

$\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层异质结双极晶体管 (HBT) 交直流特性的仿真研究

郭宝增

(河北大学电子与信息工程系 保定 071002)

摘要 本文报道了 $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层异质结双极晶体管 (HBT) 交直流特性的仿真结果。通过用叠代法求漂移-扩散方程的数值解, 确定器件的直流特性。再利用瞬态激励法, 求解器件的交流特性参数。将基区 Ge 摩尔含量 x 为 0.2、0.31 的 HBT 的模拟结果分别与有关文献报道的实验结果进行了比较, 两者的结果符合良好。

EEACC: 2560J; 2560B

1 引言

异质结双极晶体管 (HBT) 由于基区采用禁带宽度较窄的材料, 因而这种器件具有注入效率高、基区电阻低、基区输运时间短等许多特点, 由于这些特点使得器件表现出优良的交流特性、直流特性及低温特性。 $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层异质结双极晶体管除了具有一般 HBT 的优点外, 还具有一些特殊的优点, 如器件的制造工艺与广泛使用的 Si 器件工艺兼容等。因而, 这种器件的研究引起了人们的很大兴趣, 研究也取得了很大进展。

我们的工作采用载流子的漂移-扩散模型, 仿真 $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层 HBT 的交直流特性。在交流特性的仿真中采用了瞬态激励法。这种方法就是在直流仿真的基础上, 在基极加一个小的突变电压, 利用傅里叶变换的原理, 求出各极电导和电容变化的矩阵元, 从而确定器件的交流特性参数。这种方法具有原理简单, 编写程序容易, 计算结果比较精确的优点。基于上述模型, 我们开发了工作在 Windows 环境下的器件仿真程序, 对 $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层 HBT 进行仿真研究, 求得了器件的交直流特性, 并且把这些结果与有关文献报道的结果进行了比较, 比较表明两者符合良好, 这说明我们采用的方法是正确的合理的, 因此这种方法可以应用到其它器件的仿真中。同时我们得到 $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层 HBT 的交直流特性, 对于研究此器件的原理, 估计它在性能方面的潜力也有一定价值。

式比较方便,用 \tilde{Y} 表示 $N \times N$ 导纳矩阵,因此有

$$\tilde{I} = \tilde{Y} \tilde{V} \quad (9)$$

其中 $\tilde{I} = (I_1, I_2, I_3, \dots, I_N)^T$, $\tilde{V} = (V_1, V_2, V_3, \dots, V_N)^T$. 进一步把 \tilde{Y} 表示为实部和虚部,即

$$\tilde{Y} = G + j\omega C \quad (10)$$

其中 G 表示 $N \times N$ 电导矩阵; C 表示 $N \times N$ 电容矩阵. 由于没有规定电压的参考点,所以矩阵 \tilde{Y} , G 和 C 的每一行元素的和必须为 0. 同样,由于节点上的电流应该连续,所以矩阵 \tilde{Y} , G 和 C 的每一列元素的和也必须为 0. 求矩阵元的方法是,在某一端点(如第 j 个端点)上加一小的偏置电压 \tilde{V}_j , 而保持其余端点上的偏置不变,测量各端点上的电流 \tilde{I}_i ($i = 1, 2, 3, \dots, N$) 则矩阵元为

$$\tilde{Y}_{ij} = \frac{\tilde{I}_i}{\tilde{V}_j} \quad (11)$$

下面我们根据公式(11)推导出瞬态激励法的公式

对于有 n 个端点的器件,假定 t 时刻,器件的第 j 个端点电压扰动为 $\Delta \tilde{V}_j(t)$, 端点 i 的总电流和总电压分别为 $i_i(t)$ 和 $v_i(t)$, 扰动前的直流电压和电流为 $V_j(0)$ 和 $I_i(0)$, 则小信号导纳的矩阵元为

$$\tilde{Y}_{ij} = \frac{F\{i_i(t) - I_i(0)\}}{F\{v_j(t) - V_j(0)\}} \quad (12)$$

