

适用于大电流的 SiGe 基区 HBT 的电流和频率特性的解析模型

钱晓州 阮 刚

(复旦大学电子工程系 上海 200433)

摘要 本文提出了一个适用于大电流的 SiGe 基区双极型晶体管(SiGe-HBT)的电流和频率特性的解析模型。本模型考虑了速度饱和效应,对 n^+pnn^+ 双极型晶体管,当电流超过发生 Kirk 效应的临界电流时,本模型考虑了集电结附近由窄到宽的禁带变化对集电极电流和特征频率 f_T 的影响。解析模型的计算结果同数值模拟结果一致,证明了解析模型是可信和精确的。本模型可用于器件设计和电路模拟。

EEACC: 2560B, 2560J

1 引言

由于工艺水平的不断提高,双极型器件中基区厚度越来越薄,载流子在集电区的渡越时间对器件性能的影响逐渐增大,使得集电区设计变得非常重要。在大电流时,集电区电流受到速度饱和效应和集电区电阻的限制。BiCMOS 电路中,电路的延迟时间受双极型晶体管渡越时间的影响^[1],而在开关瞬态时,由于双极型晶体管有一段时间工作在大电流状态,所以模拟双极型晶体管大电流特性十分重要。为增加速度现在已经在 BiCMOS 电路中采用 SiGe-HBT 器件^[2],在基区采用缓变 Ge 分布的 SiGe-HBT 可以减小基区渡越时间 τ_b ,提高发射效率^[3]。但对于 n^+pnn^+ SiGe-HBT,在电流超过发生 Kirk 效应^[4]的临界电流时,基区向集电区推进,集电结附近由窄到宽的禁带变化产生阻止电子进入集电区的电场,同样的电流需要更陡的电子浓度梯度,这将增加基区、集电区的电子存储,从而导致 f_T 的下降。

大电流应用时,速度饱和效应和由窄到宽的禁带变化对 SiGe-HBT 器件性能的影响,已有文献报道^[5],但比较粗糙。本文在文献[6~9]基础上,给出了有明确物理涵义的适用于大电流的 SiGe-HBT 器件的电流和频率特性的解析模型,以适用于器件设计和电路模拟的需要。

2 模型

图 1 是我们考虑的 SiGe-HBT 的一维结构。其中 X_{JE} , X_{JC} , X_{HL} 分别为发射结, 集电结, 外延层-衬底高低结的冶金结位置。 X_{JE} 到 X_{JC} 是 Ge 组分上升段, X_{JC} 到 X_F 是 Ge 组分下降

钱晓州 男, 1972 年生, 硕士生, 主要从事新型微电子器件与电路的模型和模拟
阮 刚 男, 1935 年生, 教授, 博导, 研究方向为半导体器件物理及 IC TCAD 技术
1995 年 8 月 4 日收到初稿, 1996 年 2 月 12 日收到修改稿

段. 图中斜线区域表示空间电荷区, 其它区域表示准中性区.

