

AlGaIn/GaN 高速电子迁移率晶体管器件电流坍塌效应与界面热阻和温度的研究

顾江^{1)†} 王强^{2)‡} 鲁宏¹⁾

1) (常熟理工学院物理电子系, 常熟 215500)

2) (南通大学电子信息学院, 南通 226019)

(2010年10月7日收到; 2010年10月22日收到修改稿)

本文系统研究了 AlGaIn/GaN 基高速电子迁移率晶体管器件界面热阻和工作温度对器件在高功率下的电流坍塌效应的影响规律. 研究发现低漏极电压下热电子是导致负微分输出电导的重要因素, 器件工作温度变高会使负微分输出电导减小. 高漏极电压下自加热效应是导致电流坍塌的一个重要因素. 随着界面热阻的增加, 器件跨导降低, 阈值电压增大. 同时, 由于工作环境温度的增高, 器件随之温度增高, 载流子迁移率会显著降低. 最终这两种因素会引起 AlGaIn/GaN 基高速电子迁移率晶体管器件显著的电流坍塌效应, 从而降低了器件整体性能.

关键词: AlGaIn/GaN HEMT 器件, 热电子效应, 自加热效应, 电流坍塌效应

PACS: 71.55.Eq, 73.40.Lq, 73.61.-r

1. 引言

近年来, AlGaIn/GaN 高速电子迁移率晶体管 (HEMT) 由于其潜在的优越性能, 引起了人们的广泛关注, 它具有较高的频率特性, 可以输出较高的微波功率, 广泛地应用于基站信号传输、远距离空间通信等需要较高功率的场合^[1-3]. 目前, GaN 基 HEMT 器件已经走向了实用化的阶段, 发挥着关键性的作用, 但是电流坍塌效应和自加热效应依然是制约该器件性能提高的两个主要因素^[4-7]. 为了进一步提高器件的性能, 以降低这两种效应的不利影响, 对器件的结构进行优化设计是非常重要的. 由于 GaN 基 HEMT 器件的制备工艺复杂, 周期长且价格昂贵, 为降低开发费用, 提高产品性能, 器件模拟成为实验之外一种非常重要的工具^[8, 9]. 通过器件模拟技术, 可以深入了解制约器件性能的物理机理, 为器件结构的优化设计提供理论指导^[8, 10]. 到目前为止, 人们做了大量的数值模拟工作, 分析制约器件在实际应用条件下性能提高的主要原因并

提出了一些理论解析模型^[11-14], 其中较为典型的有栅延迟电流坍塌效应模拟^[15], 漏延迟电流坍塌效应模拟^[14], 自加热效应和量子、热电子效应模拟^[4, 5, 16], 虚栅模型^[15, 17]等等. 尽管如此, 关于器件界面热阻、工作温度对电流坍塌效应的影响并没有进行详细的研究和讨论.

因此本文的主要目的就是通过二维数值模拟来分析影响 AlGaIn/InGaIn/GaN HEMT 器件稳定性和可靠性的关键物理机理. 在模拟中, 考虑了器件的工作温度和界面热阻 (即考虑了传热性质) 对自加热和热电子效应的影响, 从而达到对器件在不同环境和工艺条件下性能的考察. 研究结果表明: 随着界面热阻的增加, 器件跨导降低, 阈值电压增大, 电流坍塌效应变得严重; 随着工作环境温度增高, 器件温度增高, 载流子迁移率降低, 器件性能降低. 下面就对所做的工作进行详细地说明.

