

侧栅晶体管太赫兹探测器的物理模型、结构制备与直流测试

康亚茹^{1,3}, 董慧⁴, 刘晶³, 黄镇⁵, 李兆峰^{1,2,3*}, 颜伟^{3*}, 王晓东^{1,2,3}

摘要: 针对侧栅结构高电子迁移率晶体管(High Electron Mobility Transistors, HEMTs)太赫兹探测器, 构建了器件的直流输运和太赫兹探测的物理模型。运用自对准工艺, 成功制备了形态良好、接触可靠的侧栅结构, 有效地解决了器件双侧栅与台面间的接触问题, 最终获得了不同栅宽(200 nm、800 nm 和 1400 nm)的侧栅 GaN/AlGaIn HEMT 太赫兹探测器。通过直流测试表征发现不同器件的栅宽与其阈值电压之间呈现出明显的线性关系, 验证了侧栅结构 HEMT 太赫兹探测器的直流输运模型。上述结果为完整的侧栅 HEMT 太赫兹探测器的理论模型提供了实验验证和指导, 为侧栅 HEMT 太赫兹探测器的发展提供了重要支持。

关键词: 氮化镓; 太赫兹探测器; 侧栅; 高电子迁移率晶体管
文献标识码: A

The physical model, structural fabrication, and DC testing of lateral gate transistor terahertz detectors

KANG Ya-Ru^{1,3}, DONG Hui⁴, LIU Jing³, HUANG Zhen³, LI Zhao-Feng^{1,2,3}, YAN Wei³, WANG Xiao-Dong^{1,2,3}

- (1. School of Integrated Circuits, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
2. Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
3. Engineering Research Center for Semiconductor Integrated Technology, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China;
4. School of Microelectronics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;
5. Research Center, HuBei Jiufengshan Laboratory, Wuhan 430074, China)

Abstract: For the high-electron-mobility transistor (HEMT) terahertz detector with a side-gate structure, a physical model for DC transport and terahertz detection of the device was constructed. Using a self-alignment process, well-shaped and reliable contacts for the side-gate structure were successfully fabricated, effectively solving contact issues between the dual gates and the mesa. Ultimately, terahertz detectors with different gate widths (200 nm, 800 nm, and 1400 nm) of side-gate GaN/AlGaIn HEMTs were obtained. DC tests revealed a clear linear relationship between the gate width of different devices and their threshold voltage, confirming the DC transport model of the side-gate HEMT terahertz detector. These results provide experimental verification and guidance for the theoretical model of the complete side-gate HEMT terahertz detector, offering significant support for the development of side-gate HEMT terahertz detectors.

Key words: GaN-based, terahertz detector, lateral gate, high electron mobility transistors
PACS:

(1. 中国科学院大学 集成电路学院, 北京 100049; 2. 中国科学院大学 材料与光电研究中心, 北京 100049; 3. 中国科学院半导体研究所 半导体集成技术工程研究中心, 北京 100083; 4. 中国科学院大学 微电子学院, 合肥 230026; 5. 湖北九峰山实验室 研究中心, 湖北 430074)

基金项目: 国家自然科学基金(61971395)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (61971395)

作者简介(Biography): 康亚茹(1999—), 女, 山东聊城人, 硕士研究生, 主要研究领域为太赫兹探测器. E-mail: kangyaru@semi.ac.cn

*通讯作者(Corresponding author): E-mail: lizhaofeng@semi.ac.cn, yanwei@semi.ac.cn

引言

由于太赫兹波具有其独特的特性^[1],有望用于下一代通信^[2]、检测^[3-4]等领域。太赫兹探测器作为太赫兹应用系统的基本组成部分,在太赫兹技术中起着关键作用^[5]。高电子迁移率晶体管基于二维电子气体(Two-Dimensional Electron Gas, 2DEG),具有高速、高灵敏、低噪声、频率分辨性、室温工作、易于集成等特点^[1]。Dyakonov. M等人提出,在特定边界条件下,HEMT结构中的二维电子气可成为不稳定状态,从而震荡产生电磁波,电磁波频率可由栅电压调制,经设计可达太赫兹波段^[6],对太赫兹探测器的设计具有重要价值。