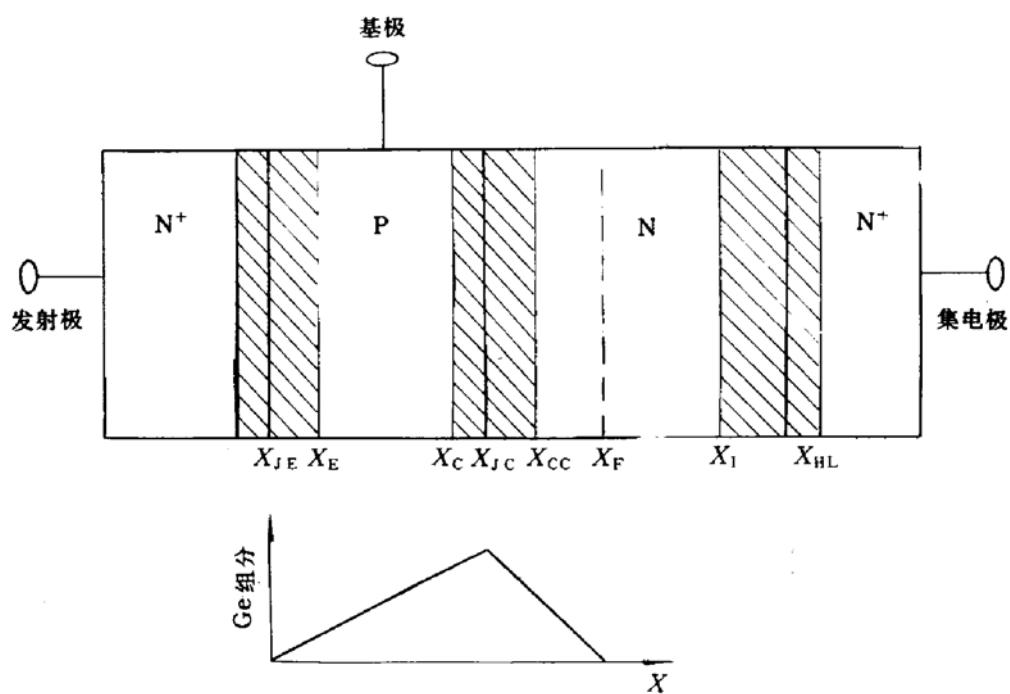


图 1 $n^+pn^+n^+$ SiGe-HBT 器件的一维结构

Jeong 和 Fossum 提出^[6], 当集电极电流 I_c 大到超过发生 Kirk 效应的临界电流 $I_0 \equiv qAv_sN_c$ 时, 这里 A 是发射区面积; v_s 是电子的饱和速度; N_c 是集电区的掺杂浓度. 由于速度饱和效应的影响, 集电区会产生由于电流引起的空间电荷区(SCR), 其宽度为 $W_{SCR} = X_{HL} - X_I$, 可表示为

$$W_{SCR} = -\frac{\epsilon E_s}{q \Delta n} + \left[\left(\frac{\epsilon E_s}{q \Delta n} \right)^2 + \frac{2\epsilon(V_{BCI} - V_{BCW})}{q \Delta n} \right]^{1/2} \quad (1)$$

这里 E_s 是速度饱和时的临界电场, 约 $5 \times 10^4 \text{V/cm}$; $\Delta n = I_c / (qAv_s) - N_c$; I_c 是集电极电流; ϵ 是介电常数; V_{BCI} 和 V_{BCW} 分别是 X_I 、 X_{HL} 处电子准费米势与空穴准费米势的差. 假设空穴电流密度 $J_p = 0$, 即空穴准费米能级不随位置变化.

$$V_{BCI} = \frac{E_{fn}(X_I) - E_{fp}}{q} = V_T \ln \frac{I_c(I_c - I_0)}{(qAv_s n_{ix})^2} \quad (2)$$

$$V_{BCW} = \frac{E_{fn}(X_{HL}) - E_{fp}}{q} = V_{BC} - I_B(R_{bx} + R_{bi}) - I_c R_c \quad (3)$$

n_{ix} 是 X_I 处的有效本征载流子浓度; E_{fn} 、 E_{fp} 是电子和空穴的准费米能级; I_B 为基区电流; R_{bx} 、 R_{bi} 分别是非本征基区电阻和本征基区电阻; R_c 是集电极串联电阻. 式(2)假定在准中性区和 SCR 边界处电子速度饱和, 这时电子浓度为 $I_c / (qAv_s)$, 利用准中性条件, 可得空穴浓度为 $I_c / (qAv_s) - N_c$.

