

GaAs FET's 的有限元二维数值分析

汪 正 孝

(中国科学院半导体研究所)

1983年1月31日收到

提 要

本文提出了一个采用有限元方法,适用于 GaAs FET's 的二维数值分析的方法和程序。由于采用了与传统的 Gummel 算法有所不同的计算方法,使计算过程得到简化,计算工作量大为减少。采用本文的方法,即使在网格点总数与文献相比大为减少的情况下,对典型的 GaAs FET's 的计算结果仍能与文献报道的其它二维分析结果和实验数据取得较好的一致。

一、前 言

砷化镓场效应器件,即 GaAs FET's, 是近十几年来发展最快的微波半导体器件。它的重要性越来越引人注目,其应用范围也不断扩大,从微波低噪声器件发展到微波功率器件,从微波集成电路发展到千兆位高速逻辑电路。正因为如此,客观上就提出了这样的要求,即要对 GaAs FET's 器件内部的物理过程作一番深入的研究分析,搞清其物理机制,从而进一步改进提高器件性能并探索器件新结构。目前, GaAs FET's 日益朝小型化方向发展,栅长一般均为微米以至于亚微米量级。在这种情况下,传统的场效应器件的分析方法——基于“渐变沟道近似”假设基础上的肖克来一维模型^[1]不再适用。原因是在短栅器件中二维效应很显著。要得到短栅器件的精确的物理图象,只有通过严格地解联立形式的二维泊松方程和电流连续方程。而要得到上述偏微分方程的解析解是非常困难的,在许多情况下是不可能的。唯一的办法是借助于电子数字计算机作二维数值分析。这项工作的计算工作量相当大,所占的机器内存量也很可观。因此它的发展是与高速电子计算机的发展相联系的。半导体器件的二维数值分析工作近十年来在国际上发展很快,已成为一种研究器件内部过程及探索新器件新结构的有力工具。国内这项工作尚处于初期发展阶段,因为二维数值分析程序的编制是一项较困难和复杂的工作,要兼备器件物理、计算数学和程序设计三方面的知识。半导体器件的二维分析从方法上来看可分为二大类:有限差分法^[2-7]和有限元法。近几年来,采用有限元法的二维器件数值分析^[8-13]在国际上发展很快。原因是它与有限差分法相比有以下几个主要特点:

1. 它能适应各种不规则的边界形状;
2. 它能方便地处理边界上不同区域的不同边界条件;
3. 它能方便地推广到三维分析。

为了适应在 GaAs FET's 方面进行器件物理研究的需要,作者在国内首次采用有限

元法编制了器件的二维瞬变数值分析程序, 重点是解决了计算过程中的“收敛性”和“数值稳定性”问题。在计算方法方面, 作者对于应用较广的 Gummel 算法^[14]进行了一些改进, 从而简化了计算过程, 减少了计算工作量。已应用该程序对典型的微米和亚微米栅长的 GaAs FET's 进行了计算并获得与文献报道的二维分析结果和实验结果相一致的计算结果。

二、GaAs FET's 的物理模型、基本方程和边界条件

1. 物理模型

GaAs FET's 的基本结构见图 1。

- 1) 只考虑多数载流子(即电子), 略去少子, 也不考虑产生复合效应。
- 2) 由于在通常情况下, z 方向的栅宽远远大于 x 、 y 方向的栅长和沟道厚度, 故只考虑载流子在 xy 平面内的二维运动。
- 3) 描述载流子运动的基本方程是泊松方程和电流连续方程。载流子漂移速度 $|v|$ 和扩散率 D_n 均认为是电场强度 $|\mathbf{E}|$ 的函数。假定爱因斯坦关系是成立的, $D_n(E) = \frac{kT}{q} \mu_n(E)$ 。(其中 μ_n 为电子迁移率。) 在超短栅器件中, 估计“速度过冲”效应^[15,16]可能会起一定作用, 使器件性能有所改善。在本文涉及的数值计算中, 暂未计人这个效应。

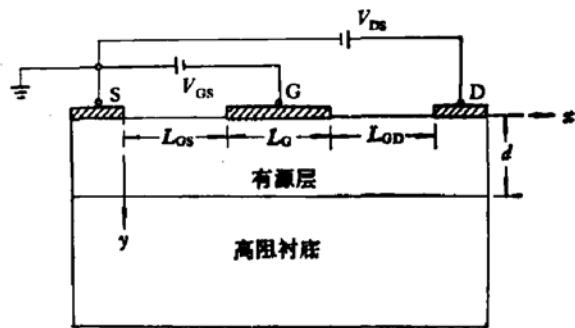


图 1 GaAs FET's 的基本结构

2. 基本方程

泊松方程

$$\nabla^2\phi = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0}(n - N_D). \quad (1)$$

电流连续方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot (-qn\mathbf{v} + qD_n\nabla n). \quad (2)$$

