

# SiGe HBT 势垒电容模型\*

吕 懿 张鹤鸣 戴显英 胡辉勇 舒 斌

(西安电子科技大学微电子所, 西安 710071)

(2003 年 10 月 13 日收到 2004 年 1 月 16 日收到修改稿)

在考虑 SiGe HBT 的势垒电容时, 通常的耗尽层近似不再适用, 应考虑可动载流子的影响. 在分析研究 SiGe HBT 载流子运输的基础上, 建立了考虑发射结势垒区内载流子分布的发射结势垒电容模型和不同电流密度下包括基区扩展效应的集电结势垒电容模型. 将以上势垒电容模型应用于 SiGe HBT 频率特性模拟, 模拟结果与实验结果符合得很好.

关键词: SiGe HBT, 势垒电容, 微分电容

PACC: 8160C, 9240C, 6185

## 1. 引 言

在 SiGe HBT 异质结双极晶体管<sup>[1]</sup> 频率特性模型中, 发射结势垒电容与集电结势垒电容是主要的模型参数, 它们的精度对频率特性模拟分析结果有很大的影响. 当 SiGe HBT 处于交流工作状态时, 因发射结为正向偏置, 发射结势垒区中载流子浓度较高, 同时集电结势垒区有电流通过, 因此在考虑它们的势垒电容时, 需计及可动电荷. 通常的耗尽层近似不再适用. 另外, 集电结势垒区宽度与电流密度密切相关. 随电流密度提高, 集电结势垒区逐渐展宽, 使集电结势垒区在本征集电区侧的边界逐渐向衬底方向移动, 直至本征集电区与衬底界面. 当电流密度再增大时, 则发生基区扩展效应. 因而, 集电结势垒电容模型依据电流密度将有三种情况<sup>[2]</sup>, 即势垒区集电区侧边界在本征集电区时的电容、势垒区集电区侧边界扩展至衬底时的电容和基区扩展时的电容.

本文在分析 SiGe HBT 载流子运输的基础上, 研究并建立了考虑发射结势垒区载流子分布的势垒电容模型和不同电流密度下的集电结势垒电容模型.

## 2. 发射结势垒电容

发射结为正向偏置时, 势垒区中载流子浓度较

高, 耗尽层近似不再适用. 因此, 若考虑势垒区中的载流子分布情况, 可得到 SiGe HBT 发射结势垒电容为

$$C_{je} = \frac{\epsilon_{Si} \epsilon_{SiGe}}{X_1 \epsilon_{SiGe} + X_2 \epsilon_{Si}} + q \int_{-X_1}^{X_2} \left( \frac{\partial n(x)}{\partial V} \right) dx = C_D + C_F, \quad (1)$$

式中  $\epsilon_{Si}$ ,  $\epsilon_{SiGe}$  分别为发射区和基区材料的介电常数,  $X_1$ ,  $X_2$  分别为势垒区在发射区侧和基区侧的边界,  $n(x)$  为发射结势垒区内载流子浓度分布函数. 等式右边第一项  $C_D$  为耗尽层近似时的势垒电容, 第二项  $C_F$  为势垒区内载流子分布所引起的电容<sup>[2]</sup>.

当发射结正向偏置电压  $V_{be} < V_c$  时, 发射结势垒电容的解析模型可表示为<sup>[3]</sup>

$$C_{je} = A_{be} \epsilon_{Si} \epsilon_{SiGe} \left\{ \epsilon_{SiGe} X_1 + \epsilon_{Si} X_2 \right\} + q A_{be} \left\{ - \left( 0.5 q X_1 N_E / kT \right) \left( dV_{Bi} / dV_{be} \right) \right\} \times \left[ F \left( - q V_{Bi} / kT \right) \right] \exp \left( q V_{Bi} / kT \right) - 0.5 N_E \left( \frac{dX_1}{dV_{be}} \right) \left[ 1 - F \left( - q V_{Bi} / kT \right) \right] - \left( 0.5 q N_E X_2 / kT \right) \left( n_{ieB} / n_{ieE} \right) \left( dV_{Bi} / dV_{be} \right) + \left[ F \left( - \left( q \left( V_{Bi} + \Delta V_i \right) / kT \right) \right) \right] \times \exp \left[ q \left( V_{Bi} + \Delta V_i \right) / kT \right] + \left( 0.5 q N_E X_2 / kT \right) \left( n_{ieB} / n_{ieE} \right) \times \left\{ F \left( - \left( q \left( V_{Bi} + \Delta V_i \right) / kT \right) \right) \right\}$$

