

# SiC Schottky 结反向特性的研究

尚也淳 刘忠立 王姝睿

(中国科学院半导体研究所微电子研究与发展中心, 北京 100083)

(2001 年 11 月 27 日收到; 2002 年 2 月 2 日收到修改稿)

对 Ti/6H-SiC Schottky 结的反向特性进行了测试和理论分析, 提出了一种综合的包括 SiC Schottky 结主要反向漏电流产生机理的反向隧穿电流模型, 该模型考虑了 Schottky 势垒不均匀性、Ti/SiC 界面层电压降和镜像力对 SiC Schottky 结反向特性的影响, 模拟结果和测量值的相符说明了以上所考虑因素是引起 SiC Schottky 结反向漏电流高于常规计算值的主要原因. 分析结果表明在一般工作条件下 SiC Schottky 结的反向特性主要是由场发射和热电子场发射电流决定的.

关键词: SiC, Schottky 结, 反向特性, 隧穿电流

PACC: 7330, 7340G, 7340N

## 1. 引 言

SiC 兼有宽带隙, 高击穿电场, 高热导率和高饱和电子漂移速度的特点, 因此它可被应用于射频功率增益器件和低频功率控制器件中. SiC 的高击穿电场使 SiC SBD (Schottky 势垒二极管) 可成为高压、快速和低功耗应用相结合的最佳选择. 根据理论分析 SiC 高压 SBD 可工作在结温高于 400 °C 和击穿电压高于 5kV 的条件下. 虽然高压环境是 SiC 器件应用的一个重要领域, 但是在大的反向电压下, SiC Schottky 结的反向电流会增加很快, 在许多实验中发现, 反向漏电流的测量值要远远高于用热电子发射和隧道效应所计算的理论值, 这成了制约 SiC Schottky 器件进一步应用的关键问题. 为了更有效地对 SiC Schottky 器件的性能进行改进和优化, 就必须对 SiC Schottky 结反向漏电流的产生机理及其大小有一个数量上的认识. 围绕这一问题, 对 SiC Schottky 结的反向特性已经进行过许多研究<sup>[1-3]</sup>, 有些研究认为在正常的 SiC Schottky 结中存在低于正常势垒的小区域, Bhatnagar<sup>[4]</sup> 通过对 SiC Schottky 结的 EBIC 分析认为是 SiC 外延层中的缺陷造成了这种势垒的变化, 这种分析可以对 Schottky 结理想因子随温度的变化作出解释<sup>[5]</sup>. 基于 Wu<sup>[6]</sup> 的界面层势垒电子发射理论, Schröder<sup>[7]</sup> 认为反向偏压下 Ti/6H-SiC Schottky 结的界面层会对 Schottky 势垒产生影响, 但他却没有提出在反向偏压下 SiC Schottky 结漏电流的具

体模型.

本文研究了 SiC Schottky 二极管反向电压对其势垒的影响, 在研究中考虑了金属/SiC 界面层的作用和镜像力的作用, 提出了一种综合的反向隧道电流模型, 它把热电子发射电流也包含于隧穿电流之中, 该模型还考虑了势垒不均匀性对反向漏电流的影响, 从而很好地解释了测量到的反向偏压和漏电流的关系.

## 2. SiC Schottky 结反向漏电流的理论分析

### 2.1. 反向隧穿电流模型

对于金属/n型 SiC Schottky 结构, 在反向偏压下电子穿过 Schottky 势垒的机理主要有场发射 (FE), 热电子场发射 (TFE) 和热电子发射 (TE). 处于半导体费米能级  $E_F$  附近的电子隧穿过势垒称为场发射, 而当电子被激发到较高能量时, 所穿过的是一个薄而且低的势垒, 因此隧穿概率增加, 这种情况称为热电子场发射, 它所需的能量介于场发射和越过 Schottky 势垒顶部的热电子发射所需的能量之间. 假设 SiC Schottky 势垒为抛物线势垒, 以半导体内中性区为 0 势能点, 那么按照 WSK 近似, 在只考虑单能带的条件下, 能量为  $E$  的电子隧穿过势垒的概率  $T(E)$  为<sup>[7]</sup>