2. 器件结构和基本参数

模拟中所采用的 HEMT 器件的结构和坐标方

† 通讯联系人. gujiang_cit@yahoo.cn

‡ 通讯联系人. wang_q@ntu.edu.cn

向如图 1 所示,由于 AlGaN/InGaN 层间导带能量不连续导致 InGaN 层具有较高的二维电子气(2DEG)浓度并作为沟道区域的中心. 在 AlGaN, InGaN 和 GaN 各层之间存在着由自发极化电荷和压电极化电荷组成的表面电荷^[5, 11, 18],理论计算 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{In}_{0.015}\text{Ga}_{0.985}\text{N}$ 界面电荷的值在 $(1.5-1.7) \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 附近,但部分应变弛豫可能导致极化电荷减少,即形成了大量的界面陷阱中和极化电荷共存现象^[19, 20]. 因此,在所有模拟中我们采用的有效界面电荷密度为 $1.15 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. 我们采用了背景掺杂,掺杂浓度为 $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ^[14],根据实验观察的结果^[21]表明如果 Al 的摩尔分数每增加 1%,那么栅极处的肖特基势垒高度相应地约增加 0.02 V,对于 Ni/Au 金属电极在 30% 铝组分的 AlGaN 层形成肖特基接触的条件下,肖特基势垒高度为 1.55 V. 在模拟中,忽略了热导率随环境温度的变化,取热导率为常数,AlN 的热导率为 2.7 W/cmK, GaN 的热导率为 1.30 W/cmK^[22]. 界面材料阻抗的不同导致了热耦合,决定了热边界阻(TBR)的大小. 界面的晶格失配也会使 TRB 增大. 器件过热和性能的减弱实质上是由于 TRB 导致的. 所以模拟中加上热电极,考虑了热传输方程,热导率系数 k 大小假设为与温度无关.

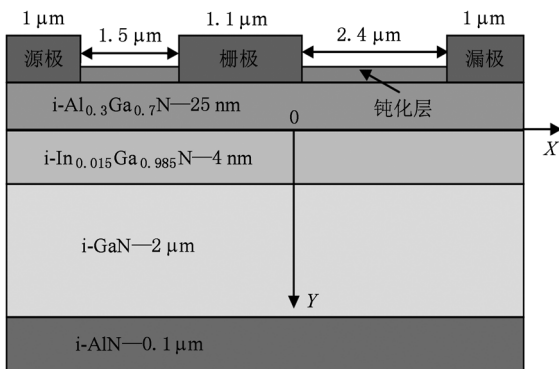


图 1 GaN 基 HEMT 器件的结构

由于本文一部分工作为探究界面热阻(即热边界阻 TRB)对器件性能的影响,在我们的模拟中考虑了电极和衬底的 TRB,模拟中源极、栅极、漏极界面热阻和衬底界面热阻采用三组数据(单位为 K/W): *max* 组为 $1 \times 10^{-3}, 1 \times 10^{-3}, 1 \times 10^{-3}$ 和 1×10^{-4} ; *min* 组为 $1 \times 10^{-4}, 1 \times 10^{-4}, 1 \times 10^{-4}$ 和 1×10^{-5} ; *mid* 组为 $5 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-4}$ 和 5×10^{-5} . 其他材料参数如表 1 所示.

表 1 GaN 基 HEMT 器件的基本参数列表

| 参数 | 参数值 | | |
|---|------|------|-----|
| | GaN | InN | AlN |
| 相对介电常数 | 9.5 | 15.3 | 8.5 |
| 禁带宽度/eV | 3.47 | 0.8 | 6.2 |
| 电子亲和能/eV | 3.4 | 5.8 | 1.9 |
| 电子迁移率/($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) | 1200 | 2400 | 300 |
| 电子饱和速度/(10^7 cm/s) | 1.2 | 2.6 | 1.5 |
| 有效导带态密度/(10^{18} cm^{-3}) | 2.65 | 1.3 | 4.1 |
| 能量弛豫时间/ps | 0.1 | 0.1 | 0.1 |

3. 模拟结果与讨论

3.1. 不同界面热阻下的器件性能的研究

如图 2 所示,模拟不同界面热阻时的输出特性曲线. 其中:1) 绿、蓝实线为实验测量的栅电压 V_g 分别为 0 V, -2 V 时输出特性曲线;2) 黑色正方形空心线为模拟的栅电压 V_g 为 -2 V 时输出特性曲线,红色圆圈空心线为模拟的栅电压 V_g 为 0 V 时输出特性曲线,模拟中界面热阻为 *mid*;3) 棕色上三角空心线为模拟的栅电压 V_g 为 -2 V 时输出特性曲线,绿色下三角实心线为模拟的栅电压 V_g 为 0 V 时输出特性曲线,模拟中界面热阻为 *max*.

