

发射极-基极-发射极结构 PNP 型 AlGaAs/GaAs HBT 电流增益的理论分析*

严北平 张鹤鸣 戴显英

(西安电子科技大学微电子研究所, 西安 710071)

摘要: 建立了 PNP 型异质结双极晶体管基区少数载流子浓度的解析模型。理论分析了发射极-基极-发射极布局的 PNP 型 HBT 的电流增益。讨论了不同基极电流成分, 如外基区表面复合电流, 基极接触处的界面复合电流, 基区体内复合电流, 以及刻蚀台面处的台面复合电流对电流增益的影响。

关键词: HBT; 解析模型

EEACC: 2520D; 2560J; 2560; 7301H

中图分类号: TN 322⁺. 8 文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2001)01-0074-05

1 引言

迄今为止, 几乎所有的 GaAs 基异质结双极晶体管(HBT)都采用 NPN 型结构, 这是因为 NPN 结构可以利用 GaAs 中的高电子迁移率来减小基区渡越时间。相对于电子而言, GaAs 中空穴的迁移率是相当低的(只相当于电子迁移率的二十分之一)。然而理论计算表明, 在最佳化的设计情况下, PNP 型 HBT 可以达到与最快的 NPN 型 HBT 相比拟的器件性能^[1-4]。

在器件的版图布局方面, 大多数 AlGaAs/GaAs HBT 均利用单发射极双基极结构, 即两个基极电极对称地布置在发射极的两侧。然而, 为了减小集电结电容, 改善器件的高频性能, 发射极-基极-发射极结构可以用来代替传统的单发射极双基极结构。对发射极-基极-发射极布局的 HBT 而言, 虽然良好的电路性能已经得到证实^[5-8], 但是这种布局的器件要遭受电流增益退化^[5]。造成电流增益退化的机理尚不十分清楚。Liu 等^[10]从理论上分析了影响 NPN 型 HBT 电流增益的主要因素, 但其工作是针对传统的单发射极双基极结构, 并不适合发射极-基极-发射极布局的 HBT。此外, 由于载流子迁移率

模型的不同, 其分析结果也不能直接应用于 PNP 型 HBT。本文在 Liu 等人工作的基础上, 提出了发射极-基极-发射极布局的 PNP 型 HBT 基区少子浓度的解析解, 确定了包括台面复合电流在内的各种基极电流成分对电流增益的影响。

2 理论分析

图 1 是发射极-基极-发射极结构 HBT 示意图, 注意到刻蚀台面正好切过器件的有源区。由于自由

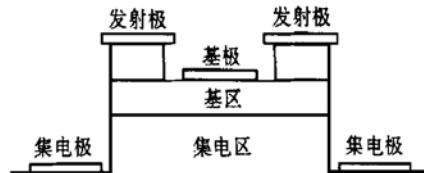


图 1 发射极-基极-发射极布局 HBT 示意图

FIG. 1 Schematic Diagram of HBT with Emitter-Base-Emitter Structure

的砷化镓表面是通过高的表面复合速度来表征的, 而且所暴露的刻蚀台面正好位于发射极注入载流子扩散到集电区的必经之路上, 因而在刻蚀台面处要发生明显的表面复合。基区少子空穴的电流连续性

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 69176033)。

1999-07-28 收到, 1999-12-18 定稿

方程可以写成:

$$\nabla^2 p(x, y) + f \frac{\partial p(x, y)}{\partial y} - \frac{p(x, y)}{\tau_p D_p} = 0 \quad (1)$$

