2\epsilon_s N_d}, \quad (8)$$

其中 N_d 为样品的载流子浓度, N_{ss} 为表面态密度, ϵ_s 为样品材料的介电系数. 在不考虑表面态存在情况, 即 (5) 式中最后一项可以忽略不计. 由 (6) 式计算出的三个样品 (In 组分 15%, 17% 和 21%) 的势垒高度分别为 2.60 eV, 2.52 eV 和 2.37 eV, 这与从样品 I - V 特性曲线获得的势垒高度差别较大, 表明此时表面态对势垒高度的影响不应该忽略. 即由 (4) 式至 (8) 式可以得出不同 In 组分样品表面态密度, 见表 1.

表 1 不同 In 组分 InAlN 材料表面态密度和势垒高度

In 组分/%	表面态密度 N_{ss}/cm^{-2}	肖特基势垒高度 Φ_b 理论值/eV	肖特基势垒高度 Φ_b 实验值/eV
15	4.64×10^{12}	2.60	0.97
17	7.21×10^{12}	2.52	0.88
21	9.76×10^{12}	2.37	0.81

由表 1 可见随 In 组分的增加, 肖特基势垒高度 Φ_b 降低, 同时 InAlN 表面态密度增大. 图 4 给出在室温不同频率 (5 kHz, 0 kHz, 500 kHz, 1 MHz) 正向偏置电压下不同 In 组分的 Ni/Au-InAlN 肖特基势垒样品电容特性. 图 4(a), (b), (c) 分别为样品在室温不同频率下正向偏压的 C - V 曲线.

可以看出样品电容在正向偏压下出现峰值, 峰值大小随着测量频率减小和 In 组分增加而增大. 上述变频 C - V 特征反映出在 InAlN 表面存在缺陷中心^[17-21]. 对于存在表面态的样品, 由于频率 ω 减小, 其倒数 (ω^{-1}) 同表面态的时间常数 (τ) 可比

拟时, 样品表面态电容值不可忽略. 当存在带负电荷的表面缺陷态时, C - V 曲线峰值位置将随着频率减小而向右侧 (正电压方向) 移动, 移动的幅度随着表面态密度增加而增大^[22]. 图 4(a), (b) 和 (c) 中可观察到电容峰值的位置随着频率减小向右侧移动, 并且随着 In 组分的增加而变得更加明显 (频率为 5 kHz 时, 其电容峰值电压分别由 1.0 V 增加到 1.25 V 和 1.35 V), 这表明三组样品 InAlN 表面均存在带负电荷表面态, 这是由于表面态的空穴发射造成的, 其密度则随着 In 组分增加而增大. 图

4(d) 为室温下频率为 200 Hz 时样品的 C-V 曲线. 当频率为 200 Hz, 可认为该频率为准静态且足够使表面缺陷态响应. 由图 4(d) 可看出在正向偏压约为 1.4 V 时, 三组样品均出现峰值, 表明此偏压下 InAlN 表面态密度达到最大值. 在此正向偏压下, Ni/Au-InAlN 肖特基势垒样品的空间电荷区处于 InAlN 材料近表面层, 其缺陷态均来自 InAlN 近表面. 随着 In 组分增加, 在相同测试频率 200 Hz 时, 样品的电容值有一个数量级的增加 (从 500 pF 增加到 5000 pF). 这说明在 InAlN 表面有较高密度

表面态缺陷, 其密度则随着 In 组分增加而增大 (从 2.44×10^{12} 到 $2.63 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, 见表 2).

图 5 给出室温下三组样品在室温正向偏压为 1.4 V 时的表面态电容-频率特性曲线 ($C_{SS}-f$). 在足够高频率下, 当表面态与半导体达到平衡时, 表面态不能响应高频信号, 表面态电容对总电容的影响可以不计. 在低频条件下, 表面态电容对总电容有贡献, 此时通过电容-频率特性曲线 ($C-f$) 测得的电容包括空间电荷区电容和表面态电容.

