

# 基极注入强电磁脉冲对双极晶体管的损伤效应和机理\*

任兴荣<sup>†</sup> 柴常春 马振洋 杨银堂 乔丽萍 史春蕾

(西安电子科技大学微电子学院, 教育部宽禁带半导体材料与器件重点实验室, 西安 710071)

(2012年9月19日收到; 2012年10月23日收到修改稿)

建立了双极晶体管 (BJT) 在强电磁脉冲作用下的二维电热模型, 对处于有源放大区的 BJT 在基极注入强电磁脉冲时的瞬态响应进行了仿真. 结果表明, BJT 烧毁点位置随注入脉冲幅度变化而变化, 低脉冲幅度下晶体管烧毁是由发射结反向雪崩击穿所致, 烧毁点位于发射结柱面区; 而在高脉冲幅度下, 由基区 - 外延层 - 衬底组成的  $p-n-n^+$  二极管发生二次击穿导致靠近发射极一侧的基极边缘率先烧毁; BJT 的烧毁时间随脉冲幅度升高而减小, 而损伤能量则随之呈现减小 - 增大 - 减小的变化趋势, 因而存在一个极小值和一个极大值. 仿真与实验结果比较表明, 本文建立的晶体管模型不但能预测强电磁脉冲作用下 BJT 内部烧毁发生的位置, 而且能够得到损伤能量.

**关键词:** 双极晶体管, 强电磁脉冲, 烧毁点位置, 损伤能量

**PACS:** 85.30.Pq, 81.40.Wx

**DOI:** 10.7498/aps.62.068501

## 1 引言

随着半导体器件尺寸不断缩小, 半导体器件对外界电磁能量敏感度不断上升. 空间电磁脉冲有可能通过孔、缝或天线耦合等多种途径进入电子系统内部, 作用到敏感的半导体器件上, 产生干扰或破坏, 影响整个电子系统的正常工作, 严重时会造成电子系统丧失功能. 因此, 研究半导体器件在电磁脉冲作用下的损伤效应具有重要意义. 双极晶体管 (BJT) 作为一种典型的半导体器件, 研究其在强电磁脉冲作用下的损伤效应和机理对器件和电路的抗电磁辐射加固具有重要意义.

在电子线路中, 晶体管的共发射极接法应用最为广泛. 在共发射极接法中, 信号从基极输入, 从集电极输出. 因此, 强电磁脉冲 (EMP) 最有可能从基极和集电极耦合进入电路, 对其造成干扰或破坏. 针对 EMP 从集电极注入的情况, 国内外已有不少相关研究<sup>[1-11]</sup>, 而针对 EMP 从基极注入的情况报道却较少<sup>[12,13]</sup>. 文献 [12] 借助二维数值仿真研究

了 EMP 分别从集电极、发射极和基极注入时晶体管的瞬态响应, 通过分析 BJT 内部温度分布得到了基极注入最难烧毁的结论, 但是并未计算出基极注入时的烧毁时间和损伤能量, 因此该结论的正确性有待进一步验证. 文献 [13] 同样采用二维数值仿真研究了 EMP 从基极注入时器件内部的热点位置以及烧毁所需脉冲能量和功率与脉宽之间的关系, 通过比较 EMP 分别从基极和发射极注入时损伤能量的大小, 得出了基极注入较发射极注入更容易烧毁的结论. 文献 [12] 和 [13] 均是针对零偏压状态的 BJT 进行 EMP 注入研究, 而在大多数应用场合下 BJT 处于有源放大区, 因此有必要对处于有源放大区的 BJT 进行 EMP 注入的损伤效应和机理研究.