其中 τ_p 是基区少子空穴寿命; D_p 是空穴在基区的扩散系数; f 是 Y 方向上的均匀基区静电场除以热电压 kT/q , 与表面空穴浓度和表面复合速度相关联的边界条件为:

$$N \nabla p + f p \nabla E = - \frac{S}{D_p} p(x, y) \quad (2)$$

其中 N 是表面处的单位向外法线矢量; E 是表面处的单位电场矢量。从方程(2), 可以得到发射极-基极-发射极结构的边界条件, 如图 2(a) 所示。为了比较, 图 2(b) 给出了基极-发射极-基极结构同样的边界条件。由于集电结反偏在基极-集电极界面, 空穴浓度被认为是 0。带有图 2(a) 所示边界条件的方程(1)的解可以通过分离变量法得到。代入 $x = 0, x = XX_0, y = Y_0$ 处的边界条件后可得到方程(1)的解为:

$$p(x, y) = e^{-fy/2} \sum_m A_m \sinh[Y_m(y - Y_0)] \cos(\lambda_m x) \quad (3)$$

其中 λ_m 是超越方程

$$\lambda_m X X_0 \tan(\lambda_m X X_0) = \frac{S_1}{D_p} X X_0 \quad (4)$$

的第 m 个根。 Y_m 满足下面条件:

$$Y_m^2 = \lambda_m^2 + (f/2)^2 + 1/(\tau_p D_p) \quad (5)$$

A_m 是未知的常倍数, 它可以由 $y = 0$ 处的其余边界条件来确定。如果将 A_m 表示成 $A_m = \Psi_m K_m$, 其中

$$K_m = [Y_m \cosh(Y_m Y_0) + \frac{f}{2} \sinh(Y_m Y_0)]^{-1} \quad (6)$$

那么将使 A_m 的求解大大简化。将解析解代入 $y = 0$ 处的边界方程, 则边界条件简化成:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial y} + f p &= \sum_m \Psi_m \cos(\lambda_m x) \\ &= \begin{cases} p S_{\max}/D_p & 0 < x < dd_1 \\ p S_a/D_p & dd_1 < x < dd_2 \\ -J_p/qD_p & dd_2 < x < XX_0 \end{cases} \quad (7) \end{aligned}$$

上面的边界方程似乎难以求解, 然而同时满足三个边界方程的解是存在的。方程(7)的解可用文献[10]所描述的方法来确定。该方法首先把 Ψ_m 表示成:

$$\Psi_m = \Psi_m^{(1)} + \Psi_m^{(2)} + \Psi_m^{(3)} \quad (8)$$

$$\begin{bmatrix} \Psi_m^{(1)} \\ \Psi_m^{(2)} \\ \Psi_m^{(3)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & P_{nm} & P_{nm} S_a/S_{\max} \\ S_{nm} S_a/(S_a - S_{\max}) & 1 + S_a K_n \sinh(Y_m Y_0) \cdot 1 & S_{nm} \\ T_{nm} & T_{nm}(S_{\max} - S_a)/S_{\max} & 1 + S_{\max} K_n \sinh(Y_m Y_0) \cdot 1 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} X_n \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (9)$$

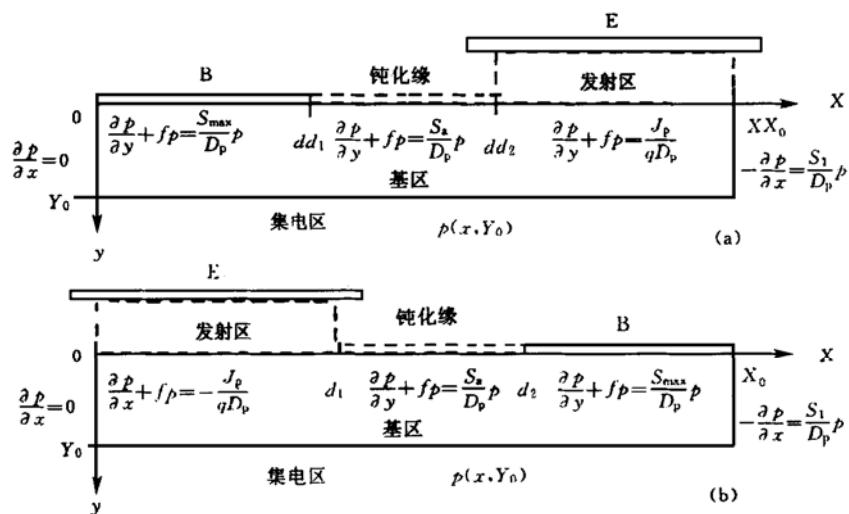


图 2 基区边界条件示意图

FIG. 2 Schematic Diagram for Base Boundary Conditions

其中 P_{nm} 、 S_{nm} 、 T_{nm} 和 X_n 与文献[10]中相应量是不同的, 这是因为此时的边界条件不同于文献[10]. 对比图 2(a) 和图 2(b) 的边界条件, 可以看到只需要在