$$T(E) = \exp\left\{ \frac{2}{\hbar q} \sqrt{\frac{m_c \epsilon_s \epsilon_0}{N_d}} \left[ E \ln \left( \frac{\sqrt{E_b^*} + \sqrt{E_b^* - E}}{E} \right) \right] \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} & - \sqrt{E_b^*} \sqrt{E_b^* - E} \Big] \Big\} \\ & 0 < E < E_b^*, \\ & T(E) = 1 \quad E > E_b^*, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中  $q$  为单位电荷,  $h$  为 Planck 恒量,  $m_c$  为 6H-SiC 电子隧道有效质量<sup>[2]</sup>,  $\epsilon_s$  为 SiC 介电常数,  $N_d$  为 SiC 掺杂浓度,  $E_b^* = \phi_{br} + q|V_r| - q\zeta$ ,  $\phi_{br}$  为 Schottky 结反偏时的势垒高度,  $V_r$  为反向电压,  $\zeta$  为 SiC 平衡费米能级和导带间的差距,  $\zeta$  可根据 SiC 中杂质的离化程度来确定. 那么金属和 SiC 之间的隧穿电流密度可表示为<sup>[7]</sup>

$$\begin{aligned} J_T(\phi_{br}) &= \frac{qm_c k_B T}{2\pi^2 h^3} \int_0^\infty T(E) \ln\{ (1 + \exp[(-q\zeta - E)/(k_B T)]) (1 + \exp[(-q\zeta - E + |V_r|)/(k_B T)])^{-1} \} dE \\ &= \frac{qm_c k_B T}{2\pi^2 h^3} \int_0^\infty T(E) K(E) dE, \end{aligned} \quad (2)$$

式中  $k_B$  为 Boltzmann 常数,  $T$  为温度.

由(2)式可知,  $J_T(\phi_{br})$  可分为两部分, 一部分由  $E > E_b^*$  的电子电流组成, 在这部分电流中, 电子能量高于势垒, 隧穿概率为 1, 即电子可自由通过 Schottky 势垒, 这部分电流其实反映的正是热电子发射电流. 另一部分由  $E < E_b^*$  的电子电流组成, 这部分电流是电子隧穿过 SiC Schottky 结势垒的隧道电流, 它是场发射电流和热电子场发射电流的总和. 即

$$\begin{aligned} J_T(\phi_{br}) &= \frac{qm_c k_B T}{2\pi^2 h^3} \int_0^{E_b^*} T(E) K(E) dE \\ &+ \int_{E_b^*}^\infty T(E) K(E) dE \\ &= J_{FE+TFE} + J_{TE}. \end{aligned} \quad (3)$$

### 2.2 SiC Schottky 结界面层对势垒的影响

当在一金属/h 型 SiC Schottky 结上加一反向电压时, 其能带结构可用图 1 表示. 在图中  $W_m$  为金属功函数,  $\chi$  为 SiC 的亲能,  $\Delta$  为平衡条件下界面层两边的电势差, 界面层的宽度为  $\lambda$ ,  $q\Delta\phi_{bi}$  为镜像力所引起的势垒降低,  $V_{bi}$  为 Schottky 结的自建电势, 反向偏压  $V_r$  可被表示为

$$V_r = V_i + V_{semi}, \quad (4)$$

式中  $V_{semi}$ ,  $V_i$  分别为 SiC Schottky 结耗尽区的电压降和其界面层的电压降.

由于 SiC Schottky 结上的固定电荷和界面态电荷在总数量上与耗尽区电荷相比很小, 在平衡状态

下, 在金属中诱发的电荷密度  $Q_{m0}$  近似和平衡时的耗尽区电荷面密度  $Q_{s0}$  在数量上相等,  $Q_{s0}$  可表示为

$$Q_{s0} = \sqrt{2q\epsilon_s \epsilon_0 N_d (\phi_{b0} - \xi - k_B T/q)} = Q_{m0}, \quad (5)$$

式中  $\phi_{b0}$  是平衡时 SiC Schottky 势垒. 根据 Gauss 定律, 平衡时在界面层上的电压降为

$$\Delta = \frac{\lambda Q_{m0}}{\epsilon_i \epsilon_0} = \frac{\lambda Q_{s0}}{\epsilon_i \epsilon_0}, \quad (6)$$

