

低温高注入硅双极晶体管电流增益 和特征频率的定量模拟*

肖志雄 魏同立

(东南大学微电子中心 南京 210018)

摘要 本文定量地模拟了硅双极晶体管电流增益和特征频率与集电极电流在 77K 和 300K 时的关系, 计算结果与实验相吻合. 结果表明在 77K 时, 电流增益大注入效应由基区电导调制效应和发射区电流集边效应决定, 而在 300K 时则由有效基区展宽效应决定, 特征频率在 300K 时主要由基区渡越时间决定, 而在 77K 时, 由于发射区禁带变窄效应非常明显, 以至于发射区少子存贮时间可能成为主要因素. 低温下特征频率蜕变的主要原因是禁带变窄效应, 而不是低温浅能级杂质陷阱效应.

EEACC: 2560B, 2560J

1 引言

低温下由于许多半导体电参数性能得到改善, 如载流子迁移率和工作速度的提高, 电迁移和热扩散的改善等, 低温微电子器件和电路得到了迅猛发展^[1~3]. 电流增益和特征频率是硅双极晶体管的基本参数, 关于它们的研究已有很多, 但还缺少系统的描述, 特别是在大注入条件下.

2 电流增益的理论模拟

为简单起见, 对于电流增益的计算, 我们以平均掺杂浓度来表示发射区和基区掺杂水平. 一般对于普通的 n^+pn 硅双极晶体管, 发射区平均掺杂浓度 N_E 大于 Mott 转换点浓度 $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ^[4], 因此发射区平均有效多子浓度 C_E 可近似认为等于 N_E . 而基区和集电区平均掺杂浓度 N_B 和 N_C 一般都小于临界杂质兼并掺杂浓度, 平均有效多子浓度 C_B 和 C_C 可用文献[5]中的方法得到.

2.1 包含电导调制效应的相关电流描述

在高注入时, 由发射区注入到基区和由基区注入到发射区的少子浓度并不远小于多子

* 国家自然科学基金资助项目

肖志雄 男, 1970 年生, 博士研究生, 当前主要从事低温半导体电子学方面的研究

魏同立 男, 1934 年生, 教授, 博士生导师, 主要从事半导体物理和半导体器件物理的研究

1995 年 9 月 8 日收到初稿, 1996 年 5 月 10 日收到修改稿

浓度, 电导调制效应不可忽略. 非平衡态时, 发射结边缘的少子浓度 $n_B(0)$ 和 $p_E(0)$ 可表示为

$$\begin{aligned} n_B(0) &= n_{B0} \exp(qV_{BE}/kT) \\ p_E(0) &= p_{E0} \exp(qV_{BE}/kT) \end{aligned} \quad (1)$$

式中 n_{B0} 和 p_{E0} 分别是基区和发射区平衡态少子浓度; V_{BE} 是外加正向电压. 由于基区和发射区中少子扩散长度一般都分别远大于基区和发射区宽度, 所以少子分布可认为是线性的, 再假设发射极处的载流子复合速度无穷大和集电结电场很大以至所有的电子都被漂移到集电区, 则基区和发射区少子分布可表示为

$$\begin{aligned} n_B(x) &= n_B(0)(1 - x/W_B) \\ p_E(x) &= p_E(0)(1 - x/W_E) \end{aligned} \quad (2)$$

式中 W_E 和 W_B 分别是发射区和基区宽度.

a. 考虑电导调制效应后的集电极电流 I_C 可表示为

$$I_C = \frac{1}{W_B} \int_0^{W_B} \frac{A_E kT \mu_{nB} n_i^2}{[C_B + n_B(x)] W_B} \exp\left(\frac{\Delta E_{gB}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) dx \quad (3)$$

式中 A_E 是发射区面积; μ_{nB} 和 ΔE_{gB} 分别是基区中少子迁移率和禁带窄化量. 各迁移率可由文献[6]得.

b. 考虑电导调制效应后的理想基极电流 I_{BI} 可表示为

$$I_{BI} = \frac{1}{W_E} \int_0^{W_E} \frac{A_E kT \mu_{pE} n_i^2}{[C_R + p_R(x)] W_R} \exp\left(\frac{\Delta E_{gE}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) dx \quad (4)$$

