

# GaAs MESFET 棚的取向效应

## I. 解 析 模 型

黄庆安 吕世骥 童勤义

(东南大学微电子中心,南京,210018)

1991年3月11日收到,同年5月3日修改定稿

本文根据压电效应模型,详细研究了(100),(011)和(111)衬底上 GaAs MESFET 棚的取向特性。通过合适的正交变换,求出了压电电荷密度。考虑到沟道-衬底界面的耗尽层,得到了阈值电压随棚取向变化的解析表达式。结果与两维数值分析基本一致。

EEACC: 2560B, 2560S

### 一、引言

为改善 GaAs IC 的开关速度,必须通过缩短棚的长度来提高跨导。八十年代出现的离子注入自对准难熔金属棚工艺使得同时减小漏源电阻、缩短棚的长度成为现实。但当棚的长度减小到  $2\mu\text{m}$  以下时,实验上发现了 FET 棚的取向效应<sup>[1,2]</sup>,即在(100)衬底上,沿[011]和[01̄1]方向排列的 MESFET 阈值电压向相反方向漂移。这使得工艺过程中阈值电压的可控性变差。对于要求阈值电压高度控制的电路来说,其漂移显得更为重要。国外对此进行了广泛的研究。

Lee 等人<sup>[1]</sup>首先发现(100)GaAs 衬底上[011]方向的 MESFET 比[01̄1]方向的阈值电压低,而且[01̄1]方向的 FET 阈值电压明显随棚的长度变化,[011]方向的 FET 阈值电压几乎与棚的长度无关。Yokoyama 等人<sup>[2]</sup>发现阈值电压漂移的符号与 Lee 等人的结果正好相反。注意到 Lee 等人和 Yokoyama 等人在实验中分别使用  $\text{Si}_3\text{N}_4$  和  $\text{SiO}_2$  作为钝化膜, Ohnishi 等人详细研究了这两种钝化膜的应力状态,发现  $\text{Si}_3\text{N}_4$  是处于张应力状态,  $\text{SiO}_2$  则处于压应力状态。这两种应力状态对阈值电压的影响正好是相反的,从而解释了 Lee 和 Yokoyama 得到的不同结果。

GaAs MESFET 棚取向效应发现的初期,曾推测这种现象与应力增强扩散有关<sup>[1,4]</sup>。但后来 Asbeck 提出的压电效应模型更好地解释了棚的取向效应<sup>[5,6]</sup>。尤其是 Kanamori 等人<sup>[7]</sup>和 Ramirez 等人<sup>[8]</sup>对 GaAs MESFET 外加应力下的实验结果与 Asbeck 的压电效应模型完全一致。从而证实了 GaAs MESFET 棚的取向效应主要是由器件中应力诱发的压电电荷引起的。

按照压电效应模型,阈值电压漂移与衬底上薄膜的应力及 GaAs 非中心对称的晶体结构有关。因此,减小阈值电压漂移有两种措施:一种是优化钝化膜的淀积工艺,使之

应力最小。Chang 等人<sup>[9]</sup>对  $\text{Si}_3\text{N}_4$  膜进行了详细地研究，但效果并不明显。另一种就是选择不同的衬底取向。Onodera 等人<sup>[10]</sup>用全数值模拟的方法研究了不同衬底取向下，MESFET 阈值电压随栅的变化情况。我们在本文中采用矩阵变换，得到压电电荷密度的一般表达式。考虑到沟道-衬底耗尽层的作用，给出了(100)、(011)和(111)衬底上 GaAs MESFET 阈值电压随栅取向变化的关系。其结果与 Onodera 等人的二维数值模拟一致。我们的结果给出了更为清晰的物理图象。为 GaAs MESFET 的设计提供了一种简单、可靠的参考方法。

## 二、理 论

### 1. GaAs MESFET 中的应力场

图 1 给出了 GaAs MESFET 在计算应力场的参考坐标系。一般栅的宽度远大于栅的长度  $L$ ，可以看成二维问题。若假定 GaAs 的弹性是各向同性的，衬底中的应力满足下列基本微分方程。