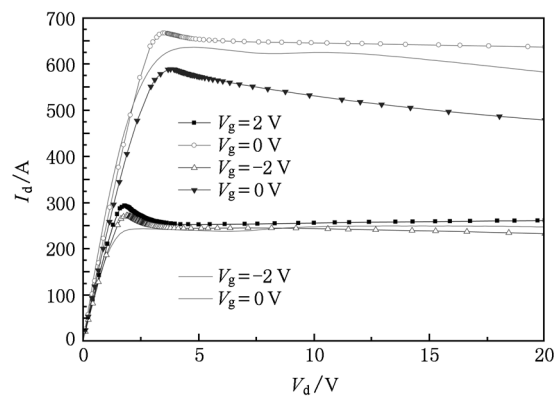


图 2 $T = 300 \text{ K}$ 时 AlGaN/InGaN/GaN 结构 HEMT 器件不同界面热阻时的输出特性曲线

图 2 显示当漏极电压很大时,随着漏极电压增加,漏极电流降低,出现了电流坍塌效应. 同时界面热阻越大,电流坍塌越严重. 当界面热阻为较大值 *max* 时,模拟的漏极电流比实验值小,当界面电阻为较小值 *mid* 时,模拟的漏极电流比实验值大. 所以该

HEMT 器件的实际界面热阻应该在这两个模拟设定的界面热阻之间. 图 3 给出了最大晶格温度随漏极电压的变化图. 其中, 实心的正方形、圆形、三角形线表示栅电压 V_g 分别为 0 V, -1 V, -2 V 时最大晶格温度随漏极电压的变化图——界面热阻为 max; 空心的正方形、圆形和三角形线为栅电压 V_g 分别为 0 V, -1 V, -2 V 时最大晶格温度随漏极电压的变化图——界面热阻为 mid; 特殊记号的正方形、圆形、三角形线表示栅电压 V_g 分别为 0 V, -1 V, -2 V 时最大晶格温度随漏极电压的变化图——界面热阻比较小为 min.

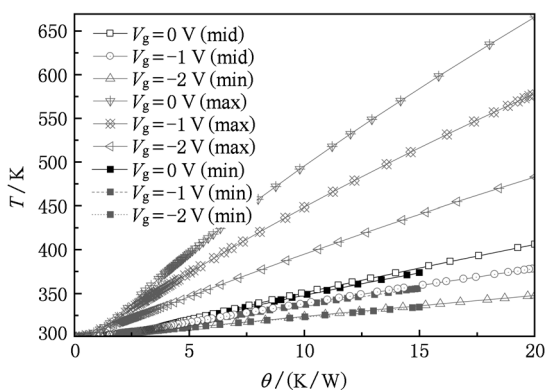


图 3 AlGaIn/InGaIn/GaN 结构 HEMT 器件在外界温度为 $T = 300$ K 时不同界面热阻时的最大晶格温度随漏极电压的变化图

图 3 显示随着界面热阻的增加, 晶格温度增加. 界面热阻为 max 时的晶格温度远远大于界面热阻比较小时的晶格温度, $V_g = 0$ V 时最高温度达到 660 K, 升高了将近 360 K.

图 4 为器件界面热阻为 1×10^{-4} 时, 迁移率、晶格温度及它们在热点位置处沿着垂直方向 (Y 方向) 的分布情况, 可以看出在垂直方向上, 温度缓慢地降低, 从最高处的 391 K 降到最低处的 311 K, 大约降低了 80 K, 在漏边栅极处, 出现了明显的“热点” (hot spot); 迁移率逐渐升高, 从最低的 44.4 cm^{-2}/Vs 上升到 1053.52 cm^{-2}/Vs , InGaIn 中迁移率降最低值大约为 44 cm^{-2}/Vs , 远远低于常温的 2400 cm^{-2}/Vs . 迁移率的最低点和器件晶格温度的“热点”所处的位置是一致的, 而且随着晶格温度的升高, 迁移率降低. 这是因为在栅极漏边处, 存在着严重的自加热效应使得晶格振动大大增强, 电子-声子散射增强, 从而导致迁移率大幅降低. InGaIn 层作为沟道的中心区域温度最高, 电子迁移率最低.