HEMT太赫兹探测器的检测机制取决于 $\omega\tau$ 和 $s\tau/L$ 的取值,其中 ω 是等离子体波的基本振荡频率, τ 是动量弛豫时间, s 是等离子体波速, L 是晶体管栅长。当 $\omega\tau \ll 1$ (或者 $\omega\tau > 1$ 但 $s\tau/L \ll 1$),探测器工作于非共振模式^[7],响应度与肖特基二极管太赫兹探测器相当^[8]。当 $\omega\tau \gg 1$ 且 $s\tau/L \gg 1$ 时,探测器为共振探测模式^[7],响应度比肖特基二极管太赫兹探测器大几个数量级^[9]。根据等离子体波共振探测理论^[9]分析,在入射波频率等于本征等离子体波振荡频率 f_0 的奇次倍数时,产生共振响应,并且共振电压响应度会在阈值电压下达到最大^[10]。传统HEMT太赫兹探测的本征等离子体波频率 f_0 为:

$$f_0 = \sqrt{q^2 n_{s0} d / \epsilon_0 \epsilon m} / 4L \quad (1)$$

其中 q 为电子电荷, m 为有效质量, n_{s0} 为2DEG的电子密度, ϵ_0 为真空介电常数, ϵ 为半导体相对介电常数, d 是一个定值,为顶栅到2DEG的距离。理论上共振探测有更大的响应度,但在实验中响应度和共振检测质量因子比理论预测要小得多^[11-14],一个可能的原因是晶体管栅极宽度 W 大于栅长 L ,通道中存在斜等离子体模式^[15],这些斜模以不同角度和距

离从源极到达漏极,使得共振响应降低且共振峰展宽,这对制作高性能的探测器非常不利。具有窄通道的晶体管可以减少甚至消除这个问题。研究表明^[16-17],采用干法刻蚀方法来缩小晶体管栅宽并不十分理想。尽管栅宽减小,但其与栅长仍处于同一数量级,而刻蚀过程中的等离子体轰击会损伤台面侧壁,降低2DEG的迁移率,因而对共振探测结果的提升效果有限。为了提高共振探测性能,G. Cywinski和Yahniuk等人报告了一种侧栅GaN/AlGaN场效应晶体管的设计^[18]。如图1(a)所示,与传统HEMT图1(b)不同,这种设计栅极只沉积在二维电子气体通道的两侧,即AlGaN的顶部无金属层,在水平方向上通过侧栅的电学调制控制2DEG的沟道宽度,形成一个比例为 $W/L \ll 1$ 的导电通道,并保持载流子迁移率不变。

与传统的金-半接触JFET器件和传统HEMT都不同,侧栅结构HEMT器件的栅极是金属-2DEG接触,采用双栅从水平两侧压缩沟道宽度,适用于金-半接触的传统JFET和传统HEMT的直流输运模型都不再适用于侧栅HEMT,由于耗尽层宽度不同,因而上述用于传统HEMT的共振频率公式(1)也不再成立。为了制作出高性能的探测器,对其物理模型进行研究十分必要,本文从金属-2DEG接触基本原理出发,推导出完整的侧栅晶体管太赫兹探测器的直流输运模型和太赫兹共振探测响应模型,并采用自对准工艺制作了不同栅宽的侧栅GaN/AlGaN HEMT太赫兹探测器,首次在实验上验证了侧栅结构的直流输运模型,为未来制作高性能侧栅晶体管太赫兹探测器提供了实验依据和理论指导。

(a) (b)

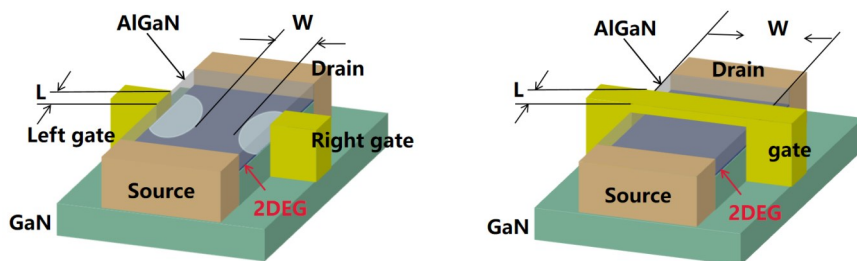


图1 (a)侧栅HEMT结构示意图;(b)传统HEMT结构示意图^[18]

Fig. 1 Schematic diagram of the side gate GaN / AlGaN field effect transistor structure

1 侧栅 HEMT 太赫兹探测器物理模型推导

1.1 直流输运模型

图2示意了器件结构原理,其中金属与半导体接触形成栅极,左右金属侧栅与2DEG形成肖特基势垒。图3展示了金属与2DEG接触的能带图。当高功函数金属与2DEG接触时,2DEG内电子流向金属,导致2DEG沟道费米能级下降。为阻止电子漂移,金属-2DEG结的2DEG侧会形成空间电荷区限制电子运动,利用耗尽层来调节导电沟道宽度^[19]。