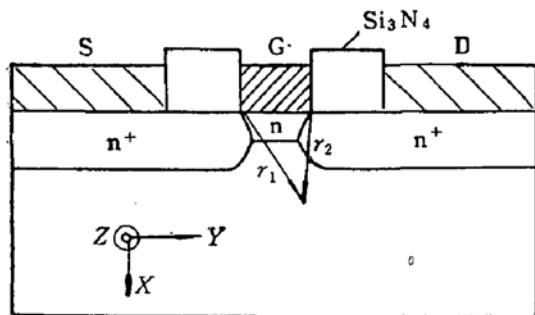


图 1 GaAs MESFET 结构及计算应力场参考坐标系

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} = 0, \quad (1b)$$

$$\nabla^2(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) = 0, \quad (1c)$$

$$\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}). \quad (1d)$$

式中  $\nu$  是 GaAs 的泊松比，等于 0.23。

目前作为自对准 GaAs MESFET 最常用的难熔金属栅材料  $\text{WSi}_x$ ，若其成份中包含 60% 的 Si 时， $\text{WSi}_x$  中的应力就可以忽略。因此，可以只考虑钝化膜中的应力。根据弹性力学，薄膜在边缘处应力强烈地集中。故可以将钝化膜对衬底的作用简化成线剪切力的作用。这就是边缘力集中近似模型 (EFA)。在包括 Onodera 的二维数值模拟的许多作者均采用了 EFA<sup>[6, 10]</sup>。根据边缘力集中近似，从方程(1)得到 GaAs 衬底中的应力场为

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= -\frac{2\sigma_f d_f}{\pi} \left( \frac{y_1 x^2}{r_1^4} - \frac{y_2 x^2}{r_2^4} \right), \\ \sigma_{yy} &= -\frac{2\sigma_f d_f}{\pi} \left( \frac{y_1^3}{r_1^4} - \frac{y_2^3}{r_2^4} \right), \\ \sigma_{zz} &= -\frac{2\nu\sigma_f d_f}{\pi} \left( \frac{y_1}{r_1^2} - \frac{y_2}{r_2^2} \right), \\ \sigma_{xy} &= -\frac{2\sigma_f d_f}{\pi} \left( \frac{y_1^2 x}{r_1^4} - \frac{y_2^2 x}{r_2^4} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

其余应力分量为零，式中  $r_1^2 = x^2 + y_1^2$ ,  $r_2^2 = x^2 + y_2^2$ ,  $d_f$  和  $\sigma_f$  分别是钝化膜的厚度和应力。在压应力状态下，或使沟道膨胀时  $\sigma_f$  取正号。

## 2. (100)、(011)和(111)衬底的基本压电矩阵

不同 GaAs 衬底的压电矩阵张量是不同的<sup>[1]</sup>。我们定义每一种衬底的压电矩阵为基本的压电矩阵。由于 GaAs 压电效应中, Ga 离子带负电、As 离子带正电。(111) 衬底和(111) 衬底的压电电荷只是符号相反<sup>[1]</sup>。因此, 我们只需要求出(100)、(011)和(111) 衬底的基本压电矩阵。

GaAs 属于  $\bar{4}3m$  点群, 不为零的压电矩阵元只有  $d_{14}$  ( $= 2.60 \times 10^{-12} \text{ C/dyn} = 163 \text{ q/dyn}$ )。在结晶学坐标系  $X_1 = [100], X_2 = [010], X_3 = [001]$  中, 压电矩阵张量为

$$d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix}.$$

我们根据正交变换的欧拉角定义, 求出了不同衬底的基本压电矩阵<sup>[1]</sup>。

对于(100)衬底,  $X_1 = [100], X_2 = [01\bar{1}], X_3 = [011]$  坐标系中的基本压电矩阵张量为

$$d = \begin{pmatrix} 0 & -d_{14}/2 & d_{14}/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \end{pmatrix}, \quad (3a)$$

对于(011)衬底,  $X_1 = [011], X_2 = [\bar{1}00], X_3 = [0\bar{1}1]$  坐标系中的基本压电矩阵张量为

$$d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} \\ -d_{14}/2 & 0 & d_{14}/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3b)$$

对于(111)衬底,  $X_1 = [111], X_2 = [01\bar{1}], X_3 = [\bar{2}\bar{1}1]$  坐标系中, 基本的压电矩阵张量为

$$d = \begin{pmatrix} d_{14}/\sqrt{3} & -d_{14}/2\sqrt{3} & -d_{14}/2\sqrt{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{2}d_{14}/\sqrt{3} & 0 & -d_{14}/\sqrt{3} \\ 0 & d_{14}/\sqrt{6} & -d_{14}/\sqrt{6} & 0 & -d_{14}/\sqrt{6} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3c)$$