结合上面三幅图, 可以看到, 随着界面热阻的

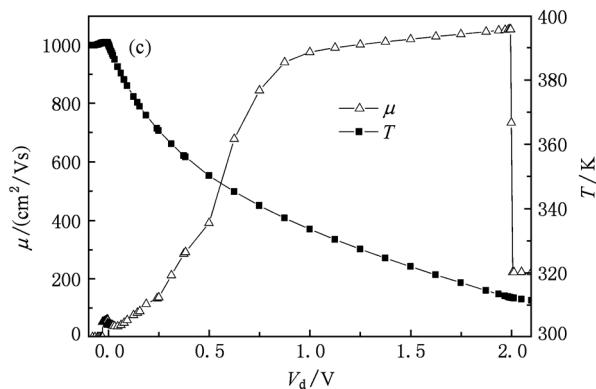
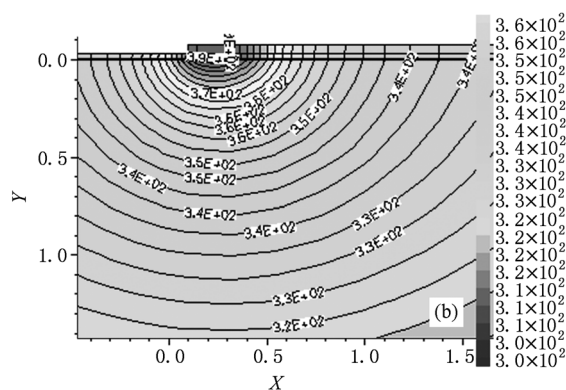
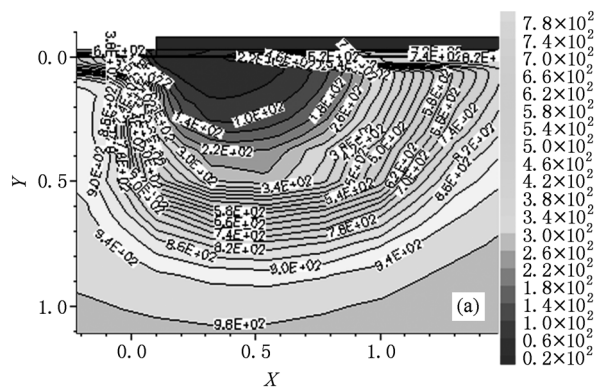


图 4 栅极漏边处 AlGaIn/InGaIn/GaN 结构 HEMT 器件的 (a) 迁移率等高线图 and (b) 晶格温度等高线图. (c) 图垂直方向的晶格温度分布和电子迁移率分布, $X = 0.17 \mu\text{m}$. 模拟条件为 $V_d = 20$ V 和 $V_g = 0$ V

增加, 晶格温度增加, 自加热现象明显, 迁移率降低, 从而导致漏极电流降低. 特别是当漏极电压比较大时, 自加热更严重, 晶格温度过高, 导致漏极电流下降明显, 从而出现了明显的电流坍塌效应, 造成器件在高场下的稳定性和可靠性降低.

3.2. 不同环境温度下器件的性能研究

图 5 所示为 AlGaIn/InGaIn/GaN 结构 HEMT 器

件的转移特性曲线(I_d-V_g). 其中,红色虚线为外界环境 $T=300\text{ K}$ 时的实验数据,蓝色点线为外界环境 $T=300\text{ K}$ 时不考虑自加热时的模拟数据,黑色实线为外界环境 $T=300\text{ K}$ 时的考虑自加热时模拟数据,界面热阻为 min;红色圆圈线为外界环境 $T=350\text{ K}$ 时的考虑自加热时模拟数据,界面热阻为 min;黑色正方形线也为外界环境 $T=300\text{ K}$ 时的考虑自加热时模拟数据,但是模拟时将衬底的传热系数这个参数增大,增大为界面热阻为 max.

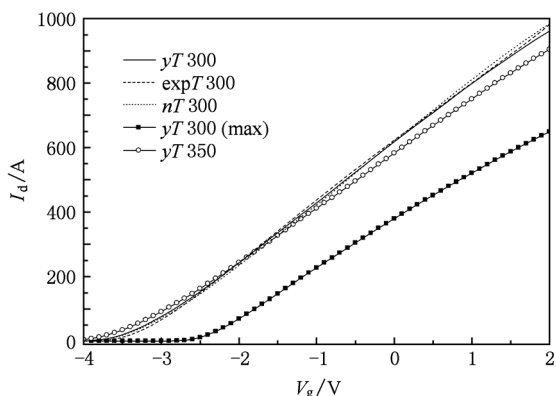


图5 AlGaIn/GaN 结构 HEMT 器件的转移特性曲线(I_d-V_g),其中,漏电压 $V_d=10\text{ V}$

在图5中,通过比较(1)和(2)两种情况下的转移特性曲线,可以看出当外界环境的温度升高,转移特性曲线的跨导减小,器件的性能降低.同理,比较(2)和(3)的两种情况,可以看出当界面热阻增加时,漏极电流降低非常明显,器件的跨导也降低,阈值电压增大.图6为不同情况下的跨导随漏极电压的变化图.随着器件工作环境温度的增加,跨导降低,同时随着界面热阻的上升,器件的跨导也降低.这说明稳态下两者的效果是等效的.