其中 F 表示对后面的函数进行傅里叶变换. 为了简化计算,设电压的扰动为阶跃函数,阶跃幅度为 ΔV_j , 因此 $v_j(t) = V_j(0) + \Delta V_j(t) = V_j(0) + \Delta V_j \mu(t)$, 其中 $\mu(t)$ 为单位阶跃函数. 因此 \tilde{Y}_{ij} 又可以表示为

$$\tilde{Y}_{ij} = \frac{F\{i_i(t) - I_i(0)\}}{F\{\Delta V_j \mu(t)\}} \quad (13)$$

故有

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_{ij} &= \frac{F\{I_i(\cdot) - I_i(0) + i_i(t) - I_i(\cdot)\}}{\Delta V_j F\{\mu(t)\}} \\ &= \frac{I_i(\cdot) - I_i(0) F\{\mu(t)\}}{\Delta V_j F\{\mu(t)\}} + \frac{j\omega}{\Delta V_j} F\{i_i(t) - I_i(\cdot)\} \\ &= \frac{I_i(\cdot) - I_i(0)}{\Delta V_j} + \frac{j\omega}{\Delta V_j} F\{i_i(t) - I_i(\cdot)\} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\tilde{Y}_{ij} = \frac{I_i(\cdot) - I_i(0)}{\Delta V_j} + \frac{j\omega}{\Delta V_j} \int_0^\infty [i_i(t) - I_i(\cdot)] e^{-j\omega t} dt \quad (15)$$

利用欧拉公式 $e^{-j\omega t} = \cos\omega t + j\sin\omega t$ 可得

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_{ij} &= \frac{I_i(\cdot) - I_i(0)}{\Delta V_j} + \frac{j\omega}{\Delta V_j} \int_0^\infty [i_i(t) - I_i(\cdot)] (\cos\omega t - j\sin\omega t) dt \\ \tilde{Y}_{ij} &= \frac{I_i(\cdot) - I_i(0)}{\Delta V_j} + \frac{\omega}{\Delta V_j} \int_0^\infty \{[i_i(t) - I_i(\cdot)] \sin\omega t\} dt \\ &\quad + \frac{j\omega}{\Delta V_j} \int_0^\infty \{[i_i(t) - I_i(\cdot)] \cos\omega t\} dt \end{aligned} \quad (16)$$

因此电导和电容的矩阵元分别为

情况 本文讨论的 HBT 的基区是由 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层材料构成的, 下面给出 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层材料的参数, Si 材料参数按常规参数值选择

3.1.1 载流子迁移率

由于缺少实验数据, 我们假定 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层的少子迁移率等于多子迁移率 我们假定迁移率由合金散射, 声子散射和杂质散射确定的, 这些散射彼此无关, 因此有

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_A} + \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I} \quad (24)$$

其中 μ 为总迁移率; μ_A 为合金散射迁移率; μ_L 为声子散射迁移率; μ_I 为电离杂质散射迁移率 对于由合金散射决定的迁移率, 一个与实验符合的很好的唯象公式可表示为

$$\mu_A = \frac{2800T^{-0.8}}{x(1-x)} \quad (25)$$

此式适合于描述(111)导带上的电子迁移率(Ge 摩尔含量大于 85%)。

$$\mu_A = \frac{9700T^{-0.8}}{x(1-x)} \quad (26)$$

此式适合于描述(100)导带上的电子迁移率(Ge 摩尔含量小于 85%)。

声学声子散射迁移率和电离杂质散射迁移率可以分别用下面的公式表示

$$\mu_L = \frac{\sqrt{8\pi q h^4 C_{11}}}{3E_{ds}^2 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2}} \quad (27)$$

$$\mu_I = \frac{64 \sqrt{\pi \epsilon_s} (2k_B T)^{3/2}}{N_{iq}^3 m^{*1/2}} \left[\ln \left(1 + \left(\frac{12\pi \epsilon_s k_B T}{q^2 N_{iq}^{1/3}} \right)^2 \right) \right]^{-1} \quad (28)$$

式中 C_{11} 是平均纵向弹性常数, 其数值为 1.67; E_{ds} 是单位晶格膨胀带边的位移, 其数值为 -5

在模拟中还要考虑迁移率随电场的变化 迁移率随电场的变化由下式表示

$$\mu(E) = \frac{2\mu_0}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2\mu_0 E}{v_s} \right)^2}} \quad (29)$$