## 3. 压电电荷密度

上述求出的应力场和基本压电矩阵张量分别是对栅坐标系和衬底坐标系。要求出压电电荷密度必须进行坐标变换。图 2 给出了两种坐标系的相对位置。应力场坐标系的  $X$  轴与压电矩阵的坐标系的  $X_1$  轴重合。 $X_2$  轴和  $Y$  轴夹角为  $\alpha$ , 我们定义  $\sigma$  和  $\sigma^*$  分别是栅的坐标系和衬底的基本坐标系  $X_1X_2X_3$  中的应力张量。同样  $[P] = (P_x, P_y, P_z)$  和  $[P]^* = (P_1, P_2, P_3)$  分别是栅坐标系和  $X_1X_2X_3$  坐标系中的极化矢量。因极化矢量是应力张量和压电矩阵张量的并矢积。所以在  $X_1X_2X_3$  坐标系中, 有

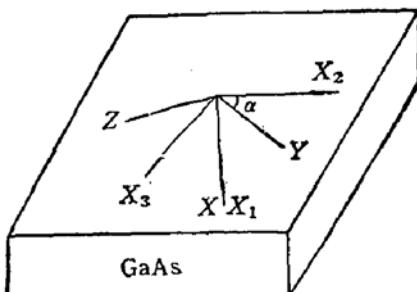


图 2 应力场坐标系 XYZ 和压电张量坐标系  $X_1X_2X_3$  的相对关系

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = d \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

栅坐标系和  $X_1X_2X_3$  坐标系的应力张量变换为

$$[\sigma]^* = [\beta][\sigma][\beta]^T. \quad (5)$$

式中  $[\beta]$  是正交矩阵,  $[\beta]^T$  是  $[\beta]$  的转置矩阵。按图 2 所示的坐标参考系有

$$[\beta] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}. \quad (6)$$

栅坐标系和  $X_1X_2X_3$  坐标系的极化矢量变换为

$$[P] = [\beta]^T [P]^*, \quad (7)$$

即

$$\begin{aligned} P_x &= P_1, \\ P_y &= P_2 \cos \alpha - P_3 \sin \alpha, \\ P_z &= P_2 \sin \alpha + P_3 \cos \alpha. \end{aligned}$$

结合(3)–(7)可得到栅坐标系的极化矢量。

对(100)衬底, 有

$$\begin{aligned} P_x &= \frac{1}{2} d_{14} [-\sigma_{yy} \cos 2\alpha + \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \cos 2\alpha], \\ P_y &= -d_{14} \sigma_{xy} \cos 2\alpha, \\ P_z &= -d_{14} \sigma_{xy} \sin 2\alpha. \end{aligned} \quad (8a)$$

对(011)衬底, 有

$$\begin{aligned} P_x &= -d_{14} \sigma_{xx} \cos \alpha, \\ P_y &= -\frac{1}{2} d_{14} \sigma_{xx} \cos \alpha + \frac{1}{2} d_{14} \cos \alpha [\sigma_{yy} \sin^2 \alpha + \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \cos^2 \alpha] \\ &\quad - \frac{1}{2} d_{14} \sin 2\alpha \sin \alpha [\nu \sigma_{xx} - (1 - \nu) \sigma_{yy}], \end{aligned} \quad (8b)$$

$$\begin{aligned} P_x &= -\frac{1}{2} d_{14} \sigma_{xx} \sin \alpha + \frac{1}{2} d_{14} \sin \alpha [\sigma_{yy} \sin^2 \alpha + \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \cos^2 \alpha] \\ &\quad + \frac{1}{2} d_{14} \sin 2\alpha \cos \alpha [\nu \sigma_{xx} - (1 - \nu) \sigma_{yy}]. \end{aligned}$$

对(111)衬底, 有

$$\begin{aligned} P_x &= \frac{1}{\sqrt{3}} d_{14} \left[ \sigma_{xx} - \frac{1}{2} \sigma_{yy} - \frac{1}{2} \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \right], \\ P_y &= \frac{1}{\sqrt{6}} d_{14} \sin 3\alpha (\nu \sigma_{xx} - (1 - \nu) \sigma_{yy}) - \frac{1}{\sqrt{3}} d_{14} \sigma_{xy}, \end{aligned} \quad (8c)$$

$$P_z = \frac{1}{\sqrt{3}} d_{14} \cos \alpha \left( \frac{1}{\sqrt{2}} - 2\sqrt{2} \sin^2 \alpha \right) (\sigma_{yy} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})).$$