其中  $\epsilon_i$  为界面层的介电常数. 同理, 在有反向偏压时, 界面层上的电压降为

$$\begin{aligned} \Delta + V_i &= \frac{\lambda Q_{mr}}{\epsilon_i \epsilon_0} = \frac{\lambda Q_{scr}}{\epsilon_i \epsilon_0} \\ &= \frac{\lambda \sqrt{2q\epsilon_s \epsilon_0 N_d (\phi_{b0} - \xi + |V_{semi}| - k_B T/q)}}{\epsilon_i \epsilon_0}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $Q_{mr}$ ,  $Q_{scr}$  分别为有反向偏压时金属中的诱发电荷密度和耗尽区电荷密度. 由(6)式和(7)式可得

$$V_i = \frac{\lambda(Q_{scr} - Q_{s0})}{\epsilon_i \epsilon_0}. \quad (8)$$

由于界面层的厚度为原子数量级, 它对电子几乎是透明的, 假定隧穿电子会完全通过界面层, 那么在反向偏压下, 考虑进界面层和镜像力对 Schottky 结势垒高度的影响, SiC Schottky 结的实际势垒可被表示为

$$\phi_{br} = \phi_{b0} - V_i - \Delta\phi_{bi}, \quad (9)$$

其中  $\Delta\phi_{bi} = \left[ \frac{q^3 N_d}{8\pi^2 (\epsilon'_s)^2 \epsilon_s \epsilon_0} (\phi_{b0} + |V_{semi}| - \xi - k_B T/q) \right]^{1/4}$ ,  $\epsilon'_s$  为 SiC 的高频介电常数,  $\epsilon'_s = 6.28\epsilon_0$ . 由以上分析可知,  $Q_{scr}$  会随着反向电压的增大而增大, 这使得在高反向偏压下, 界面层对 SiC Schottky 势垒的影响尤其显著.

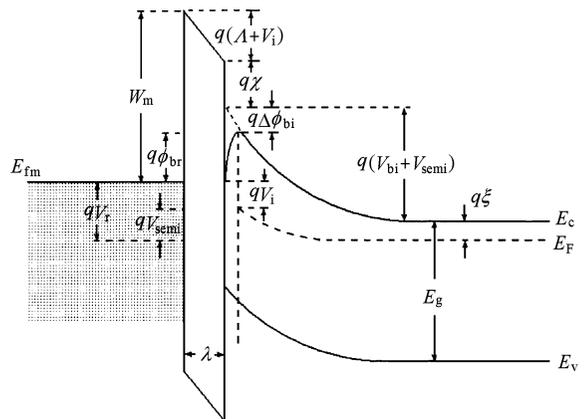


图1 非平衡条件下 SiC Schottky 结能带图

### 2.3 Schottky 势垒不均匀性的影响

在 SiC Schottky 结上存在的不可动离子和陷阱电荷是随机分布的, 这会造成金属/SiC 界面上电荷分布的不均匀, 再加上金属/SiC 界面自身的不平整<sup>[8]</sup>, 这导致了 SiC 表面势在一定的区域内发生变化, 从而引起 SiC Schottky 势垒的变化, 从统计角度来看, 这种势垒的变化会服从一定的分布<sup>[3]</sup>. 和先前的一些报道采用同样的方法<sup>[4,9]</sup>, 本文认为在金属/SiC 的界面上存在势垒降低的小区域, Schottky 势垒的降低量  $q\psi$  可用半正态分布表示为

$$P(\psi) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\delta} \exp\left[-\frac{\psi^2}{2\delta^2}\right] \quad \psi > 0, \quad (10)$$

其中  $\delta$  为 Schottky 结势垒变化的均方差.