总电流密度

$$\mathbf{J}_T = -qn\mathbf{v} + qD_n\nabla n + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (3)$$

其中, 电位 ϕ 、载流子浓度 n 及电场强度 \mathbf{E} 均认为是 x 、 y 和 t 的函数。掺杂浓度 N_D 为 x 、 y 的函数。 $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, ∇ 为二维哈密顿算子。即 $\nabla = i\frac{\partial}{\partial x} + j\frac{\partial}{\partial y}$ 。(i 、 j 为 x 、 y 方向的单位向量)

经过文献[17]的变量归一化处理后, 上述方程变为:

泊松方程

$$\nabla^2\phi = n - N_D. \quad (4)$$

电流连续方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot [-\gamma_n^{-1}(n\nabla\phi - \nabla n)]. \quad (5)$$

总电流密度

$$J_T = -\gamma_n^{-1}(n\nabla\phi - \nabla n) + \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (6)$$

其中 γ_n^{-1} 为归一化迁移率。在以下的叙述中，为统一起见，所有变量均为归一化变量。

以上所提到的方程(4)–(6)中基本变量是 ϕ 和 n 。现引入下式：

$$n = \exp(\phi - \varphi_n) = \phi_n \exp(\phi). \quad (7)$$

其中， φ_n 为准费米电位。变量 $\phi_n = \exp(-\varphi_n)$ 。

将上述方程中的 n 均以(7)式代入，则方程变为：

$$\nabla^2\phi = \phi_n \exp(\phi) - N_D. \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\phi_n \exp(\phi)] = \nabla \cdot [\gamma_n^{-1} \exp(\phi) \nabla \phi_n]. \quad (9)$$

$$J_T = \gamma_n^{-1} \exp(\phi) \nabla \phi_n + \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (10)$$

方程(8)–(10)中的基本变量是 ϕ 和 ϕ_n 。

3. 边界条件

设源、漏电极为理想欧姆接触。栅电极为理想整流接触。器件各面除电极外无电流通过。设源电极接地。

1) 令 ϕ 、 n 为基本变量

源极	$\phi = 0;$	$n = N_D.$	}
栅极	$\phi = V_G - V_{bi};$	$n = N_D \exp(V_G - V_{bi}).$	
漏极	$\phi = V_D;$	$n = N_D.$	

(11)

其余各面上， ϕ 、 n 的法向导数为零。

(11) 式中 V_D 、 V_G 为外加漏、栅偏压。 V_{bi} 为栅自建电位。

2) 令 ϕ 、 ϕ_n 为基本变量

源极	$\phi = 0;$	$\phi_n = N_D.$	}
栅极	$\phi = V_G - V_{bi};$	$\phi_n = N_D.$	
漏极	$\phi = V_D;$	$\phi_n = N_D \exp(-V_D).$	

(12)

其余各面上 ϕ 、 ϕ_n 的法向导数为零。

4. 硅化镓材料的速度场特性

采用实测的 GaAs 材料的平衡态 $v-E$ 特性的拟合表达式^[6,12]如下：

$$v(E) = \frac{\mu_l E + v_{sat}(E/E_0)^4}{1 + (E/E_0)^4}. \quad (13)$$

其中, μ_l 为低场迁移率, v_{sat} 为饱和漂移速度, E_0 为一个特征电场值.

(13)式可以反映出砷化镓材料的具有一段负微分迁移率(NDM)的速度场特性.

三、GaAs FET's 的有限元数值分析方法

1. 半导体方程的有限元形式

1) 以 ϕ, n 为基本变量

泊松方程:

$$\sum_{i=1}^N [K_{ii}^\phi \phi_i + M_{ii}(n_i - N_{D,i})] = 0. \quad (14)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N)$$

其中, N 为网格点总数.

$$K_{ii}^\phi = \sum_{(e)} (K_{ii}^\phi)_e = \sum_{(e)} \int_e (\nabla \theta_i) \cdot (\nabla \theta_i) d\Omega. \quad (15)$$

其中, e 代表元素, θ 为型函数, $\theta = \theta(x, y)$, Ω 为所处理的区域.

$$M_{ii} = \sum_{(e)} (M_{ii})_e = \sum_{(e)} \int_e \theta_i \theta_i d\Omega. \quad (16)$$

(14)式为一个以 $\phi_i (i = 1, 2, \dots, N)$ 为未知数的 N 维线代数方程组. 系数矩阵是对称正定的. (一点说明: $\phi_i (i = 1, 2, \dots, N)$ 为将连续量 $\phi(x, y, z)$ 离散化后在各个网格点上的值. 下面对其它变量的情况相同, 不再赘述.)