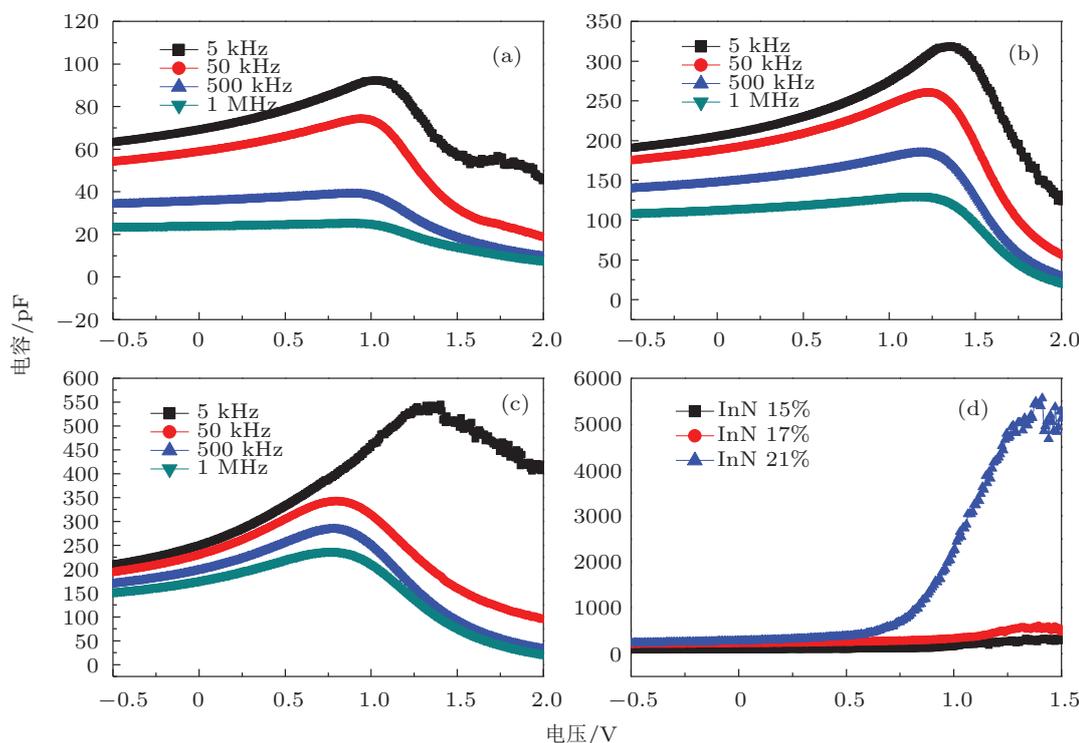


图 4 (a), (b), (c) 分别为不同 In 组分的 Ni/Au-InAlN 肖特基二极管样品在室温不同频率下正向偏置 C-V 特性曲线; (d) 为在室温频率为 200 Hz 正向偏置 C-V 特性曲线

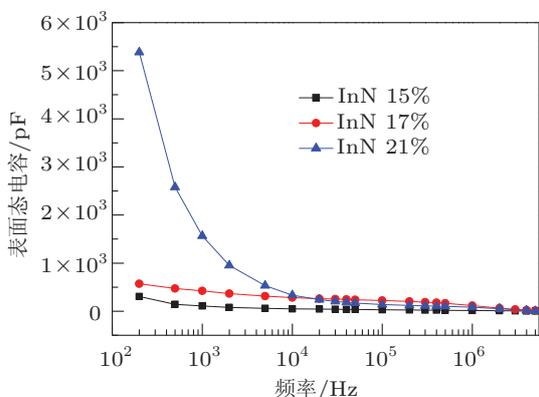


图 5 不同 In 组分的 Ni/Au-InAlN 肖特基二极管在室温正向偏置 1.4 V 下表面态电容-频率特性曲线

根据 Nicollian 和 Goetzberger^[23] 的理论, 表面

态电容可以写成

$$C_{SS} = Aq^2N_{SS} \frac{\arctan(\omega\tau)}{\omega\tau}, \quad (9)$$

其中 τ 为表面时间常数, 其表达式为

$$\tau = \frac{1}{v_{th}\sigma N_d} \exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right), \quad (10)$$