Kirk 效应发生之前, 在集电结处的空间电荷区, 由于基区掺杂远高于外延集电区, 空间电荷区主要位于集电区里, 它的宽度 $W_{SCC} = X_{CC} - X_{JC}$, 可表示为

$$W_{SCC} = \sqrt{\frac{2\epsilon A v_s (\Phi_c - V_{BC} - I_c R_{EPI})}{I_0 - I_c}} \quad (4)$$

Φ_c 是集电结的内建势; V_{BC} 是 BC 结外加偏压; $R_{EPI} = W_c / (qA\mu_n N_c)$. 当 $W_{SCC} = 0$ 时, 即 $I_c R_{EPI}$

$=\Phi_c - V_{BC}$, 表明基极-集电极的外加偏压都落在了集电区电阻上, 这时 BC 结的空间电荷区消失, 晶体管处于饱和状态.

我们把 n^+pnn^+ SiGe-HBT 器件的 n 区分成 Ge 组分下降的区域(宽度 $W_f = X_F - X_{JC}$) 和 Si 区域(宽度为 $W_{Si} = X_{HL} - X_F$). 虽然 Ge 组分下降区域较小, 在正向工作模式时一般位于 BC 结空间电荷区中, 对器件性能作用很小, 但在 $I_C R_{EPI} \geq \Phi_c - V_{BC}$ 或 Kirk 效应发生($I_C \geq I_0$) 两种情况时, Ge 组分下降区将进入准中性区, 这时窄到宽的禁带变化在中性区域产生的电场, 对器件特性会有很大的影响.

2.1 Ge 组分下降区域的电流公式

集电区分析时假设空穴电流密度 $J_p = 0$ ^[8]. 在玻耳兹曼统计假设下

$$J_p = \mu_p p \left(q E_{field} - \frac{d\chi}{dx} - \frac{dE_g}{dx} - \frac{kT}{p} \frac{dp}{dx} - \frac{kT}{N_v} \frac{dN_v}{dx} \right) = 0 \quad (5)$$

E_{field} 是电场强度; p 是空穴浓度; μ_p 是空穴迁移率; χ 是电子亲合势; N_v 是有效价带态密度. 因为 $Si_{1-x}Ge_x$ 应变材料电子亲合势变化很小, 可以认为 $d\chi/dx = 0$, 并设 $dN_v/dx = 0$, 可得到

$$E_{field} = E_{Ge} + \frac{kT}{q} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} \quad (6)$$

式中 $E_{Ge} = (1/q)dE_g/dx$. 利用准中性条件电子浓度 $n = N_c + p$ 可以得到

$$J_n = q D_n \left(\frac{2n}{n - N_c} \frac{dn}{dx} + n \frac{q}{kT} E_{Ge} \right) \quad (7)$$

把集电区考虑为大注入, $n \gg N_c$, 则有

$$J_n = 2q D_n \left(\frac{dn}{dx} + n \frac{q}{2kT} E_{Ge} \right) \quad (8)$$

方程两边同乘以 $A \exp(E_g/2kT)$, 再沿整个 Ge 组分下降区积分, 整理后可得

$$I_C = q A D_n \frac{\Delta E_g}{W_f} \frac{N_c}{2} \frac{[1 + K_1 V_{BCF}] \zeta - [1 + K_1 V_{BC0}]}{kT(\zeta - 1)} \quad (9)$$

其中 $\Delta E_g = E_g(X_{JC}) - E_g(X_F)$, $K_1 \equiv [1 + \gamma \exp(V/V_T)]^{1/2}$, 这里 V 等于 V_{BC0} 或 V_{BCF} ; $V_{BC0} = [E_{fn}(X_{JC}) - E_{fp}]/q$, $V_{BCF} = [E_{fn}(X_F) - E_{fp}]/q$; $\gamma \equiv (2n_{ix}/N_c)^2$; n_{ix} 是该处的有效本征载流子浓度; $\zeta = \exp(-\Delta E_g/2kT)$.