本文利用半导体工艺和器件仿真软件 ISE-TCAD 对处于有源放大区的 BJT 从基极注入 EMP 时的损伤效应进行了二维瞬态仿真, 分析了 BJT 烧毁的物理机理和热点的形成机制, 研究了 BJT 损伤能量与脉冲幅度之间的关系, 并与实验结果进行了比较.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60776034) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: renxr1986@126.com

## 2 器件结构

仿真采用的 BJT 是典型平面工艺制造的 Si 双扩散外延晶体管, 其二维结构示于图 1, 图中只画出了 BJT 的右半部分. 图中 E, B 和 C 分别代表发射极、基极和集电极;  $N^+$ , P, N-epi 和  $N^+$ -sub 分别代表重掺杂 n 型发射区、p 型基区、低掺杂 n 型外延层和重掺杂 n 型衬底. 发射结结深  $x_{je} = 0.4 \mu\text{m}$ , 集电结结深  $x_{jc} = 0.8 \mu\text{m}$ , 外延层厚度  $W_c = 1.2 \mu\text{m}$ , 衬底厚度为  $200 \mu\text{m}$ , 发射区横向宽度为  $7 \mu\text{m}$ , 基区横向宽度即沿  $x$  方向的总长度为  $20 \mu\text{m}$ , 集电结面积为  $400 \mu\text{m}^2$ . BJT 纵向 (沿  $y$  方向) 杂质分布如图 2 所示.

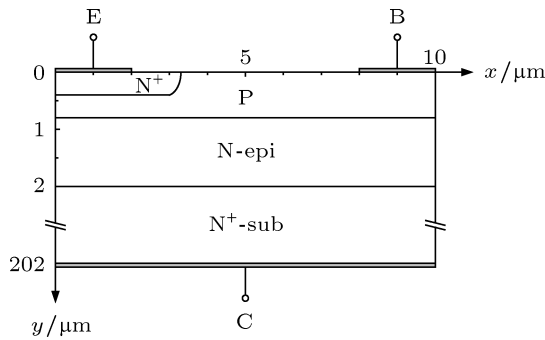


图 1 BJT 二维结构示意图

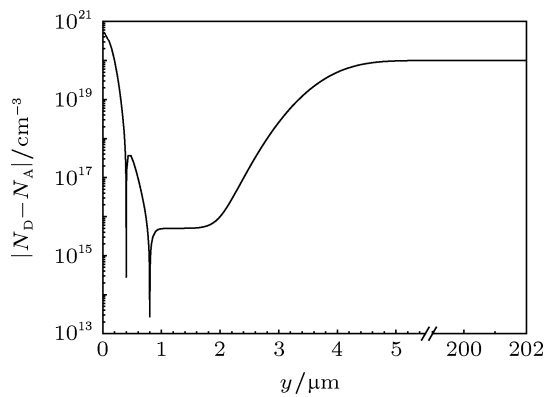


图 2 BJT 纵向 (沿  $y$  方向) 杂质分布

## 3 数值模型

模拟 EMP 作用时 BJT 的烧毁过程需要考虑自热效应. 计算由自热引起的器件内部的温度分布需要求解下面的热传导方程<sup>[14]</sup>:

$$c \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot \kappa \nabla T = -\nabla \cdot [(P_n T + \phi_n) \mathbf{J}_n + (P_p T + \phi_p) \mathbf{J}_p]$$

$$-\left(E_C + \frac{3}{2}k_B T\right) \nabla \cdot \mathbf{J}_n - \left(E_V - \frac{3}{2}k_B T\right) \nabla \cdot \mathbf{J}_p + qR(E_C - E_V + 3k_B T), \quad (1)$$

其中,  $\kappa$  是热导率,  $c$  是晶格热容,  $E_C$  和  $E_V$  分别为导带底和价带顶能量,  $R$  为复合率.

为了精确模拟自热效应对器件性能的影响, 还需要考虑器件内部温度分布对载流子输运过程的影响. 本文采用热力学模型模拟载流子的输运过程. 热力学模型对漂移-扩散模型在非等温情况下进行了扩展, 考虑了晶格温度梯度对电流密度的贡献. 考虑晶格温度梯度影响后的电子和空穴电流密度方程为:

$$\mathbf{J}_n = -nq\mu_n (\nabla \phi_n + P_n \nabla T), \quad (2)$$

$$\mathbf{J}_p = -pq\mu_p (\nabla \phi_p + P_p \nabla T), \quad (3)$$

其中  $P_n$  和  $P_p$  分别表示电子和空穴的绝对热电功率.

