

4H-SiC pn 结型二极管击穿特性中隧穿效应影响的模拟研究

吕红亮 张义门 张玉明

(西安电子科技大学微电子所, 西安 710071)

(2002 年 11 月 19 日收到 2003 年 2 月 25 日收到修改稿)

基于 4H-SiC 材料特性,建立了 4H-SiC pn 结型二极管的击穿模型.该模型在碳化硅器件中引入雪崩倍增效应和隧穿效应.利用该模型,分析了隧穿效应对器件击穿特性的影响,解释了不同的温度和掺杂条件下,器件的击穿机理.该模型较好地反映了实际器件的击穿特性.

关键词:4H-SiC, 二极管, 击穿特性, 隧穿效应, 碰撞离子化, 模型

PACC: 7210, 7220, 7280, 4410

1. 引 言

4H-SiC pn 结型二极管应用领域是性能优越的大功率开关器件,在高温大功率电子中将发挥重要的作用.另外, pn 结存在于很多功率器件,如 MOSFET, JFET, 晶闸管等之中.对 pn 结高压击穿特性的模型和模拟研究,是碳化硅器件击穿特性研究的基础,是碳化硅器件模型改进和完善的重要环节,直接影响到很多复杂器件的设计和研究.

对碳化硅结型二极管的击穿特性的研究一直得到研究者的高度重视.但是,实际碳化硅器件的材料生长和制造工艺中存在的微管缺陷和边缘效应,影响到器件的击穿特性,早期得到的实验数据相对比较分散^[1].因此, pn 结中的高电场特性和击穿特性还没有得到很好的研究和描述.

近年来,碳化硅材料生长工艺得到了很大改进,长期阻碍碳化硅器件发展的微管缺陷密度得以降低.同时,很多研究者致力于改进实验方法,得到了较为集中和准确的实验数据. Neudeck 等人采用同步 x 射线白束图形法(synchrotron white beam x-ray topography, SWBXT),排除了微管和初等螺旋位错的干扰^[2]. Raghunathan 和 Baliga 对具有氩注入终端的肖特基二极管进行测试,采用脉冲电子束感应电流法(P-EBIC)直接得到碰撞离子化倍增系数,排除了缺陷和边缘效应对测量结果的影响^[3].这些实验结果为

碳化硅二极管击穿特性的模拟和研究提供了宝贵的数据基础.

在掺杂较高的二极管中,直接隧穿(band to band tunneling, BTBT)效应是一个重要因素.在硅基器件中,这一现象得到较为充分的研究^[4,5].而在碳化硅器件模型研究中,则一直认为碳化硅禁带宽度大,击穿主要是由于雪崩碰撞离子化引起,不需要考虑隧穿效应对击穿电压的影响.但是,高掺杂二极管的实验研究表明,测量结果与雪崩碰撞离子化理论结果存在以下矛盾.

1) 实际击穿电压比雪崩击穿模拟结果小.

2) 实际击穿电压温度系数不符合雪崩击穿理论规律.

为了更准确的描述碳化硅器件的击穿特性,减小理论和实验数据之间的误差,本文在采用目前普遍认可的碳化硅材料参数的基础上,建立了雪崩碰撞离子化和直接隧穿相结合的击穿模型.并且对 4H-SiC pn 结型二极管击穿特性中的隧穿效应进行模拟研究,分析了隧穿效应对器件击穿特性的影响.

2. 模 型

利用半导体器件模拟器(MEDICI),我们建立了基于漂移-扩散理论的自洽器件模型,其中所采用的迁移率模型、部分电离模型能够很好的反映碳化硅器件的电学特性^[6].在这里详细介绍碰撞离子化模型、

隧穿模型.

2.1. 碰撞离化模型

$$G^{\parallel} = \alpha_{n,ai} \cdot \frac{J_n}{q} + \alpha_{p,ai} \cdot \frac{J_p}{q}, \quad (1)$$

其中 G^{\parallel} 为碰撞离化产生率, α_n 和 α_p 分别为电子和空穴的碰撞离化系数, J_n 和 J_p 分别是电子和空穴的电流密度, q 为电子电量. 碰撞离化系数可以表示

为电场的函数

$$\alpha_{\beta,ai} = \alpha_{\beta,ai}^{\infty}(T) \cdot \exp\left[-\left(\frac{F_c(T)}{F_{\beta,\parallel}}\right)^{\exp\beta}\right] \quad (\beta = n, p), \quad (2)$$

$$\alpha_{\beta,ai}^{\infty}(T) = A_{\beta} + B_{\beta} \cdot T \quad (\beta = n, p), \quad (3)$$

其中, F_{\parallel} 代表沿积分方向的电场强度. 式中 β 取 n 和 p 分别代表电子和空穴物理量, 参数物理意义和取值在表 1 中列出.