考虑进界面层及镜像力因素对 SiC Schottky 势垒高度的影响, 在反向偏压下, 当金属/SiC 界面上某一点势垒降低量为  $q\psi$  时, 其反向电流密度就为  $J_T(\phi_{br} - \psi)$ . 那么对于整个 SiC Schottky 结来说, 总的反向电流就是对  $J_T(\phi_{br} - \psi)$  的积分.

$$J = \int J_T(\phi_{br} - \psi) P(\psi) d\psi. \quad (11)$$

### 3. Ti/6H-SiC Schottky 结的制作及测试

通过 CVD 在掺杂浓度为  $1.6 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ , 厚度为  $420 \mu\text{m}$  的 n 型 SiC 衬底上进行同质外延, 形成  $n^+n^-$  型的结构材料, 衬底晶向为 (0001)Si 面偏轴  $3.5^\circ$ , 外延层生长为非故意掺杂, 由于外延层在生长时受真空度的限制, N 原子会进入 6H-SiC 中替代 C 原子而成为施主杂质. 经测试, 生长的外延层掺杂浓度为  $5.5 \times 10^{15} / \text{cm}^3$ , 厚度为  $10 \mu\text{m}$ . 在 SiC 外延层上蒸发 Ti/Al 形成 Ti/SiC Schottky 接触, 并光刻出图形. 接着以蒸发的 Schottky 金属层作掩膜, 在 SiC 外延层上注入能量为  $20 \text{keV}$ , 剂量  $1 \times 10^{14} / \text{cm}^2$  的  $\text{Ne}^+$  离子来形成 SiC Schottky 二极管的边缘终端, 这样作可以减小反偏时集中在二极管边缘的电场, 从而提高 Schottky 二极管的反向击穿电压, 这步工艺是自对准完成的. 衬底背面的欧姆接触通过蒸 Al 来实现. 本文在不同的温度下用 Keithley 2400 对以上 6H-SiC Schottky 二极管的反向特性进行了测量.

### 4. 结果分析及讨论

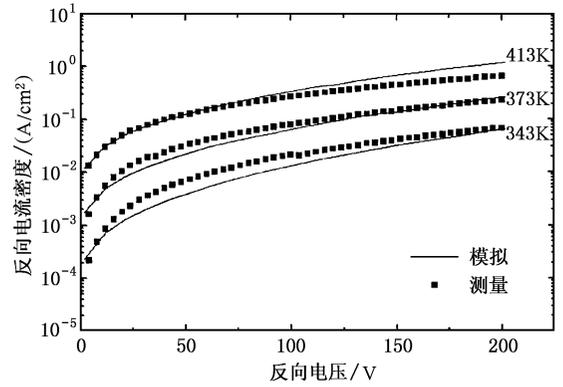


图2 Ti/6H-SiC Schottky 二极管的反向特性

果和实验测量数据的比较, 在模拟中考虑进了 Ti/SiC 界面层和镜像力对 SiC Schottky 势垒的影响以及 Schottky 结势垒的不均匀性. 模拟结果和测量数据的对比说明 SiC Schottky 结的反向特性可以整个用电子的隧穿过程来说明. 随着温度的升高, 电子的平均能量增大, 虽然相同能量的电子隧穿过势垒的概率保持不变, 但电子占据高能级位置的概率却增加, 而对于高能级的电子来说, 它穿过的是一个薄的势垒层, 所以隧穿概率大, 这就引起 Schottky 结的反向电流随着温度的升高而增大. 而当反向电压加大时, 电子场发射和热电子场发射的作用会增强, 再加上由于 Schottky 界面层压降及镜像力的作用而给势垒带来的降低, 这会使得反向电流随反向偏压的增加而增加很快. 在以上的理论分析中,  $\phi_{br} = 0.86 \text{V}$ <sup>[4]</sup>,  $\lambda/\epsilon_s = 0.1 \text{nm}$ ,  $\delta = 0.06 \text{V}$ .

为了说明 Ti/SiC 界面层压降和镜像力具体对 SiC Schottky 结反向特性的影响, 图 3 对以上 SiC Schottky 结 300K 时的反向电流进行了分析. 由图可知, 在模拟条件下, 如果不考虑 Schottky 界面层压降和镜像力的作用, 隧穿电流随反向电压的增大趋势并不明显. Schottky 界面层和镜像力是通过降低 SiC Schottky 结的势垒高度而使反向电流增大, 尤其在高反向电压时, 它们的作用会变得更加显著. 通过对图中各种模拟结果的比较可知, Schottky 界面层的作用与所加电压有关, 在反向电压较低时, Schottky 界面层上的电压降很小, 从而使得 Schottky 势垒的降低量很小, 而镜像力的作用与 Ti/SiC 结构中 SiC 的表面势有关, 即使在反向电压为 0 的情况下, SiC 的表面势也不为 0, 镜像力的作用就依然存在. SiC Schottky 结的实际反向特性应是其 Schottky 界面层和镜像力对其隧穿电流共同作用的结果.