式中 μ_{pE} 和 ΔE_{gE} 分别是发射区中少子迁移率和禁带窄化量; ΔE_{gE} 和 ΔE_{gB} 可由文献[7]得.

c. 发射结空间电荷区中形成的非理想基极电流可表示为^[8]

$$I_R = qA_E W^* \frac{n_i \exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right) \exp\left(\frac{q\sqrt{\beta E}}{2kT}\right)}{2\sqrt{\tau_p \tau_n}} \quad (5)$$

其中 $\beta = q/\pi\epsilon$; W^* 是发射结空间电荷区宽度; E 是空间电荷区电场强度; ϵ 是硅介电常数; τ_p 和 τ_n 分别是发射区和基区中的少子寿命, 也可由文献[6]得.

d. 基区复合电流 I_{RB} 可表示为

$$I_{RB} = \frac{1}{W_B} \int_0^{W_B} \frac{qA_B n_i^2 W_B}{2[C_B + n_B(x)] \tau_n} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) dx \quad (6)$$

式中 A_B 是基区面积.

2.2 其它相关的物理效应

a. J. D. Cressler 和 D. D. Tang 等人发现基区高注入时会引起一附加的基区禁带变窄 ΔE_{ginj} , 但他们仅给出了 ΔE_{ginj} 与 I_C 的实验曲线以及当 $I_C = 1\text{mA}$ 时, 注入的少子浓度 n 约等于 $2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ^[9]. 根据(1)和(3)可知在中小注入时, I_C 近似正比于 n , 拟合文献[9]中的图 11 可得

$$\begin{aligned} \Delta E_{ginj} &= 0.78x^2 (\text{meV}) \quad (x \leq 2.3) \\ \Delta E_{ginj} &= 6.02x - 9.72 (\text{meV}) \quad (x > 2.3) \\ x &= \ln[n/(8.8 \times 10^{15})] \quad (n \geq 8.8 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}) \end{aligned} \quad (7)$$

b. 中等集电区电场强度 E' 时, 基区展宽量 W_B' 可表示为^[10,11]

$$W_{B'} = W_C(1 - J_{C0}/J_C)$$

$$J_{C0} = qC_C\mu_{nC} \sqrt{E'E_C} \quad (8)$$

其中 W_C 是集电区宽度; J_C 是集电极电流密度; J_{C0} 是有效基区展宽效应发生时的临界集电极电流密度; E_C 是载流子漂移速度正比于 E' 的电场强度上限, $E_C = 1.51C/\mu_{nC}$ ^[12], μ_{nC} 是集电区中电子迁移率; C 是纵声学波速度, 等于 $8.44 \times 10^5 \text{cm/s}$ ^[13], 并且几乎与温度无关^[4].

c. Early 效应对电流增益的贡献可由一系数表示^[14]

$$C_{\text{early}} = 1 + \frac{d_c}{2(W_B + W_{B'})} \quad (9)$$

其中 d_c 是集电结空间电荷区宽度.

d. 若考虑发射区电流集边效应, 发射区有效半条宽可表示为^[15]

$$S_{\text{eff1}} = \sqrt{\frac{2kT(W_B + W_{B'})\sigma_B}{qJ_{01}(1 - \alpha_{01})}} \quad (10a)$$

其中 J_{01} 是临界高注入时的集电极电流密度; σ_B 是基区电导; α_{01} 是发射效率, 可表示为

$$\alpha_{01} = H_{FE}/(1 + H_{FE}) \quad (10b)$$

式中 H_{FE} 是电流增益, 可表示为

$$H_{FE} = \frac{I_C}{I_{B1} + I_R + I_{RB}} \exp\left(\frac{q\Delta E_{\text{gim}}}{kT}\right) \times \frac{W_B}{W_B + W_{B'}} \times C_{\text{early}} \quad (11)$$

用 J_C 代替 J_{01} , 则 S_{eff1} 可得. 当 V_{BE} 很大时, 与正向少数注入相似, 基区向发射区的反向少数注入的有效半条宽 S_{eff2} 也可表示为

$$S_{\text{eff2}} = \sqrt{\frac{2kTW_E\sigma_E}{qJ_{02}(1 - \alpha_{02})}} \quad (12)$$

式中 J_{02} 是临界高注入时的理想基极电流密度; α_{02} 是反向发射效率; σ_E 是发射区电导.