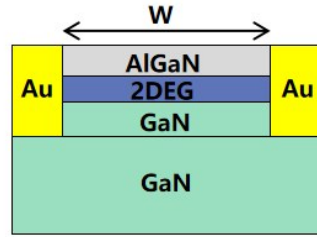


图2 侧栅 GaN/AlGaIn HEMT 原理图

Fig. 2 Schematic diagram of side gate GaN / AlGaIn HEMT

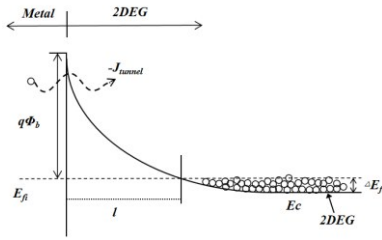


图3 金属与2DEG接触能带图^[19]

Fig. 3 Contact band diagram of metal and 2DEG

1989年 S. G. Petrosyan 和 A. Ya. Shik 提出的金属与2DEG的接触模型^[20]可以很好地应用于侧栅结构中,当接触电势 qV 小于2DEG的费米能级 E_f 时,能带开始弯曲。忽略2DEG厚度上的电势变化,简并2DEG的局部密度 n_{s0} 与电势线性相关,从而得出边界条件:

$$\phi(0, z) = -V \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z}(x, 0) = \frac{q}{2\epsilon_0 \epsilon} n_{s0} \frac{q\phi(x)}{E_f} \quad (3)$$

通过保角变换,将 xz 坐标变换为 uv 坐标,在 $x = l$ 时边界条件不变:

$$\phi(u, \pi) = -V \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \nu}(u, 0) = \frac{ql}{4\epsilon_0 \epsilon} n_{s0} \frac{q\phi}{E_f} \operatorname{sh} \frac{u}{2} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial u}(0, \nu) = \frac{ql}{4\epsilon_0 \epsilon} n_{s0} \sin \frac{\nu}{2} \quad (6)$$

尽管通用解析解较难获得,但当距离 $x = l$ 足够远时计算薄膜电势分布相对容易。对于 $z = 0$ 和 $x > l$ (即对于 $\nu = 0$ 和 $u > 0$),假设 $\phi \approx 0$,求解并转换坐标 xz 可得:

$$\phi(x, 0) = -\frac{2V}{\pi} \arctg \frac{(l^2 - x^2)^{\frac{1}{2}}}{x} \frac{qn_{s0}}{2\pi\epsilon_0 \epsilon} x \ln \frac{l - (l^2 - x^2)^{\frac{1}{2}}}{l + (l^2 - x^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (7)$$

2DEG的电场 $\partial \phi(x, 0) / \partial x$ 没有奇点,当且仅当 $x = l$ 时,由此得到耗尽层的厚度公式:

$$l = \frac{2\epsilon_0 \epsilon V}{qn_{s0}} \quad (8)$$

其中 $V = V_{bi} - V_g$,将上述分析代入双侧栅 HEMT,在无源漏偏压、双栅加统一电压 V_g 下,当耗尽层完全将沟道夹断时的栅压即为阈值电压,此时两侧耗尽层宽度之和近似为栅宽 W ,可得器件的阈值电压 V_{th} 和响应电流 I_0 分别为:

$$V_{th} = V_{bi} - \frac{qn_{s0}W}{4\epsilon_0 \epsilon} \quad (9)$$

$$I_D = \frac{q\mu n_{s0}}{L} \left[W - \frac{4\epsilon_0 \epsilon (V_{bi} - V_g)}{qn_{s0}} \right] V_{ds} - \frac{2\epsilon_0 \epsilon \mu}{L} V_{ds}^2 \quad (10)$$

μ 为电子迁移率, V_{bi} 是金属-2DEG接触处的内置电势, V_{ds} 为考虑到源极和漏极接触点以及2DEG沟道上电压下降的有效源极漏极电压。

1.2 太赫兹共振探测响应模型

下面计算侧栅 HEMT 太赫兹共振探测频率及其探测响应度。假设双栅统一加入栅极电压为 V_g ,沟道无电流,考虑漂移速度 v 的平均效应,并忽略碰撞和电子散射。根据牛顿第二运动定律,结合运动小信号方程和连续性方程,推导出二维波动方程公式(12):

$$\frac{\partial j}{\partial t} = E \frac{q^2 n_{s0}}{m}, \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{q^2 n_{s0}}{m} \operatorname{div} E = 0 \quad (12)$$

$$N_s \approx C(V_g - V_{th})/q \quad (13)$$

在二维电子气中, j 是单位长度电流, ρ 是单位面积电荷。根据公式(13)得到2DEG中载流子的表面密度 N_s (等于金属栅极接触上的正电荷密度和宽带隙半导体中正电荷耗尽的给体的总和)^[21],并通过沟道内电场与表面电荷密度的关系推得:

$$\rho = qN_s = C(V_g - V_{th} - V_{ds}) \quad (14)$$

考虑到双栅应用统一栅压 V_g , 单位面积的有效栅极电容 C 由下式给出:

$$C = 2\varepsilon_0\varepsilon/l \quad (15)$$

基于渐进沟道近似, 将沟道内电场 $E = -\frac{1}{C}\nabla\rho$ 代入上述公式, 最终获得表面电荷 ρ 的二维波动方程, 并从中求解等离子体波速度 s :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + s^2 \Delta \rho = 0 \quad (16)$$

$$s = \sqrt{\frac{q^2 n_{s0} l}{mC}} = \sqrt{\frac{q^2 n_{s0} l}{2\varepsilon_0 \varepsilon m}} \quad (17)$$