$$P_{nm} = - \frac{4\lambda_n K_n \sinh(Y_n Y_0)}{2\lambda_n X X_0 + \sin(2\lambda_n X X_0)} \times \frac{S_a}{D_p} \int_{d_1}^{X_0} \cos(\lambda_n x) \cos(\lambda_m x) dx \quad (10)$$

$$S_{nm} = \frac{4\lambda_n K_n \sinh(Y_n Y_0)}{2\lambda_n X X_0 + \sin(2\lambda_n X X_0)} \times \frac{S_a - S_{\max}}{D_p} \int_{d_1}^{d_2} \cos(\lambda_n x) \cos(\lambda_m x) dx \quad (11)$$

$$T_{nm} = \frac{4\lambda_n K_n \sinh(Y_n Y_0)}{2\lambda_n X X_0 + \sin(2\lambda_n X X_0)} \times \frac{S_{\max} - S_a}{D_p} \int_0^{d_1} \cos(\lambda_n x) \cos(\lambda_m x) dx \quad (12)$$

$$X_n = - \frac{4\lambda_n K_n}{2\lambda_n X X_0 + \sin(2\lambda_n X X_0)} \times \frac{J_p}{q D_p} \int_{d_1}^{d_2} \cos(\lambda_n x) dx \quad (13)$$

其中 1 代表单位矩阵; 0 代表 0 矩阵. 可以看到 Ψ_m 的解涉及到求 $3m \times 3m$ 矩阵的逆. 这里的 m 是近似方程(3)的无穷级数的项数. 确定出 Ψ_m 后, 整个基

$$I_{\text{surf}} = q S_1 \int p(x, y) dA = q S_1 h \sum_m \Psi_m K_m B_m \cos(\lambda_m X X_0) \quad (14)$$

$$I_{\text{surfa}} = q S_a \int p(x, y) dA = - q S_a h \sum_m \Psi_m K_m \sinh(Y_m Y_0) \frac{\sin(\lambda_m d d_2) - \sin(\lambda_m d d_1)}{\lambda_m} \quad (15)$$

$$I_{\text{surfm}} = q S_{\max} \int p(x, y) dA = - q S_{\max} h \sum_m \Psi_m K_m \sinh(Y_m Y_0) \frac{\sin(\lambda_m d d_1)}{\lambda_m} \quad (16)$$

$$I_{\text{bulk}} = q \frac{1}{\tau_p} \int p(x, y) dV = - q \frac{1}{\tau_p} h \sum_m \Psi_m K_m B_m \frac{\sin(\lambda_m X X_0)}{\lambda_m} \quad (17)$$

其中 h 为发射极条长; I_{surf} 为台面处的复合电流; I_{surfa} 是外基区表面复合电流; I_{surfm} 基极欧姆接触处的界面复合电流; I_{bulk} 是基区体内复合电流. B_m 、 K_m 、 λ_m 和 Y_m 与文献[10]中的相应量完全一样. 项数 m

$$I_c = - q D_p h \exp(-f Y_0/2) \sum_m \Psi_m K_m Y_m \frac{\sinh(\lambda_m X X_0)}{\lambda_m} \quad (18)$$

然后随着累加求和项数 m 的增加, 把 I_c 与 $(I_e - I_b)$ 相比较, 直到二者近似相等为止. 一般情况下, $m=90$ 即可达到良好的精度要求.