其中 $v_s = 10^7 \text{ cm/s}$

3.1.2 禁带宽度

理论和实践都表明在(100)硅衬底上生长的 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层的禁带宽度随锗摩尔含量 x 连续变化, 实验还表明与 Si 相比, $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层禁带宽度的差别主要是在价带上, 即 ΔE_c 远小于 ΔE_v , 故假定 $\Delta E_c = 0$, $\Delta E_v = \Delta E_g$ 理论计算得到禁带宽度表达式为^[6]

$$E_g(x) = 1.12 - 0.74x \text{ (eV)} \quad (30)$$

有关文献表明, 在 $x = 0.5$ 时上式与实验结果能够很好地符合

3.1.3 介电常数

$\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 应变层的介电常数是随 x 线性变化的, 当 x 为 0 时, 其值为硅的介电常数, x 为 1 时锗的介电常数, 即

$$\epsilon(x) = 11.9 + 4.1x \quad (31)$$

$x = 1$ 时, $\epsilon(x) = 16$, 为 Ge 的介电常数

E	B	C
n ⁺ -Si	p ⁺ -SiGe	n-Si
$N_D \sim 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$	$N_A \sim 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$	$N_D \sim 1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
0.2 μm	0.1 μm	0.2 μm

图 1(a) 器件的层结构

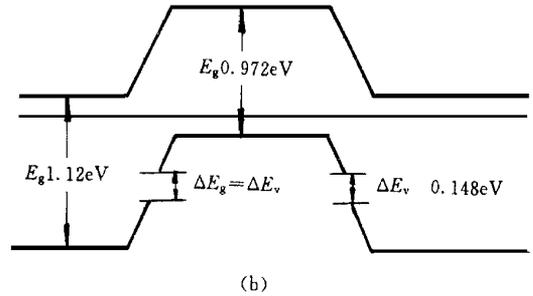


图 1(b) 平衡能带图

$x = 0.2$

4 仿真结果和讨论

采用上述的模型, 我们设计了仿真程序, 并利用此程序, 根据上述的两组参数, 求得了器件的直流和交流特性

4.1 直流特性的仿真

我们采用(a)组参数, 仿真了器件的直流特性, 我们选取的仿真参数与 King 等研究人员

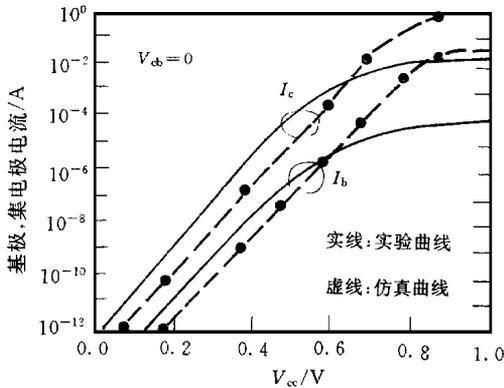


图 2 Si/Si_{1-x}Ge_x HBT 的 Gummel 图

报道的器件的参数基本相同^[8]. 图 2 所示的是晶体管的 Gummel 图, 图中分别给出我们仿真的结果和由 King 研制的器件的测量结果. 图 3 所示的是晶体管共发射极直流特性曲线, 其中 (a) 所示的是仿真曲线, (b) 所示的是实验曲线. 从实验曲线和模拟曲线的比较可以看出, 两者符合的比较, 说明我们选取的模型是成功的. 两者之间的差异, 可能是我们选取的参数有些与实际器件有一定差异, 例如, 虽然我们根据文献选取了各区的掺杂浓度, 但实际器件杂质浓度的分布却不是均匀分布的. 根据文献[8],