结合色散关系, 得到了侧栅 HEMT 的本征等离子体波频率的公式:

$$f_0 = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{q^2 n_{s0} l}{2\varepsilon_0 \varepsilon m}} \quad (18)$$

在计算响应度方面, 根据渐进沟道近似, 可类比浅水波, 满足运动方程 (欧拉方程) 与连续性方程^[15]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{v}{\tau} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0 \quad (20)$$

其中 U 为沟道中的电压。场效应管耦合太赫兹能量会在栅源之间产生交流信号^[9], 在栅源之间施加场效应管的开启电压, 在沟道源漏两端分别有边界条件:

$$U(0, t) = U_0 + U_a \cos \omega t \quad (21)$$

$$j(L, t) = CU(L, t)v(L, t) \quad (22)$$

其中, U_0 为直流栅源电压摆幅, $U_a \cos \omega t$ 为入射太赫兹波在栅源之间诱导的外部交流电压。代入边界条件后可求得电压响应为:

$$\Delta U = \frac{1}{4} U_0 \left(\frac{U_a}{U_0} \right)^2 f(\omega) \quad (23)$$

$f(\omega)$ 的大小与沟道中等离子体波的传播损耗、沟道长度以及传播速度等参数密切相关。共振探测时 $\omega\tau \gg 1$ 且 $s\tau/L \gg 1$, $f(\omega)$ 可表示为:

$$f(\omega) = 4 \left(\frac{s\tau}{L} \right)^2 \frac{1}{4(\omega - n\omega_0)^2 \tau^2 + 1} \quad (24)$$

将公式 (24) 代入到公式 (23) 中, 最终求得共振探测电压响应度 ΔU 为:

$$\Delta U = U_0 \left(\frac{U_a}{U_0} \right)^2 \left(\frac{s\tau}{L} \right)^2 \frac{1}{4(\omega - n\omega_0)^2 \tau^2 + 1} \quad (25)$$

1.3 小结

综上所述, 侧栅 HEMT 与传统 HEMT 和金-半接触 JFET 器件的物理模型均有显著不同, 如表 1 所示。首先, 侧栅 HEMT 的耗尽区宽度与接触电位成线性关系, 而不是像金-半接触 JFET 器件中耗尽区宽度与接触电位的平方根成线性关系; 其次, 侧栅 HEMT 和 JFET 的阈值电压都与栅宽 W 有关, 传统 HEMT 的阈值电压和 d 有关, 所以传统 HEMT 器件的阈值电压并不随器件的栅宽变化而变化; 最后, 侧栅 HEMT 和 JFET 的本征等离子体波频率 f_0 随栅压的增大而增大, 而传统 HEMT 器件中 f_0 随栅压的增大而减小。

2 探测器的制备与测试

侧栅结构 HEMT 器件制备的主要难点是确保两个侧栅与台面之间既不脱离 (detach) 又不过多交叠 (overlap)。为了实现良好的侧栅 HEMT 器件接触, 实验采用了自对准工艺^[22], 如图 4 所示: 如图 (a), 先在样片上旋涂电子束负胶, 经曝光后进行显影、定影形成台面掩膜, 其既可以作为台面刻蚀掩膜, 又可以作为后续顶栅剥离的牺牲层; 如图 (b), 将掩膜

表 1 侧栅 HEMT 与传统 HEMT、JFET 物理模型对比

Table 1 Compare the physical models of lateral gate HEMT with traditional HEMT and JFET.