\* 国家部委预研基金(批准号 51408010301DZ0131)及模拟集成电路重点实验室基金(批准号 JS09.2.1.DZ01)资助的课题.

$$\begin{aligned} & \times \exp\left[-q(V_{BT} + \Delta V_i)/kT\right] \\ & - 0.5N_E \left(\frac{dX_2}{dV_{be}}\right) (n_{ieB}/n_{ieE}) \\ & \times \{F(-q(V_{BT} + \Delta V_i)/kT)\} \\ & - F(-q(V_{BT} + \Delta V_i)/kT). \quad (2) \end{aligned}$$

而当  $V_{be} \geq V_c$  时<sup>[3]</sup>, 则发射结势垒电容的解析模型可表示为

$$C_{je} = C_{je}(V_{be}) \exp[-q(V_{be} - V_c)/4kT]. \quad (3)$$

以上式中

$$V_c = V_{biE} - 2kT/q;$$

$$\begin{aligned} V_{biE} = & -|x_B - x_E| - \frac{0.5\Delta E_g}{q} \\ & + (kT/q) \ln [N_E N_B (n_{ieE} n_{ieB})] \\ & + 0.5(kT/q) \ln [N_{C, SiGe} N_{V, Si} (N_{C, Si} N_{V, SiGe})]; \\ \Delta V_i = & \frac{\Delta E_c}{q} + \frac{|E_{g, Si} - E_{g, SiGe}|}{2q} + \frac{kT}{2q} \ln \left( \frac{N_{C, Si} N_{V, SiGe}}{N_{C, SiGe} N_{V, Si}} \right); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} X_1 = & \left\{ 2\epsilon_{Si} \epsilon_{SiGe} N_B (V_{BT} - 1.64kT/q) \right. \\ & \left. \sqrt{qN_E (\epsilon_{Si} N_E + \epsilon_{SiGe} N_B)} \right\}^{1/2}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} X_2 = & \left\{ 2\epsilon_{Si} \epsilon_{SiGe} N_E (V_{BT} - 1.64kT/q) \right. \\ & \left. \sqrt{qN_B (\epsilon_{Si} N_E + \epsilon_{SiGe} N_B)} \right\}^{1/2}; \end{aligned}$$

$$V_{BI} = \frac{qN_E X_1^2}{\epsilon_{Si}}; V_{BT} = V_{biE} - V_{be};$$

$$F(y) = [\exp(-y) + 0.27]^{-1};$$

$$\frac{dV_{BI}}{dV_{be}} = - \frac{\epsilon_{SiGe} N_B}{(\epsilon_{Si} N_E + \epsilon_{SiGe} N_B)};$$

$$\frac{dX_1}{dV_{be}} = - \frac{\epsilon_{Si} \epsilon_{SiGe} N_B}{[qN_E X_1 (\epsilon_{Si} N_E + \epsilon_{SiGe} N_B)]};$$

$$\frac{dX_2}{dV_{be}} = - \frac{\epsilon_{Si} \epsilon_{SiGe} N_E}{[qN_B X_2 (\epsilon_{Si} N_E + \epsilon_{SiGe} N_B)]}.$$

其中,  $F(y)$  为一中间函数,  $x_B$  为基区的电子亲和势,  $x_E$  为发射区的电子亲和势;  $N_E, N_B$  分别为发射区和基区的掺杂浓度;  $N_{C, SiGe}, N_{C, Si}$  分别是基区和发射区导带的有效状态密度,  $N_{V, Si}, N_{V, SiGe}$  分别是发射区和基区价带的有效状态密度<sup>[4]</sup>;  $n_{ieE}$  为发射区本征载流子浓度,  $n_{ieB}$  为基区本征载流子浓度;  $\Delta V_i = \Delta E_i/q$ ,  $\Delta E_i$  是异质结界面处本征费密能级的不连续量, 一般在用漂移扩散理论时, 认为其为 0;  $\Delta E_g$  是基区发射结侧禁带变窄量,  $\Delta E_c$  为基区与发射区的导带差<sup>[5]</sup>.