SiGe 层的厚度为 20nm, 再考虑重掺杂基区在发射区生长期间的杂质向发射区和集电区的扩散, 大约有的 20 多纳米, 我们选基区宽度为 50nm, 可能略微大些, 这可能是在 Gummel 曲线中, 模拟曲线比实际曲线的电流稍小的原因. 我们仿真的晶体管, 基区掺杂浓度是发射区掺杂浓度的 70 倍, 由仿真得到器件的共发射极电流增益最大可达 400 以上, 在特性曲线的理想区域增益为 300 左右(与文献[8]基本相同). 据文献[8]报道对 Si 晶体管, 在其它参数基本不变, 基区掺杂浓度为 $5 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ 情况下(与 HBT 相比, 降低了 14 倍), 电流增益仅 60. 由于 HBT 的基区采用窄禁带的 SiGe 应变层, 基区的空穴流入发射区要跨过较高的势垒, 因此发射极电流主要是电子电流, 故可以得到较高的发射效率, 因此基区可以采用高掺杂浓度, 从而降低基区电阻, 改善频率特性.

从 Gummel 图中可以看出, 在较低的发极偏压下, 就可以获得较高的集电极电流. 因

2 异质结晶体管的数学模型

载流子的漂移-扩散模型用三个方程来描述载流子的运动和分布 这三个方程是: (1) 泊松方程; (2) 电子连续性方程; (3) 空穴连续性方程 载流子在器件中的浓度及其电场、电位分布可以通过解三个方程得到

在一维仿真的情况下, 对于同质结晶体管这三个方程分别为^[1, 2]:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x^2} = - \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} (p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (1)$$

和

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + G \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + G \quad (3)$$

其中

$$J_p = q\mu_p p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4)$$

$$J_n = q\mu_n n E - qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad (5)$$

其中 Ψ 为电位; E 为电场强度; ϵ_0 为真空介电常数; ϵ_r 为相对介电常数; p 和 n 为空穴和电子浓度; N_A^- 和 N_D^+ 为电离受主和电离施主浓度; J_p 和 J_n 为空穴和电子电流密度; μ_p 和 μ_n 为空穴和电子迁移率; D_p 和 D_n 为空穴和电子扩散系数; G 为载流子产生率

对于异质结器件介电常数与器件的位置有关, 考虑到这一点泊松方程可以表示为

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x^2} = - \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} (p - n + N_D^+ - N_A^-) - \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\partial(\epsilon_0 \epsilon_r)}{\partial x} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (6)$$

在异质结器件中, 因为不同位置上的材料不同, 因而禁带宽度也随器件的位置变化, 这样电流密度方程调整为

$$J_n = \mu_n n (qE - \frac{\partial \chi}{\partial x} + \frac{kT}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{kT}{N_c} \frac{\partial N_c}{\partial x}) \quad (7)$$

$$J_p = \mu_p p (qE - \frac{\partial \chi}{\partial x} + \frac{\partial E_g}{\partial x} - \frac{kT}{p} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{kT}{N_v} \frac{\partial N_v}{\partial x}) \quad (8)$$

其中 χ 为电子亲合势; E_g 为禁带宽度; N_c 和 N_v 分别为导带和价带的态密度 对于上述的几个方程, 采用有限差分法使其离散化, 即可得到在计算机上的仿真模型

根据上述的数学方程, 可以确定晶体管的直流特性, 在此基础上可以计算出器件的交流特性, 即确定器件的特征频率和最高振荡频率等 我们采用瞬态激励法^[3]求解器件的频率特性, 其原理如下:

在小信号的假设下, N 端器件的瞬态行为可以表示为一个 $N \times N$ 矩阵, $N \times N$ 矩阵的各矩阵元素可由端电压矢量 $\tilde{V}_i (i= 1, 2, 3 \dots N)$ 和端电流矢量 $\tilde{I}_i (i= 1, 2, 3 \dots N)$ 之间的关系确定 (注: 上面有波浪线的符号表示该量为复数). 实际上, $N \times N$ 矩阵可以有多种选择 因为模拟中通常是通过某些端点上的电压计算各端点上的电流, 所以 $N \times N$ 矩阵元用导纳的形

$$G_{ij} = \frac{I_i(\infty) - I_i(0)}{\Delta V_j} + \frac{\omega}{\Delta V_j} \int_0^{\infty} \{ [i(t) - I_i(\infty)] \sin \omega t \} dt \quad (17)$$

$$G_{ij} = \frac{1}{\Delta V_j} \int_0^{\infty} \{ [i(t) - I_i(\infty)] \cos \omega t \} dt \quad (18)$$