电流连续方程: 在空间方面采用有限元划分. 在时间方面采用 Crank-Nicolson 半隐式方法^[4,9,18]进行离散化.

$$\sum_{i=1}^N \left[M_{ii} \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} + \frac{1}{2} (K_{ii}^n)^k (n_i^{k+1} + n_i^k) \right] = 0. \quad (17)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N)$$

其中, k 为时间指标, Δt 为时间步长.

$$K_{ii}^n = \sum_{(e)} (K_{ii}^n)_e = \sum_{(e)} \left[- \int_e \nabla \theta_i \cdot (\theta_i \mathbf{v} - D_n \nabla \theta_i) d\Omega \right]. \quad (18)$$

(17)式为一个以 $n_i^{k+1} (i = 1, 2, \dots, N)$ 为未知数的 N 维线代数方程组. 系数矩阵结构对称, 但数值不对称. (注意: (17)式中假定 $n_i^k (i = 1, 2, \dots, N)$ 为已知量.)

2) 以 ϕ, ϕ_n 为基本变量

泊松方程:

$$\sum_{i=1}^N \{ K_{ii}^\phi \phi_i + M_{ii} [\phi_{n,i} \exp(\phi_i) - N_{D,i}] \} = 0 \quad (19)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N)$$

(19)式是一个以 ϕ_i 为未知数的 N 维非线性方程组.

电流连续方程:

$$\sum_{i=1}^N \left[M_{ii} \frac{\phi_{n,i}^{k+1} \exp(\psi_i^{k+1}) - \phi_{n,i}^k \exp(\psi_i^k)}{\Delta t} + \frac{1}{2} (K_{i,n}^k)^k (\phi_{n,i}^{k+1} + \phi_{n,i}^k) \right] = 0. \quad (20)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N)$$

因为通常时间步长 Δt 取得很小, 故在解(20)式时, 可令 $\psi_i^{k+1} \cong \psi_i^k$. 故(20)式可写成:

$$\sum_{i=1}^N \left[M'_{ii} \frac{\phi_{n,i}^{k+1} - \phi_{n,i}^k}{\Delta t} + \frac{1}{2} (K_{i,n}^k)^k (\phi_{n,i}^{k+1} + \phi_{n,i}^k) \right] = 0. \quad (21)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N)$$

其中,

$$M'_{ii} = M_{ii} \exp(\psi_i^k). \quad (22)$$

$$(K_{i,n}^k)^k = \sum_c (K_{i,c}^k)^k = \sum_c \int_c (\gamma_n^{-1})^k \exp(\psi^k) (\nabla \theta_i) \cdot (\nabla \theta_i) dQ. \quad (23)$$

(21)式为一个以 $\phi_{n,i}^{k+1}$ 为未知数的线代数方程组. 系数矩阵结构对称, 但数值不对称. (注意: (20)、(21)式中 $\phi_{n,i}^k$ 为已知量.)

2. Gummel 迭代算法的改进

近十年来半导体器件的二维数值分析基本上都采用 Gummel 的迭代算法^[14]. 其要点是先设一个基本变量 (ψ 、 n 或 ψ 、 ϕ_n) 的初值. 然后联立地、迭代地解(14)和(17)或(19)和(21), 最后达到一个收敛的、自治的解. 在基本变量的选择方面, 可选用 ψ 和 n ^[4,6,7,9], 也可选用 ψ 和 ϕ_n ^[5,10,12]. 二种选择各有优缺点. 如选用 ψ 和 n , 优点是(14)和(17)式均为 N 维线代数方程组, 求解比较容易. 缺点是空间网格的划分基本上要按照小于或等于非本征德拜长度 L_D ($L_D = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 k T}{q^2 N_D}}$) 这样一个标准^[7,9], 否则就容易产生数值不稳定性. 以通常的 GaAs FET's 有源层掺杂浓度 $N_D \cong 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 来估计, L_D 约为 $0.014 \mu\text{m}$. 因此对通常的 GaAs FET's 的结构尺寸来说, 网格点数目将达上千个或更多^[28]. 根据电子数字计算机的工作量正比于网格点数目的平方或立方来估计^[29], 计算工作量是相当大的. 如选用 ψ 和 ϕ_n 作基本变量, 网格划分的标准可以放宽, 即网格点的数目可以减少, 而数值稳定性仍较好^[12]. 缺点是(19)式是一个 N 维非线性方程组, 求解比较麻烦. 一般先要用牛顿法将其进行线性化, 求出 Jacobi 矩阵, 然后多次地重复求解关于 $\delta\psi$ 的线代数方程组; 最后当 $\delta\psi$ 趋于零时, 才求得关于 ψ 的解^[19]. 总起来说, 存在着二层迭代过程, 一层是泊松方程和电流连续方程之间的迭代求解, 即“外迭代”, 另一层是非线性泊松方程(19)的迭代求解, 即“内迭代”. 这种内、外迭代的计算过程是很繁复的, 时间也较长. 为了解决上述两种变量选择中的问题, 作者对上述算法进行了改进, 即采用“二次变量置换法”. 其要点是, 在求解泊松方程时采用 ψ 和 n 作基本变量, 即(14)式, 从而避免了非线性方程组(19)的繁复求解过程. 解完(14)式后, 利用(7)式进行一次“变量置换”, 将 ψ 和 n 换成 ϕ 和 ϕ_n , 然后求解(21)式的电流连续方程. 解完(21)式后, 再一次进行“变量置换”, 即利用(7)式将 ϕ 和 ϕ_n 换成 ψ 和 n . 然后返回去解泊松方程(14). 如