2.2 Si 区域的电流公式

这种情况符合 Kull 的模型^[8], 电流公式如下

$$I_C = \frac{K_1 V_{BCF} - K_1 V_{BCI} - \ln \left(\frac{1 + K_1 V_{BCF}}{1 + K_1 V_{BCI}} \right) + \frac{V_{BCF} - V_{BCI}}{V_T}}{R_{Si}/V_T} \quad (10)$$

这里 $R_{Si} = W'_{Si}/(qA\mu_n N_c)$, $W'_{Si} = X_I - X_F$.

2.3 基区的电流公式

基区掺杂可用指数分布来近似.

$$N(X) = N_0 \exp \left(-\eta \frac{X}{W_{BM}} \right) \quad (11)$$

W_{BM} 是冶金基区宽度, 等于 $X_{JC} - X_{JE}$, N_0 和 η 是两个依赖于实际掺杂的参数.

对 SiGe-HBT 基区的模拟的解析模型采用 Niu 等人的模型^[9], 假设基区复合可以忽略. 通过对小注入和大注入的分析, 得到两种情况下的电流表达式

$$I_C^L = qA \frac{D_n}{W_b} B(-\eta_L)(n_e - n_c f_L^{-1}) \quad (12a)$$

$$I_C^H = 2qA \frac{D_n}{W_b} B(-\eta_H)(n_e - n_c f_H^{-1}) \quad (12b)$$

其中

$$\eta_L = \frac{W_b}{W_{BM}} \left(\eta - \frac{q}{kT} (E_{Ge} + E_{HD}) W_{BM} \right) \quad (13a)$$

$$\eta_H = -\frac{q}{2kT} (E_{Ge} + E_{HD}) W_b \quad (13b)$$

I_C^L 和 I_C^H 分别是小注入和大注入时的集电区电流; $B(x)$ 是 Bernoulli 函数; $B(x) \equiv x / [\exp(x) - 1]$; $f_L \equiv \exp(\eta_L)$, $f_H \equiv \exp(\eta_H)$; $W_b = X_C - X_E$; E_{Ge} , E_{HD} 分别是由 Ge 组分和重掺杂引起的禁带宽度变化而产生的电场.

$$E_{Ge} = -\frac{1}{q} \frac{d\Delta E_{gGe}}{dx} \quad E_{HD} = -\frac{1}{q} \frac{d\Delta E_{gHD}}{dx} \quad (14)$$

这里 ΔE_{gGe} 和 ΔE_{gHD} 分别指由 Ge 组分和重掺杂引起的禁带宽度变化; n_e , n_c 是 X_E , X_C 处的电子浓度.

$$n_e = \frac{N_0}{2} \left\{ -1 + \left[1 + \left(\frac{2n_{ie}}{N_0} \right)^2 \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \right]^{1/2} \right\} \quad (15)$$

n_{ie} 是 X_E 处的有效本征载流子浓度. 而 n_c 的大小要由集电区的情况来确定.

对于介于大注入和小注入之间的情况, 采用内插法求出, 这里 α , η_{eff} 是通过拟合得出的参量, C_α , C_η 是权重因子, C_α , C_η 的取值均为 10, f_{eff} 定义为 $\exp(\eta_{eff})$.

$$I_C = \alpha q A \frac{D_n}{W_b} B(-\eta_{eff})(n_e - n_c f_{eff}^{-1}) \quad (16)$$

$$\alpha = \frac{1 + 2C_\alpha \frac{n_e}{N_0}}{1 + C_\alpha \frac{n_e}{N_0}} \quad (17a)$$

$$\eta_{eff} = \frac{\eta_L + \eta_H C_\eta \frac{n_e}{N_0}}{1 + C_\eta \frac{n_e}{N_0}} \quad (17b)$$

2.4 求解集电极电流

在小电流情况下, 通过分析基区可以直接求出集电极电流. 但在大电流时, 集电区的工作状况将影响集电极电流的值, 因此只有通过分析晶体管的上述三个区域才能得到最终的集电极电流.