在频率很低时, 即 $\omega \rightarrow 0$ 时, 上述的公式可简化为

$$G_{ij} = \frac{I_i(\infty) - I_i(0)}{\Delta V_j} \quad (19)$$

$$G_{ij} = \frac{1}{\Delta V_j} \int_0^{\infty} \{ [i(t) - I_i(\infty)] \} dt \quad (20)$$

因此, 模拟器件的瞬态特性就归结为利用(17)、(18)两式, 计算 \tilde{Y} 的各个矩阵元。通常, 为了计算器件的某些特性参数, 只需要计算某些特定的矩阵元, 而不需要计算所有的矩阵元。再把上述的方程离散化, 以便编写计算机程序。(17)、(18)两式的离散化表示式为

$$G_{ij} = \frac{I_i(N \times \Delta T) - I_i(0)}{\Delta V_j} + \frac{\omega}{\Delta V_j} \sum_{n=1}^N \{ [i(n \times \Delta T) - I_i(N \times \Delta T)] \sin(\omega n \Delta T) \} \Delta T \quad (21)$$

$$G_{ij} = \frac{1}{\Delta V_j} \sum_{n=1}^N \{ [i(n \times \Delta T) - I_i(N \times \Delta T)] \cos(\omega n \Delta T) \} \Delta T \quad (22)$$

其中 N 应足够大, 即在第 j 个端点加一阶跃电压 ΔV_j 后, 经历 $N \times \Delta T$ 的时刻, 使器件能够达到新的稳态。

瞬态激励法仿真可以归纳为以下四个步骤:

(a) 在所感兴趣的工作点上通过直流仿真程序求得器件的直流特性, 如器件的载流子浓度分布和电位分布等;

(b) 在给定的工作点上, 按选定的 ΔT , ΔV_j 的值(在 HBT 的仿真中, ΔV_j 即为叠加在原来基极发射极偏压 V_{be} 上的小的电压, 如 0.01V), 继续用上述仿真程序计算, 与单纯的直流仿真不同的是, 在此计算过程中, 要保存下计算过程中各 $n \times \Delta T$ (其中 $n=1, 2, 3, \dots, N$, N 为足够大的整数)时刻的电流;

(c) 利用步骤(b)算得的不同时刻的电流, 根据离散化表达式(21)、(22)计算电阻和电容等;

(d) 根据有关公式计算器件的交流特性。例如可由下面的公式计算出器件的特征频率

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_{in}} \quad (23)$$

其中 g_m 为器件的跨导; C_{in} 为基极电容。

3 器件仿真参数的选择

3.1 Si/Si_{1-x}Ge_x 应变层 HBT 参数^[4,5]

Si/SiGe 应变层异质结是在 Si 上生长很薄 SiGe 层, 此层的厚度必须小于临界厚度, 由于 SiGe 生长层晶格常数的压缩, 界面没有晶格失配产生, 此层表现出与体材料不同的特性。如果 SiGe 生长层的厚度大于临界厚度, 生长层会积累足够的能量, 释放应变, 界面会有晶格失配产生, 此时生长层的特性与 SiGe 合金材料相同, 这就是一般 Si/SiGe 合金异质结的

3.1.4 态密度

在应变层中由于简并能级的分裂,导带态密度也要发生变化 与 GaAs 的情况类似,其导带态密度可以表示为

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_{de}}{h^2} \right]^{3/2} [M_{c1} + M_{c2} e^{(E_{c1} - E_{c2})/kT}] \quad (32)$$

式中 M_{c1} 和 M_{c2} 分别表示向下漂移和向上漂移的能谷数,对于 Si_{1-x}Ge_x 应变层 $M_{c1} = 4$, $M_{c2} = 2$ 两能谷之间的能量差 $E_{c1} - E_{c2} = 0.6x$. 应变对价带的影响更复杂,有效质量张量强烈地各向异性,但如果假定应变产生的轻空穴的数量相对于未应变的空穴数量来说是可以忽略的话,则可以认为价带态密度与应变无关,可以取体硅的价带态密度