压电电荷密度和极化矢量的关系为

$$\rho_{pz} = -\nabla \cdot P = -\left( \frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z} \right). \quad (9)$$

对于两维问题,  $P_z$  和  $z$  无关, 因此  $\frac{\partial P_z}{\partial z} = 0$ . 由(1)、(8)和(9)式, 可以得到与不同衬底取向相应的压电电荷密度。

对(100)衬底, 有

$$\rho_{pz}(x, y) = -d_{14} \cos 2\alpha \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( 1 + \frac{\nu}{2} \right) \sigma_{xx} - \frac{1}{2} (1 - \nu) \sigma_{yy} \right]. \quad (10a)$$

对(011)衬底, 有

$$\begin{aligned} \rho_{pz}(x, y) = & d_{14} \cos \alpha \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( 1 - \frac{3}{2} \cos^2 \alpha \right) (\nu - 1) - \frac{3}{2} \right] \sigma_{yy} \\ & + \left[ \left( 1 - \frac{3}{2} \cos^2 \alpha \right) \nu + \frac{1}{2} \right] \sigma_{xx}. \end{aligned} \quad (10b)$$

对(111)衬底, 有

$$\begin{aligned} \rho_{pz}(x, y) = & -\frac{1}{2\sqrt{3}} d_{14} \frac{\partial}{\partial x} [(4 - \nu) \sigma_{xx} - (1 + \nu) \sigma_{yy}] \\ & - \frac{1}{\sqrt{6}} d_{14} \sin 3\alpha \frac{\partial}{\partial y} [\nu \sigma_{xx} - (1 - \nu) \sigma_{yy}]. \end{aligned} \quad (10c)$$

(10)式就是对两维应力场作用下,(100)、(011)和(111)衬底中压电电荷密度的一般表示式。若采用边缘力集中近似模型, 将(2)式代入可得:

对于(100)衬底, 压电电荷的密度分布为

$$\begin{aligned} \rho_{pz}(x, y) = & \frac{2d_{14}\sigma_f d_f}{\pi} \cos 2\alpha \left\{ \frac{y_1 x [(4 - \nu) y_1^2 - (2 + \nu) x^2]}{r_1^6} \right. \\ & \left. - \frac{y_2 x [(4 - \nu) y_2^2 - (2 + \nu) x^2]}{r_2^6} \right\}. \end{aligned} \quad (11a)$$

对于(011)衬底, 压电电荷密度分布为

$$\begin{aligned} \rho_{pz}(x, y) = & -\frac{2d_{14}\sigma_f d_f}{\pi} \cos \alpha \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{3}{2} \cos^2 \alpha \right) (\nu - 1) - \frac{3}{2} \right] \right. \\ & \times \left[ \frac{y_1^2 (3x^2 - y_1^2)}{r_1^6} - \frac{y_2^2 (3x^2 - y_2^2)}{r_2^6} \right] \\ & \left. + \left[ \left( 1 - \frac{3}{2} \cos^2 \alpha \right) \nu + \frac{1}{2} \right] \left[ \frac{x^2 (x^2 - 3y_1^2)}{r_1^6} - \frac{x^2 (x^2 - 3y_2^2)}{r_2^6} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11b)$$

对于(111)衬底, 压电电荷密度分布为

$$\begin{aligned} \rho_{pz}(x, y) = & \frac{2d_{14}\sigma_f d_f}{\sqrt{3}\pi} \left\{ (4 - \nu) \left[ \frac{xy_1(y_1^2 - x^2)}{r_1^6} - \frac{xy_2(y_2^2 - x^2)}{r_2^6} \right] \right. \\ & \left. + (1 - \nu) \left[ \frac{2xy_1^3}{r_1^6} - \frac{2xy_2^3}{r_2^6} \right] \right\}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2d_{14}\sigma_f d_f}{\sqrt{6\pi}} \sin 3\alpha \left\{ \nu \left[ \frac{x^2(x^2 - 3y_1^2)}{r_1^6} - \frac{x^2(x^2 - 3y_2^2)}{r_2^6} \right] \right. \\
 & \left. - (1-\nu) \left[ \frac{y_1^2(3x^2 - y_1^2)}{r_1^6} - \frac{y_2^2(3x^2 - y_2^2)}{r_2^6} \right] \right\}. \quad (11c)
 \end{aligned}$$

图3画出了几种特定取向下压电电荷密度的纵向分布。所用数据为  $Y_1 = 7L/8$ ,  $Y_2 = -L/8$ ,  $L = 1\mu\text{m}$ ,  $\sigma_f d_f = 1 \times 10^5 \text{ dyn/cm}$ .