### 3. 集电结势垒电容

集电结势垒电容是电流密度的函数, 因此, 建立

精确的集电结势垒电容  $C_{jc}$  模型对研究 SiGe HBT 频率特性非常重要. 集电结势垒区有电流通过, 存在可动电荷, 而且势垒区宽度与电流密度有密切的关系, 此时求解其电容  $C_{jc}$  时不能用耗尽近似, 而应考虑可动载流子的影响, 定义为

$$C_{jc} = \frac{dQ}{dV_{bc}} = q \frac{d}{dV_{bc}} \int_0^{x_{mc}} [n(x) + N_C] dx, \quad (4)$$

式中  $V_{bc}$  为集电结偏置电压,  $n(x)$  为集电结势垒区可动载流子电荷密度,  $x_{mc}$  是集电结势垒区在集电区侧的宽度. 随电流密度提高, 集电结势垒区宽度逐渐增大, 集电结势垒区在本征集电区侧边界逐渐向衬底方向移动, 直至本征集电区与衬底界面. 当电流再增大时, 发生基区扩展效应. 因而, 集电结势垒电容要分三种情况.

#### 3.1. 势垒区集电区侧边界在本征集电区时的电容

在电流密度使势垒区集电区侧边界仍处于本征集电区内时, 集电区侧势垒区中的面电荷密度为  $Q = (qN_C - J_c/V_s)x_n$ , 其中  $N_C$  为集电区掺杂浓度,  $J_c$  为通过势垒区的电流密度,  $V_s$  为势垒区中载流子的漂移速度,  $x_n$  为集电区侧势垒区宽度. 由(4)式得到集电结势垒电容为

$$\begin{aligned} C_{jc} = & \frac{d(qN_C - J_c/V_s) \cdot x_n}{dV_{cb}} \\ = & \left( qN_C - \frac{J_c}{V_s} \right) \cdot \frac{dx_n}{dV_{cb}} - \frac{x_n}{V_s} \cdot \frac{dV_c}{dV_{cb}}. \quad (5) \end{aligned}$$

令

$$g_{nc} = \frac{dJ_c}{dV_{bc}}, \quad (6)$$

并设  $x_p^+$  为基区侧的势垒区宽度,  $dx_p^+$  为其变化量,  $W_b$  为本征集电区宽度, 则  $dJ_c$  为  $dx_p^+$  所引起的电流密度的增量. 若取  $n_0$  为基区在发射结处的少子浓度, 则

$$J_c = \frac{qD_n \cdot n_0}{W_b - x_p^+ - dx_p^+},$$

$$J_c = \frac{qD_n \cdot n_0}{W_b - x_p^+},$$

那么

$$\begin{aligned} dJ_c = & \frac{qD_n \cdot n_0 \cdot dx_p^+}{(W_b - x_p^+ - dx_p^+) \cdot (W_b - x_p^+)} \\ = & \frac{J_c \cdot dx_p^+}{(W_b - x_p^+ - dx_p^+)}. \end{aligned}$$

于是

$$g_{nc} = \frac{J_C}{W_b - x_p^+} \cdot \frac{dx_p^+}{dV_{bc}}. \quad (7)$$

求解泊松方程,可得集电结势垒区在本征集电区和基区侧的宽度  $x_n$  与  $x_p^+$  分别为

$$x_n = \left\{ \frac{2\epsilon_{Si}\epsilon_{SiGe}(V_{cb} + V_D) \left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right)}{\left[ \epsilon_{Si} \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right)^2 + \epsilon_{SiGe} \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right) \left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right) \right]} \right\}^{1/2}, \quad (8)$$

$$x_p^+ = \frac{\left( N_C - \frac{J_C}{qV_s} \right)}{\left( N_B + \frac{J_C}{qV_s} \right)} x_n, \quad (9)$$

式中  $V_D$  为集电结的接触电势差,  $\epsilon_{SiGe} = (11.9 + 4.1y_{wb})\epsilon_0$  [6],  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $y_{wb}$  为 Ge 组分.