3.1.5 载流子寿命和复合

假定载流子寿命与掺杂浓度和 Ge 组分 x 无关 对于 Si 材料 $\tau_n = \tau_p = 1\mu s$ 对于 Si_{1-x}Ge_x 应变层 $\tau_n = \tau_p = 0.1\mu s$ 载流子复合主要是考虑了 Shockley-Read-Hall 复合

$$G_d = \frac{n_i^2 - pn}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + p_i)} \quad (33)$$

3.1.6 Si 和 SiGe 应变层的禁带宽度

假定 Si 和 SiGe 应变层禁带宽度随掺杂浓度的增加而变窄,变窄的量相同,并遵从下列公式^[7]

$$\Delta E_g = V_1 \left[\ln \left(\frac{N_T}{N_1} \right) + \sqrt{\ln^2 \left(\frac{N_T}{N_1} \right) + C} \right] \quad (34)$$

其中 $V_1 = 0.009\text{eV}$; $N_1 = 10^{17}\text{cm}^{-3}$; $C = 0.5$, N_T 是总掺杂浓度

3.2 器件结构参数

我们模拟 HBT 的发射区和集电区是由 Si 构成的,基区是由 Si_{1-x}Ge_x 应变层构成的,器件是一维的 对于 SiGe 基区晶体管,其基区宽度(Si_{1-x}Ge_x 应变层的厚度)应小于 Si_{1-x}Ge_x 应变层的临界厚度 发射区和集电区是 N 型掺杂的,基区是 P 型掺杂的

为了与文献中的数据进行比较,我们选择了两组模拟参数 分别如下:

(a) 发射区、基区和集电区掺杂浓度分别为 $1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, $7 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 和 $1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$. Si_{1-x}Ge_x 应变层中的 Ge 摩尔含量 x 为 0.31. 发射区、基区和集电区的长度分别为 $0.2\mu\text{m}$, $0.05\mu\text{m}$ 和 $0.2\mu\text{m}$.

(b) 发射区、基区和集电区掺杂浓度分别为 $1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, $1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 和 $1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$. Si_{1-x}Ge_x 应变层中的 Ge 摩尔含量 x 为 0.20. 发射区、基区和集电区的长度分别为 $0.2\mu\text{m}$, $0.1\mu\text{m}$ 和 $0.2\mu\text{m}$.