#### 4. FET 阈值电压与栅取向的关系

GaAs MESFET 在未钝化前的阈值电压由沟道的掺杂分布决定。钝化后，由于钝化膜中的应力会在衬底中诱致出压电电荷。这种压电电荷叠加在原始的掺杂分布中，导致了阈值电压的漂移。Asbeck 等人<sup>[6]</sup>在计算阈值电压漂移时，假定衬底中的压电电荷密度不随 Y 方向变化，且取沟道中点处的值。由于在较低的漏源电压下，夹断首先是在漏端开始的。因此靠近漏端处的掺杂浓度更为重要。不幸的是，如果我们取漏端处的压电电荷密度计算，将会得到无意的结果。因为边缘力集中近似模型将力全部集中在端点。在此点计算必然会得到无穷大的结果。因此，我们类似于(100)衬底情况的处理方法<sup>[12]</sup>，将计算点近似放在  $Y_1 = 7L/8$ ,  $Y_2 = -L/8$  处，即比中点更靠近漏的一端。

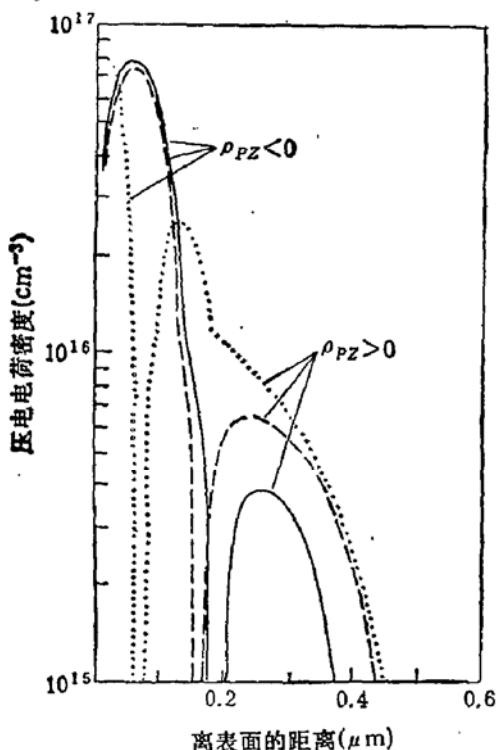


图3 不同衬底上一些特定取向 FET 的压电电荷密度纵向分布计算所用数据  $Y_1 = 7L/8$ ,  $Y_2 = -L/8$ ,  $L = 1\mu\text{m}$ ,  $\sigma_f d_f = 1 \times 10^5 \text{ dyn/cm}$

——[011] FET, (100)衬底 .....[011] FET, (011)衬底  
--- [211] FET, (111) GaAs 衬底

GaAs MESFET 的阈值电压为

$$V_T = \phi_B - \frac{q}{\epsilon_s} \int_0^W x N_D(x) dx, \quad (12)$$

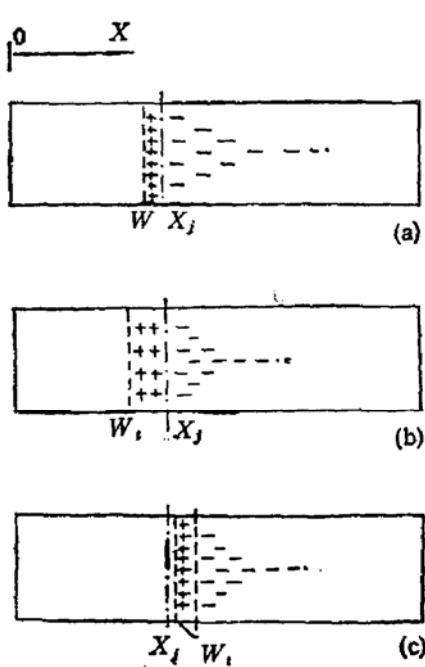


图4 压电电荷对沟道/衬底界面耗尽层的影响

(a)  $\rho_{pz} = 0$ , (b)  $\rho_{pz} < 0$ ,  
(c)  $\rho_{pz} > 0$

式中  $\phi_B$  是栅与衬底的接触电势,  $\epsilon_s$  是 GaAs 的介电常数,  $N_D(x)$  是沟道区中的掺杂分布。 $W$  是有效沟道厚度。