图7显示在相同栅极偏压下, $T=350\text{ K}$ 时的漏电流小于 $T=300\text{ K}$ 时的漏电流,但是随着栅极电压的减小,漏电流的差距减小,当 $V_{gs}=-3\text{ V}$ 时 $T=350\text{ K}$ 时的漏电流甚至大于 $T=300\text{ K}$ 时的漏电流.而且当栅极电压下降时,负微分电导发生时的漏极电压下降.由图7还可以看出, V_d 在1—4 V 时,出现了不同程度的负微分电导,而且 $T=350\text{ K}$ 时的负微分电导小于 $T=300\text{ K}$ 时的负微分电导.图2也显示出这个现象,界面热阻大时显示的负微分电导小于界面热阻比较小时的负微分电导.图2和图6都显示出,当栅极电压比较小时的负微分电导大于栅极电压比较大时的负微分电导.

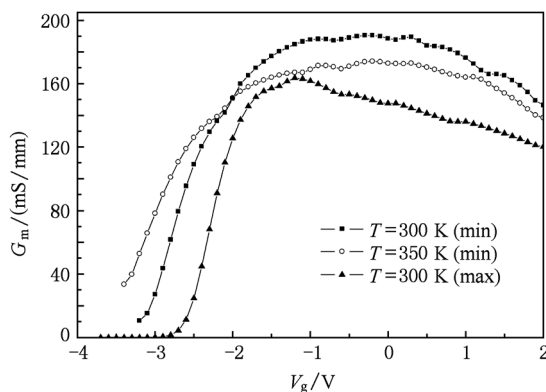


图6 不同情况下的跨导随漏极电压的变化图

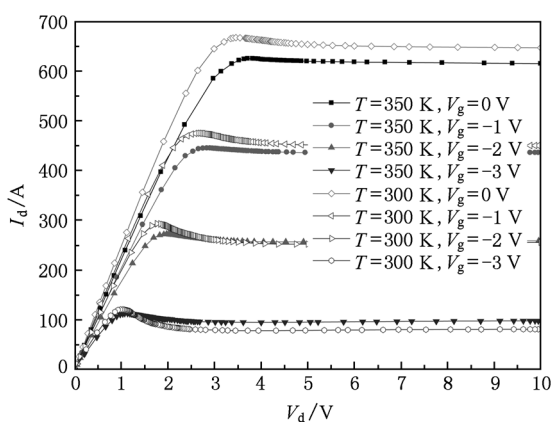


图7 AlGaIn/GaN 结构 HEMT 器件在不同的工作温度时的输出特性曲线(I_d-V_d).其中,实线为 $T=350\text{ K}$ 时,栅电压 V_g 分别为 $0\text{ V}, -1\text{ V}, -2\text{ V}, -3\text{ V}$ 时的输出特性曲线;空心线为 $T=300\text{ K}$ 时,栅电压 V_g 分别为 $0\text{ V}, -1\text{ V}, -2\text{ V}, -3\text{ V}$ 时的输出特性曲线.热阻为 min

由图2和图7可知,出现负微分电导的 V_d 值在1—4 V 之间,并且相同栅极电压下的 V_d 临界值基本是相同的,在这之间存在两个过程:1)随着漏极电压的增大,沟道电场强度增加,漏极电流增大;2)同时电子慢慢变热,渐渐成为“热电子”,电子跨越能极差被陷阱俘获成为俘获电子的概率增大,这使沟道电流减小.这两个过程处于竞争的关系.在漏极电压比较小,漏极电流还在上升的过程中,热电子还在慢慢形成和增加,1)过程大于2)过程.当漏极电压比较大时,电子速度趋于饱和,1)过程导致的电流增大的过程减弱,2)过程中热电子获得更多能量导致电流增加,这时1)过程小于2)过程,造成电流出现严重的负微分电导现象.

