

MOSFET 强表面场电学特性分析

刘可辛 傅 予* 李 宏*

(山东大学物理系)

1983年8月3日收到

本文考虑了横向电场和纵向电场对表面迁移率的影响,分析了强表面电场下 MOSFET 的电学特性. 给出了电导和跨导等分析表达式. 对硅 VVMOSFET 进行了电学特性的测量. 实验结果与理论分析符合得很好.

一、引 言

近几年来对硅 MOS 场效应功率晶体管的研制和应用取得了很大进展. 由于硅 MOS 场效应功率晶体管有许多优点,引起了人们很大的重视. MOS 功率管作为功率放大或者开关应用时,常常需要施加高的栅压和漏电压. 因此,在沟道区形成了强表面电场. 强表面场使得 MOS 场效应晶体管的特性产生了本质上的变化,与弱场时的特性不同. 其原因是,在强表面场时,沟道中载流子迁移率不再是常数. 由于受到强烈的散射影响,随着栅压和漏压的增高而降低了.

在考虑强表面场影响时,一些作者考虑了横向漂移场的影响^[1,2]. C. A. T. Salama^[3] 提出了纵向电场对沟道载流子的影响,对横向电场进行了栅压的修正. S. W. Tarasewicz^[4] 等对 VVMOS 计算了横向电场和温升的影响,得到了具有各参量对温度微商的复杂的跨导表达式. 本文从 MOS 晶体管实际上存在有横向和纵向电场出发,导出沟道迁移率的横向和纵向电场修正的近似表达式,从理论上分析了 MOS 晶体管强表面电场下特性,得到了分析表达式,并对 VVMOS 场效应功率管进行了电学特性测量,在强表面电场时的理论与实验符合得很好.

二、理 论 分 析

MOS 场效应晶体管的沟道迁移率,在低栅压时,可用下式近似表示^[2]

$$\mu_L = \frac{\mu_0}{1 + \frac{E}{E_c}} \quad (1)$$

式中 μ_0 为低漂移电场时(横向电场)沟道中载流子迁移率. E_c 为临界电场.

* 本校 83 届毕业生.

当栅压升高时,由于高栅压(产生了强的纵向电场)引起了强烈的散射,使得沟道中载流子迁移率降低了。将高栅压所引起的这种附加的散射几率与低栅压时的散射几率相加,就得到总的散射几率。因此,强表面场时载流子迁移率可以表示为两项相加

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_s} \quad (2)$$

式中 μ_s 为高栅压时附加的散射所对应的迁移率。假设 μ_s 粗略的近似与施加的有效栅压成反比,用下式近似表达^[5]

$$\mu_s = \frac{K}{V_G - V_T} \quad (3)$$

式中 K 为比例常数。上式对于 n 沟道, $V_G > V_T$ 时成立。对于 p 沟道, $V_G < V_T$ 时成立,并且分母取绝对值。将(1)和(3)式代入(2)式得到

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \frac{E}{E_c} + \frac{\mu_0(V_G - V_T)}{K}} \quad (4)$$

令 $\frac{1}{V_c} = \frac{\mu_0}{K}$, $V_{GE} = V_G - V_T$, V_{GE} 称为有效栅压,(4)式可改写为

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \frac{E}{E_c} + \frac{V_{GE}}{V_c}} \quad (5)$$

(5)式为经过修正后的迁移率近似表达式,它既与横向电场有关又与栅压有关。增高栅压和漏压都使得沟道迁移率下降。式中 V_c 为常数,称为临界有效栅压。它的意义是当施加的横向漂移电场很小时 ($\frac{E}{E_c} \ll 1$), 增大栅压,使得沟道中载流子迁移率为低栅压时的一半值此时的有效栅压值。 V_c 的大小取决于沟道区的表面状况,如果表面良好,则表面散射较小, V_c 就较大,反之则较小。