表 1 碰撞离化模型参数表

符号物理意义	临界电场 F_c (V/cm)	指数拟和系数 exp	离化常数 A/cm^{-1}	温度系数 $B/(cm \cdot K)^{-1}$
电子 n	1.5×10^7	1.15	4×10^5	0
空穴 p	1.79×10^7	1.00	6.3×10^6	-1.07×10^{-4}

从表 1 中可以看到电子具有更低的有效质量和更大的迁移率, 它的碰撞离化系数也比较小, 这是由于沿 c 轴方向, 电子能谱不连续, 没有发生声子的碰撞隧穿, 不可能达到离化阈值. 另一个原因是, 在布里渊区的边界处发生布拉格反射, 使高能载流子发生能量损失^[7].

2.2. 隧穿模型

在击穿电压附近, p_n 结耗尽层上的压降高达上百甚至上千伏, 能带发生极大的弯曲, 图 1 显示了在偏压 V_R 下 p^+n 结的能带图. 只有位于 E_{vp} 到 E_{cn} 之间的能级才可能发生直接隧穿. $E_i(x)$ 是禁带中央能级, X_1 和 X_2 定义出可能发生隧穿的禁带中央的范围. 在每一个能级上隧穿的概率可以近似由 WKB 积分给出^[5]

$$T = \exp\left(-\int_{X_1}^{X_2} 2K_x(x) dx\right), \quad (4)$$

这里, K_x 是沿隧穿方向的镜像波矢. 禁带中央对位置的函数由 Kane 近似的写为

$$K_x(\epsilon_m) = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2 E_g}} \cdot \sqrt{\left(\frac{E_g}{2}\right)^2 - \epsilon_m^2 + E_g E_+}, \quad (5)$$

这里的 m^* 和 E_g 分别是传输有效质量和禁带宽度, 对 4H-SiC 材料, 取值为 $m^* = 0.2m_0$, $E_g = 3.26$ (300K). E_+ 是沿隧穿方向的电子动能. ϵ_m 定义为 $\epsilon_m(x) = E_m(x) - E$. 从(5)式可以得到, 当 $\epsilon_m = 0$, K_x 取最大值.

一维电场下 BTBT 电流的计算表达式为

$$J_{BB} = \frac{qm^*}{2\pi^2 \hbar^3} \int_{E_{cn}}^{E_{vp}} dE [f_{FD}[E - E_{fp}]]$$

$$- f_{FD}[E - E_{fn}]] \int_0^{E_0, \max} dE_+ T(E, E_+), \quad (6)$$

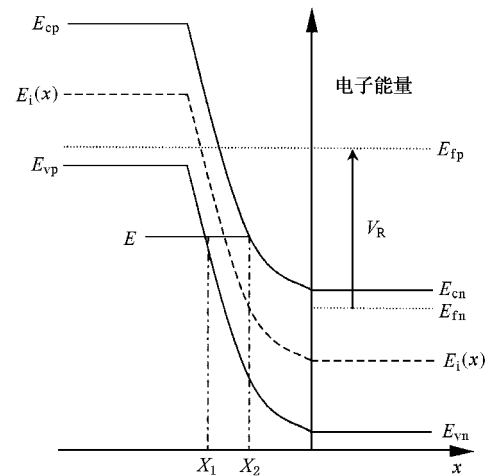


图 1 4H-SiC pn 结能带示意图

上式包含了三层积分: 1) 能量积分, 其中包括了态密度的 Fermi-Dirac 分布函数 f_{FD} . 2) 垂直于隧穿方向上的能量积分, 上限可以取到无限大. 3) WKB 积分, 计算每一个 (E, E_+) 上的隧穿概率.