对比 $T=350\text{ K}$ 与 $T=300\text{ K}$ 的输出特性曲线发

现,1)过程两者基本相同,但是2)过程有差别.低漏极偏压下, $T=350\text{ K}$ 时电子更容易获得能量,成为热电子,在漏极电压上升的过程中就有更多热电子被陷阱俘获,所以在下降时就没有 $T=300\text{ K}$ 时那么多热电子被陷阱俘获,下降也就没有那么明显.同理低漏极偏压下界面热阻 \max 比界面热阻 \min 更容易升温,即电子容易获得能量,成为热电子.从而出现了界面热阻大时显示的负微分电导小于界面热阻比较小时的负微分电导这个现象.但是栅极电压不同,其他情况相同时,最终的饱和电流不同,即1)过程不同.栅极电压减小,最终的饱和电流也减小,在较低漏极电压时漏极电流就已经达到饱和.主要是因为电子浓度相对较小,平均自由程较长,电子容易获得较大的动能.在较大漏极电压下,沟道热电子被俘获地少,负微分电导较小.而在较低漏极电压下,负微分电导就更严重.同时当漏极电压非常大(大于 10 V 时),1)过程导致的电流增加过程早已达到饱和.但是由于自加热效应,器件局域温度很高,2)过程中更多的电子获得能量,越过能级差被俘获,导致电流降低,这将进一步加重电流坍塌效应.

综上所述,在低漏极电压下,随着漏极电压的增加,漏极电压使漏极电流增加与热电子使漏极电流减小的过程处于竞争的关系.热电子是低漏极偏压下负微分电导产生的主要因素.自加热是高漏极电压下电流坍塌效应产生的主要因素.

由图8可以看到,当器件工作温度不同时,热交

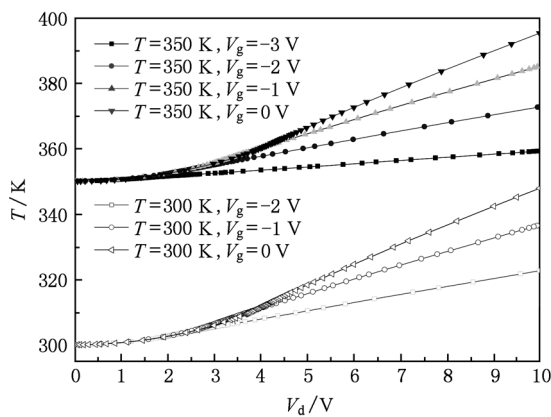


图8 外界温度为 300 K 和 350 K 时器件最大晶格温度随漏极电压的变化图.其中,实线为AlGaIn/GaN/GaN结构HEMT器件在外界环境 $T=350\text{ K}$ 时,栅电压 V_g 分别为 0 V , -1 V , -2 V , -3 V 时最大晶格温度随漏电压的变化曲线,空心线为在外界环境 $T=300\text{ K}$ 时栅电压 V_g 分别为 0 V , -1 V , -2 V , -3 V 时最大晶格温度随漏电压的变化曲线

换导致的晶格的温度不一样,外界温度越高,器件晶格温度越高.为了更好地分析AlGaIn/GaN/GaN结构HEMT器件的自加热效应,假设了一个简单的基于热耗散和热传导的解析模型^[23-26],定性地描述漏极电流的变化.漏极电流随电场变化关系如下:

$$I = ne\mu_e(T_0 + \Delta T, E)WE, \quad (1)$$

$$\Delta T = \theta P_{\text{dis}}, \quad (2)$$

$$P_{\text{dis}} = IEL, \quad (3)$$

其中 e 是电子电荷, μ_e 是电子迁移率, n 是沟道面电子浓度, W 是器件宽度, E 是沟道平均电场, θ 是器件热阻, P_{dis} 是电子耗散焦耳功率.

$$\Delta T = \theta P_{\text{dis}} = \theta UI. \quad (4)$$

由图7可看出到漏极电压大于 4 V 时,漏极电流已经饱和,所以当 $V_d \geq 4\text{ V}$ 时功率 $P = UI$ 呈线性增长;由图8可以看出 $V_d \geq 4\text{ V}$ 时最大晶格温度也呈线性增长.这时由(4)式可求出器件热阻 θ .

表2为 $T=300\text{ K}$ 和 $T=350\text{ K}$ 时不同栅压下的电压值、电流值和最大晶格温度.用公式 $\theta = \frac{\Delta T}{P_{\text{dis}}} = \frac{\Delta T}{UI}$ 计算出相对应的热阻 θ .从表中可以看出HEMT器件的热阻在 $6-10\text{ K/W}$ 之间,随着栅压的减小,热阻增大.为了进一步分析热阻与栅极电压之间的关系,下面给出了热阻对栅极电压的变化图,如图9所示.