我们采用一维模型,源极与衬底连接在一起,并且近似假设沟道区的空间电荷层中单位面积上电离杂质电荷为常数^[5]。在低场时,由此得到的简单表达式,在应用上较为简便,近似程度也相当好。用此模型, MOS 场效应晶体管漏源电流可表示为

$$I_D = C_{ox} Z \mu (V_{GE} - V) E \quad (6)$$

式中 C_{ox} 为栅介质膜单位面积电容, Z 为沟道宽度, V 、 E 为沟道中某点的电压和对应的漂移电场。将(5)式代入(6)式,并且 $E = -\frac{dv}{dy}$, 并注意到 E 和 E_c 方向相同,再沿沟道长度 L 进行积分(积分时, V_{GE} 近似考虑为常数)。

$$\int_0^L I_D \left(1 + \frac{V_{GE}}{V_c}\right) dy = \int_0^{V_D} \left[C_{ox} Z \mu_0 (V_{GE} - V) - \frac{I_D}{E_c} \right] dV$$

得到

$$I_D = \frac{\beta_0 \left(V_{GE} V_D - \frac{1}{2} V_D^2 \right)}{1 + \frac{V_D}{E_c L} + \frac{V_{GE}}{V_c}} \quad (7)$$

式中 $\beta_0 = \frac{ZC_{ox}\mu_0}{L}$. (7) 式为非饱和区漏电流表达式.

(1) 非饱和区电导

将(7)式的 I_D 对 V_D 微商, 保持 V_G 不变, 得到非饱和区电导为

$$g = \frac{\beta_0 V_{GE} \left[\left(1 + \frac{V_{GE}}{V_c} \right) \left(1 - \frac{V_D}{V_{GE}} \right) - \frac{V_D^2}{2E_c L V_{GE}} \right]}{\left(1 + \frac{V_D}{E_c L} + \frac{V_{GE}}{V_c} \right)^2}, \quad (8)$$

在非饱和区一般有 $V_{GE} \gg V_D$, $E_c L \gg V_D$, 则(8)式可简化为近似表达式

$$g \approx \frac{\beta_0 V_{GE}}{1 + \frac{V_{GE}}{V_c}}, \quad (9)$$

由(9)式可以看出, 电导在有效栅压很小时, 随有效栅压 V_{GE} 增大而增大. 当有效栅压相当大时, 电导的增大幅度逐渐减少. 最后当 $V_{GE} \gg V_c$ 时, (9)式将近似为

$$g \approx \beta_0 V_c. \quad (10)$$

其意义是, 当施加的漏电压不足以产生漂移速度饱和时, 而所施加的栅压很高时, 沟道中载流子受到强烈地表面散射影响, 此时迁移率主要取决于高栅压的表面迁移率项, 所以电导趋向于 β_0 和 V_c 乘积的饱和值.

在弱表面场时, $V_c \gg V_{GE}$, $E_c L \gg V_D$, (8) 式可简化为 $g \approx \beta_0 V_{GE}$, 与低场时所得到的结果是一致的. 在高栅压时, 两者截然不同, 一为饱和值, 另一为与有效栅压 V_{GE} 成正比.

若只考虑横向电场产生的速度饱和效应而不考虑纵向电场影响时, 可将(5)式和(7)式的分母中去除掉 $\frac{V_{GE}}{V_c}$ 项, 求得电导为

$$g = \frac{\beta_0 V_{GE} \left(1 - \frac{V_D}{V_{GE}} - \frac{V_D^2}{2E_c L V_{GE}} \right)}{\left(1 + \frac{V_D}{E_c L} \right)^2}.$$

按非饱和区时 $E_c L \gg V_D$ 和 $V_{GE} \gg V_D$ 简化后, 仍然得到 $g \approx \beta_0 V_{GE}$, 它表明在高栅压时, 仍然与有效栅压 V_{GE} 成正比, 后面可以看到这与实验结果是不符合的.