设均匀电场为 F 积分求出(4)式的解析结果

$$T(E_+)_F = \exp\left(-\frac{\pi \sqrt{m^*} E_g^{3/2}}{2\sqrt{2} q F \hbar}\right) \cdot \exp\left(-\frac{2\pi \sqrt{m^*} E_+}{2qF\hbar \sqrt{E_g}}\right). \quad (7)$$

将(7)式代入(6)式, 在单位体积内积分, 可以得到单位时间单位体积内由直接隧穿产生的载流子数, 即隧穿产生率

$$G^{BB}(F) = \frac{\sqrt{2m^*} q^2}{4\pi \hbar^2} \cdot \frac{F^2}{E_g^{1/2}}$$

$$\cdot \exp\left(-\frac{\pi\sqrt{m^*}}{2\sqrt{2}qh}\frac{E_g^{3/2}}{F}\right)(\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}). \quad (8)$$

3. 模拟结果与分析

模拟所采用的 4H-SiC 二极管是 $p^+ - n - n^+$ 结构, 如图 2 所示. 器件衬底为掺杂 n^+ , 所选择的是 (0001) Si 面偏离 5° 方向. 衬底上生长 n 型外延, 厚度约为 $4\mu\text{m}$, 这一厚度保证器件不发生穿通. 其上再生长 p^+ 外延.

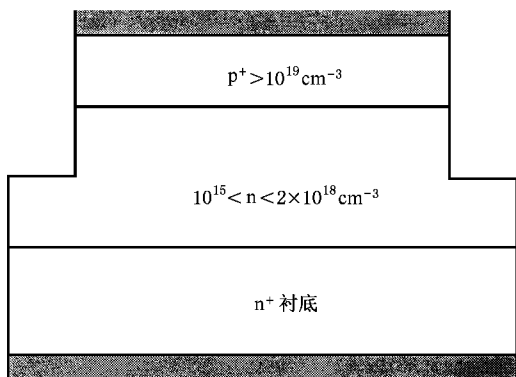


图 2 4H-SiC $p^+ n$ 结型二极管截面图

3.1. 器件内部物理量的分布

对上述器件进行计算, 得到器件内部物理量的分布, 以全面的阐明模型模拟和物理分析.

图 3 显示了偏置在击穿电压附近, 器件内部电场和产生率的分布曲线. $p^+ n$ 冶金结在 $x = 1\mu\text{m}$ 处. 耗尽层宽度约为 $0.5\mu\text{m}$, 这与文献 [3] 的结果基本相符. 在耗尽层中的电场为三角分布, 电场强度峰值高达 $3 \times 10^6 \text{V/cm}$ 以上. 在这一区域既发生了雪崩碰撞离化, 也发生了直接隧穿. 从图中可以看到, 碰撞离化产生率和直接隧穿产生率同时在 $p^+ n$ 结上达到峰值 $3.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ 和 $6.8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$, 后者几乎是前者的 2 倍.

通过 $p^+ n$ 结的电流密度如图 4 所示. 在反向偏置接近击穿电压附近, p^+ 区电子电流的数值很小, 在 $p^+ n$ 结耗尽层中迅速增大, 到达耗尽层和 n 区的边缘处时略有减小, 最后达到稳定的数值. 而空穴以相反的规律传输, 产生电流在耗尽层中达到峰值 $2.8 \times 10^{-5} \text{A/cm}^{-3}$. 而在中性区, 稳定的电流密度为 $1.5 \times 10^{-5} \text{A/cm}^{-3}$.