	耗尽层宽度 l	阈值电压 V_{th}	响应电流 I_D	本征等离子体波频率 f_0
侧栅 HEMT	$l = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon V}{qn_{s0}}$	$V_{th} = V_{bi} - \frac{qn_{s0}W}{4\varepsilon_0 \varepsilon}$	$I_D = \frac{q\mu n_{s0}}{L} \left[W - \frac{4\varepsilon_0 \varepsilon (V_{bi} - V_g)}{qn_{s0}} \right] V_{ds} - \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon \mu}{L} V_{ds}^2$	$f_0 = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{q^2 n_{s0} l}{2\varepsilon_0 \varepsilon m}}$
传统 HEMT	耗尽层宽度远小于 d , 可忽略不计	$V_{th} = \frac{qn_{s0}d}{\varepsilon_0 \varepsilon}$	$I_D = \frac{W\mu\varepsilon_0 \varepsilon}{Ld} \left[(V_g - V_{th})V_{ds} - \frac{1}{2}V_{ds}^2 \right]$	$f_0 = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{q^2 n_{s0} d}{\varepsilon_0 \varepsilon m}}$
金-半接触 JFET	$l = \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon V}{qN_D} \right)^{\frac{1}{2}}$	$V_{th} = V_{bi} - \frac{qN_D W^2}{8\varepsilon_0 \varepsilon}$	$I_D = \frac{q\mu N_D}{L} \left[W - \sqrt{\frac{8\varepsilon_0 \varepsilon (V_{bi} - V_g)}{qN_D}} \right] V_{ds} - \frac{2\mu \sqrt{8\varepsilon_0 \varepsilon qN_D}}{3L} V_{ds}^{\frac{3}{2}}$	$f_0 = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{q^2 N_D l}{2\varepsilon_0 \varepsilon m}}$

外样片刻蚀形成台面;如图(c),在台面掩膜未去除的情况下,继续涂覆电子束正胶,进行电子束曝光、显影和定影,形成栅极图案;如图(d),在栅极图案上沉积栅极金属薄膜;如图(e),去除残余电子束正胶,将金属剥离,形成金属栅极,此时台面顶部有栅极金属存在;最后如图(f)所示,去除刻蚀台面掩膜,进行顶部栅极剥离,形成样片台面两侧的金属双侧栅电极。

利用自对准工艺先制作整个金属栅条,再通过顶栅剥离工艺去除顶栅,只留两个金属侧栅,无需套刻就可以与台面形成良好接触,具有自对准、可控性高、重复性好等优势,避免了套刻侧栅与台面时因误差产生的脱离(detach)和交叠(overlap)问题。单步工艺成品如图5所示(a)–(c)所示。栅极由Ni/Au(200/2000 Å)直接沉积在台面边缘形成肖特基接触点,源漏两极采用Ti/Al/Ni/Au(200/1200/550/450 Å)金属层堆叠,经多步氮气退火形成欧姆接触点,器件采用光刻、蒸金和剥离工艺制备引线及金属电极,然后电极加厚、器件封装,由此完成了侧栅 HEMT 太赫兹波探测器的制备,器件结构如图

6所示。此外,对器件的直流特性进行了 300K 下的测试,电压范围为–10 V 至 2 V。

(a) (b) (c)

3 结果和分析

实验测得的转移特性曲线如图6所示,得出栅宽 200 nm、800 nm 和 1400 nm 的双侧栅器件的阈值电压 V_{th} 分别为–3.85 V、–5 V、–6V。通过对实验测得的阈值电压和栅宽的数据拟合,可以对模型中的公式(8)和(9)进行验证。当器件在阈值电压下时,耗尽层完全将沟道夹断,此时耗尽层宽度 l 近似为栅宽 W 的一半,通过线性拟合可以得到 V_{th} 和 W 线性关系式斜率的实验值–0.0018,即 $V_{th} = -0.0018W + V_{bi}$,如图7(a)所示。另一方面,把双侧栅 AlGaIn/GaN HEMT 的相关参数(二维电子气面密度 n_{2D} 、GaN 介电常数 ϵ_{GaN} 等,详见表2)代入公式(9),可以得到 V_{th} 和 W 线性关系式斜率的理论值–0.0017,即 $V_{th} = -0.0017W + V_{bi}$ 。其中, $V = V_{bi} - V_{th}$, V_{bi} 是金属–2DEG 接触处的内置电势,在本文模型中保持不变。实验值和理论值符合较好,这表明侧栅 AlGaIn/GaN HEMT