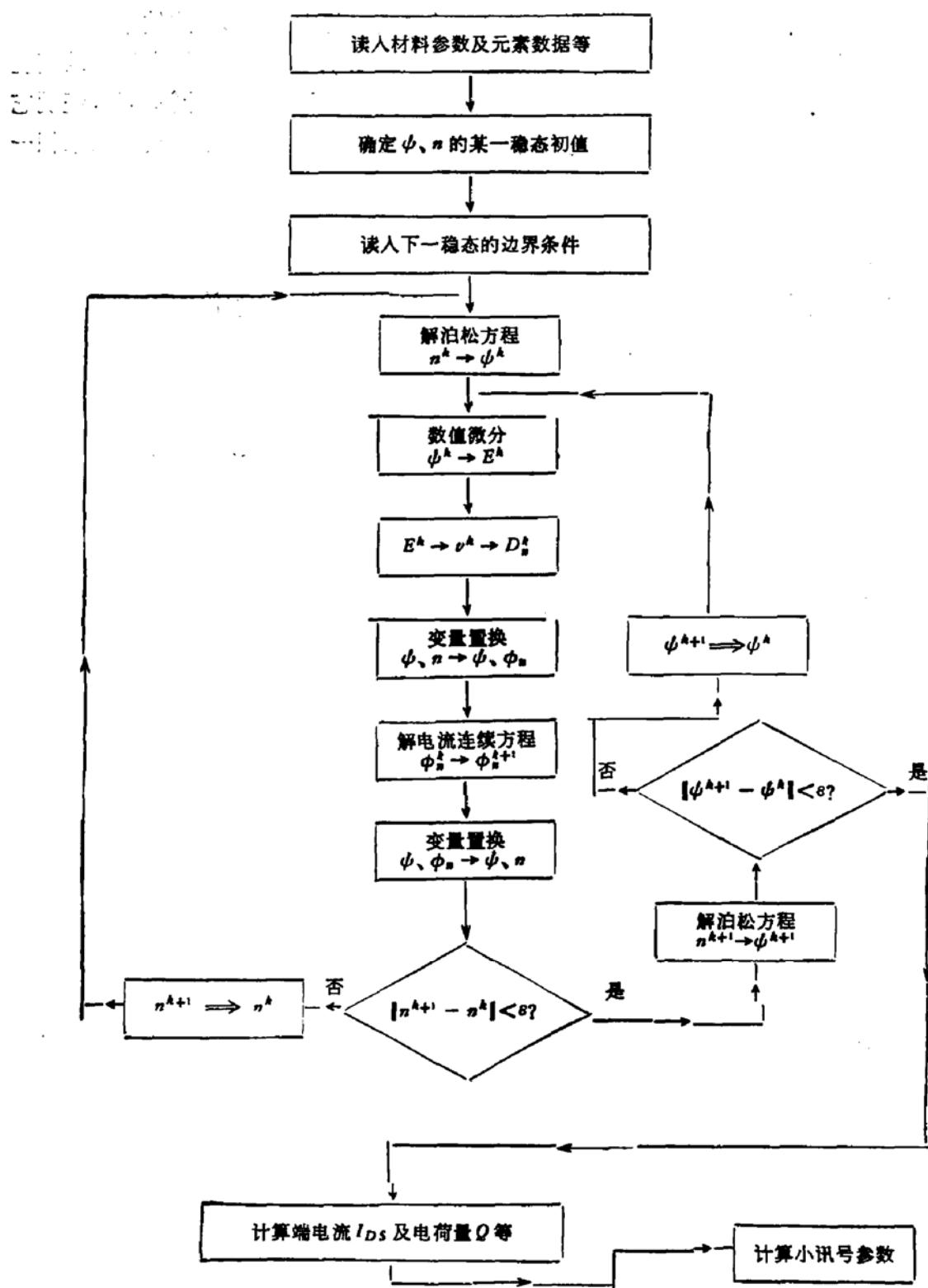


图 2 有限元二维数值分析的框图

此循环往复, 直到求出一个收敛的自治解为止。具体的计算过程见图 2 的计算框图。

应用这个方法的好处是: 1) 网格划分的要求可以放宽, 从而网格点的数目可以减少, 计算工作量也随之大为减少。以下面要提到的 $0.5\mu\text{m}$ 栅长的 GaAs FET's 结构为例, 文献 [18] 的总的网格点的数目为 1000—2000 个, 而按作者上述的算法, 网格点数目只要