由于压电电荷密度的调制, 阈值电压变为

$$V'_T = \phi_B - \frac{q}{\epsilon_s} \int_0^{W_t} x(N_D(x) + \rho_{ps}(x)/q)dx, \quad (13)$$

式中  $W_t$  是有压电电荷密度时的有效沟道厚度。

图 4 示出了压电电荷密度对沟道-衬底界面耗尽层的影响。当  $\rho_{ps} < 0$  时,  $W_t < W$ ; 当  $\rho_{ps} > 0$  时,  $W_t > W$ 。由于压电电荷密度的调制, 引起的阈值电压漂移为

$$\Delta V_T = V'_T - V_T. \quad (14)$$

在界面附近, 对  $\rho_{ps} < 0$ , 我们有<sup>[12]</sup>

$$\Delta V_T = -\frac{1}{\epsilon_s} \int_0^W x \rho_{ps}(x) dx, \quad (15a)$$

对  $\rho_{ps} > 0$ , 有

$$\Delta V_T = -\frac{1}{\epsilon_s} \int_0^W x \rho_{ps}(x) dx - \frac{2}{\epsilon_s} \int_W^{W_t} x \rho_{ps}(x) dx. \quad (15b)$$

从(15)式可知, 对于同样大小的压电电荷密度,  $\rho_{ps} < 0$  对  $V_T$  的影响比  $\rho_{ps} > 0$  的影响要小。由于(15b)中的第二项与第一项相比非常小, 即  $W_t - W$  很小, 因此(15b)可近似为

$$\Delta V_T = -\frac{1}{\epsilon_s} \int_0^W x \rho_{ps}(x) dx - \frac{2}{\epsilon_s} (W_t - W) W \rho_{ps}(W). \quad (15c)$$

由于(15a)和(15c)的第一项相同, 故我们以(15a)表达为  $V_T$  漂移的解析形式, (15c)则有类似的结果。(100)、(011)和(111)衬底  $V_T$  随槽取向变化的漂移分别为

$$\begin{aligned} \Delta V_T = & \frac{d_{14}\sigma_f d_f}{2\pi\epsilon_s} \cos 2\alpha \left[ (1+2\nu)(\arctg A + \arctg B) \right. \\ & \left. - \frac{A(1+2\nu+(7+2\nu)A^2)}{(1+A^2)^2} - \frac{B(1+2\nu+(7+2\nu)B^2)}{(1+B^2)^2} \right], \end{aligned} \quad (16a)$$

$$\begin{aligned} \Delta V_T = & \frac{2d_{14}\sigma_f d_f}{\pi\epsilon_s} \cos \alpha \left[ \left( \left( 1 - \frac{3}{2} \cos^2 \alpha \right) \nu + \frac{1}{2} \right) \left( \frac{1}{2} \ln \frac{1+A^2}{1+B^2} + \frac{1}{1+A^2} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{1+B^2} \right) + \frac{3}{2} \left( 1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha \right) \left( \frac{1+3A^2}{(1+A^2)^2} - \frac{1+3B^2}{(1+B^2)^2} \right) \right], \end{aligned} \quad (16b)$$

$$\begin{aligned} \Delta V_T = & \frac{d_{14}\sigma_f d_f}{2\sqrt{3}\pi\epsilon_s} \left[ (3-2\nu)(\arctg A + \arctg B) \right. \\ & \left. + \frac{A(2\nu-3+(2\nu-13)A^2)}{(1+A^2)^2} + \frac{B(2\nu-3+(2\nu-13)B^2)}{(1+B^2)^2} \right] \\ & - \frac{d_{14}\sigma_f d_f}{\sqrt{6}\pi\epsilon_s} \sin 3\alpha \left[ \nu \ln \frac{1+A^2}{1+B^2} + 2\nu \left( \frac{1}{1+A^2} - \frac{1}{1+B^2} \right) \right. \\ & \left. + \frac{1+3A^2}{(1+A^2)^2} - \frac{1+3B^2}{(1+B^2)^2} \right]. \end{aligned} \quad (16c)$$