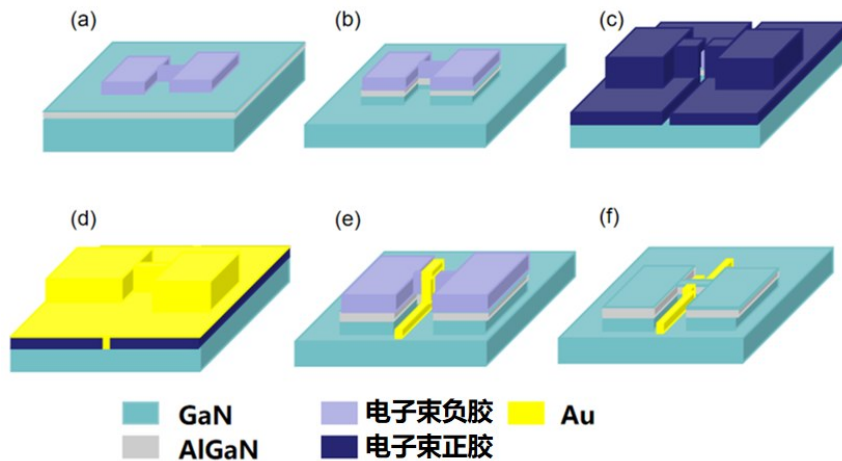


图4 基于自对准工艺制备侧栅流程图

Fig. 4 Flow chart of side gate is prepared based on self-alignment process

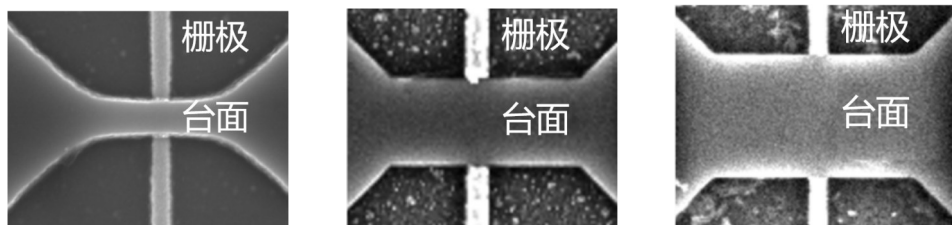


图5 剥离后的侧栅 SEM 照片:(a) 200 nm 侧栅结构;(b) 800 nm 侧栅结构;(c) 1400 nm 侧栅结构

Fig. 5 SEM photo of the side gate after the dissection:(a) 200 nm gate structure;(b) 800 nm gate structure;(c) 1400 nm gate structure

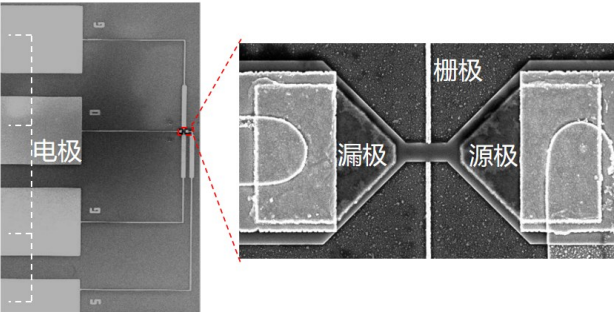


图 6 侧栅 GaN/AlGaIn HEMT 结构图:(a) 整体图;(b) 局部图;
Fig. 6 Side gate GaN/AlGaIn HEMT block diagram:(a)Over-all diagram ; (b) Local diagram

的耗尽层宽度与阈值电压满足式(8)的关系。

(a) (b) (c)

同时,对金-半接触器件的耗尽宽度公式进行计算^[23],假设掺杂浓度 N_D 为 10^{19}cm^{-3} ,得到 $V_{th}=-0.0042W^2+V_{bi}$ 。通过对实验数据进行二次曲线拟合,得到的系数为 -1.06×10^{-6} ,即 $V_{th}=-1.06\times10^{-6}W^2$

+ V_{bi} 。如图 7(b),与计算结果存在较大差距,这表明金-半接触 JFET 器件的耗尽宽度公式不适用于侧栅 AlGaIn/GaN HEMT。

(a) (b)

作为对比,制作了不同栅宽的传统 HEMT 器件,并对其进行直流测试,测试结果如图 8 所示。栅宽 200 nm、800 nm 和 1400 nm 的传统 HEMT 阈值电压分别为 -3.8 V、-4.1 V、-4.2 V,传统 HEMT 的阈值电压由顶栅控制,不随栅宽变化。

(a) (b) (c)

值得指出的是,从表 1 可知,侧栅器件与其他器件理论模型不同的根本原因是由于结构变化引起的耗尽层宽度随栅压的变化规律不同。因为侧栅 HEMT 的导电沟道宽度受耗尽层调控,所以在直流输运模型中,器件的 I - V 特性是由耗尽层宽度决定的。上述对阈值电压的直流测试初步验证了理论模型。而且根据公式(18),器件等离子体波频率和耗尽层宽度密切相关,可以通过调制栅压可控制耗