为了最终求解集电极电流, 需要将上面通过分区域求解的电流表示式统一起来, 我们采用 Newton-Raphson 迭代法求解. 首先假定一电流初始值, 在 Si 区域利用式(10)求出 V_{BC1} , 然后在 Ge 下降区域使用式(9)求出 V_{BC0} , 接着再求解基区电流公式(16)中的 n_c , n_e 的求解要考虑两种情况:

(1) 在 $W_{SCR} > 0$ 或 $W_{SCR} = W_C$ 时, 假定空间电荷区域中电场很大, 电子速度饱和, 则

$$n_c = \frac{I_c}{qA\nu_s} \quad (18)$$

(2) 在 $W_{SCC}=0$ 或 $W_{SCR} < W_c$ 时, 则有

$$n_c = \frac{N_0}{2} \exp(-\eta) \left\{ -1 + \left[1 + \left(\frac{2n_{ic}}{N_0} \exp(\eta) \right)^2 \exp\left(\frac{qV_{BC0}}{kT}\right) \right]^{1/2} \right\} \quad (19)$$

式中 n_{ic} 是 X_c 处的有效本征载流子浓度.

由 n_c, n_e 可以求得流过基区的电流. 算出这个电流同初猜电流的差值, 利用 Newton-Raphson 方法可以求出下一个集电极电流的估计值. 采用迭代的方法一直进行到两次迭代解的差值小于某一个预先定义的误差为止. 这时得到的电流值就是最终的集电极电流值.

2.5 基区渡越时间 τ_B

利用求出的集电极电流 I_c , 反过来由上述电流公式(9)、(10)、(16)可以得到电子浓度随深度的变化, 基区渡越时间的表达式如下^[10]

$$\tau_B = q \int_{W_b}^{W_c} \frac{dn(x)}{dJ_c} dx \quad (20)$$

在 Kirk 效应发生后, 由于基区外推进入集电区, 中性基区应包含三部分: 原来基区部分, Ge 组分下降区以及 Si 区域, 分别有三个渡越时间 $\tau_{B1}, \tau_{B2}, \tau_{B3}$ 和它们对应. 整个基区渡越时间由三个时间相加求出.

$$\tau_{B1} = q \int_{X_B}^{X_C} \frac{dn(x)}{dJ_c} dx \quad (21a)$$

$$\tau_{B2} = q \int_{X_C}^{X_F} \frac{dn(x)}{dJ_c} dx \quad (21b)$$

$$\tau_{B3} = q \int_{X_F}^{X_I} \frac{dn(x)}{dJ_c} dx \quad (21c)$$

而特征频率

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} = \frac{1}{2\pi(\tau_E + \tau_B + \tau_C + \tau_{CT})} \quad (22)$$

τ_{EC} 是整个晶体管的渡越时间; τ_E 是发射结电容充电时间; τ_C 是集电结电容充电时间; τ_{CT} 是集电结空间电荷区渡越时间.

$$\tau_E = C_{JE} V_T / I_C \quad (23a)$$

$$\tau_C = R_{EPI} C_{JC} \quad (23b)$$

$$\tau_{CT} = W_{SCC} / 2\nu_s \quad (23c)$$

这里 C_{JE} 是发射结势垒电容; C_{JC} 是集电结势垒电容; R_{EPI} 是集电区串联电阻.

表 1 SiGe-HBT 的结构

3 结果与讨论

区域	厚度/ μm	Ge 组分	掺杂浓度/ cm^{-3}
发射区(N^+)	0.20	0	1×10^{21}
基区(P)	0.06	$0 \sim 0.07$	3×10^{18}
集电区(N)	0.04	$0.07 \sim 0$	1×10^{17}
集电区(N)	0.25	0	1×10^{17}
衬底(N^+)	0.10	0	1×10^{19}

利用上节解析模型, 计算得出 SiGe-HBT 的伏安特性和频率特性, 通过与数值模拟程序 SEDAN-3 的计算结果相比较, 来说明解析模型的可靠性和精确性. 被模拟的 SiGe-HBT 的器件结构见表 1, 基区浓度 $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 表示 N_0 的大小.