仿真时假定 BJT 的三个电极均为理想欧姆接触, 同时假定 BJT 只能通过集电极与外部交换能量, 且集电极与温度为 300 K 的理想热沉连接. 器件初始温度为 300 K, 而当 BJT 局部温度达到 Si 熔点 (1688 K) 时即认为器件被烧毁.

## 4 仿真结果与分析

仿真电路如图 3 所示. 考虑到反偏 pn 结较正偏更容易烧毁, 对处于有源放大区的 BJT, 从基极注入上升时间为 1 ns 的负阶跃电压脉冲.

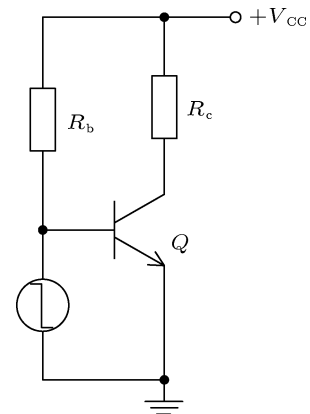


图 3 仿真电路示意图

### 4.1 低幅度电压脉冲作用下 BJT 的烧毁

图 4 示出了脉冲幅度为 50 V 时在烧毁时刻 BJT 内部的电场强度、电流密度和温度分布. BJT 在

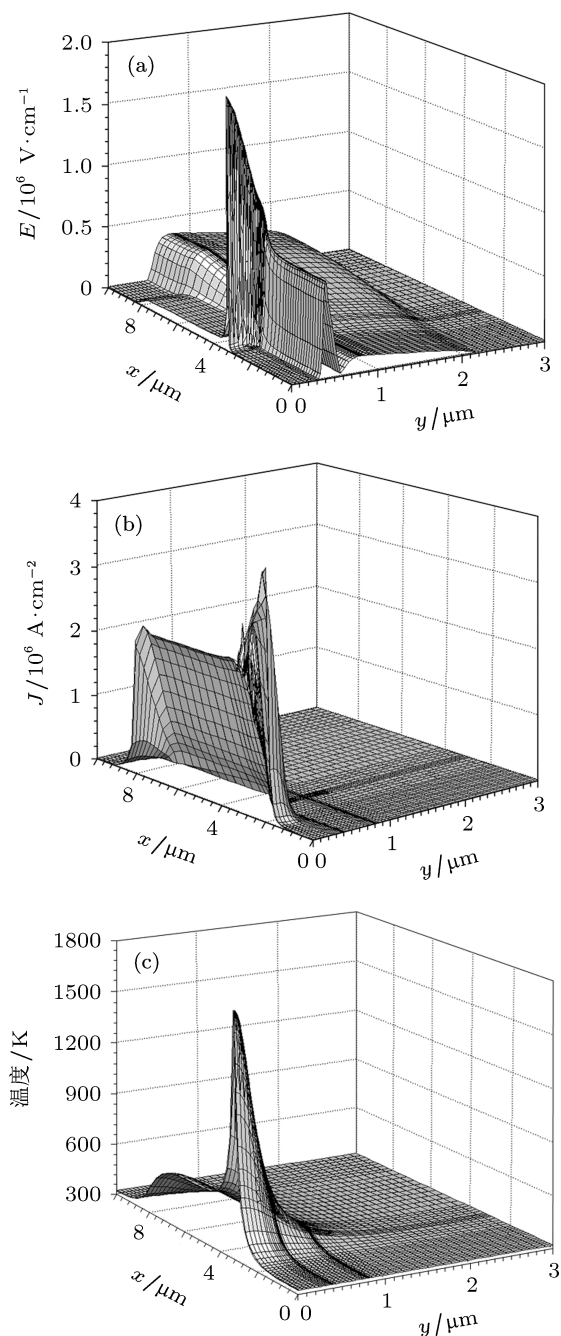


图4 脉冲幅度为 50 V 时 BJT 在烧毁时刻的电场强度、电流密度和温度分布 (a) 电场强度分布; (b) 电流密度分布; (c) 温度分布

有源放大状态下从基极注入负阶跃电压脉冲时, 基极电位随脉冲电压上升而降低, 发射结从正偏变成反偏, 同时集电结反偏压增大, 导致发射结和集电结空间电荷区宽度与电场强度均增大. 由于集电结空间电荷区宽度大于发射结, 因此发射结电场强度大于集电结电场强度, 且由于结曲率效应, 发射结边缘柱面区的电场强度大于平面区的电场强度, 如图 4(a) 所示, 电场峰值位于发射结边缘的柱面区.

发射结边缘柱面区率先发生雪崩击穿, 碰撞电离产生大量电子和空穴, 电子从发射极流出, 形成如图 4(b) 所示的从发射结边缘柱面区到发射极边缘的纵向电流通道; 而空穴从基极流出, 形成从本征基区到非本征基区的横向电流通道, 如图 4(b) 所示. 由于 BJT 内部电场强度和电流密度峰值均位于发射结边缘柱面区, 所以该区域的功率密度  $Q = J \cdot E$  远大于其他区域, 导致该区域温度迅速上升而使 BJT 烧毁, 如图 4(c) 所示.