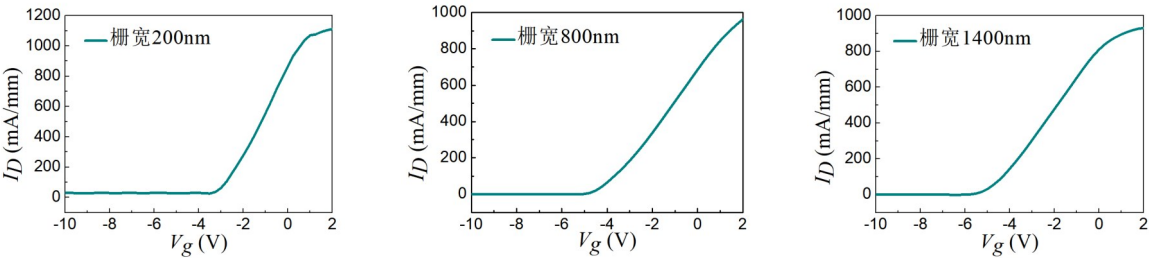


图 6 侧栅 HEMT 转移特性曲线:(a) 200 nm 栅宽;(b) 800 nm 栅宽;(c) 1400 nm 栅宽
Figure. 6 Transfer characteristic curve:(a) 200 nm gate width; (b) 800 nm gate width; (c) 1400 nm gate width

表 2 双侧栅 AlGaIn/GaN HEMT 的相关参数

二维电子气面密度 $n_{s0}(\text{cm}^{-2})$	真空介电常数 $\epsilon_0(\text{F/m})$	GaN 介电常数 ϵ_{GaN}	电子电荷量 $q(\text{C})$
2×10^{11}	8.85×10^{-12}	5.35	1.6×10^{-19}

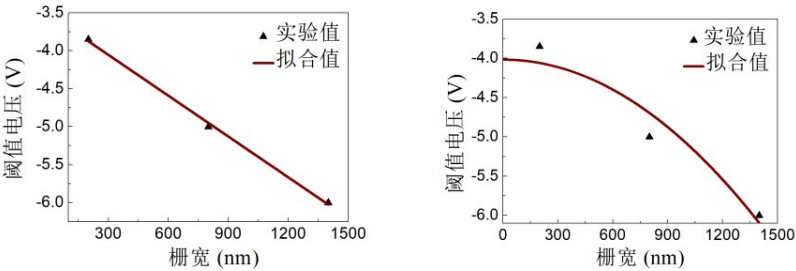


图 7 拟合曲线:(a) 一次曲线拟合;(b) 二次曲线拟合
Figure. 7 Fits the curve:(a) linearity curve; (b) quadratic curve

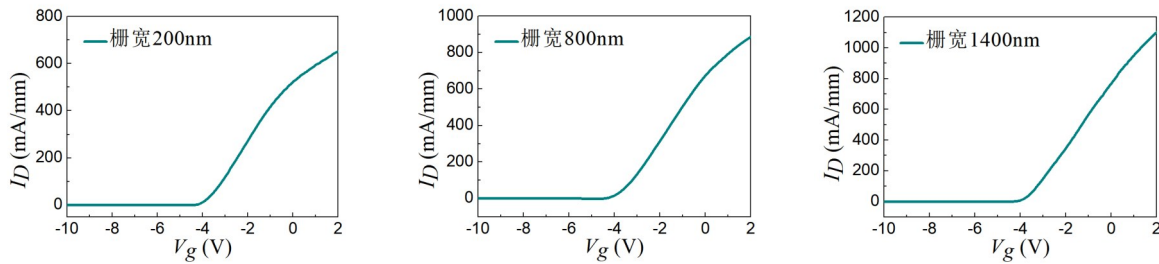


图8 传统HEMT转移特性曲线:(a) 200 nm栅宽;(b) 800 nm栅宽;(c) 1400 nm栅宽

Figure. 8 Transfer characteristic curve: (a) 200 nm gate width; (b) 800 nm gate width; (c) 1400 nm gate width

层宽度,从而调制器件的等离子体波频率和探测器对太赫兹波的共振探测频率,未来会对这方面内容进行进一步的研究与验证。

4 结论

本研究以金属-二维电子气(2DEG)接触为起点,深入研究了侧栅晶体管太赫兹探测器的性能,推导出完整的直流输运模型和太赫兹共振探测响应模型。通过自对准工艺,成功制备了栅宽分别为200 nm、800 nm和1400 nm的侧栅GaN/AlGaNHMT太赫兹探测器,并对它们的直流特性进行了详细测试和表征。实验结果表明,侧栅晶体管太赫兹探测器的阈值电压与栅宽呈线性关系,从而证实了其与传统HEMT和金-半接触JFET器件都有不同,侧栅HEMT耗尽区宽度不与接触电位的平方根成线性关系,进一步巩固了理论模型的可靠性。未来,将继续进行更多测试,包括太赫兹测试,以深入探究该新型探测器在实际应用中的潜力。这些发现不仅为太赫兹技术的应用提供了坚实的实验基础,也为相关领域的研究和应用提供了有价值的理论指导。