200—300 个就够了。从下面的计算结果可看出，总的情况与文献 [18] 的结果是相一致的。2)能保证计算过程中的数值稳定性、3)避免了类似(19)的 N 维非线性方程组的繁复求解，简化了计算。通过作者用这个算法对典型的 GaAs FET's 结构的计算实践，证明它的收敛性和数值稳定性都比较好，并能取得与文献报道的二维分析结果和实验结果相一致的计算结果。

3. 稳态伏安特性和小讯号参数的计算

通过二维分析求出基本变量 ϕ 和 n (或 ϕ 和 ϕ_n) 的一个收敛的自洽解后，就可用下述公式求出稳态伏安特性和小讯号参数

$$I_{DS} = \int_p (-n\mathbf{v} + D_n \nabla n) \cdot d\mathbf{p}. \quad (24)$$

其中 p 为垂直于 x 方向的一个平面。 $d\mathbf{p}$ 为该平面的面积元的法线方向。

跨导

$$g_m = \frac{\Delta I_{DS}}{\Delta V_{GS}} \Big|_{V_{DS}=\text{const}}. \quad (25)$$

输出电导

$$g_d = \frac{\Delta I_{DS}}{\Delta V_{DS}} \Big|_{V_{GS}=\text{const}}. \quad (26)$$

总电荷量

$$Q = \iint_Q (N_D - n) dx dy. \quad (27)$$

(其中 Q 为整个有源层)

栅源电容

$$c_{gs} = \frac{\Delta Q}{\Delta V_{GS}} \Big|_{V_{DS}=\text{const}}. \quad (28)$$

栅漏电容

$$c_{gd} = \frac{\Delta Q}{\Delta V_{DS}} \Big|_{V_{GS}=\text{const}}. \quad (29)$$

特征频率

$$f_T = g_m / 2\pi c_{gs}. \quad (30)$$

四、对典型的 GaAs FET's 的计算结果

1. 栅长为 $1\mu\text{m}$ 的 GaAs FET's 的计算

1) 计算中采用的材料和结构参数一览表^[6]

$N_D(\text{cm}^{-3})$	$V_{bi}(\text{v})$	$d(\mu\text{m})$	$L_G(\mu\text{m})$	$L_{SG}(\mu\text{m})$
3×10^{14}	0.8	0.4	1.0	1.0
$L_{GD}(\mu\text{m})$	$\mu_i(\text{cm}^2/\text{v} \cdot \text{s})$	$v_{sat}(\text{cm/s})$	$E_0(\text{kV/cm})$	ϵ
1.0	5500	8×10^6	4.2	13.1

其中, N_D 为有源层掺杂浓度, d 为有源层厚度, L_G 为栅长, L_{SG} 为源栅间距, L_{GD} 为栅漏间距, ϵ 为砷化镓相对介电常数。

2) 网格和元素划分

总的原则是在栅区及其周围区域电场变化剧烈处网格和元素划分得密一些, 其它区域则划分得疏一些。采用三角形元素及线性型函数。

总的网格点数是 $38 \times 6 = 228$ 个。(如按照非本征德拜长度 $L_D = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 k_T}{q^2 N_D}} \cong 0.025 \mu\text{m}$ 的要求进行均匀划分, 总的网格点数应为 $120 \times 16 = 1920$ 个。) 总的元素数是 370 个。电极接触上取的网格点数是 28 个。(如按照 L_D 的要求, 电极接触上的网格点数应为 72 个。) 平均的网格间距约为 $0.06 \mu\text{m}$, 最大的网格间距约为 $0.12 \mu\text{m}$, 最小的网格间距约为 $0.02 \mu\text{m}$ 。

3) 在三种偏压下计算的相对电子浓度分布

图 3 的 a) b) c) 分别示出了在 $V_{GS} = 0$ 及 $V_{DS} = 0.5, 1.0$ 和 1.5 伏下器件内部计算的相对电子浓度 n/N_D 的分布。由图 3 可清楚地看出在 $V_{GS} = 0$ 下, V_{DS} 的增加导致在栅区的漏端形成一个电偶极层(即高场静止畴)。图 3 的 a)、b) 与文献 [6] 的图 5 a)、b) 是一致的。由图 3 的 c) 可看出, 若继续增加 V_{DS} , 器件的沟道区域的载流子的耗尽和积累将呈现复杂的情况。除了在栅区的漏端形成一个明显的电偶极层外, 在栅区的中部也形成了一个不很明显的电偶极层。这一点在其它文献中尚未提及。