图 2 给出了 SiGe-HBT 的 Gummel 图, 采用的 η 值为 0.8。从图中可以看出, 解析模型计算的结果同数值模拟结果差别很小。图中还给出相同掺杂分布的 Si-BJT 的 Gummel 图, 当 I_c 超过 I_0 时, 由于基区外推使得两种器件的集电极电流上升速度都变得缓慢, 但对 SiGe-HBT 而言, 集电结附近的 Ge 组分造成禁带宽度由窄到宽的变化, 由此而产生的电场使得 SiGe-HBT 的集电极电流的增大更加缓慢。图 3 表明对 f_T 的计算, 解析计算的结果 SEDAN-3 的数值模拟的符合的也较好, 并且说明了基区采用指数分布剖面有利于提高 f_T 。

图 4 是 SiGe-HBT 的 f_T 同相

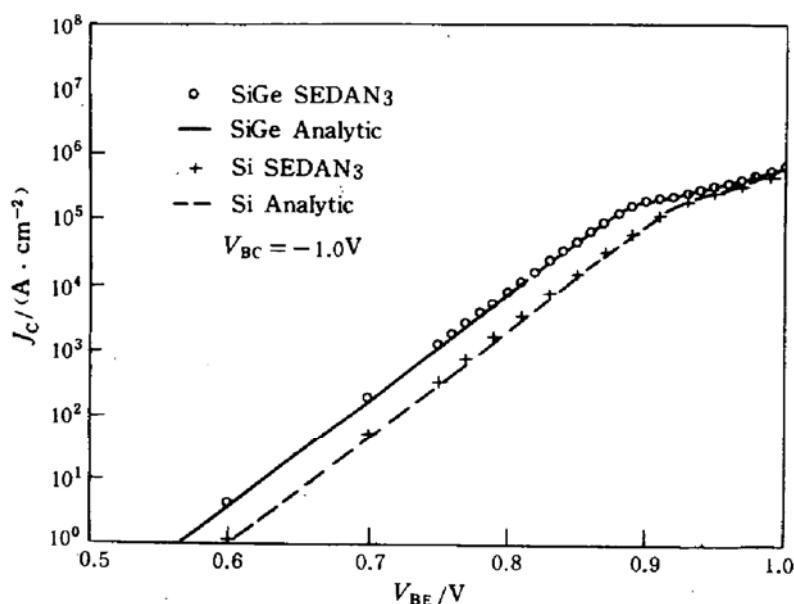


图 2 SiGe-HBT 和相同掺杂的 Si-BJT 的 Gummel 图

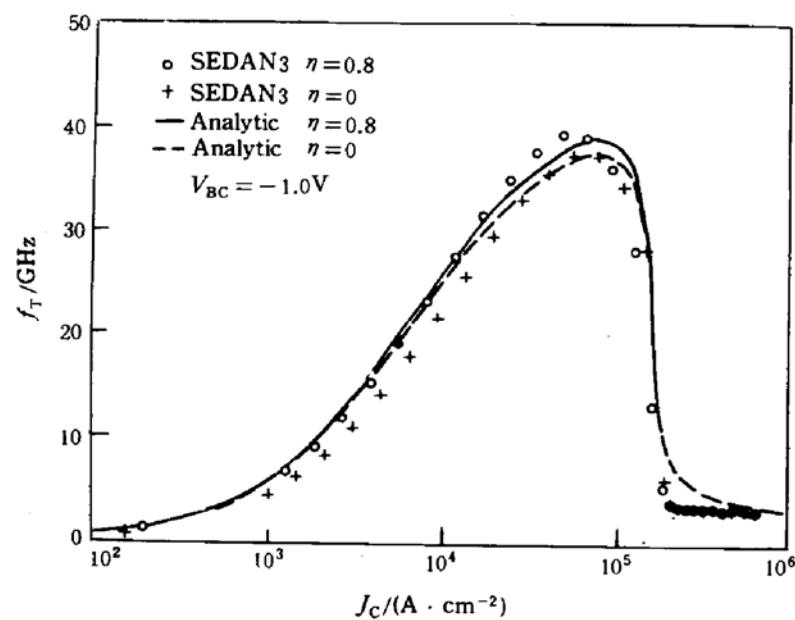


图 3 SiGe-HBT 的 f_T 与 J_c 的关系图