图 1(a)、(b) 所示的是根据 (b) 组参数画出的器件结构图和平衡能带图

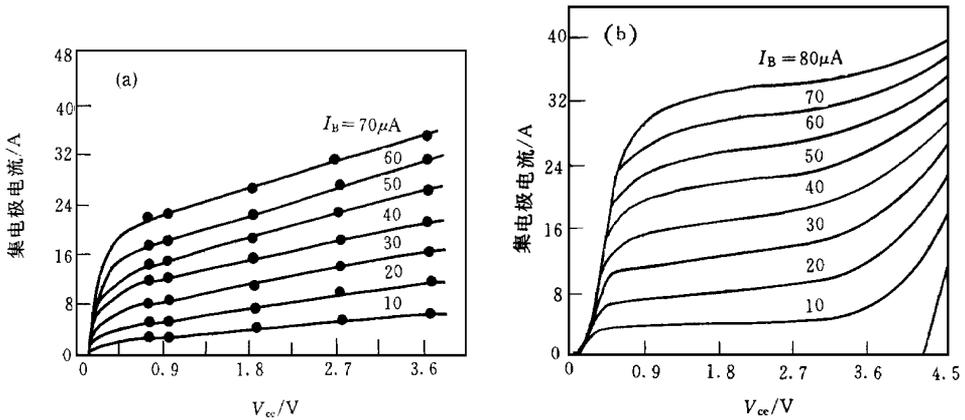


图 3 晶体管共发射极直流特性曲线
(a) 模拟结果; (b) 实验结果

此使用这种器件,可以降低电路的功耗

4.2 交流特性的仿真

我们采用 (b) 组参数,仿真了器件的交流特性 此组参数与 文献[10]报道的器件的参数基本相同

图 4 给出了共发射极截止频率,随集电极电流变化的曲线 在集电极电流很小时, f_T 很低,随着集电极电流增大, f_T 迅速上升. 从物理上分析, f_T 主要由基区渡越时间 τ_b 、发射极延迟时间 τ_e 、集电结势垒区渡越时间 τ_d 和集电极延迟时间 τ_c 决定的, f_T 随着集电极电流增大上升是由 τ_e 而决定的, $\tau_e = r_e(C_{Tc} + C_c)$, $r_e = kT/qI_E$, 而 $I_E \approx I_c$, 所以 τ_e 近似与 I_c 反比 在 I_c 很小时, r_e 很大, τ_e 也很大,使 f_T 很小 随 I_c 增大, τ_e 迅速下降, f_T 随之上升. 当 I_c 大于是 1×10^5 时, f_T 出现饱和, f_T 的最大值 80GHz 这个数值与文献[10]的结果 76GHz 相差很少. HBT 之所以有这样高的特征频率是因为基区采用高掺杂浓度,降低了基区电阻,从而使基区渡越时间 τ_b 减少,提高了特征频率 f_T .

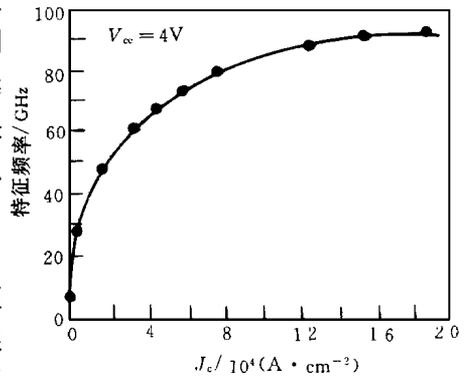


图 4 HBT 频率特性曲线
圆点表示仿真数据

5 结论

本文介绍了基于载流子漂移—模型对 Si/Si_{1-x}Ge_x/Si 应变层双极晶体管进行仿真的结果 器件参数的选取参考了有关文献,具有较高的可靠性 除了计算晶体管直流特性曲线外,还尝试使用小信号瞬态激励法,仿真器件的交流特性,算得的特征频率,与有关文献报道的基本相符

参 考 文 献

- [1] C. M. Snowden, Semiconductor Device Modeling, London, U. K. , 1988, 60~ 90
- [2] 郭宝增, 固体电子学研究与进展, 1992, 12(4): 300
- [3] Steven E. Laux, IEEE Trans Electron Devices, 1985, 32(10): 2028
- [4] S. C. Jain and W. Hayes, Semicond Sci Technol, 1991, 6(7): 547.
- [5] BRAN M R PEJCN OVIĆ *et al* , IEEE Trans Electron Devices, 1989, 36(10): 2129.
- [6] R. People and J. C. Bean, Appl Phys Lett, 1986, 48(8): 538~ 540
- [7] J. W. Slotboom and H. C. DeGraaf, Solid-State Electron, 1976, 19: 857~ 862
- [8] C. A. King *et al* , IEEE Trans Electron Device Lett, 1989, 36(10): 2093~ 2106
- [9] C. A. King *et al* , IEEE Electron Device Lett, 1989, 10(4): 159
- [10] T. Ton *et al* , IEEE Electron Device Lett, 1989, 10(4): 33

Study of Si/Si_{1-x}Ge_x Stained Layer Heterojunction Bipolar Transistors (HBT) by Simulating AC/DC Characteristics

Guo Baozeng

(Department of Electronic & Information Engineering, Hebei University, Baoding 071002)

Received 15 July 1997, revised manuscript received 6 February 1998

Abstract AC and DC characteristics of Si/Si_{1-x}Ge_x stained layer heterojunction bipolar transistors (HBT) are simulated. The DC properties of devices are determined by considering the drift-diffusion equations, while the data of device AC characteristics are obtained by using the transient excitation method. The results of simulation in HBT of Ge with mole fractions of 0.2 and 0.31 in base region agree very well with the published experimental results.

EEACC: 2560J, 2560B