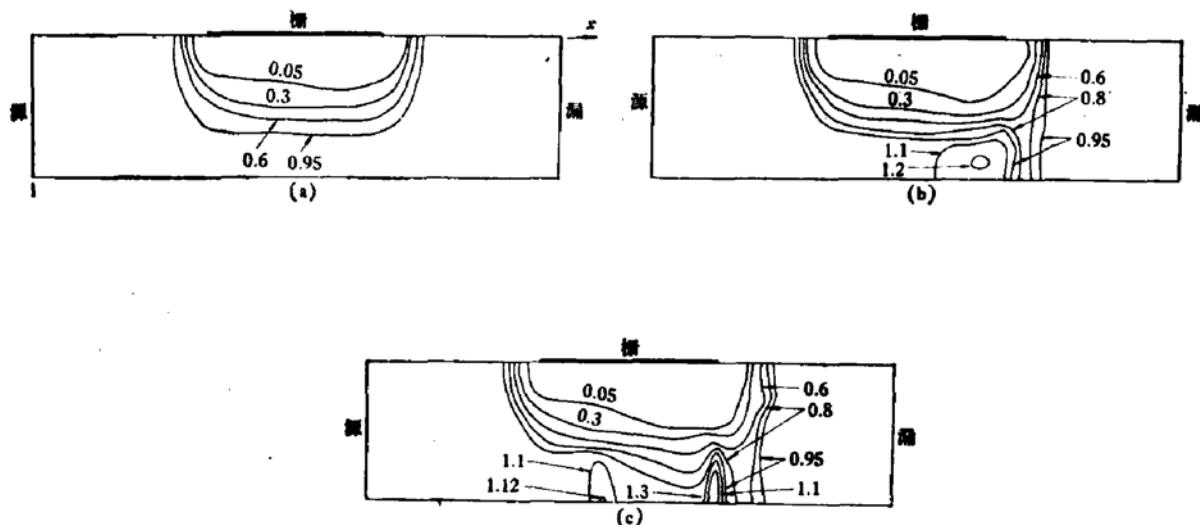


图 3 $1 \mu\text{m}$ 栅长 GaAs FET's 内部的相对电子浓度的分布(图上的数字表示 n/N_D)

- a) $V_{GS} = 0$, $V_{DS} = 0.5$ 伏
- b) $V_{GS} = 0$, $V_{DS} = 1.0$ 伏
- c) $V_{GS} = 0$, $V_{DS} = 1.5$ 伏

4) 在四种偏压下计算沟道区的电场分布

图 4 示出了在 $V_{GS} = 0, V_{DS} = 0.5, 0.7, 1.0, 1.5$ 伏下器件内部在沟道区的计算的电场强度 (x 分量) 的分布。其结果与文献[6]的图 6 基本一致。

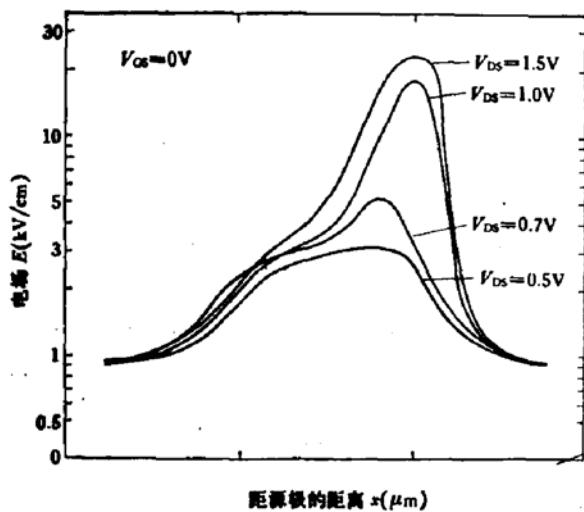


图 4 1 μm 棚长的 GaAs FET's 的沟道区的电场分布

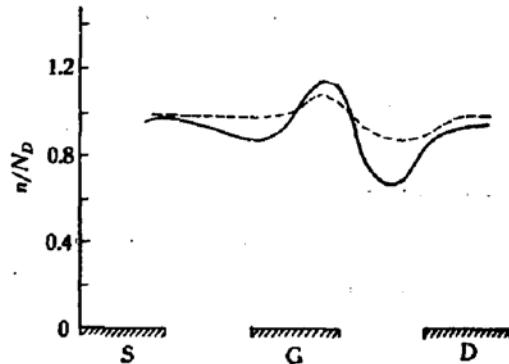


图 5 0.5 μm 棚长的 GaAs FET's 在不同偏压下栅区的漏端形成电偶极层的情况 (距表面深度 $y = 0.18 \mu\text{m}$.
— 对应于 $V_{GS} = 0, V_{DS} = 2.0$ 伏. - - - 对应于 $V_{GS} = 0, V_{DS} = 0.5$ 伏.)