其中 InAlN 表面态散射截面 $\sigma = 1.8 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ ^[8], v_{th} 为电子热运动速度, N_d 为载流子浓度. 在时间常数 (τ) 与频率 (ω) 乘积足够小时表面态密度可以写成

$$N_{SS} \approx \frac{C_{SS}}{q^2A}, \quad (11)$$

其中 A 是肖特基二极管的结面积, C_{SS} 是表面态电容. 同时, 可以通过之前求出的势垒高度得到相对

于 InAlN 导带底的表面态能级位置:

$$E_C - E_{SS} = q\Phi_b - qV. \quad (12)$$

图 5 所示的表面态电容 - 频率曲线是在样品正向偏置电压约为 1.4 V 时进行测量的, 选择上述的正向偏置电压抵消 InAlN 与金属接触的自建势, 使所测的信息来自于 InAlN 近表面层, 即反映了表

面态的相关信息. 当正向偏压为 1.4 V 左右三个样品电容均出现峰值 (图 4(d)), 通过测量该偏置下的 $C_{SS}-f$ 特性可以得出表面态密度以及相对于导带底的能级位置. 由 (9) 式至 (12) 式, 可以得到三组样品的表面态密度, 表面态相对于导带的能级位置和表面态时间常数, 见表 2.

表 2 C-V 方法求得的表面态相关参数

In 组分/%	表面态密度 $N_{SS}/eV^{-1}cm^{-2}$	表面态能级位置 E_C-E_{SS}/eV	时间常数 τ/s
15	2.44×10^{12}	1.20	3.83×10^{-6}
17	6.35×10^{12}	1.12	1.92×10^{-6}
21	2.31×10^{13}	0.97	1.28×10^{-6}

图 6 给出肖特基势垒的空间不均匀分布模型^[24] (图 6(a)), 以及 In 组分分别为 15%, 17% 和 21% 的 InAlN 材料 AFM 表面形貌图 (图 6(b), (c)和 (d)).

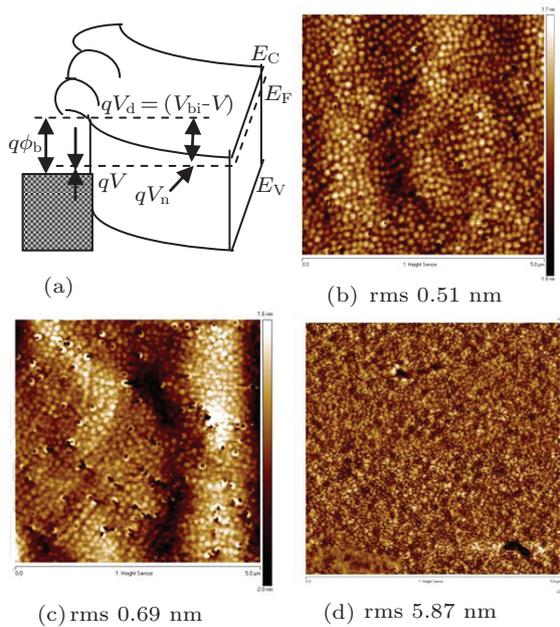


图 6 (a) 二维不均匀肖特基接触在正偏压 V 下的能带图; (b), (c), (d) 分别为 In 组分分别为 15%, 17%, 21% 的 InAlN 材料的 AFM 图像 (样品表面粗糙度随 In 组分增加而增大)

由图 6 可以看到样品表面 root-mean-square (rms) 粗糙度随 In 组分增加分别由 0.51 nm (InN 15%), 0.69 nm (InN 17%) 增大到 5.87 nm (InN 21%). Wener 和 Gijttler^[24] 在研究 PtSi/Si 二极管时提出了由于肖特基势垒的不均匀性使得势垒空间分布产生畸变模型, 图 6(a) 为该模型的示意图. 由于界面粗糙使得电子通过窄半径曲率的金属扩散尖峰场发射引起局部有效的势垒降低进而产生势垒