表2 不同栅压下的有关量的值,以及计算所得 θ 值

| T/K | V_g/V | 0 | -1 | -2 | -3 |
|-----|---------------------------|---------|---------|---------|---------|
| 350 | V_d/V | 6 | 6.08538 | 5.98861 | 6.18254 |
| | I_d/A | 618.319 | 435.747 | 257.688 | 96.273 |
| | T_{max}/K | 372.503 | 369.178 | 362.764 | 355.515 |
| | $\theta/(\text{K/W})$ | 6.066 | 7.232 | 8.271 | 9.266 |
| | V_d/V | 6 | 6.11972 | 6.44225 | |
| 300 | I_d/A | 650.655 | 450.009 | 253.005 | |
| | T_{max}/K | 324.586 | 320.588 | 314.02 | |
| | $\theta/(\text{K/W})$ | 6.298 | 7.476 | 8.602 | |
| | | | | | |

从图9中可以看出热阻与栅极电压呈线性关系,由 $\theta = \frac{\Delta T}{P_{\text{dis}}} = \frac{\Delta T}{UI}$ 知道1)栅极固定时,漏极电流饱和后,随着漏极电压的增加,漏极电流不变, ΔT 线性增加,所以 θ 为一恒值.2)栅极电压变化,其他不变时,漏极电流饱和后,漏极电流随着栅极电压线性减小,所以 θ 随着栅极电压线性减小.此分析与上图所显示的线性关系一致.

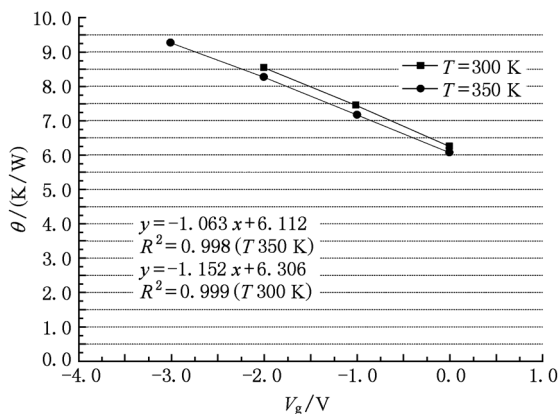


图9 热阻对栅极电压的变化图

4. 结 论

通过研究器件不同界面热阻时的转移特性

曲线、输出特性曲线和晶格温度随漏极电压的变化,发现随着界面热阻的增加,器件跨导降低,阈值电压增大,电流坍塌效应变得严重. 比较不同界面热阻和不同工作环境温度时输出特性曲线,发现 V_d 在 1—4 V 时,出现了不同程度的负微分电导,而且 $T = 350\text{ K}$ 时的负微分电导小于 $T = 300\text{ K}$ 时的负微分电导,界面热阻大时显示的负微分电导小于界面热阻比较小时的负微分电导,栅极电压比较小时的负微分电导大于栅极电压比较大时的负微分电导. 在低漏极电压下,随着漏极电压的增加,漏极电压使漏极电流增加与热电子使漏极电流减小的过程处于竞争的关系. 热电子是低漏极偏压下负微分电导产生的主导因素,而自加热是高漏极电压下电流坍塌效应产生的主导因素.

[1] Gu W P, Hao Y, Zhang J C, Wang C, Feng Q, Ma X H 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 0511 (in Chinese) [谷文萍、郝跃、张进城、王冲、冯倩、马晓华 2009 物理学报 **58** 511]

[2] Hu W D, Chen X S, Quan Z J, Zhang M X, Huang Y, Xia C S, Lu W, Ye D P 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 034502

[3] Ding G J, Guo L W, Xing Z G, Chen Y, Xu P Q, Jia H Q, Zhou J M, Chen H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5724 (in Chinese) [丁国建、郭丽伟、邢志刚、陈耀、徐培强、贾海强、周均铭、陈弘 2010 物理学报 **59** 5724]

[4] Hu W D, Chen X S, Quan Z J, Xia S C, Lu W, Yuan H J 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 243501

[5] Hu W D, Chen X S, Quan Z J, Xia S C, Lu W, Ye P D 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 074501

[6] Xi G Y, Ren F, Hao Z B, Wang L, Li H T, Jiang Y, Zhao W, Han Y J, Luo Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7238 (in Chinese) [席光义、任凡、郝智彪、汪莱、李洪涛、江洋、赵维韩、彦军、罗毅 2008 物理学报 **57** 7238]