3 结果和讨论

半导体材料的迁移率是确定器件性能的重要参数. 由于缺少 N 型 GaAs 中空穴的迁移率数值, 所以计算中空穴迁移率模型采用 P 型 GaAs 中的多子模型^[3]. 认为空穴寿命与电子寿命相同并由 Tiwai 模型^[11]给出. 当在基区通过改变 In 组分引入准电场时, 假定少子寿命不受影响. 界面复合速度 S_{\max} 取自由电子热运动速度的一半, 即 $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$, 对于钝化的外基区表面, S_a 假定为 $1 \times 10^3 \text{ cm/s}$, 而对于

文献[10]的相应表达式中用 $x = X X_0$, $x = d d_2$, $x = d d_1$, $x = 0$ 分别取代 $x = 0$, $x = d d_1$, $x = d d_2$, $x = X X_0$ 即可得到:

$$P_{nm} = - \frac{4\lambda_n K_n \sinh(Y_n Y_0)}{2\lambda_n X X_0 + \sin(2\lambda_n X X_0)} \times \frac{S_a}{D_p} \int_{d_1}^{X_0} \cos(\lambda_n x) \cos(\lambda_m x) dx \quad (10)$$

$$S_{nm} = \frac{4\lambda_n K_n \sinh(Y_n Y_0)}{2\lambda_n X X_0 + \sin(2\lambda_n X X_0)} \times \frac{S_a - S_{\max}}{D_p} \int_{d_1}^{d_2} \cos(\lambda_n x) \cos(\lambda_m x) dx \quad (11)$$

$$T_{nm} = \frac{4\lambda_n K_n \sinh(Y_n Y_0)}{2\lambda_n X X_0 + \sin(2\lambda_n X X_0)} \times \frac{S_{\max} - S_a}{D_p} \int_0^{d_1} \cos(\lambda_n x) \cos(\lambda_m x) dx \quad (12)$$

$$X_n = - \frac{4\lambda_n K_n}{2\lambda_n X X_0 + \sin(2\lambda_n X X_0)} \times \frac{J_p}{q D_p} \int_{d_1}^{d_2} \cos(\lambda_n x) dx \quad (13)$$

其中 1 代表单位矩阵; 0 代表 0 矩阵. 可以看到 Ψ_m 的解涉及到求 $3m \times 3m$ 矩阵的逆. 这里的 m 是近似方程(3)的无穷级数的项数. 确定出 Ψ_m 后, 整个基

区的少子分布 $p(x, y)$ 就确定了, 则基极电流的各个分量就可以得到:

取决于所要求的计算精度和计算时间. 解的精度估算可以用如下方法完成, 先计算出流经 $y=Y_0$ 处的集电极电流.

未钝化的外基区表面, S_a 取 $1 \times 10^6 \text{ cm/s}$, S_1 同样取 $1 \times 10^6 \text{ cm/s}$.

图 3 给出了不同台面复合速度条件下电流增益随发射极条宽的变化关系. 计算中基区厚度取 50 nm , 基区掺杂浓度为 $5 \times 10^{18} / \text{cm}^3$, 假定外基区表面是钝化过的, 基极接触宽度为 $2 \mu\text{m}$, 基极-发射极接触间距为 $3 \mu\text{m}$, 则 I_{surfa} 和 I_{surfm} 可以忽略不计. 曲线 1 和曲线 2 是针对均匀 GaAs 基区计算得到的. 曲线 3 是针对 In 组分缓变的 InGaAs 基区计算得到的, 在这种情况下, 基区的 In 组分是从发射结处的 0 线性缓变到集电结的 0.05%, 这将在基区产生一个均匀的静电场. 对曲线 1, 假定台面复合速度很低 ($S_1 = 10^3 \text{ cm/s}$), 这是理想情况下的电流增益, 也是当 GaAs 表面不存在复合陷阱情况下一个给定的晶