波动. 同时, $I-V$ 测量获得的不同 In 组分 (分别为 15%, 17% 和 21%) 的 Ni/Au-InAlN 肖特基二极管样品的理想因子 n 远大于 1 (n 值分别为 3.63, 3.24 和 3.37). 在非高掺杂、非高场以及不考虑空间电荷区缺陷影响条件下, 理想因子 n 大于 1 主要原因在于金属与半导体之间的表面态, 即由于肖特基势垒空间不均匀性, 使金属和半导体界面或多或少偏离原子级的平坦度, 引入相应的表面态. 本文通过 $I-V$ 方法得到的表面态密度随着 In 组分增加从 $4.64 \times 10^{12} cm^{-2}$, $7.21 \times 10^{12} cm^{-2}$ 增加至 $9.76 \times 10^{12} cm^{-2}$, 同时势垒高度由 0.97 eV, 0.88 eV 降至 0.81 eV 且较理想肖特基势垒高度有较大差异. 变频 $C-V$ 测量到的表面态密度随着 In 组分增加从 $2.44 \times 10^{12} eV^{-1} \cdot cm^{-2}$, $6.35 \times 10^{12} eV^{-1} \cdot cm^{-2}$ 增加至 $2.63 \times 10^{13} eV^{-1} \cdot cm^{-2}$. 变频 $C-V$ 曲线随着频率降低, 电容峰值有序的向电压增大的方向移动, 并且随着 In 组分增加该趋势更加明显. 这表明它们作为电子俘获中心是导致产生受主型表面态的重要原因, 且随着 In 组分增加以及表面粗糙度增加表面态密度依次增加. Chen 等^[25] 研究结果表明在与 GaN 晶格匹配的 InAlN 表面存在密度为 $9.2 \times 10^9 cm^{-2}$ 的类量子点结构, 它可能是形成肖特基势垒高度分布不均匀性的原因. 由于在空间电荷区宽度范围内, $C-V$ 方法得到的电容对势垒不均匀性引起的势垒高度波动不敏感, 所以测得的势垒高度为该空间电荷区的平均值, 而 $I-V$ 方法则不同, 其电流流动选择最低势垒通过, 测得的势垒高度较低. 因此, 对于不均匀 InAlN 表面, $I-V$ 和 $C-V$ 测量将得到不同的势垒高度. 肖特基势垒空间分布不均匀使得肖特基势垒高度实验值较理论值有明显的降低, 相应带来较大密度的表面态缺陷.

4 结论

采用 I - V 、变频 C - V 和 AFM 表面形貌技术系统研究了不同 In 组分对 InAlN 材料表面态的影响. 应用肖特基势垒高度空间不均匀分布模型描述了不同 In 组分 (In 组分分别为 15%, 17% 和 21%) 的 Ni/Au-InAlN 肖特基二极管样品. 实验结果表明, I - V 和 C - V 测量获得样品的肖特基势垒高度低于理想的肖特基势垒. 随 In 组分从 15%, 17% 增加到 21%, I - V 方法测得的表面

态密度分别为 $4.64 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $7.21 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $9.76 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 其势垒高度分别为 0.97 eV, 0.88 eV 和 0.81 eV, 变频 C - V 测得的表面态密度从 $2.44 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, $6.35 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ 增加至 $2.63 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. I - V 和 C - V 测量获得的势垒高度差别是由于势垒空间分布变形引起的. InAlN 表面粗糙度和类量子点结构可能是造成肖特基势垒空间分布不均匀以及引入表面态的主要原因. 这些说明开展 InAlN 材料的表面态研究的重要性.