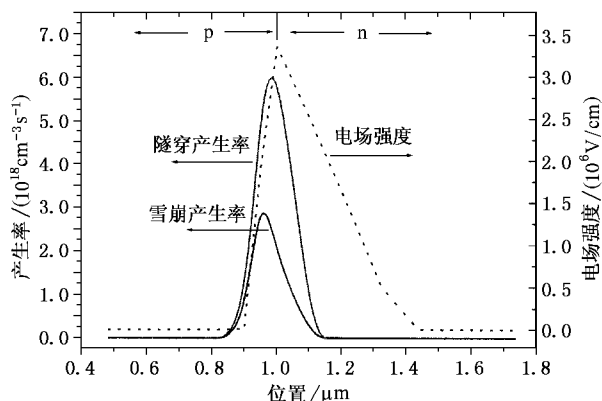


图 3 器件内部电场强度和产生率的分布

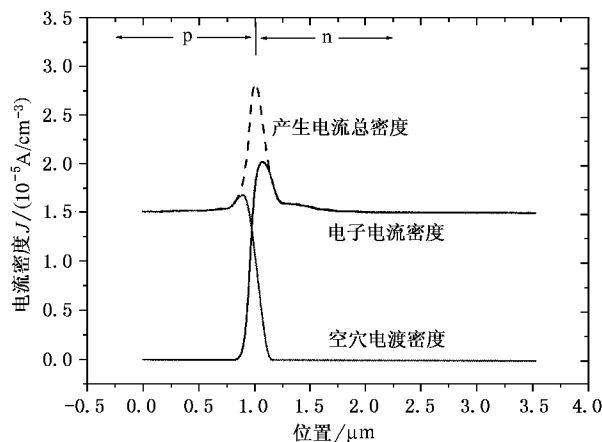


图 4 器件内部电流密度的分布图

3.2. 器件击穿特性

图 5 显示了电流密度倍增因子随反向电压变化的曲线. 图中的三组数据分别来自文献 [2] 的实验结果、采用传统离化积分计算结果和采用本文的模型计算的结果. 传统模型结果在 120V 左右发生明显倍增效应, 而采用本文的新模型计算, 倍增效应发生在约 70V 左右, 二者具有明显的差别. 后者能够准确地反映实验结果.

为了反映不同温度条件下, 器件隧穿效应的对器件击穿特性的影响, 我们对 $290\text{K} - 673\text{K}$ 温度范围内, 器件的击穿特性进行了模拟, 研究结果示于图 6. 在掺杂浓度为 $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 的器件中, 雪崩模型计算得到的击穿电压数值比实际测量值大. 击穿电压值随着温度的增大而减小, 这与文献中的理论雪崩击穿规律是一致的 [3]. 但是实际的器件测量结果随着温度的增大没有明显的增大. 而我们的模型计算

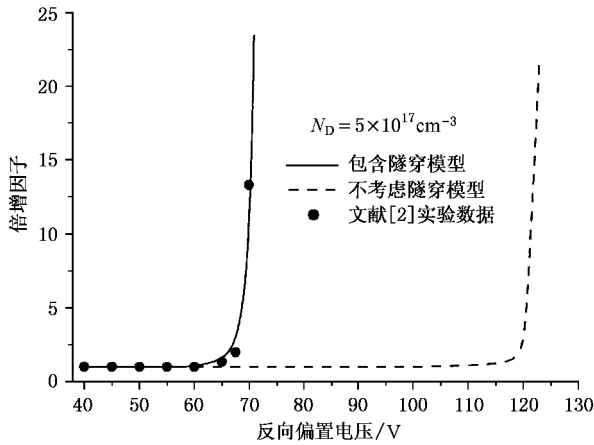


图5 电流密度倍增因子随反向电压变化关系曲线

结果和实际测量结果在数值和变化趋势上能够较好的符合。

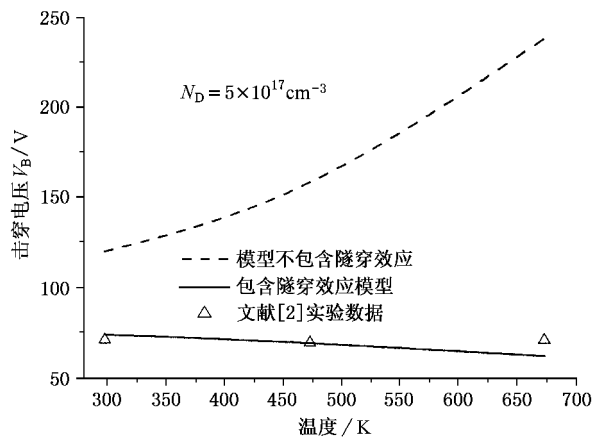


图6 器件击穿电压随温度变化的关系曲线

为了反映不同掺杂浓度器件中,隧穿效应的影响程度,我们对一定的掺杂范围内器件的击穿特性进行了模拟.器件的基本结构不变,对n区的厚度作相应的调整,以避免发生器件穿通,干扰模拟结果.图7显示了掺杂浓度在 $3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 到 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 范围内,器件击穿电压计算值和实验值的比较.在浓度较低的区域,不同模型计算得到的击穿电压值非常接近.随着掺杂浓度的增大,两条曲线发生偏离.