同掺杂的 Si-BJT 的 f_T 的比较。可以看出, 当电流超过 I_0 时, 特征频率迅速下降。这是由于大电流情况下基区推进到集电区时, 同 Si-BJT 的情况不同, SiGe-HBT 在 BC 结处存在阻止电子进入集电区的电场, 这时在 BC 结处 SiGe-HBT 的电子浓度大大增加, 相应地也要求在 BE 结处的电子浓度增加, 所以 SiGe-HBT 的基区电子存储较多, 这就造成大电流下 SiGe-HBT 的 f_T 下降很快。从图上看出, SiGe-HBT 的 f_T 峰值为 40GHz, 而 Si-BJT 的 f_T 峰值是 30GHz。但在 $I_c > I_0$ 后, SiGe-HBT 的 f_T 下降到比 Si-BJT 还要小。

由图 5 看出, W_t 对 SiGe-HBT 的特征频率的影响不大, 从 $0.02\mu m$ 到 $0.06\mu m$ 特性频率仅有很微小的下降。这说明在 Ge 下降区域中, 起主要作用的不是 W_t 的大小, 而是 Ge 组分的峰值, 所以在设计 SiGe-HBT 器件时, 在保证低电流时有好的频率特性的同时, 要尽量减小 Ge 组分的峰值, 这样有利于提高大电流时的特征频率。

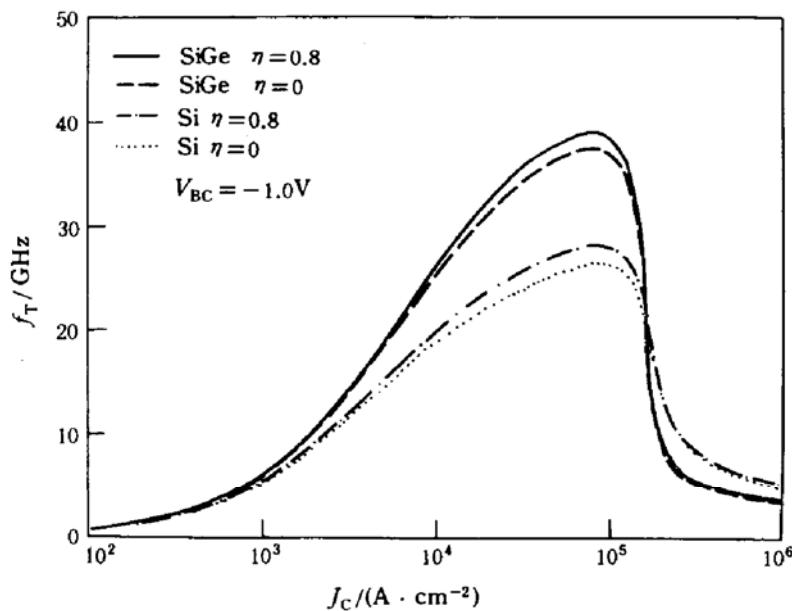
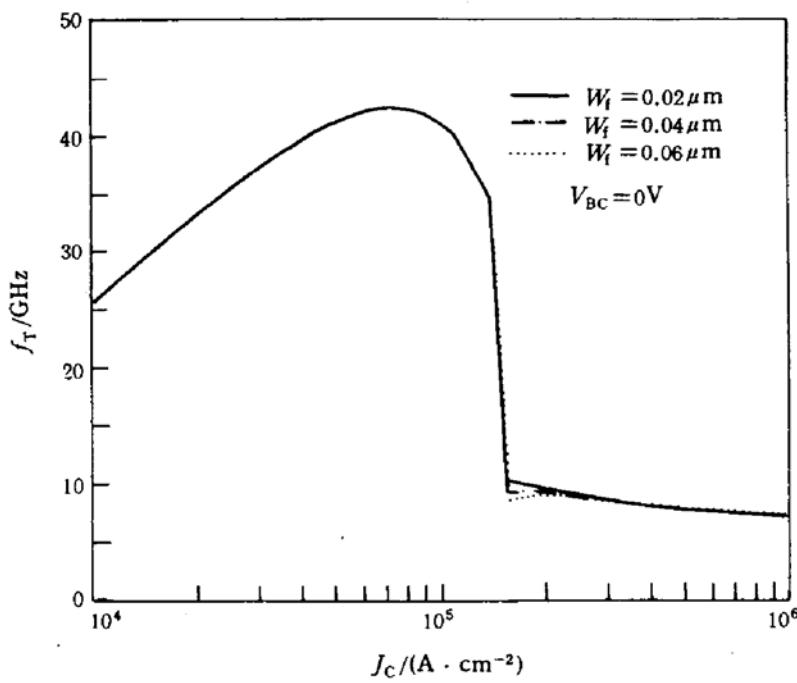