- [1] Yue Y Z, Hu Z Y, Guo J, Sensale-Rodriguez B, Li G W, Wang R H, Faiza F, Fang T, Song B, Gao X, Guo S P, Kosel T, Snider G, Fay P, Jena D, Xing H L 2012 *IEEE Electron Device Lett.* **33** 988
- [2] Maier D, Alomari M, Grandjean N, Carlin J F, Diforte-Poisson M A, Dua C, Delage S, Kohn E 2012 *IEEE Electron Device Lett.* **33** 985
- [3] Lee H S, Piedra D, Sun M, Gao X, Guo S, Palacios T 2012 *IEEE Electron Device Lett.* **33** 982
- [4] Tülek R, Ilgaz A, Gökden S, Teke A, Öztürk M K, Kasap M, Özçelik S, Arslan E, Özbay E 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 013707
- [5] Tirelli S, Marti D, Sun H, Alt A R, Carlin J F, Grandjean M N, Bolognesi C R 2011 *IEEE Electron Device Lett.* **32** 13648
- [6] Choi S, Kim H J, Lochner Z, Zhang Y, Lee Y C, Shen S C, Ryou J H, Dupuis R D 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 243506
- [7] Mikulics M, Stoklas R, Dadgar A, Gregušová D, Novák J, Grützmacher D, Krost A, Kordoš P 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 173505
- [8] Lin F 2011 *Ph.D. Dissertation* (Beijing: Peking University) p64 (in Chinese) [林芳 2011 博士学位论文 (北京: 北京大学)]
- [9] Rhoderick E H, Williams R H 1988 *Metal-Semiconductor Contacts* (Oxford, U.K. Clarendon Press)
- [10] Frost S R 1987 *Heterojunction Band Discontinuities physics and Devices* (North Holland, Amsterdam Press) p359
- [11] Levinshtein M, Rumyantsev S L, Shur M 2003 *Properties of Advanced Semiconductor Materials* (Chemical Industry Press) pp42–66 (in Chinese) [杨树人, 段景智编译 2003 先进半导体材料性能与数据手册 (北京: 化学工业出版社) 第 42—66 页]
- [12] Hasegawa H, Oyama S 2002 *J. Vac. Sci. Technol. B* **20** 1647
- [13] Michaelson H B 1978 *J. Res. Device* **22** 72
- [14] Lee C T, Lin Y J, Liu D S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 2573
- [15] Kuzmík J 2002 *Semicond. Sci. Technol.* **17** 540
- [16] Monch W (edited) 1995 *Semiconductor Surface and Interface* (Springer, Berlin, Press)
- [17] Arslan E, Büttin S, dSafak Y, Özbay E 2010 *J. Electron.Mater.* **39** 2681
- [18] Ozdemir A F, Turut A, Kokce A 2003 *Thin. Sol. Films* **425** 210
- [19] Irokawa Y, Matsuki N, Sumiya M, Sakuma Y, Sekiguchi T, Chikyo T, Sumida Y, Nakano Y 2010 *Phys. Stat. Sol. C* **7** 1928
- [20] Wang R X, Xu S J, Shi S L, Beling C D, Fung S, Zhao D G, Yang H, Tao X M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 143505
- [21] Osvald J 2011 *J.Appl. Phys.* **110** 073702
- [22] Ľapajma M, Čičo K, Kuzmík J, Pogany D, Pozzovivo G, Strasser G, Carlin J F, Grandjean N, Fröhlich .2009 *Semicond. Sci. Technol* **24** 035008
- [23] Nicollian E H, Goetzberger A 1967 *Bell Sys. Tech.* **46** 1055
- [24] Jürgen H, Werner and Herbert H. Gijttler 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 1522
- [25] Chen Z T, Fujita K, Ichikawa J, Egawa T 2011 *IEEE Electron Device Letts.* **32** 620

Surface states of InAlN film grown by MOCVD*

Yang Yan-Nan Wang Xin-Qiang[†] Lu Li-Wu Huang Cheng-Cheng
Xu Fu-Jun Shen Bo

(State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 12 April 2013; revised manuscript received 7 May 2013)

Abstract

The surface state properties (such as surface state density, time constant and level position related to the bottom of InAlN conduction band) of Ni/Au-InAlN Schottky barrier diodes with nearly lattice matched (InN = 18%) and tensilely (15%) or compressively (21%) strained InAlN barrier layer were evaluated, by using current-voltage (I - V), frequency-dependent capacitance-voltage (C - V) measurements and atomic force microscope (AFM) images. It was found that, with increasing content of In the surface state density increased and the barrier height of the Schottky contacts decreased, respectively. The C - V curves shifted toward the positive bias values with reducing measured frequencies, which became more apparent with increasing In content. It may be due to the hole emission from the surface states of Ni/Au-InAlN Schottky contacts. Atomic force microscope (AFM) images indicated that the InAlN surface became rougher with increasing In content, which may be the main reason for the increased surface state densities.

Keywords: InAlN material with different In content, surface states, I - V characteristics, frequency dependent C - V characteristics

PACS: 73.20.-r, 73.20.At, 73.30.+y, 73.61.Ey

DOI: 10.7498/aps.62.177302

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2012CB619303, 2012CB619304), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61225019, 11023003, 10990102), the National High Technology Research & Development Project of China Program (Grant Nos. 2011AA050514, 2011AA03A103, 2011AA03A111), and the Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education.

[†] Corresponding author. E-mail: wangshi@pku.edu.cn