从以上的模拟结果可以将高掺杂 4H-SiC 二极管的击穿特性可以解释为:随着反向电压的增大,器件耗尽区内的电场增大.由于耗尽层宽度很窄,而且电场强度呈三角形分布(如图3所示),达到雪崩碰撞离化临界电场的距离很短,远小于有效碰撞离化

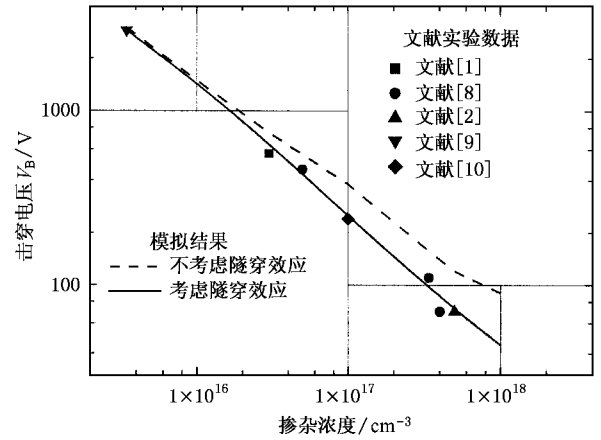


图7 器件击穿电压随掺杂浓度的变化关系曲线

积分长度,因此不能引起雪崩击穿.此时,强电场下电子的动能增大,而能带弯曲强烈,电子从p区价带向n区导带直接隧穿的概率增大.当电压继续增大,隧穿产生率和隧穿电流急剧增大,导致击穿的发生.

在高掺杂器件中,击穿特性中的隧穿效应十分重要,必须在模型中加以修正.在电流传输方程中,必须同时考虑稳态电流、碰撞离化产生电流和隧穿电流:

$$J_{\text{total}} = J_0(1 + M) = J_0(1 + M_{\text{II}} + M_{\text{BB}}) \quad (9)$$

其中 M_{II} 和 M_{BB} 分别是由雪崩碰撞离化和隧穿效应引起的倍增因子.在我们的模型中,充分考虑了二者的作用,图4和图5分别反映了器件电流传输特性和倍增效应.

击穿电压的温度系数是器件高温特性和击穿特性的重要部分,同时也是判断器件击穿机理的判据.由于4H-SiC的碰撞离化系数具有负温度系数^[3],因此器件的雪崩击穿电压随着温度的升高而增大,而隧穿效应却随着温度的增大而略有增强.随着温度升高,禁带宽度略微减小,因此,隧穿电压随着温度的升高而下降.理论计算和实验值的比较表明,在实验测量中^[2]较高掺杂器件的击穿电压并没有随着温度的升高而上升.理论计算和实验值的比较(图6)表明,雪崩碰撞模型不能很好的模拟较高掺杂器件的击穿特性.一些基于雪崩理论的解析模型也因为忽略了碳化硅器件中的隧穿效应而不能得到理想的结果^[11].本文模型充分考虑了隧穿效应的影响,在电流传输中引入了隧穿和雪崩两种倍增效应,能够较好地反映器件的高温击穿特性.

雪崩倍增和直接隧穿效应是击穿特性中的两个重要因素,而器件的掺杂浓度又影响到二者的作用.

在低掺杂 ($< 7.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) 器件中, 击穿特性主要由雪崩倍增决定, 隧穿效应并不明显, 这一点可以反映在图 7 中, 两种模型计算得到的击穿电压几乎相同. 随着掺杂浓度的增大, 耗尽层减薄, 电场峰值增大至 3 MV/cm 以上, 隧穿效应逐渐加强, 两种模型计算得到的击穿电压数值出现差异. 在较高的掺杂浓度 ($> 2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 下, 隧穿效应在器件击穿特性中的作用不可忽视, 实际器件的击穿电压比雪崩模型的理论计算值小. 然而, 这样的掺杂浓度在 4H-SiC 的器件中是常常采用的. 在全面考虑两种效应的影响时, 计算结果在所研究的掺杂浓度范围内能够符合实验结果^[8-10].