## 4.2 高幅度电压脉冲作用下 BJT 的烧毁

图 5 示出了脉冲幅度为 100 V 时在烧毁时刻 BJT 内部的电场强度、电流密度和温度分布. 脉冲幅度为 100 V 时, 集电结反偏压超过其雪崩击穿电压, 集电结发生雪崩击穿, 雪崩倍增产生的电子被集电结电场扫向集电区形成集电极电流, 而空穴则进入基区形成基极电流的一部分. 随着电流密度的增加, 当外延层中的电子浓度超过施主杂质浓度  $N_D$  时, 集电区出现了负的净空间电荷, 空间电荷对电场的调制效应导致外延层内部电场减小, 两侧边界处电场增大, 在集电结的冶金结和外延层 - 衬底界面的  $n-n^+$  结形成了两个电场强度峰, 如图 5(a) 基极一侧的电场分布. 集电结雪崩击穿导致电子向外延层注入, 而  $n-n^+$  结雪崩击穿导致空穴向外延层注入, 形成了所谓的“双注入”, 此时由基区 - 外延层 - 衬底组成的  $p-n-n^+$  二极管发生了二次击穿<sup>[15,16]</sup>. 由于  $p-n-n^+$  二极管的二次击穿形成了从集电极到基极的电流, 使得靠近发射极的基极边缘电流密度超过了发射结柱面区电流密度, 成为电流密度峰值, 如图 5(b) 所示. 由于在高幅度电压脉冲作用下发射结和集电结都发生了击穿, 热量产生主要集中于发射结柱面区以及基极一侧的外延层. 由于靠近发射极一侧的基极边缘电场强度和电流密度均较大, 该区域温度迅速升高, 甚至会超过发射结柱面区温度而率先达到 Si 熔点, 从而导致 BJT 烧毁, 如图 5(c) 所示.

## 4.3 损伤能量与脉冲幅度的关系

图 6 示出了 BJT 损伤能量和烧毁时间随脉冲幅度的变化关系, 曲线大致分为三段.