解(7)(8)(9)式得

$$g_{nc} = \frac{J_C}{W_b - x_p^+} \frac{qN_C - \frac{J_C}{V_s}}{qN_B + \frac{J_C}{V_s}} \frac{\epsilon_{Si}\epsilon_{SiGe} \left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right)}{x_n \left[ \epsilon_{Si} \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right)^2 + \epsilon_{SiGe} \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right) \left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right) \right]} \times \frac{1}{1 + \frac{J_C}{W_b - x_p^+} \frac{x_n}{\left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right)^2} \frac{q(N_B + N_C)}{V_s} - \frac{R}{x_n}}, \quad (10)$$

其中

$$R = \epsilon_{Si}\epsilon_{SiGe}(V_{cb} + V_D) \frac{\left[ \epsilon_{Si} \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right)^2 + \epsilon_{SiGe} \left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right) \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right) \right] \frac{1}{V_s}}{\left[ \epsilon_{Si} \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right)^2 + \epsilon_{SiGe} \left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right) \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right) \right]^2} - \epsilon_{Si}\epsilon_{SiGe}(V_{cb} + V_{bi}) \frac{\left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right) \left[ \epsilon_{SiGe} \left( qN_C - qN_B - \frac{2J_C}{V_s} \right) - 2\epsilon_{Si} \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right) \right]}{\left[ \epsilon_{Si} \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right)^2 + \epsilon_{SiGe} \left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right) \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right) \right]^2},$$

而

$$\frac{dx_n}{dV_{cb}} = \frac{\epsilon_{Si}\epsilon_{SiGe} \left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right)}{x_n \left[ \epsilon_{Si} \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right)^2 + \epsilon_{SiGe} \left( qN_B + \frac{J_C}{V_s} \right) \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right) \right]} + \frac{R}{x_n} g_{nc}. \quad (11)$$

将(8)(10)(11)式代入(5)式,即可得到集电结势垒区边界在本征集电区时的电容  $C_{jc}$  的解析表达式.

### 3.2. 势垒区集电区侧边界扩展至衬底时的电容

随着集电极电流密度的提高,集电区侧势垒区

边界将扩展至  $N_C^+$  衬底,本征集电区完全成为势垒区.可以认为,电子在势垒区内以饱和速度  $V_s$  运动,则势垒区内电子浓度为  $n(x) = J_C/(qV_s)$ .由泊松方程和电中性条件可解得势垒区在衬底区与基区侧的宽度  $x_n^+$  和  $x_p^+$  分别为

$$x_n^+ = W_c \left[ \sqrt{1 + \left[ \frac{2\epsilon_{Si}}{W_c^2} (V_{cb} + V_D) - \left( qN_C - \frac{J_C}{V_s} \right) \right] \cdot \left[ qN_C^+ - \frac{J_C}{V_s} \right]} - 1 \right], \quad (12)$$

$$x_p^+ = \frac{1}{N_B} \cdot \left[ W_c \cdot \left( N_C - \frac{J_C}{qV_s} \right) + x_n^+ \cdot N_C^+ \right]. \quad (13)$$

根据(4)式,此时的势垒电容为

$$C_{jc} = \left\{ \left( \frac{W_c}{\epsilon_{Si}} \right)^2 + \frac{2}{\epsilon_{Si} q N_C^+} \left[ V_D + V_{cb} - \frac{W_c}{2\epsilon_{Si}} \left( q \cdot N_C - \frac{J_C}{V_s} \right) \right] \right\}^{0.5} + \frac{W_c g_{nc}}{2V_s} \left[ 1 + \frac{x_n^+}{W_c} \right]^{-1} \left[ 1 + \frac{2\epsilon_{Si}}{W_c^2 q N_C^+} (V_{cb} + V_{bic}) \right] - \frac{W_c g_{nc}}{V_s} \left[ 1 + \frac{x_n^+}{W_c} \right], \quad (14)$$

其中  $g_{nc}$  可由(7)式求得

$$g_{nc} = \frac{\epsilon_{Si} V_s}{W_c^2} \left\{ \left( 1 + \frac{qV_s}{J_C} \cdot N_b \cdot \frac{W_b - x_p^+}{W_c} \right) \left( 1 + \frac{x_n^+}{W_c} \right) - \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2\epsilon_{Si}}{W_c^2 q N_C^+} (V_{cb} + V_D) \right] \right\}^{-1},$$

式中  $W_c$  为本征为集电区宽度,  $N_C^+$  为衬底区掺杂浓度.