(2) 非饱和区跨导

将(7)式的 I_D 对 V_G 微商, 保持 V_D 不变, 得到非饱和区跨导为

$$g_m = \frac{\beta_0 V_D \left(1 + \frac{V_D}{E_c L} + \frac{V_D}{2V_c} \right)}{\left(1 + \frac{V_D}{E_c L} + \frac{V_{GE}}{V_c} \right)^2}. \quad (11)$$

在非饱和区一般有 $E_c L \gg V_D$, $V_{GE} \gg V_D$, (11) 式可近似为

$$g_m \approx \frac{\beta_0 V_D \left(1 + \frac{V_D}{2V_c}\right)}{\left(1 + \frac{V_{GE}}{V_c}\right)^2}. \quad (12)$$

(12)式表明,当施加的漏电压不足以产生漂移速度饱和时,非饱和区跨导随着有效栅压增大成平方律的关系下降,与低场时的跨导 $g_m = \beta_0 V_D$ 不同.

(3) 临界饱和漏电压

将(7)式的 I_D 对 V_D 进行微商,并令它等于零,得到临界饱和漏电压为

$$V_{Dsat} = \frac{E_c L V_{GE}}{V_c} \left(1 + \frac{V_c}{V_{GE}}\right) \left(\sqrt{1 + \frac{2V_c}{E_c L \left(1 + \frac{V_c}{V_{GE}}\right)}} - 1\right). \quad (13)$$

当高栅压 $V_{GE} \gg V_c$ 时,上式可简化为

$$V_{Dsat} \approx \frac{E_c L V_{GE}}{V_c} \left(\sqrt{1 + \frac{2V_c}{E_c L}} - 1\right). \quad (14)$$

从(14)式可以看出,无论是 $V_c \geq E_c L$ 或者是 $V_c < E_c L$, 临界饱和漏压 V_{Dsat} 总是小于 V_{GE} . 只有当 $E_c L \rightarrow \infty$ 时, $V_{Dsat} \rightarrow V_{GE}$. 即高场时的临界饱和漏电压总比低场时夹断电压(等于 V_{GE}) 来得小. 所以,载流子的漂移速度在沟道夹断之前已经达到饱和.

(4) 饱和漏电流

将(13)式代入(7)式得到饱和漏电流

$$I_{Dsat} = \frac{\beta_0 E_c L V_c}{B} (B - 1) \left[A - \frac{E_c L}{2V_c} (1 + A)(B - 1)\right]. \quad (15)$$

式中

$$A = \frac{V_{GE}}{V_c}, \quad B = \sqrt{1 + \frac{2V_c A}{E_c L (1 + A)}}.$$

在高栅压时, $V_{GE} \gg V_c$, 即 $\frac{V_{GE}}{V_c} \gg 1$, 近似有

$$1 + A \approx A, \quad B \approx \sqrt{1 + \frac{2V_c}{E_c L}},$$

令 $B_0 = \sqrt{1 + \frac{2V_c}{E_c L}}$, 得到

$$I_{Dsat} \approx \frac{\beta_0 G_{GE} E_c L}{B_0} (B_0 - 1) \left[1 - \frac{E_c L}{2V_c} (B_0 - 1)\right]. \quad (16)$$

从(16)式可以看出,在高栅压时,饱和漏电流 I_{Dsat} 不是与有效栅压 V_{GE} 成平方律关系,而是成一次方的关系,即饱和区转移特性曲线为线性的. 只有当低栅压时, $V_c \gg V_{GE}$, $E_c L \gg V_{GE}$, 才与有效栅压成平方律关系.

(5) 饱和区跨导

将(15)式的 I_{Dsat} 对 V_G 微商, 保持 V_D 不变, 得到饱和区跨导为

$$g_{msat} = \frac{\beta_0 V_c}{B^3(1+A)^2} \left[A - \frac{E_c L(B-1)(1+A)}{2V_c} \right] + \frac{\beta_0 E_c L(B-1)}{B} \left[1 - \frac{E_c L(B-1)}{2V_c} - \frac{1}{2B(1+A)} \right]. \quad (17)$$

饱和区的跨导最初随着施加的有效栅压增大而增大. 当进一步增大栅压时, 跨导的增大逐渐变慢. 当施加的栅压很高时, $V_{GE} \gg V_c$, 此时 $A \gg 1$, $B \approx B_0$, (17)式可简化为

$$g_{msat} \approx \frac{\beta_0 E_c L(B_0 - 1)}{2V_c B_0} [2V_c - E_c L(B_0 - 1)]. \quad (18)$$

此时跨导为一常数, 即最终趋向于饱和.