考虑发射区电流集边效应后, $n_B(0)$ 和 $p_E(0)$ 可表示为

$$\begin{aligned} n_{Bcr}(0) &= n_B(0)S_e/S_{\text{eff1}} \\ p_{Ecr}(0) &= p_E(0)S_e/S_{\text{eff2}} \end{aligned} \quad (13)$$

式中 S_e 是发射区半条宽. 通过 $n_B(0)$ 和 $p_E(0)$, 发射区电流集边效应将大大影响前述电流和效应, 特别是使得电导调制效应提前发生.

3 特征频率的模拟计算

低温硅双极晶体管特征频率的研究已有很多^[16~20], 主要认为有二种机制, 一种是禁带变窄效应, 另一种是基区浅能级杂质引起的少数载流子陷阱效应. 本文分析表明, 禁带变窄效应是主要的, 而后者不是.

对于普通的 n^+pn 硅双极晶体管, 发射区少数载流子存储时间 τ_e 可表示为^[16]

$$\tau_e = \frac{1}{1 + H_{FE}} \int_0^{W_E} \frac{n_{ie}^2(x)}{N_D(x)} \int_x^{W_E} \frac{N_D(y)}{D_p(y)n_{ie}^2(y)} dy dx \quad (14)$$

式中 $N_D(x)$ 为发射区中的杂质分布; $n_{ie}(x)$ 为各掺杂点的本征载流子浓度; $D_p(x)$ 是发射区中的空穴扩散系数. 由于一般 H_{FE} 远大于 1, 所以常把 $1/(1 + H_{FE})$ 简化为 $1/H_{FE}$, 即文献^[19]中的式子. 但在低温下, 电流增益急剧下降, 所以不能简化. 另外, 上式假设了发射区中

电场 $\epsilon(x)$ 为

$$\epsilon(x) = -\frac{kT}{q} \left[\frac{1}{N_D(x)} \frac{dN_D(x)}{dx} - \frac{1}{n_{ie}^2(x)} \frac{dn_{ie}^2(x)}{dx} \right] \quad (15)$$

但事实上, 由于低温下载流子冻析效应, 杂质不会完全电离, 因此应该用有效多子浓度代替掺杂浓度, 即 τ_e 应表示为

$$\begin{aligned} \tau_e &= \frac{1}{1 + H_{FE}} \int_0^{W_E} \frac{n_{ie}^2(x)}{C_D(x)} \int_x^{W_E} \frac{C_D(y)}{D_p(y)n_{ie}^2(y)} dy dx \\ &= \frac{1}{1 + H_{FE}} \int_0^{W_E} \frac{1}{C_{Def}(x)} \int_x^{W_E} \frac{C_{Def}(y)}{D_p(y)} dy dx \\ C_{Def}(x) &= C_D(x) \exp\left[-\frac{\Delta E_{gE}(x)}{kT}\right] \end{aligned} \quad (16)$$

式中 $C_D(x)$ 是各掺杂点处的有效多子浓度分布; $\Delta E_{gE}(x)$ 是相应的禁带变窄量.