### 3.3. 基区扩展时的电容

当  $J_C$  进一步增大时,本征集电结界面处的电场减弱,势垒区基区一侧的边界明显向本征集电区方向移动,直至进入本征集电区,发生基区扩展.基区扩展时的临界电流密度可表示为

$$J_k = V_s \cdot [qN_C + 2\epsilon_{Si}(V_{cb} + V_D)W_c^2].$$

当电流超过基区扩展的临界电流密度时,电流感应基区(扩展宽度)  $W_{cb}$  与电流的关系为

$$W_{cb} = W_c - [2\epsilon_{Si}(V_{cb} + V_D)]^{1/2} \cdot (J_C/V_s - qN_C)^{-1/2}.$$

在基区扩展期间,由于  $dV_{cb}$  而引起的增量空穴浓度变化近似为:  $d[q(n_0 - N_C)W_{cb}]$ ,由此基区扩展情况下的集电结势垒电容可表示为

$$C_{cb} = \frac{d[q(n_0 - N_C) \cdot W_{cb}]}{dV_{cb}} = \frac{W_c - W_{cb}}{2(V_{cb} + V_D)} \cdot (qn_0 - qN_C), \quad (15)$$

式中  $n_0$  为原本征集电结界面处的电子浓度.

设  $n_1$  为集电结空间电荷区在扩展基区侧的电子浓度,可取  $n_1 = n_s = J_C/(q \cdot V_s)$ .所以,

$$n_0 = n_1 + \frac{dn(x)}{dx} W_{cb} = n_s + \frac{dn(x)}{dx} W_{cb}. \quad (16)$$

在扩展基区,由电中性条件可得扩展基区中的空穴浓度分布为

$$p(x) = n(x) - N_C.$$

那么,非平衡空穴产生的电场为

$$E(x) = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{p(x)} \cdot \frac{dp(x)}{dx}.$$

由此得到扩展基区的电流密度

$$J_C = \frac{qD_n}{p(x)} \cdot \frac{d[p(x) \cdot n(x)]}{dx},$$

则载流子分布的斜率  $dn/dx$  即为

$$\begin{aligned} \frac{dn(x)}{dx} &= \frac{J_C}{qD_n} \frac{1}{1 + \frac{n(x)}{p(x)}} \\ &= \frac{J_C}{qD_n} \frac{1}{1 + \frac{n_s}{n_s - N_C}}. \end{aligned} \quad (17)$$

那么,由(15)(16)(17)可得基区扩展时的集电结势垒电容

$$C_{cb} = \frac{W_c - W_{cb}}{2(V_{cb} + V_D)} [qn_s - qN_C + \frac{J_C}{D_{nc}} W_{cb} \left( 1 + \frac{n_s}{n_s - N_C} \right)^{-1}]. \quad (18)$$

## 4. 模拟结果与讨论

### 4.1. 发射结势垒电容

采用本文建立的模型模拟分析了 SiGe HBT 发射结电容  $C_{je}$  与正偏压  $V_{be}$  得关系,在  $T = 300K$  时  $C_{je}$  与  $V_{be}$  的关系如图 1 所示.在低偏压下,本模型比耗尽层模型计算的电容要大,这是因为,本模型计及了耗尽区的电子和空穴,使势垒电容增加.耗尽近似模型的电容随  $V_{be}$  的增加而单调增加,这显然不合理.本模型的结果更符合实际的情形.

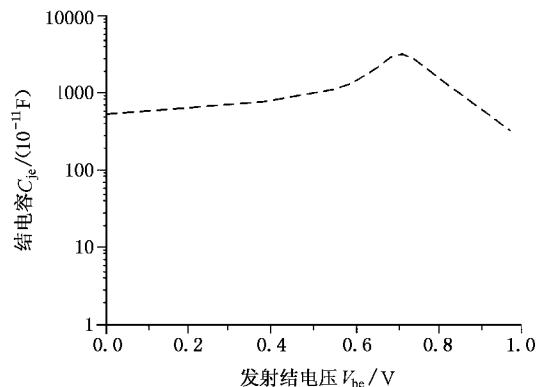


图 1 发射结势垒电容与发射结电压关系曲线

### 4.2. 集电结势垒电容

集电结势垒电容对优化和计算 HBT 的  $f_T$  和  $f_{max}$  很重要,它随集电区厚度、集电结偏压、掺杂浓度、集电极电流以及温度而变化.本文给出了  $T =$

300K 时,在不同集电区厚度、不同集电结偏压、不同掺杂浓度下  $C_{jc}$  与  $J_C$  的关系.