式中  $A = 8W/7L$ ,  $B = 8W/L$ 。

### 三、讨论与结论

目前，在包括 Onodera 等人的数值模拟的许多作者均采用了边缘力集中近似。按照这种近似我们得到了压电电荷密度与栅取向变化的解析表达式。对(100)衬底， $\alpha = 0$  和  $\pi/2$  分别对应于[011]和[01̄1]栅的取向；对(011)衬底， $\alpha = 0$  和  $\pi/2$  分别对应于[0̄11]和[1̄00]栅的取向；对(111)衬底， $\alpha = 0$  和  $\pi/2$  分别对应于[2̄11]和[01̄1]栅的取向；对(1̄1̄1)衬底， $\alpha = 0$  和  $\pi/2$  分别对应于[21̄1]和[01̄1]栅的取向。

对于(100)衬底，由(10a)知，压电电荷密度是  $y$  方向的奇函数，源端和漏端边缘力在衬底沟道中诱致的电荷始终相加。压电电荷密度随栅的取向变化具有  $\pi$  的周期，且关于栅中心线  $y_1 = -y_2 = L/2$  对称。对(011)衬底，由(10b)可知，压电电荷密度是  $y$  方向的偶函数，所以源端和漏端边缘在衬底中诱致的压电电荷始终相减，所以在栅中心线处，压电电荷密度恒等于零，且压电电荷密度关于栅中心线反对称。对(111)衬底，压电电荷密度有两部分组成：第一部分不随栅的取向变化，第二部分随栅取向变化，且周期为  $2\pi/3$ 。第一部分是  $y$  的奇函数，其结果类似于(100)衬底，第二部分是  $y$  的偶函数，其结果类似于(011)衬底。由于第二部分比第一部分要小得多，所以对(111)衬底，情况是较小的随栅取向变化的压电电荷密度叠加在与栅取向无关的压电电荷密度中，结果是总的压电电荷密度分布于栅中心线稍不对称。这些结果与 Onodera<sup>[10]</sup> 的数值计算相当接近。

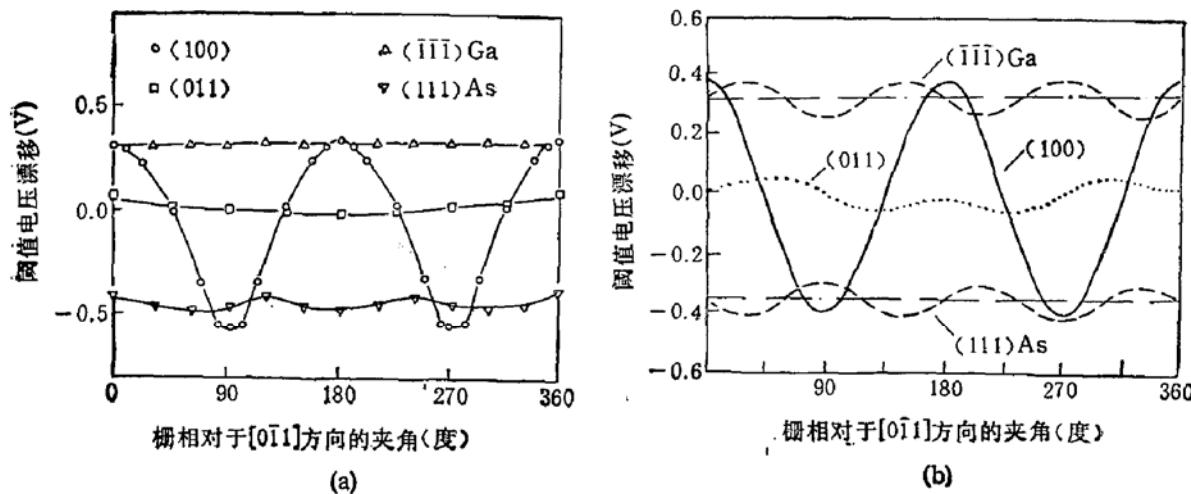


图 5 不同衬底上，FET 阈值电压漂移与栅取向的关系 ( $L = 1\mu\text{m}$ ,  $\sigma_s d_s = 0.9 \times 10^3 \text{dyn/cm}^2$ )  
(a) 二维数值模拟结果<sup>[10]</sup> (b) 本文解析模型计算结果