与 τ_e 的计算相类似, 文献[16]也给出了 τ_b 的计算公式, 考虑到低温载流子冻析效应和高注入时的基区展宽效应, 可修正为

$$\begin{aligned} \tau_b &= \frac{1}{1 + H_{FE}} \int_0^{W_E} \frac{1}{C_{Aeff}(x)} \int_x^{W_E} \frac{C_{Aeff}(y)}{D_n(y)} dy dx \frac{W_B + W_B'}{W_B} \\ C_{Aeff}(x) &= C_A(x) \exp[-\Delta E_{gB}(x)/kT] \end{aligned} \quad (17)$$

式中 $n_{ib}(x)$ 为各掺杂点的本征载流子浓度; $D_n(x)$ 是基区中的电子扩散系数; $C_A(x)$ 是基区中各掺杂点处的有效多子浓度分布; $\Delta E_{gB}(x)$ 是相应的禁带变窄量. $C_D(x)$ 和 $C_A(x)$ 的计算可采用前面平均有效多子浓度的计算方法, 只是当 $C_D(x) < 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 时, 可采用计算集电区有效多子浓度的方法, 而当 $C_A(x) > 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 时, 可认为 $C_A(x) = N_A(x)$.

发射区势垒电容充放电时间 τ_{eb} , 集电区势垒电容充放电时间 τ_{bc} , 集电区势垒空间渡越时间 τ_c 和基区附加延迟时间 $\Delta\tau_b$ 可分别表示为^[21]

$$\begin{aligned} \tau_{eb} &= (C_{TE} + C_{TC})kT/(qI_E) \\ \tau_{bc} &= r_{CS}C_{TC} = C_{TC}W_C/(q\mu_nC_C A_B) \\ \tau_c &= d_C/(2V_{sl}) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\Delta\tau_b = 2 \times \left[\frac{1}{W_B} \int_0^{W_B} D_n(x) dx \right] / V_{sl} \times \frac{W_B}{W_B + W_B'} \times \tau_{bc}$$

式中 I_E 为发射区电流, 等于 I_C 和各基区电流之和; C_{TE} 和 C_{TC} 分别是发射结和集电结势垒电容; r_{CS} 是集电区电阻; V_{sl} 为电子极限速度^[22], $\Delta\tau_b$ 考虑了基区展宽效应的影响. 正向传输时间 τ_{ec} 可表示为

$$\Delta\tau_{ec} = \tau_e + \tau_b + \tau_{eb} + \tau_c + \tau_{bc} + \Delta\tau_b = 1/(2\pi f_T) \quad (19)$$

式中 f_T 是特征频率. 由以上分析计算可得各温度下 f_T 随 I_C 的变化曲线.

4 实验验证与讨论

4.1 验证

为了检验上述理论, 我们测量了一种普通双扩散结构的小功率硅双极晶体管 (n^+pn). 掺杂为高斯分布, $N_{E\max} = 2.2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$, $N_{B\max} = 2.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 杂质分布为

$$\begin{aligned} N_D(x) &= N_{E\max} \exp\left[-(x/W_E)^2 \times \ln(N_{E\max}/N_{B\max})\right] \quad (0 \leq x \leq W_E) \\ N_A(x) &= N_{B\max} \exp\left[-(x/W_B)^2 \times \ln(N_{B\max}/N_C)\right] \quad (0 \leq x \leq W_B) \end{aligned} \quad (20)$$

集电区浓度 N_C 等于 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, W_E, W_B 和 W_C 分别等于 $0.6 \mu\text{m}, 1.2 \mu\text{m}$ 和 $9.7 \mu\text{m}$, $A_E \cong 2000 \mu\text{m}^2$, $A_B \cong 9000 \mu\text{m}^2$, $S_c \cong 15 \mu\text{m}$. 计算可知当不考虑发射区电流集边效应时, $n_B(0)$ 和 $p_E(0)$ 随 V_{BE} 指数上升; 而考虑后, 77K 时可见 $n_B(0)$ 和 $p_E(0)$ 在高注入时要比原来未考虑时上升快得多. 这说明基区电导调制效应将比原来未考虑该效应时更容易发生, 而在 300K 时, 电导调制效应和发射区电流集边效应对 $n_B(0)$ 和 $p_E(0)$ 的影响很小.