从图 2 3 4 可以看出,当  $J_C$  较小时,集电区部分耗尽,随着  $J_C$  的增大,耗尽层宽度增加,因而  $C_{jc}$  随  $J_C$  增大而缓慢下降,直至  $J_C$  增大到使集电区全部耗尽.当  $J_C > J_k$  时,发生基区扩展, $C_{jc}$  随  $J_C$  先是下降而后又迅速上升.

发射结势垒电容与集电结势垒电容是决定 SiGe HBT 频率特性的主要模型参数,对频率特性模拟分析结果精度影响较大.将上述发射结势垒电容模型与集电结势垒电容模型应用于 SiGe HBT 频率特性模拟分析,得到特征频率  $f_T$  与器件几何结构参数、材料物理参数及电流密度的关系<sup>[7]</sup>,特征频率与发射区、集电区掺杂浓度及集电极电流密度关系的模拟结果如图 5 6 所示.模拟结果表明, $T = 300K$  时, $f_T$  与  $J_C$  的关系同 Liou<sup>[8]</sup>等人的模拟结果一致,且  $f_T$  值与 Hobart<sup>[9]</sup>等人的实验结果也相符,这表明本文给出的模型是合理的.

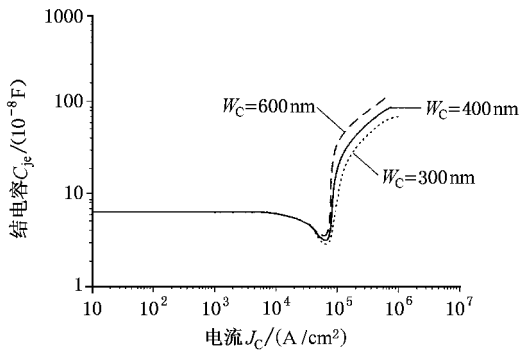


图 2 不同集电区厚度  $C_{jc}$  与  $J_C$  的关系曲线

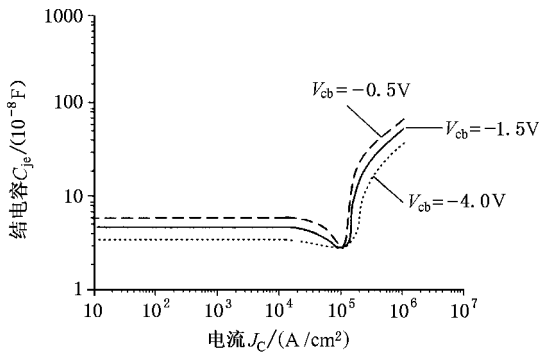


图 3 不同集电结偏压  $C_{jc}$  与  $J_C$  的关系曲线

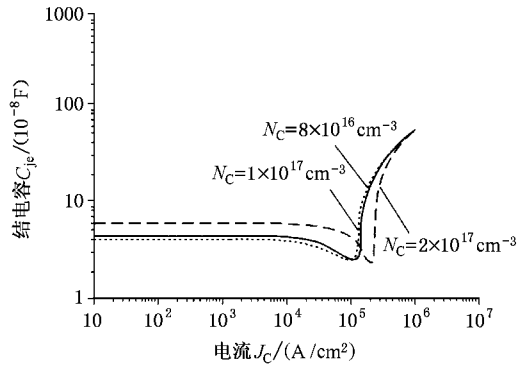


图 4 不同掺杂浓度  $C_{jc}$  与  $J_C$  的关系曲线

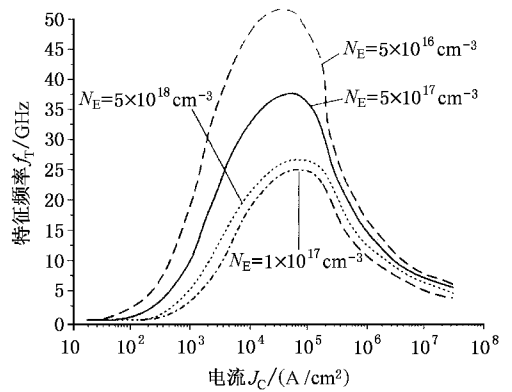


图 5  $T = 300K$  时不同发射区浓度下的  $f_T$ - $J_C$  曲线

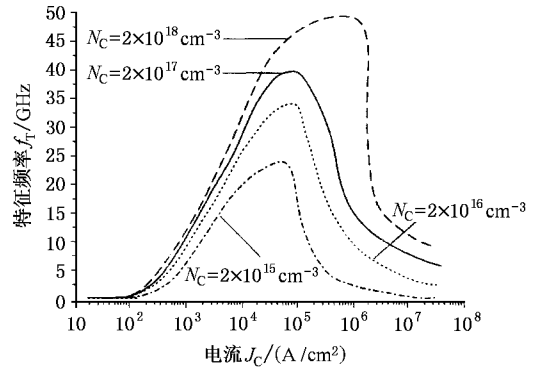


图 6  $T = 300K$  时不同集电区浓度下的  $f_T$ - $J_C$  曲线

### 5. 结 论

在发射结为正向偏置时,发射结势垒区中载流子不可忽略,因此耗尽层近似不再适用.本文在考虑势垒内载流子分布的条件下,建立了发射结电容模型.该电容模型包含两部分:耗尽层近似电容与势垒

内可动电荷变化所引起的电容.

当电流通过集电结时,其耗尽层宽度及其在基区侧和集电区侧边界与电流密度有密切的关系,本文建立了三种情况下的集电结势垒电容模型,其中

集电结电容包含了基区扩展效应的影响.

本文所建立的势垒电容模型已应用于 SiGe HBT 频率特性模拟,模拟结果与实验结果符合很好,说明了本文所建模型精度较高.

- [ 1 ] Liu X Q *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2340 [ in Chinese ] 刘雪芹等 2002 物理学报 **51** 2340 ]
- [ 2 ] Tak H Ning 2001 *IEEE Transactions on Electron Device* **48** 2485
- [ 3 ] Yu J S 1992 *Solid-State Electronics* **35** 921
- [ 4 ] Zhang W R, Zen Zheng, Luo J S 1996 *Cryogenics* **36** 915
- [ 5 ] Qian Wei *et al* 1998 *Chinese Journal of Semiconductors* **19** 261 [ 钱伟等 1998 半导体学报 **19** 261 ]