图 4 SiGe-HBT 与相同掺杂的 Si-BJT 特征频率的比较

图 5 不同 W_f 的 SiGe-HBT 的 f_T 比较

4 结论

双极型晶体管在大电流时,由于集电区电阻和速度饱和效应的限制,使得器件性能与集电区设计紧密相关。而对 SiGe-HBT 来说,由于集电区中有从窄到宽的禁带变化,对器件特性也会有很大的影响。本文通过提出一个解析模型,精确地模拟了 SiGe-HBT 的大电流情况下的电流和频率特性,以适应器件设计和电路模拟的需要。

参 考 文 献

- [1] G. P. Rosseel, R. W. Dutton, IEEE Journal of Solid-State Circuits, 1989, **24**(1): 90~99.
- [2] T. Yamazaki, K. Imai, T. Tashiro *et al.*, IEDM Tech. Dig., 1990, pp. 379.
- [3] G. L. Patton, J. M. C. Stork, J. H. Comfort *et al.*, IEDM 90, pp 13~16.
- [4] C. T. Kirk, IRE Trans. on Electron Device, 1962, **9**: 164.
- [5] P. E. Cottrell, Z. Yu, IEEE Electron Device Letters, 1990, **11**(10): 431~433.
- [6] H. Jeong, J. G. Fossum, IEEE Trans. on Electron Devices, 1987, **34**(4): 898~905.
- [7] H. Jeong, J. G. Fossum, IEEE Trans. on Electron Devices, 1989, **36**(1): 124~131.
- [8] G. M. Kull, L. W. Nagel, S. Lee *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1985, **32**(6): 1103~1113.
- [9] G. F. Niu, G. Ruan, T. A. Tang, Proc. IEEE BCTM, 1993, pp. 201~204.
- [10] J. J. H. Van Den Biesen, Solid-State Electronics, 1986, **29**(5): 529~534.

Modeling of SiGe-Base HBT at High Current Densities and Its Effects on High Frequency Performance

Qian Xiaozhou and Ruan Gang

(Department of Electronic Engineering, Fudan University, Shanghai 200433)

Received 4 August 1995, revised manuscript received 12 February 1996

Abstract This paper describes an analytical SiGe-base HBT model including the effects of velocity saturation on the collector current and cut-off frequency. The narrow-to-wide bandgap transition at the base-collector junction of npn device causes accelerated f_T roll off when the current exceeds the knee current for the Kirk effect. Good agreement with SEDAN-3 simulation is obtained. This model can be used in the device design and the circuit simulation.

EEACC: 2560B, 2560J