2. 棚长为 0.5 μm 的 GaAs FET's 的计算

1) 计算中采用的材料和结构参数^[7,8]一览表

$N_D (\text{cm}^{-3})$	$V_{bi} (\text{v})$	$d (\mu\text{m})$	$L_G (\mu\text{m})$	$L_{SG} (\mu\text{m})$
1×10^{11}	0.8	0.2	0.5	0.5
$L_{GD} (\mu\text{m})$	$\mu_i (\text{cm}^2/\text{v} \cdot \text{s})$	$v_{sat} (\text{cm/s})$	$E_0 (\text{kV/cm})$	ϵ
0.5	5500	8×10^4	4.2	13.1

2) 网格和元素划分

总的网格点数为 $38 \times 6 = 228$ 个。(如按照上述 L_D 的要求进行均匀划分, 则总的网格点数应为 $110 \times 14 = 1540$ 个。) 总的元素数为 370 个。电极接触上的网格点数为 28 个。(如按 L_D 的要求进行均匀划分, 电极接触上的网格点数应为 63 个。) 平均的网格间距约为 $0.04 \mu\text{m}$ 。最大的网格间距约为 $0.06 \mu\text{m}$ 。最小的网格点间距约为 $0.012 \mu\text{m}$ 。

3) 在二种偏压下栅区的漏端形成电偶极层的情况

图 5 示出了在 $V_{GS} = 0, V_{DS} = 0.5, 2.0$ 伏时在栅区的漏端形成电偶极层的情况。其结果与文献[7]一致。

4) 在栅极加一个负脉冲时漏电流的变化波形

图 6 示出了在 $V_{DS} = 3\text{V}$ 下, 栅极上加一个幅度为 1.5 伏的负脉冲时, 漏电流 I_D 的变化波形。 I_D 随 t 增加的下降过程可分为二个阶段。初始阶段的快速下降对应于电容 C_{DG} 的充电, 此时 I_D 的主要成分是位移电流。其后阶段的缓慢衰减对应于电容 C_{GS} 的充电, 此时 I_D 的主要成分是导电电流。这个结果与文献 [18] 一致。

5) 计算的稳态 $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$ 特性曲线族

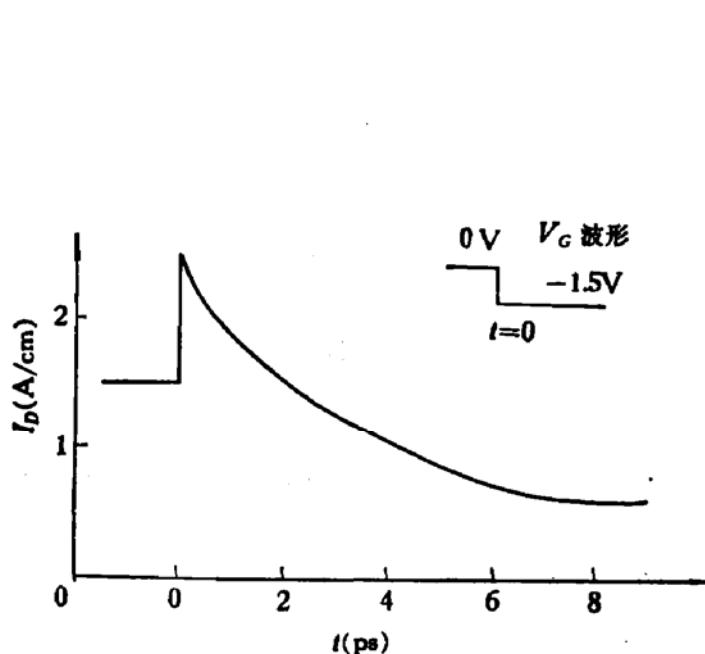


图 6 $0.5\mu\text{m}$ 捩长的 GaAs FET's 在栅极加一个负脉冲时漏电流 I_D 的响应

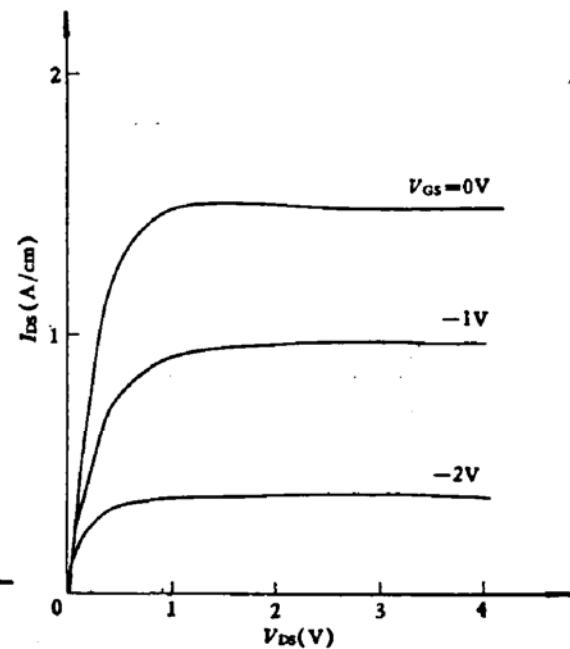


图 7 $0.5\mu\text{m}$ 捩长的 GaAs FET's 的 $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$ 特性曲线族