References

- [1] SUN Jian-Dong. High-responsivity, room-temperature, self-mixing terahertz detectors based on high-electron-mobility field-effect transistor [D]. Graduate School of Chinese Academy of Sciences, 2012.(孙建东. 室温高灵敏度场效应自混频太赫兹波检测器 [D]. 中国科学院研究生院), 2012.
- [2] YAO Jian-Quan, CHI Nan, YANG Peng-Fei, *et al.* Study and outlook of terahertz communication technology [J]. Chinese Journal of Lasers, 2009, (9): 21.(姚建铨, 迟楠, 杨鹏飞, 等. 太赫兹通信技术的研究与展望 [J]. 中国激光), 2009, (9): 21.
- [3] Choi M K, *et.* Potential for detection of explosive and biological hazards with electronic terahertz systems [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2004, **362** (1815): 337-347.
- [4] Ferguson B S, Wang S, Zhong H, *et al.* Powder detection with T-ray imaging [J]. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2003, **5070**: 7-16.
- [5] Liu J, Li X, Jiang R, *et al.* Recent progress in the development of graphene detector for terahertz detection [J]. *Sensors*, 2021, **21**(15): 4987.
- [6] Dyakonov M, Shur M. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current [J]. *Physical Review Letters*, 1993, **71** (15): 2465-2468.
- [7] Sai P, But D B, Yahniuk I, *et al.* AlGaIn/GaN field effect transistor with two lateral Schottky barrier gates towards resonant detection in sub-mm range [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2019, **34**(2): 24002.1-24002.6.
- [8] Kachorovskii V Y, Rumyantsev S L, Knap W, *et al.* Performance limits for field effect transistors as terahertz detectors [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, **102**(22): 223505-1-223505-4.
- [9] Dyakonov M, Shur M. Plasma wave electronics; novel terahertz devices using two dimensional electron fluid [J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 1996, **43**(10): 1640-1645.
- [10] Knap W, Deng Y, *et al.* Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors [J]. *Applied Physics Letters*, 2002, **80**(18): 3433-3435.
- [11] Teppe F, Knap W, Veksler D, *et al.* Room-temperature plasma waves resonant detection of sub-terahertz radiation by nanometer field-effect transistor [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, **87**(5): 052107.1-052107.3.
- [12] Fatimy A E, Tombet S B, Teppe F, *et al.* Terahertz detection by GaN/AlGaIn transistors [J]. *Electronics Letters*, 2006, **42**(23): 1342-1343.
- [13] Fatimy A E, Teppe F, *et al.* Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **89**(13): 131926.1-131926.3.
- [14] Teppe F, Veksler D, Kachorovski V Y, *et al.* Plasma wave resonant detection of femtosecond pulsed terahertz radiation by a nanometer field-effect transistor [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, **87**(2): 022102.1-022102.3.
- [15] Dyakonov M, Shur M. Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional

- electronic fluid [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1996, **43**(3): 380–387.
- [16] Shchepetov A, Gardès C, Roelens Y, *et al.* Oblique modes effect on terahertz plasma wave resonant detection in InGaAs/InAlAs multichannel transistors [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, **92**(24):380–790.
- [17] Boubanga-Tombet S, Teppe F, Coquillat D, *et al.* Current driven resonant plasma wave detection of terahertz radiation: toward the Dyakonov-Shur instability [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, **92**(21):746–207.
- [18] Cywiński G, Yahnuk I, Kruszewski P, *et al.* Electrically controlled wire-channel GaN/AlGaIn transistor for terahertz plasma applications [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, **112**(13): 133502.
- [19] WANG Ze-Heng. A study on new structures of GaN-on-Si power MISFET [D]. Sichuan: University of Electronic Science and Technology of China, 2017.(王泽恒. 硅基 GaN 功率 MISFET 新结构研究[D]. 四川: 电子科技大学, 2017.
- [20] Petrosian S G, Shik A Y. Contact phenomena in low-dimensional electron systems [J]. *Zhurnal Eksperimentalnoi I Teoreticheskoi Fiziki*, 1989, **96**(6): 2229–2239.
- [21] Gelmont B, Shur M, Moglesture C. Theory of junction between two-dimensional electron gas and p-type semiconductor [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1992, **39**(5): 1216–1222.
- [22] DONG Hui, YAN Wei, HUANG Zhen, *et al.* Side-gate transistor THz detector and its preparation method: CN202011566704.7 [P].(董慧, 颜伟, 黄镇, 等. 侧栅晶体管太赫兹探测器及其制备方法: CN202011566704.7 [P].
- [23] Neamen D A. Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles Fourth Edition [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2013:404–410.(尼曼. 半导体物理与器件: 第四版) [M]. 北京: 电子工业出版社, 2013:404–410.