体管结构所能得到的最大电流增益。可以看到当发射极条长改变时，电流增益保持不变。这是因为此时基区其它电流成分忽略不计，惟一的基极电流是基区内复合电流，它象 I_e 一样也正比于发射结面积。与此相反，曲线 2 是在高的台面复合速度($1 \times 10^6 \text{ cm/s}$)条件下一个实际晶体管结构的计算结果。曲线 1 与曲线 2 的明显差别表明，台面复合电流是限制发射极-基极-发射极结构 HBT 电流增益的主要因素。从曲线 3 可以看到，基区静电场有利于改善电流增益，但由于基区静电场使 I_{surf} 减小不像使 I_{bulk} 减小那样有效，因此当发射极条宽较小时，基区静电场对电流增益的改善比较小。

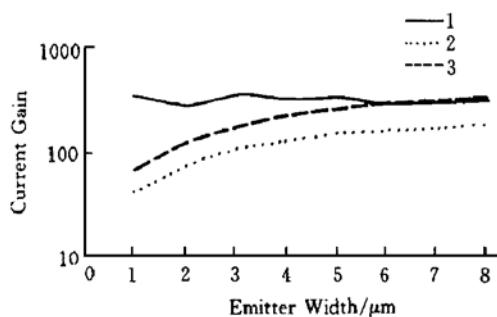


图 3 不同台面复合速度条件下电流增益随发射极条宽的变化关系

FIG. 3 Dependence of Current Gain on Emitter's Width Under Different Mesa Recombination Rates

图 4 给出了不同表面复合速度条件下电流增益随基区厚度的变化关系。计算中取基区浓度为 $5 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ ，发射极条宽为 $2\mu\text{m}$ ，基极-发射极间距为 $3\mu\text{m}$ ，则 I_{surfm} 忽略不计。上面的曲线代表在 I_{surf} 和 I_{surfa} 忽略不计的情况下(通过假定 $S_1 = S_a = 10^3 \text{ cm/s}$)所得到的理想电流增益。下面的两条曲线是在假定实际的表面复合速度(10^6 cm/s)条件下计算得到的，曲线 2 是针对具有钝化的外基区表面器件($S_1 = 10^3 \text{ cm/s}$)，曲线 3 是针对没有钝化的外基区表面器件($S_a = 10^6 \text{ cm/s}$)。可以看到，对于所有三种情况，电流增益均随着基区厚度的减小而增加。对于曲线 1，这是因为当基区厚度减小时，体内复合减小，惟一的基极电流 I_{bulk} 将下降从而导致电流增益增加。对于曲线 2 和 3，由于构成基极电流的主要成分是台面复合电流，而当基区厚度减小时，从发射极注入过来的基区少数载流子将流经较小的复合表面面积，这就使得电流增益随基区厚度减小而增加。注意到曲线 1 与曲线 2 和 3 的明显差别，再一次表明在发射

极-基极-发射极结构中，台面复合电流 I_{surf} 是基极电流中占优势的电流成分。曲线 2 与曲线 3 的差别表明外基区表面复合电流 I_{surfa} 同样能够引起电流增益退化，尽管它的影响没有 I_{surf} 那样大。

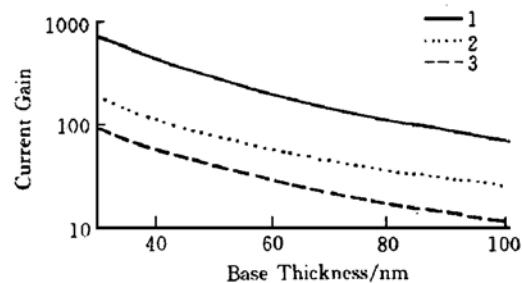


图 4 不同表面复合速度条件下电流增益随基区厚度变化关系

FIG. 4 Dependence of Current Gain on Base Thickness Under Different Surface Recombination Rates