图 7 示出了计算得出的稳态 $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$ 特性曲线族。其结果与文献 [18] 一致。

6) 典型偏压 ($V_{GS} = 0$, $V_{DS} = 5$ 伏) 下的小讯号参数的计算

	$g_m(\text{m}\sigma/\text{cm})$	$c_{ss}(\text{pf}/\text{cm})$	$f_T(\text{GHz})$
I	810.0	6.2	20.5
II	1070.0	9.1	18.7
III	700.0	5.0	22.3

I: 作者的二维分析结果。

II: 文献[18]的二维分析结果。

III: 文献[21]的实验数据。

要说明的一点是: I 和 II 的二维分析均未计人“速度过冲”效应, 故计算出的 f_T 值小于实验的 f_T 值是合理的。

五、结 束 语

本文提出了一个采用有限元方法, 适用于 GaAs FET's 的二维数值分析的方法和程序。由于采用了与传统的 Gummel 算法有所不同的新的算法, 使计算过程得到简化, 计算工作量大为减少。采用本文的方法, 即使在网格点总数与文献相比大为减少的情况下, 对典型的 GaAs FET's 的计算结果仍能与文献报道的二维分析结果及实验数据取得较好的一致。本文的方法和程序可望在对 GaAs FET's 内部物理过程进行深入分析以及探索新结构的 GaAs FET's 等方面得到应用。

参 考 文 献

- [1] W. Shockley, *Proc. IRE.*, **40**, 1365 (1952).
- [2] D. P. Kennedy and R. P. O'Brien, *IBM J. Res. Dev.*, **14**, 95 (1970).
- [3] B. Hinsworth, *Solid-State Electron.*, **15**, 1353 (1972).
- [4] M. Reiser, *IEEE Trans.*, **ED-20**, 35 (1973).
- [5] J. W. Slotboom, *IEEE Trans.*, **ED-20**, 669 (1973).
- [6] K. Yamaguchi, S. Asai and H. Kodera, *IEEE Trans.*, **ED-23**, 1283 (1976).
- [7] T. Wada and J. Frey, *IEEE J.*, **SC-14**, 398 (1979).
- [8] R. J. Lomax and J. J. Barnes, *IEEE Trans.*, **ED-23**, 1042 (1976).
- [9] J. J. Barnes, and R. J. Lomax, *IEEE Trans.*, **ED-24**, 1082 (1977).
- [10] T. Adachi, A. Yoshii and T. Sudo, *IEEE Trans.*, **ED-26**, 1026 (1979).
- [11] D. C. Mayer, N. A. Masnari and R. J. Lomax, *IEEE Trans.*, **ED-27**, 956 (1980).
- [12] S. E. Laux and R. J. Lomax, *IEEE Trans.*, **ED-28**, 120 (1981).
- [13] E. M. Buturla, P. E. Cottrell, B. M. Grossman and K. A. Salsburg, *IBM J. Res. Dev.*, **25**, 218 (1981).
- [14] H. K. Gummel, *IEEE Trans.*, **ED-11**, 455 (1964).
- [15] J. R. Barker and D. K. Ferry, *Solid-State Electron.*, **23**, 519 (1980).
- [16] J. Frey, *Tech. Dig. IEDM*, 613 (1980).
- [17] A. DeMari, *Solid-State Electron.*, **11**, 33 (1968).
- [18] J. V. Faricelli, J. Frey and J. P. Krusius, *IEEE Trans.*, **ED-29**, 377 (1982).
- [19] 王德人,《非线性方程组解法和最优化方法》, p. 28-39, 人民教育出版社 (1979).
- [20] E. M. Buturla and P. E. Cottrell, *Solid-State Electron.*, **23**, 331 (1980).
- [21] W. Baechtold et al., *Electron. Lett.*, **9**, 232 (1973)

**Two Dimensional Numerical Analysis of GaAs FET's
by Using Finite-Element Method**

Wang Zhengxiao

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Abstract

This paper presents a 2D numerical analysis method and program for GaAs FET's by using finite-element method. Owing to the application of a new algorithm which is somewhat different from traditional Gummel method, the computational process is simplified and the computational effort is remarkably reduced. By using this method, even though the total number of mesh points is much less than reported by other papers, yet the calculated results for typical GaAs FET's agree well with those of other 2D analyses and experimental data.