图2 示出了 SiC Schottky 结反向特性的模拟结

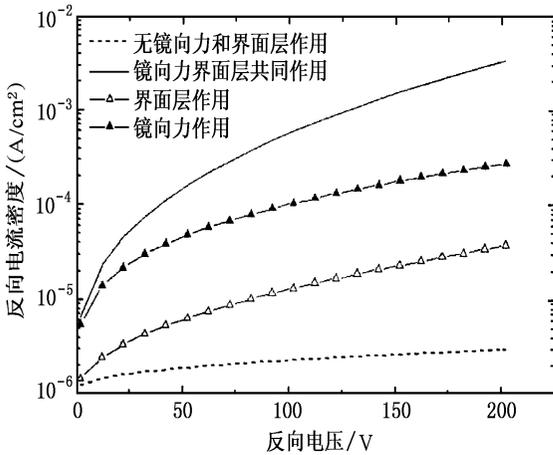


图3 Schottky 界面层压降和镜像力对 SBD 反向特性的影响

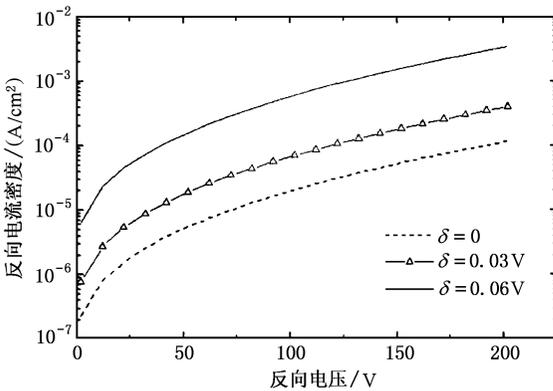


图4 势垒不均匀性对 Schottky 结反向特性的影响

图4 示出了当势垒变化均方差  $\delta$  为不同值时 SiC Schottky 结的反向特性, 其中  $T=300\text{K}$ .  $\delta$  实质上是 Schottky 势垒降低量分布的一个量度,  $\delta$  增大代表着势垒的不均匀性增大,  $\delta$  减少代表势垒分布更趋向于同一个值. 如果势垒的变化  $\psi$  分布在一个宽的区域, 那么就会引起 Schottky 势垒的普遍降低, 从而使得 Schottky 结的反向隧道电流增大, 而当  $\psi$  分布在一个窄的区间中时, 势垒不均匀性对 Schottky 结电特性的影响就不会明显.

当电子的能量大于  $E_b^*$  时, 电子就会直接越过 Schottky 势垒, 这部分电流为热电子发射电流. 为了说明问题, 图5 分别采用传统的热电子发射模型和本文的模型, 只是计算了当 SiC 外延层掺杂浓度为  $1 \times 10^{17} / \text{cm}^3$  和  $1 \times 10^{18} / \text{cm}^3$  时 SiC Schottky 结的反向热电子发射电流, 并且没有计入 Schottky 势垒不均匀性的作用. 由图5 可知, 在低的掺杂浓度下, 用本文模型计算的反向热电子发射电流与传统方法计算

的结果完全吻合. 而对于高掺杂情况, 当反向电压较低时, 本文的计算结果和传统方法计算的结果也相符, 只有在反向电压进一步增大时, 两者的计算结果才出现差异. 这是由于在高掺杂及高的反向电压下, Schottky 界面层压降和镜像力所引起的势垒降低已经超过了 SiC Schottky 结 0 偏压时的势垒高度, 在这种情况下, 传统的热电子发射模型在机理上已经不能成立, 而本文的模型却可根据电子隧穿来计算这部分能够越过 Schottky 势垒的电流. 可见用本文的模型来研究 Schottky 结的反向漏电流会具有更大的适用性.