[7] Simin G, Yang J Z, Koudymov A, Adivarahan V, Yang J, Khan M A 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 033510

[8] Wang L, Hu W D, Chen X S, Lu W 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 054501

[9] Wang C, Quan S, Zhang J F, Hao Y, Feng Q, Chen J F 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 1966 (in Chinese) [王冲、全思、张金凤、郝跃、冯倩、陈军峰 2009 物理学报 **58** 1966]

[10] Hu W D, Chen X S, Zhou X C, Quan Z J, Lu W 2006 *Microelectronics Journal* **37** 613

[11] Braga N, Mickevicius R, Gaska R, Hu X, Shur M S, Asif K M, Simin G, Yang J 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 6409

[12] Wang L, Hu W D, Chen X S, Lu W 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 5730 (in Chinese) [王林、胡伟达、陈效双、陆卫 2010 物理学报 **59** 5730]

[13] Brag N, Mickevicius R, Gaska R, Shur M S, Asif K M, Simin G 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 4780

[14] Hu W D, Chen X S, Yin F, Zhang J B, Lu W 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 084502

[15] Wei W, Lin R B, Feng Q, Hao Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 467 (in Chinese) [魏巍、林若兵、冯倩、郝跃 2008 物理学报 **57** 467]

[16] Hao L C, Duan J L, 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 2746 (in Chinese) [郝立超、段俊丽 2010 物理学报 **59** 2746]

[17] Vetry R, Naiqain Zhang Q, Stacia Keller, Mishra K U 2001 *IEEE Trans. Electron Devices* **48** 560

[18] Kong Y C, Zheng Y D, Zhou C H, Deng Y Z, Gu S L, Shen B, Zhang R, Han P, Jiang R L, Shi Y 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 2320 (in Chinese) [孔月婵、郑有窠、周春红、邓永楨、顾书林、沈波、张荣、韩平、江若琰、施毅 2004 物理学报 **53** 2320]

[19] Bykhovski A D, Gaska R, Shur M S 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 24

[20] Liu L J, Yue Y Z, Zhang J C, Ma X H, Dong Z D, Hao Y 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 536 (in Chinese) [刘林杰、岳远征、张进城、马晓华、董作典、郝跃 2009 物理学报 **58** 536]

[21] Yu L S, Ying Q J, Qiao D, Lau S S, Boutros K S, Redwing J M 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 26

[22] Valentin O Turina, Alexander A 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 054501

- [23] Vitusevich S A, Danylyuk S V, Klein N, Petrychuk M V, Avksentyev A Yu, Sokolov V N, Kochelap V A, Belyaev A E, Tilak V, Smart J, Vertiatchikh A, Eastman L F 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 748
- [24] Gaska R, Osinsky A, Yang J W, Shur M S 1998 *IEEE Elect. Dev. Lett.* **19** 89
- [25] Feng Q, Tian Y, Bi Z W, Yue Y Z, Ni J Y, Zhang J C, Hao Y, Yang L A 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3014
- [26] Fan L, Hao Y, Zhao Y F, Zhang J C, Gao Z Y, Li P X 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2912

Current collapse effect, interfacial thermal resistance and work temperature for AlGaN/GaN HEMTs

Gu Jiang^{1)†} Wang Qiang^{2)‡} Lu Hong¹⁾

1) (Department of Physics and Electronic, Changshu Institute of Technology, Changshu 215500, China)

2) (School of Electronics and Information, Nantong University, Nantong 226019, China)

(Received 7 October 2010; revised manuscript received 22 October 2010)

Abstract

The effects of operating temperature and the interfacial thermal resistance on device are researched by using a two-dimensional numerical simulator. A comparison between the simulated results and the experiment data demonstrates that hot electrons make a significant contribution to the negative differential output conductance which will increase with the increase of the work temperature under low drain voltage, and under upper drain voltage, the self-heating effect is an important factor to the current collapse which will become more serious with the work temperature and interfacial thermal resistance increasing.

Keywords: AlGaN/GaN HEMT devices, hot electron effect, self-heating effect, current collapse effect

PACS: 71.55.Eq, 73.40.Lq, 73.61.-r

† Corresponding author. Email: gujiang_cit@yahoo.cn

‡ Corresponding author. Email: wang_q@ntu.edu.cn