图 5 给出了电流增益随基区掺杂浓度的关系。计算是针对一个实际的微波 HBT 结构完成的。基区厚度取 50nm ，发射极条宽为 $2\mu\text{m}$ ，基极-发射极间距为 100nm ，外基区表面没有钝化。上面的曲线代表理想情况($S_1 = 10^3 \text{ cm/s}$)，下面的曲线代表实际情况($S_1 = 10^6 \text{ cm/s}$)。图 5 再次表明，在较低的基区掺杂浓度下， I_{surf} 在基极电流中占优势，在两条曲线之间可以观察到明显的差别。注意到这种情况是在 I_{surfa} 和 I_{surfm} 不能忽略的情况下发生的。然而当基区掺杂浓度增加到 $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时，基区少子寿命变得很短，体内复合将起主要作用，因此在高掺杂浓度下两条曲线之间差别很小。这个结果说明，对于高频应用的 PNP 型 HBT 来说，由于其基区的高掺杂浓度，台面复合电流并不明显地影响其电流增益。

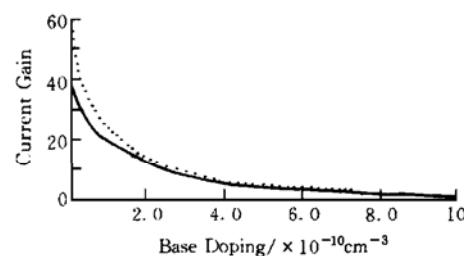


图 5 电流增益随基区掺杂浓度的变化关系

FIG. 5 Current Gain vs Doping Concentration in Base

4 结论

发展了 HBT 基区少数载流子的解析模型, 使其可以用来求解发射极-基极-发射极结构的 PNP 型 HBT 的各种基极电流成分。计算结果表明, 在中等基区掺杂浓度下, 台面复合电流是占优势的基极电流成分, 由于复合台面位于发射结注入载流子的必经之路上, 所以它对电流增益的影响比外基区表面复合电流的影响大。在高掺杂浓度 $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 基区内复合占优势, 台面复合电流对电流增益的影响不明显。

参考文献

- [1] J. A. Hutchby, IEEE Electron Device Lett., 1986, **7**: 108.
- [2] S. Datta, S. Shi, K. P. Roenker, M. M. Cahay and W. E. Stanchina, IEEE Trans. Electron Devices, 1998, **45**: 1634.
- [3] D. Sunderland and P. D. Dapkus, IEEE Trans. Electron Devices, 1987, **34**: 367.
- [4] S. Shi, K. P. Roenker, T. Kumar, M. M. Cahay and W. E. Stanchina, IEEE Trans. Electron Devices, 1996, **43**: 1466.
- [5] W. Liu, D. Hill, D. Costa and J. S. Harris, IEEE Microwave Guided Wave Lett., 1992, **2**: 331.
- [6] D. G. Hill, T. S. Kim and H. Q. Tseng, IEEE Electron Device Lett., 1993, **14**: 185.
- [7] H. Q. Tseng, D. G. Hill and T. S. Kim, IEEE Microwave Guided Wave Lett., 1993, **3**: 45.
- [8] W. Liu, D. Hill, D. Costa and J. S. Harris, J. Electron Lett., 1990, **26**: 2000–2002.
- [9] G. B. Gao, D. J. Roulston and H. Morkoc, IEEE Trans. Electron Devices, 1990, **37**: 1199.
- [10] W. Liu, D. Costa and J. S. Harris, Solid State Electron., 1991, **34**: 1119.
- [11] S. Tiwari and S. L. Wright, Appl. Phys. Lett., 1990, **56**: 563.

Theoretical Analysis of Current Gain of PNP AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors with Emitter-Base-Emitter Structure*

YAN Bei-ping, ZHANG He-ming and DAI Xian-ying

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

Abstract: An analytical solution to the concentration of minor carriers in the base region of a PNP-type heterojunction bipolar transistor has been developed. The theoretical current gain of PNP heterojunction bipolar transistor with emitter-base-emitter structure has been calculated based on the analytical model. The influence of different base current components on the current gain is discussed, including the extrinsic base surface recombination current, the interface recombination current at base contact, the base bulk recombination current and the mesa recombination current.