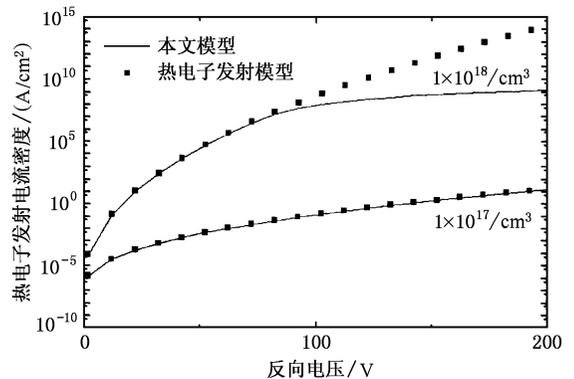


图5 Schottky 结的反向热电子发射电流与反向电压的关系

图6 反映了在不同温度下, 外延层掺杂浓度为  $1 \times 10^{16} / \text{cm}^3$  的 SiC Schottky 结反向电流的构成. 一般来说, SiC Schottky 二极管的反向电流主要由穿过势垒的隧道电流和越过势垒的热电子发射电流组成, 在温度不高的条件下, 隧道电流决定着 Schottky 结反向电流的大小, 反向热电子发射电流在整个反向漏电流中所占的比例很小, 可以忽略不计. 但随着温度的升高, 电子的平均能量增大, 就有越来越多的电子具有足够的能量能够越过势垒, 从金属发射到 SiC 中, 从而使得在整个反向漏电流中热电子发射电流所占的比例会越来越大.

图7 说明了在 300K 时, 隧道电流和反向热电子发射电流在整个 Schottky 反向漏电流中所占的份额随 SiC 外延层掺杂浓度的变化. 由图可知, 当 SiC 中的掺杂浓度提高到  $1 \times 10^{17} / \text{cm}^3$  时, 隧道电流  $J_{\text{FE}+\text{TE}}$  要高出热电子发射电流  $J_{\text{TE}}$  将近两个数量级, 整个 Schottky 结反向电流的大小完全由隧道电流来决定, 这是由于随着 SiC 外延层掺杂浓度的提高, SiC Schottky 结耗尽区的宽度会变短, Schottky 结势垒变窄, 电子隧穿过势垒的概率会增大, 而对于越过

Schottky 势垒的电子来说, 其隧穿概率  $T(E)$  却不随 SiC 的掺杂浓度发生变化, 这就使得由场发射电流和热电子场发射电流组成的隧道电流在总的 Schottky 反向电流中所占的比例越来越大。