图 1 示出了 $V_{CE}=1\text{V}$ 时 H_{FE} 在 77K 时与 I_C 的关系曲线. 可知实验与理论结果相吻合. 由式(8)的计算可知, $V_{CE}=1\text{V}$, $J_{C0} \cong 1540 \text{ A/cm}^{-2}$, 此时的 $I_C \cong 3.08 \times 10^{-2} \text{ A}$; 在 300K 时, 当 $V_{CE}=1\text{V}$, $J_{C0} \cong 1044 \text{ A/cm}^{-2}$, 相应的 $I_C \cong 2.09 \times 10^{-2} \text{ A}$. 通过比较图中电流增益转折点处的集电极电流值与上述 I_C 的数据可知: 有效基区展宽效应不是电流增益下降的主要原因. 因此在低温时 H_{FE} 的大电流特性由电导调制效应和发射区电流集边效应决定. 图 2 给出了 300K 时, $V_{CE}=1\text{V}$ 时 H_{FE} 与 I_C 的关系曲线. 由图可见理论与实验较好吻合. 当 I_C 超过临界值后, H_{FE} 迅速下降, 并且临界 I_C 的理论与实验值较好吻合. 所以在常温时, 电流增益的大注入效应由有效基区展宽效应决定.

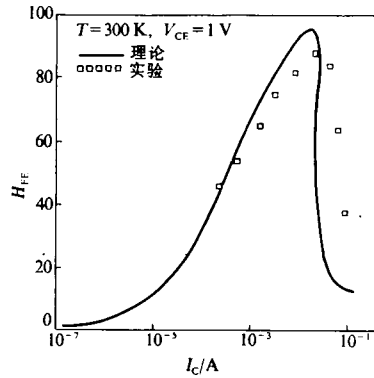
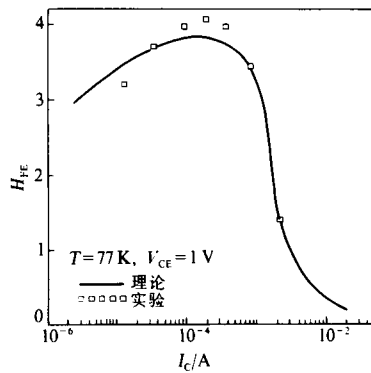
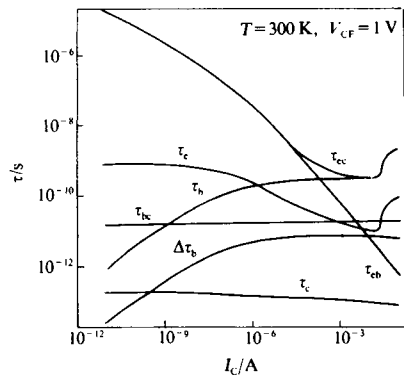
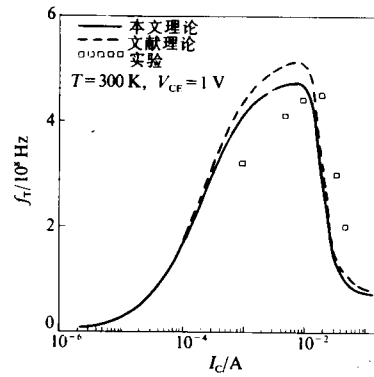


图 1 77K 和 $V_{CE}=1\text{V}$ 时 H_{FE} 与 I_C 的关系曲线

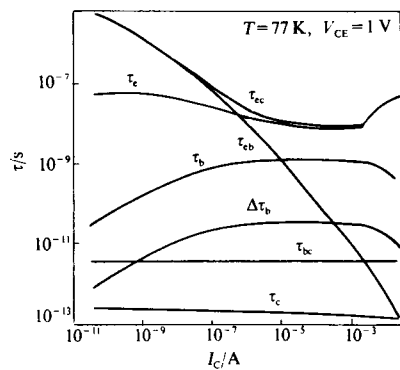
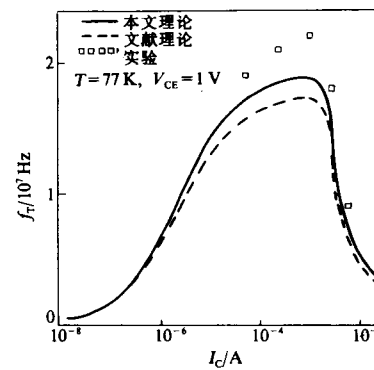
图 2 300K 和 $V_{CE}=1\text{V}$ 时 H_{FE} 与 I_C 的关系曲线