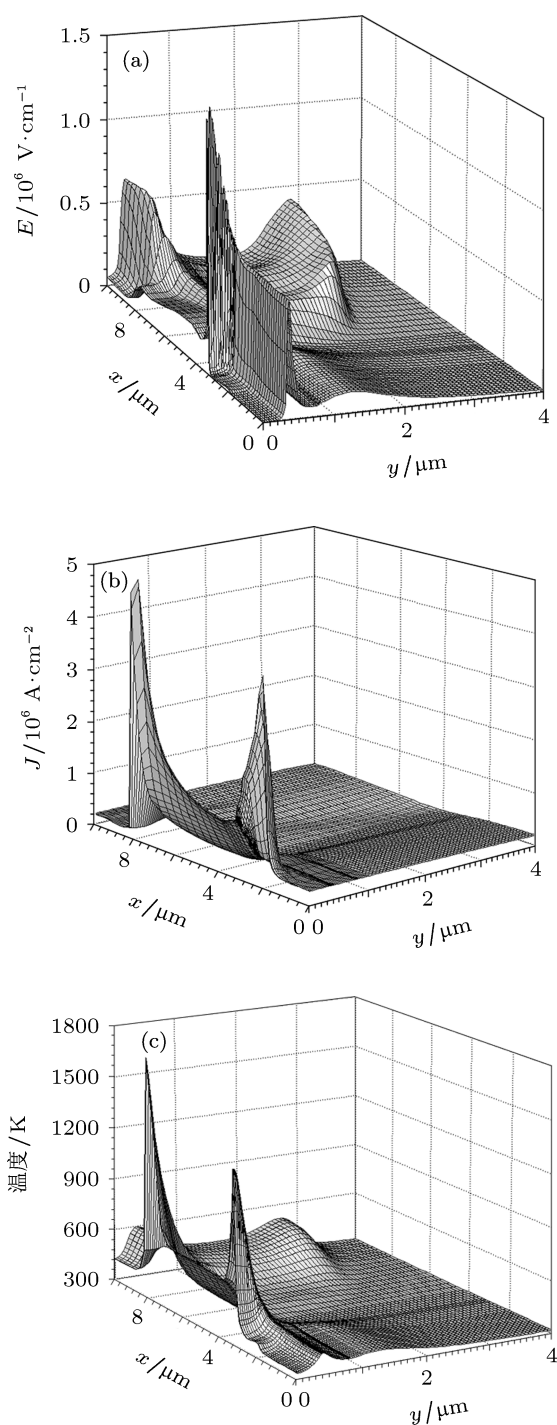


图5 脉冲幅度为 100 V 时 BJT 在烧毁时刻的电场强度、电流密度和温度分布 (a) 电场强度分布; (b) 电流密度分布; (c) 温度分布

1) 脉冲幅度在 30—60 V 时, 烧毁时间和损伤能量均随脉冲幅度上升而减小. 脉冲幅度小于 60 V 时, 只有发射结击穿, BJT 只有一个热点, 位于发射结柱面区. 脉冲幅度越高, BJT 功耗越大, 热点温度上升越快, 烧毁时间越短, 热点向周围扩散的能量越少, 因而损伤能量也越小.

2) 脉冲幅度在 60—80 V 时, 烧毁时间几乎不随脉冲幅度变化而变化, 损伤能量随脉冲幅度上升而增加. 脉冲幅度超过 60 V 时, 发射结和集电结均发生了击穿, 此时 BJT 内有两个热点, 一个位于发射结柱面区, 另一个位于靠近发射极一侧的基极边缘. 尽管 BJT 功耗随着脉冲幅度上升而增加, 发射结消耗的功率却几乎不变, 增加的功率几乎全部被集电结消耗, 因此烧毁时间几乎不变, 而损伤能量随脉冲幅度上升而增加.

3) 脉冲幅度在 80—120 V 时, 烧毁时间和损伤能量均随脉冲幅度上升而减小. 脉冲幅度超过 80 V 时, 靠近发射极一侧的基极边缘的温度上升速度超过了发射结柱面区而率先达到 Si 的熔点, 此时烧毁时间主要由集电结消耗的功率决定. 随着脉冲幅度升高, 集电结功耗增加, 从而烧毁时间减小, 发射结消耗能量减小, 因此损伤能量也减小.

综上所述, 随着脉冲幅度升高, 烧毁时间逐渐减小, 而损伤能量呈现减小 - 增大 - 减小的变化趋势, 存在一个极小值和一个极大值.