Key words: HBT; analytical model

EEACC: 2520D; 2560J; 2560; 7301H

Article ID: 0253-4177(2001)01-0074-05

* Project Supported by National Natural Science Foundation of China Under Grant No. 6976033.

用模拟退火算法从 S 参数提取 HFET 小信号等效电路模型参数

陈俊 刘训春

(中国科学院微电子研究和发展中心, 北京 100029)

摘要: 微波集成电路和微波器件的设计需要准确地提取 HFET 的小信号等效电路模型参数。采用带回火的模拟退火算法从 S 参数提取 HFET 小信号等效电路模型参数, 得到了高质量的解。计算结果是全局最优解, 摆脱了初始值的影响, 并且克服了局部优化算法遇到的不收敛或收敛到错误解的问题。利用测量得到的栅电阻, 计算结果的精度可以进一步提高。这个算法同样也适用于 HBT、电容和电感等器件模型参数的提取。

关键词: 参数提取; 模拟退火算法; HFET; S 参数; 小信号等效电路

EEACC: 1350F; 2560B; 2560S

中图分类号: TN402 文献标识码: A 文章编号: 0253-4177(2001)01-0079-04

1 引言

由于可以制造出截止频率和最高振荡频率高达几百 GHz 的 HFET, 因此它在微波和毫米波集成电路以及高速集成电路中得到广泛的应用。在这些集成电路的设计中, 精确的 HFET 器件模型是保证电路设计成功的关键。目前大多数微波集成电路 CAD 设计软件, 如 Microwave OfficeTM、HP Advanced Design SystemTM, 都包含有 HFET 小信号等效电路模型。一个典型的具有 13 个元件的小信号等效电路模型如图 1 所示。

HFET 的小信号等效电路模型主要用于微波线性电路的设计, 尤其是前级放大器的设计。HFET 非线性模型的建立常常也需要确定不同偏压条件下的小信号等效电路参数。另一方面, 由于绝大多数小信号等效电路模型参数与器件的结构和制作工艺有密切的关系, 因此, 准确地获取小信号等效电路参数对于验证器件设计、优化工艺条件也是大有帮助的。

直接从材料特性、工艺条件和器件工作状态精确确定模型参数很困难, 因此通过实验测量来获得模型参数是比较实用的方法。HFET 的电学性能测

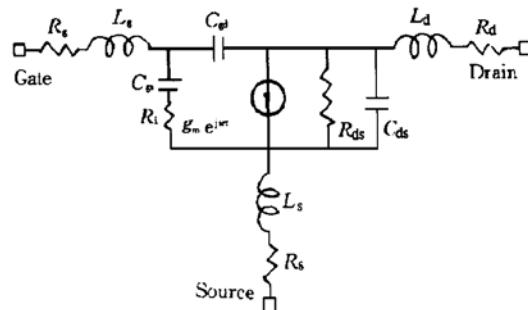


图 1 13 个元件的 HFET 的小信号等效电路模型

FIG. 1 Small Signal Equivalent Circuit for HFET

量包括直流特性测量和微波 S 参数测量。直流特性测量只能得到 HFET 的电阻、跨导参数^[1], 而电容、电感等参数不能通过简单的测量手段获得。另外, 直流工作条件下的跨导值并不等于在 RF 工作条件下的值。因此, 实际工作中确定 HFET 小信号等效电路模型参数用的还是从 S 参数提取的方法。

已经报道的从 S 参数提取小信号等效电路的方法大致可以分为两类。一类是解析公式直接提取的方法^[2]; 另一类是基于优化数据拟合的方法。直接提取的方法费时少, 可以得到确定、惟一的解。但是

陈俊 1973 年出生, 博士生, 研究兴趣是化合物半导体器件和微波单片集成电路。

刘训春 1943 年出生, 研究员, 研究兴趣是化合物半导体器件和高密度等离子体刻蚀技术。

1999-08-04 收到, 1999-10-27 定稿

©2001 中国电子学会