图 3 给出了 $T=300\text{K}, V_{CE}=1\text{V}$ 时各延迟时间与集电极电流的关系曲线. 可知小电流时 τ_{ec} 主要由 τ_{cb} 决定, 而在大电流时主要由 τ_b 决定. τ_{cb} 随着 I_C 的增大而减小. τ_b 随着 I_C 的增大始终增大, 这是因为在中小电流时, H_{FE} 随 I_C 的增大而增大, τ_b 中的 $H_{FE}/(1+H_{FE})$ 使得 τ_b 增大, 而在大电流时, 又由于基区展宽效应的发生, 使得中性基区扩展, 所以即使 H_{FE} 下降了, 但总的 τ_b 还是上升. 另外还可发现 τ_e 在中小电流时随 I_C 的增大而下降, 而在大电流又上升, 这是 τ_e 中 $1/(1+H_{FE})$ 作用的结果. 其它延迟时间所占比例很小. 图 4 给出了该条件下 f_T 随 I_C 的理论计算和实验曲线, 同时也给出了用文献方法得到的 f_T 曲线. 由图可知, 用有效多子浓度计算得到的结果更接近于实验值.

图 5 给出了 $T=77\text{K}, V_{CE}=1\text{V}$ 时各延迟时间与集电极电流的关系曲线. 可知对于该晶体管, 小电流时 τ_{ec} 主要由 τ_{cb} 决定, 而在大电流时主要由 τ_e 决定. τ_e 随着 I_C 的变化趋势与 300K 时一样, 主要由 H_{FE} 决定. τ_b 随 I_C 的增大先上升后下降, 这是因为低温时大电流效应不由基区展宽效应决定, τ_b 主要由 $H_{FE}/(1+H_{FE})$ 决定. 同时也可发现, 对于该晶体管, τ_e 远大于 τ_b , 这是因为发射区掺杂浓度要比基区掺杂浓度大得多, 发射区禁带变窄效应也要严重

图 3 300K 和 $V_{CE}=1V$ 时各延迟时间与 I_C 的关系图 4 300K 和 $V_{CE}=1V$ 时 f_T 与 I_C 的关系

得多, 所以 τ_c 比 300K 时的值大得多, 而 τ_b 却上升不大. 图 6 给出了该条件下 f_T 随 I_C 的理论计算和实验曲线, 同时也给出了用文献方法得到的 f_T 计算曲线. 可知, 用有效多子浓度计算得到的结果也更接近于实验值.

图 5 77K 和 $V_{CE}=1V$ 时各延迟时间与 I_C 的关系图 6 77K 和 $V_{CE}=1V$ 时 f_T 与 I_C 的关系

4.2 讨论

对于低温下硅双极晶体管特征频率的蜕化, 另一种理论是低温下浅能级杂质的陷阱效应, 使得基区渡越时间增大. 其增强因子为^[20]

$$\zeta_b = 1 + 2 \times (N_c/N_e) \exp[\Delta E_c / (kT)] \quad (21a)$$

同样发射区中的基区补偿杂质也会对发射区少子存储时间 τ_e 起到增强作用, 即

$$\zeta_e = 1 + 4 \times (N_b/N_e) \exp[\Delta E_b / (kT)] \quad (21b)$$

对于本文中的硅双极晶体管, 计算结果表明, $T=300K$ 时, $\zeta_b=1.002$, $\zeta_e=1.449$, 而 $T=77K$ 时, $\zeta_b=2.271$, $\zeta_e=143.2$. 显然 300K 时, 影响很小, 而 77K 时, 影响巨大, 特别是对 τ_e , 若再乘上 ζ_e , 就太大了. 所以认为低温下浅能级杂质的陷阱效应不可能是主要原因, 这也与文献[19, 23]的结果相吻合.