- [ 6 ] Paasschens J C J and Kloosterman W J 2000/2001 *Philips Electronics* **5** 24
- [ 7 ] Zhang H M *et al* 2003 *Journal of Xidian University* **30** 293 [ in Chinese ] 张鹤鸣等 2003 西安电子科技大学学报 **30** 293 ]
- [ 8 ] Liu J J 1994 *Japanese J. Appl. Phys.* **33** 990
- [ 9 ] Hobart K D, Kub F J, Papanicolaou N A 1995 *IEEE Transactions on Electron Device Letter* **16** 205

## Junction capacitance models of SiGe HBT \*

Lü Yi Zhang He-Ming Dai Xian-Ying Hu Hui-Yong Shu Bin

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

( Received 13 October 2003 ; revised manuscript received 16 January 2004 )

### Abstract

When SiGe HBT is in the case of normal operation, depleted approximation is not suited, and the influence of movable charge should be taken into account when considering of their junction capacitance. Based on the analysis and study of the carrier transport of SiGe HBT, emitter junction capacitance model is developed by considering the carrier distribution, and the collector junction capacitance model is also established for different current densities including base extending effect. The junction capacitance models are used to simulate frequency characteristics. The results of simulation show good agreements with the experimental data.

**Keywords** : SiGe HBT, junction capacitance, differential capacitance

**PACC** : 8160C, 9240C, 6185

\* Project supported by the Preresearch Foundation from National Ministries and Commissions ( Grant No. 51408010301DZ0131 ) and National Laboratory of Analog IC Foundation ( Grant No. JS09.2.1. DZ01 ).