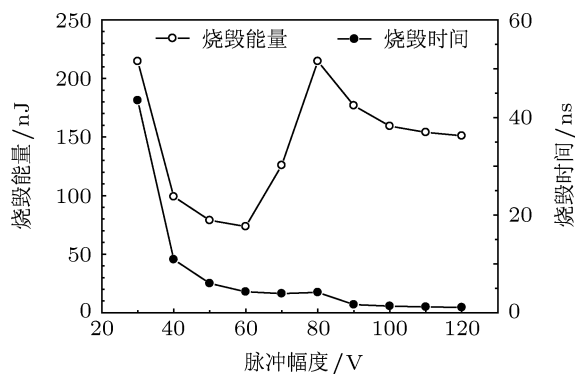


图6 BJT 损伤能量和烧毁时间随脉冲幅度的变化关系

#### 4.4 与实验结果的对比

文献 [17] 对处于有源放大区的双极晶体管分别从管子的 3 个电极进行了高功率微波注入实验. 结果表明, 从基极注入微波导致晶体管 B-E 结损伤, 如图 7 所示的损伤 BJT 的 SEM 照片, 在 B-E 结出现烧毁点 (图中圆圈内). 本文仿真结果表明, 低幅度脉冲注入时发射结烧毁, 与实验结果符合. 文献 [17] 同时还指出, 基极注入信号会影响到 C-B 结, 注入微波功率足够大时, C-B 结也被击穿. 本文仿真结果表明, 高幅度脉冲注入时集电结击穿导致靠近发射极一侧的基极边缘烧毁, 与实验结果一致. 虽然本文仿真采用的电磁脉冲信号形式与实验采

用的高功率微波信号形式有所不同,但是两者对器件的损伤都属于功率损伤,具有一定的相似性.仿真结果与实验结果比较表明,本文建立的晶体管模型能够很好地预测强电磁脉冲作用下BJT内部烧毁点位置.

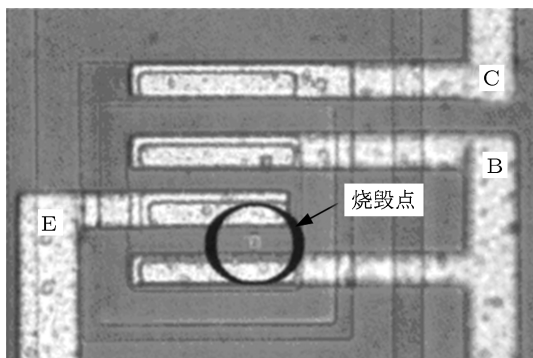


图7 损伤BJT的SEM照片

## 5 结论

本文采用数值仿真法对处于有源放大区的BJT在基极注入强电磁脉冲时的损伤效应和机理进行了研究.仿真结果表明,BJT烧毁点位置随注入脉冲幅度变化而变化.低脉冲幅度下晶体管烧毁是由发射结反向雪崩击穿所致,烧毁点位于发射结柱面区;而在高脉冲幅度下,由基区-外延层-衬底组成的 $p-n-n^+$ 二极管发生二次击穿导致靠近发射极一侧的基极边缘率先烧毁.烧毁时间随脉冲幅度升高而减小,而损伤能量则随之呈现减小-增大-减小的变化趋势,因而存在一个极小值和一个极大值.本文仿真得到的BJT烧毁点位置与实验结果相符合.本文的研究结果对于半导体器件的电磁脉冲损伤机理和抗损伤加固研究具有参考意义.