总结 4H-SiC pn 结击穿的实验和模拟结果并参考硅和锗半导体 pn 结击穿的数据^[12], 可以得到隧穿效应影响对不同半导体器件击穿特性的影响, 列于表 2.

从以上数据可以看到, 隧穿效应对碳化硅器件的击穿特性影响比其他半导体材料器件影响更为显著. 这一点必须在碳化硅器件的相关模型中给予充分的考虑. 另外, 考虑了陷阱效应之后, 器件的击

穿特性中的隧穿效应将更为显著^[13].

表 2 各种半导体隧穿效应对 pn 结击穿特性的影响

	隧道击穿		雪崩击穿	
	掺杂浓度/ cm^{-3}	击穿电压/V	掺杂浓度/ cm^{-3}	击穿电压/V
Si	$> 6 \times 10^{17}$	< 4.5	$< 3 \times 10^{17}$	> 6.7
Ge	$> 1 \times 10^{18}$	< 2.7	$< 1 \times 10^{17}$	> 4.0
4H-SiC	$> 2.5 \times 10^{17}$	< 100	$< 9 \times 10^{16}$	> 250
温度系数	负温度系数		正温度系数	

4. 结 论

在 4H-SiC pn 结中, 隧穿效应对击穿电压的影响与掺杂浓度有关, 在较高掺杂器件中, 隧穿效应明显, 是不能忽略的. 它使实际 pn 结的击穿电压比由雪崩击穿预计的值低得多. 由于隧穿效应的作用, 随着温度的升高, 较高掺杂 pn 结的击穿电压不会增大. 本文给出的模型综合考虑了雪崩碰撞离化和隧穿效应, 能够较好地反映器件的击穿特性.

- [1] Palmour J W *et al* 1994 *MRS Symposia Proc.* **339** 133
 [2] Philip G. Neudeck, Wei Huang 1999 *IEEE Transactions on Electron Devices* **46** 480
 [3] Raghunathan R and Baliga B J 1999 *Solid-State Electronics* **43** 200
 [4] Hurkx G A M, de Graaff H C, Kloosterman W J and Knuvers M P G 1992 *IEEE Transactions on Electron Devices* **39** 2094
 [5] Adar R 1992 *IEEE Transactions on Electron Device* **39** 976
 [6] Lü H L *et al* 2001 *J. Xidian University* **28** 776 (in Chinese) 吕红亮等 2001 西电学报 **28** 776]
 [7] Bellotti E, Nilsson H E, Brennan K 2000 *Journal of Applied Physics* **87** 3865
 [8] Konstantinov A O, Wahab Q, Nordell N and Lindefelt U 1998 *Materials Science Forum* **264 - 268** 513

- [9] Yuuki Negoro, Nao Miyamoto, Tsunenobu Kimoto *et al* 2002 *IEEE Transactions on Electron Devices* **49** 1505
 [10] Konstantin V. Vassilevski, Konstantinos Zekentes, Alexander V. Zorenko *et al* 2000 *IEEE Transactions on Electron Device Letters* **21** 485
 [11] Lee Y S, Han M K and Choi Y I 2001 *Journal of the Korean Physical Society* **39** 20
 [12] Sze S M 1981 *Physics of Semiconductor Devices* 2nd ed. New York: Wiley
 [13] Yang L A, Zhang Y M, Yu C L and Zhang Y M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 302 (in Chinese) 杨林安, 张义门, 于春利, 张玉明 2003 物理学报 **52** 302]

The simulation study of the tunneling effect in the breakdown of 4H-SiC pn junction diode

Lü Hong-Liang Zhang Yi-Men Zhang Yu-Ming

(*Microelectronics Institute , Xidian University , Xi 'an 710071 ,China*)

(Received 19 November 2002 ; revised manuscript received 25 February 2003)

Abstract

Based on the material data of 4H-SiC , we present a breakdown model for 4H-SiC pn junction diode , which includes both the avalanche impact ionization and the band-to-band tunneling . With this model , the influence of tunneling on the breakdown characteristics of the devices is analyzed . The breakdown mechanism at different temperatures and doping concentrations is explained , and the simulation results can give a nice description for the breakdown characteristics of real devices .

Keywords : silicon carbide , pn diode , breakdown , tunneling effect , impact ionization , model

PACC : 7210 , 7220 , 7280 , 4410