5 结论

本文定量地计算了硅双极晶体管电流增益和特征频率在 77K 与 300K 时与集电极电流的变化关系. 结果表明: 77K 时电流增益的大电流效应由电导调制效应和发射区电流集边效应决定, 300K 时则由有效基区展宽效应决定. 特征频率在 300K 时主要由基区渡越时间决定, 而在 77K 时发射区少子存贮时间有可能成为主要因素. 所得理论计算结果与实验相吻合. 低温下硅双极晶体管特征频率的蜕变主要由禁带变窄效应决定.

参 考 文 献

- [1] F. N. Gaensslen and R. C. Jaeger, IEEE Trans. Electron Devices, 1987, **34**(1):1.
- [2] F. N. Gaensslen and R. C. Jaeger, IEEE Trans. Electron Devices, 1989, **36**(8): 1404.
- [3] E. Edelsack, Special issue on low temperature electronics. Cryogenics, 1990, 30(12).
- [4] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, New York, Wiley; 1971, 723.
- [5] Malgorzata Chrzanoswska-Jeske and R. C. Jaeger, IEEE Trans. Electron Devices, 1989, **36**(8): 1475~1489.
- [6] D. B. M. Klaassen, Solid-State Electronics, 1992, **35**: 961.
- [7] N. Shigyo and Y. Niitsu, IEEE Trans. Electron Devices, 1993, **40**(11): 2087.
- [8] J. C. S. Woo *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1987, **34**(1): 130.
- [9] J. D. Cressler *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1989, **36**(11): 2576.
- [10] Adolph Blicher, Field-Effect and Bipolar Power Transistor Physics. Academic press, 1981.
- [11] G. Rey *et al.*, Solid-State Electronics, 1975, **18**: 863.
- [12] 林昭炯,等,电子科学学刊,1985, **7**(4): 317.
- [13] G. S. Kousik *et al.*, Advance in Physics, 1985, **34**: 663.
- [14] J. M. Early, Proc. of the Institute of Radio Engineers, 1952, **40**: 1401.
- [15] Sorab K. Ghandhi, Semiconductor Power Devices Physics of Operation and Fabrication Technology. John Wiley & Sons, Inc., 1977.
- [16] K. Suzuki, IEEE Trans. Electron Devices, 1991, **38**(11): 2512~2518.
- [17] K. Suzuki, IEEE Trans. Electron Devices, 1991, **38**(8): 1868~1877.
- [18] M. Miyamoto, K. Yano, Y. Tamaki *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1993, **40**(2): 378~383.
- [19] J. B. Juo and T. C. Lu, Solid-State Electronics, 1993, **36**: 917~921.
- [20] J. C. S. Woo and J. D. Plummer, IEEE Trans. Electron Devices, 1989, **35**(8): 1311~1321.
- [21] 陈星弼,唐茂成,晶体管原理和设计,成都电讯工程学院出版社,1987,93~125.
- [22] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottariani *et al.*, Solid-State Electronics, 1977, **20**: 77.
- [23] J. D. Cressler, D. D. Tang, K. A. Jenkins *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1989, **36**: 1489~1502.

Quantitative Modeling of DC and Transient Characteristics at High Injection Level at 77K and 300K in Silicon Bipolar Transistor

Xiao Zhixiong and Wei Tongli

(*Microelectronics Center, Southeast University, Nanjing 210018*)

Received 8 September 1995, revised manuscript received 10 May 1996

Abstract The current gain and cutoff frequency of silicon bipolar transistor have been quantitatively modeled at 77K and 300K. The obtained results are in agreement with the experimental data. The current gain is mainly determined by the conductivity modulation effect and the emitter current crowding effect at 77K. At 300K, it is determined by the effective base widening effect. For the cutoff frequency, it is mainly determined by the base transit time at 300K, and at 77K, the emitter transit time may be dominant for the large bandgap narrowing effect in emitter. The bandgap narrowing effect is the main reason for the great decrease of the cutoff frequency with the decrease of temperature, instead of the low temperature trapping effect by the compensated impurities with the shallow energy levels.

EEACC: 2560B, 2560J