- [1] Chai C C, Xi X W, Ren X R, Yang Y T, Ma Z Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8118 (in Chinese) [柴常春, 席晓文, 任兴荣, 杨银堂, 马振洋 2010 物理学报 **59** 8118]
- [2] Xi X W, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Ma Z Y, Wang J 2010 *J. Semicond.* **31** 49
- [3] Xi X W, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Zhang B, Hong X 2010 *J. Semicond.* **31** 32
- [4] Ren X R, Chai C C, Ma Z Y, Yang Y T, Wang J, Ren L H 2010 *Proceedings of the 11th International Conference on Electronic Packaging Technology & High Density Packaging* Xi'an, China, August 16-19, p1210
- [5] Xi X W, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Zhang B 2009 *Proceedings of the 16th IEEE International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits* Suzhou, China, July 6-10, p443
- [6] Zhou H A, Du Z W, Gong K 2005 *High Power Laser Part. Beams* **17** 1861 (in Chinese) [周怀安, 杜正伟, 龚克 2005 强激光与粒子束 **17** 1861]
- [7] Arnborg T 1990 *IEEE Trans. Electron Devices.* **37** 2099
- [8] Kyuwoon H, Navon D H, Tang T W, Hower P L 1986 *IEEE Trans. Electron Dev.* **33** 1067
- [9] Ma Z Y, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Chen B 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 078501 (in Chinese) [马振洋, 柴常春, 任兴荣, 杨银堂, 陈斌 2012 物理学报 **61** 078501]
- [10] Ma Z Y, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Chen B, Zhao Y B 2012 *Chin. Phys. B* **21** 058502
- [11] Ma Z Y, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Chen B, Song K, Zhao Y B 2012 *Chin. Phys. B* **21** 098502
- [12] Zhou H A, Du Z W, Gong K 2006 *High Power Laser Part. Beams* **18** 689 (in Chinese) [周怀安, 杜正伟, 龚克 2006 强激光与粒子束 **18** 689]
- [13] Chen X, Du Z W, Gong K 2007 *High Power Laser Part. Beams* **19** 449 (in Chinese) [陈曦, 杜正伟, 龚克 2007 强激光与粒子束 **19** 449]
- [14] Integrated Systems Engineering AG 2004 *ISE-TCAD Dessis Simulation User's Manual* (Switzerland: Zurich) p129
- [15] Egawa H 1966 *IEEE Trans. Electron Dev.* **13** 754
- [16] Ren X R, Chai C C, Ma Z Y, Yang Y T 2013 *J. Xidian Univ.* **40** 45 (in Chinese) [任兴荣, 柴常春, 马振洋, 杨银堂 2013 西安电子科技大学学报 **40** 45]
- [17] Fan J P, Zhang L, Jia X Z 2010 *High Power Laser Part. Beams* **22** 1319 (in Chinese) [范菊平, 张玲, 贾新章 2010 强激光与粒子束 **22** 1319]

# The damage effect and mechanism of bipolar transistors induced by injection of electromagnetic pulse from the base<sup>\*</sup>

Ren Xing-Rong<sup>†</sup> Chai Chang-Chun Ma Zhen-Yang Yang Yin-Tang  
Qiao Li-Ping Shi Chun-Lei

(School of Microelectronics, Xidian University, Key Laboratory of Ministry of Education for Wide Band-Gap Semiconductor Materials and Devices,  
Xi'an 710071, China)

(Received 19 September 2012; revised manuscript received 23 October 2012)

## Abstract

A two-dimensional electrothermal model of the bipolar transistor (BJT) is established, and the transient behaviors of the BJT originally in the forward-active region are simulated with the injection of electromagnetic pulse from the base. The results show that the damage location of the BJT shifts with the amplitude of the pulse. With a low pulse amplitude, the burnout of the BJT is caused by the avalanche breakdown of the emitter-base junction, and the damage location lies in the cylindrical region of this junction. With a high pulse amplitude, the damage first occurs at the edge of the base closer to the emitter due to the second breakdown of the p-n-n<sup>+</sup> structure composed of the base, the epitaxial layer and the substrate. The burnout time increases with pulse amplitude increasing, while the damage energy changes in a decrease-increase-decrease order with it, thus generating both a minimum value and a maximum value of the damage energy. A comparison between simulation results and experimental ones shows that the transistor model presented in the paper can not only predict the damage location in the BJT under intense electromagnetic pulses, but also obtain the damage energy.

**Keywords:** bipolar transistor, intense electromagnetic pulse, damage location, damage energy

**PACS:** 85.30.Pq, 81.40.Wx

**DOI:** 10.7498/aps.62.068501

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60776034).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: renxr1986@126.com