由于压电电荷密度的调制，引起阈值电压的漂移。压电电荷密度随栅取向的周期性变化必然引起阈值电压漂移随栅取向的周期性变化，图 5(a)给出了 Onodera<sup>[10]</sup> 的数值模拟结果。图 5(b)是我们用 Onodera 的器件参数按本文解析模型计算的结果。为了便于比较，我们将  $\alpha$  角都换算到栅取向相对于[011]轴之间的夹角。

从图 5 可以看出：解析模型与数值模拟对(100)衬底吻合较好；(011)衬底定性一致。而(111)衬底有差别。虽然(111)衬底的阈值电压随栅取向的漂移都呈现出  $2\pi/3$  的周期，但解析模型在一周期内，阈值电压漂移半周期内增大，半周期内减小，而数值模拟均表现

为增大。虽然解析模型在计算阈值电压漂移时,采用了一维近似,但不至于影响压电荷周期性对阈值电压漂移周期性的影响。与 Onodera 的数值模拟相比,我们在导出压电电荷密度时,没作任何近似。压电电荷的周期性必然反映到阈值电压漂移的周期性。因此,我们认为解析模型在一周期内的变化趋势是较为合理的,而对(111) GaAs 衬底而言,由于负的压电电荷密度在沟道-衬底界面形成了 p-n 结,而耗尽层又主要扩展到衬底一边。幅度较小、周期性变化的压电电荷密度叠加不会引起阈值电压较大的漂移。解析模型过高估计了这一影响,导致了随栅取向的变化,阈值电压漂移幅度过大的结果。

对(011)衬底,阈值电压漂移随栅取向的变化很小。在  $\alpha = \pi, 3\pi/2$  的栅取向的 FET,由于压电电荷密度为零,阈值电压漂移也为零。这些与二维数值模拟结果一致。但是,解析模型中阈值电压随栅取向的变化趋势与二维数值不同。这可能是由于解析模型在计算阈值电压漂移时,将复杂的二维分布压电电荷用一维近似所致。

从上述讨论可见,解析模型给出了不同衬底下的压电电荷密度表达式,为以后进一步研究压电对 FET 的性能影响奠定了基础。用压电电荷的一维近似,给出了压电对阈值电压影响的解析表达式。计算结果与二维数值模拟基本一致。为 GaAs MESFET 设计提供了一种简单的参考方法。

### 参 考 文 献

- [1] C. P. Lee, R. Zucca and B. M. Welch, *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 311(1980).
- [2] N. Yokoyama, H. Onodera, T. Ohnishi and A. Shibatomi, *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 270(1983).
- [3] T. Ohnishi, T. Onodera, N. Yokoyama and H. Nishi, *IEEE Electron Devices Lett.*, **EDL-6**, 172(1985).
- [4] R. A. Sadler and L. F. Eastman, *Appl. Phys. Lett.*, **43**, 865(1983).
- [5] M. F. Chang, C. P. Lee, P. M. Asbeck, R. P. Vahrenkamp and C. G. Kirkpatrick, *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 279(1984).
- [6] P. M. Asbeck, C. P. Lee and M. F. Chang, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-31**, 1377(1984).
- [7] M. Kanamori, H. Ono, T. Furutsuka, and J. Matsui, *IEEE Electron Devices Lett.*, **EDL-8**, 228(1987).
- [8] J. C. Ramirez, P. J. McNally, L. S. Cooper, J. J. Rosenberg, L. B. Freund and T. N. Jackson, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-35**, 1232(1988).
- [9] E. Y. Chang, G. T. Gibuzar and K. P. Pande, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-35**, 1412(1988).
- [10] T. Onodera and H. Nishi, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-36**, 1580(1989).
- [11] 黄庆安, 吕世骏, 童勤义, 东南大学学报, **21**(2), 16(1991).
- [12] Q. A. Huang, S. J. Lu and Q. Y. Tong, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**(1), L11(1991).

## Orientation Effect in GaAs MESFET'S

### I. Analytical Model

Huang Qing'an, Lu Shiji and Tong Qinyi

(Microelectronics Center, Southeast University, Nanjing, 210018)

### Abstract

Based on the piezoelectric effect model, the gate orientation dependence in GaAs MESFET's on (100), (011) and (111) substrates is investigated in detail. Expressions for piezoelectric charge are obtained through the orthogonal transformation. The dependence of threshold voltage shifts on gate orientation has analytically obtained by taking into account the depletion layer at the channel-substrate interface. The results predicted by the analytical model are in agreement with those by the two-dimensional numerical model.

**EEACC:** 2560B, 2560S