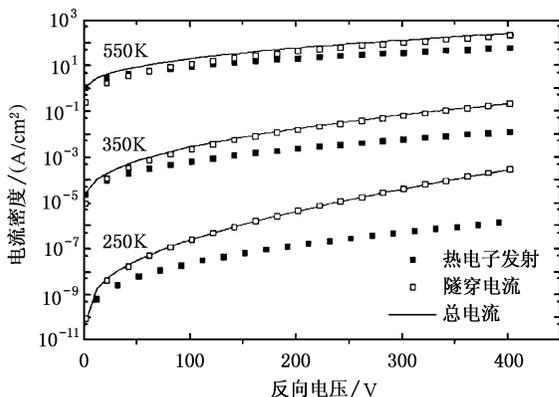


图 6 温度对 Ti/6H-SiC SBD 反向电流的影响

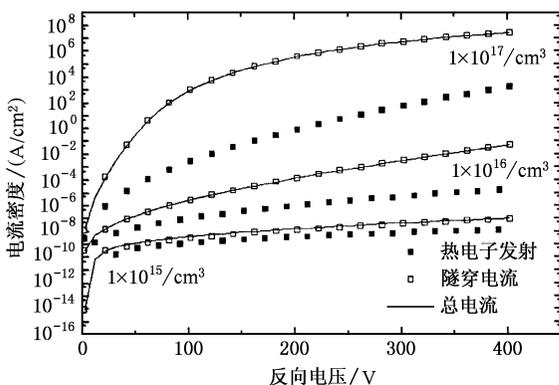


图 7 SiC 掺杂浓度对 6H-SiC SBD 反向特性的影响

## 5. 结 论

当前 SiC SBD 反向漏电流的测量结果普遍高于它的理论计算值<sup>[4,9]</sup>, 这表明必然存在着其他的因素影响着 SiC SBD 的反向电流产生机制. 本文从试验测量和理论分析两方面对 SiC SBD 的反向特性进行了研究, 结果表明, 实际 SiC SBD 的反向漏电流高于理论值的原因在于以下两点: 1) 随着 SiC SBD 反向电压的增大, Ti/SiC 界面层上的电压降会增大, 镜像力的作用也会增强, 这使得在反向偏压下实际的 Schottky 势垒高度要低于 0 偏压时的势垒, Schottky 势垒的降低会引起反向漏电流的升高. 2) 由于 SiC Schottky 势垒不均匀性的影响, 即是由于在 Ti/SiC 的界面上存在着势垒降低的小区域, 这也会引起反向漏电流的增大. 基于以上分析, 本文提出了一种综合的 SiC Schottky 结反向漏电流的隧穿模型, 在模型中考虑了以上各种因素对 Schottky 势垒的影响, 这个模型的特点在于它包括了 Schottky 结反向电流产生的主要三种机制, 即场发射, 热电子场发射和热电子发射, 它把热电子发射电流当作隧穿概率为 1 的隧穿电流来处理. 分析表明, 在掺杂浓度不高的情况下, 用本文模型和传统热电子发射模型计算的反向热电子发射电流安全吻合, 而且本文的模型还具有更广的适用性. 对 Schottky 结反向漏电流组成成分的分析说明了在一般工作条件下, 穿过 Schottky 势垒的隧道电流  $J_{FE+TFE}$  决定着反向漏电流的大小. 用本文所提出的模型能够很好地解释所测量到的 Ti/6H-SiC Schottky 结反向特性.

[1] Schröder C and Heiland W 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 1957  
 [2] Crofton J and Sriram S 1996 *IEEE trans. Elec. Dev.* **43** 2305  
 [3] Zheng L and Joshi R P 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 3701  
 [4] Bhatnagar M, Baliga B J and Kirk H R 1996 *IEEE trans. Elec. Dev.* **43** 150  
 [5] Wemer J H and Güttler H H 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 1522  
 [6] Wu C Y 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 3786

[7] Crofton J and Barnes P A 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 7660  
 [8] Shang Y C, Zhang Y M and Zhang Y M 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1350 (in chinese)[尚也淳, 张义门, 张玉明 2001 物理学报 **50** 1350]  
 [9] Defives D, Noblanc O and Dua C 1999 *IEEE trans. Elec. Dev.* **46** 449

# Study on the reverse characteristics of Ti<sub>6</sub>H-SiC Schottky contacts

Shang Ye-Chun Liu Zhong-Li Wang Shu-Rui

(*Microelectronics R & D Center, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

(Received 27 November 2001; revised manuscript received 2 February 2002)

## Abstract

The reverse  $I(V)$  measurement and analytic calculation of the electron transport across a Ti<sub>6</sub>H-SiC Schottky barrier are presented. Based on the consideration of the barrier fluctuations and the barrier height shift caused by image charge and the applied voltage drop across Ti<sub>6</sub>H-SiC interfacial layer, a comprehensive analytical model for the reverse tunneling current is developed using a WKB calculation of the tunneling probability through a reverse biased Schottky barrier. This model takes into account the main reverse conduction mechanism, such as field emission, thermionic field emission and thermionic emission. The fact that the simulated results are in good agreement with the experimental data indicates that the barrier height shift and barrier fluctuation can lead to reverse current densities orders of magnitude higher than that obtained from a simple theory. It is shown that the field and thermionic field emission processes, in which carriers can tunnel through the barrier but cannot surmount it with insufficient thermal energy, dominate the reverse characteristics of a SiC Schottky contacts in a normal working condition.

**Keywords:** SiC, Schottky contacts, reverse characteristics, tunneling current

**PACC:** 7330, 7340G, 7340N