必须注意的是, 在低表面场时, 有 $V_c \gg V_{GE}$, $V_c \gg V_D$, $E_c L \gg V_D$, $E_c L \gg V_{GE}$, 因此, 上述(7)式、(8)式、(11)式、(13)式、(15)式和(17)式都将退化为低场时的对应公式. 所以所推导出的公式可适用于强表面场和弱表面场情况.

三、实验结果与讨论

我们实验所采用的样品是 VVMOS 场效应功率管, 与一般 MOS 场效应管原理相同, 具体结构上有些不同. 它是纵向沟道, 双扩散法制得. 漏区处有一 n^- 漂移层(对 n 沟道而言). 高漏压时, 漏区处的耗尽层基本上不向沟道区扩展, 而向 n^- 层扩展. 所以, 沟道长度调制效应很小. 从实验结果来看, 上述理论分析与 VVMOS 场效应功率管实验还是符合的.

图 1 表示测量用的电路原理图. R_s 为标准电阻. 样品环境温度为 10°C . 采用输入

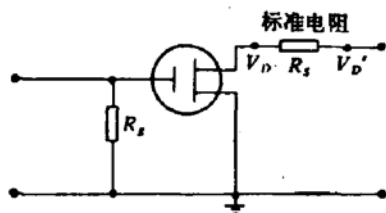


图 1 测量电路示意图

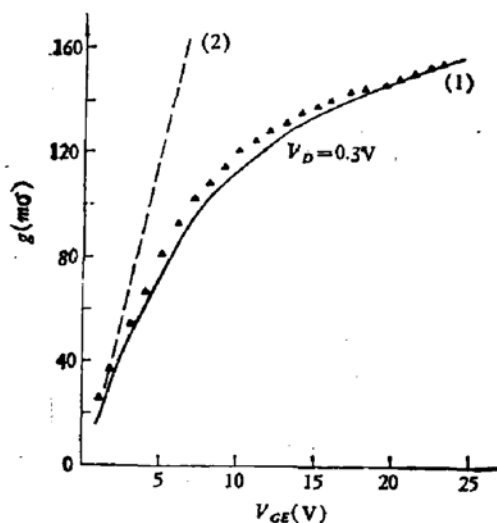


图 2 非饱和区的电导与有效栅压关系, $V_D = 0.3\text{V}$

曲线(1)为按(8)式计算得到

曲线(2)为按 $g = \beta_0(V_{GE} - V_D)$ 计算得到

电阻为 100 兆欧的直流六位数字电压表来测量 V_G 、 V_D 和 V_D' 值. 由 $(V_D' - V_D)/R_s$ 可求得漏电流. 样品为 3DOV 型 VVMOS 场效应功率管, $L = 2\mu\text{m}$, $\beta_0 = 26.7\text{mA/V}^2$, $V_T = 2\text{V}$, $E_c = 1 \times 10^5\text{V/cm}$, $V_c = 8\text{V}$.

图 2 和图 3 表示非饱和区的电导与有效栅压的关系曲线. 曲线(1)为按(8)式计算得到,各点为实验测得的. 曲线(2)为按低场公式 $g = \beta_0(V_{GE} - V_D)$ 计算得到的. 从图中明显看到,按本文分析得到的结果,理论与实验符合得相当好. 当栅压很高时,曲线逐渐变为平坦,最终将趋向于一确定值 $\beta_0 V_c$. 只有在低栅压时,电导才显示出与有效栅压成线性关系,而且仅在有效栅压的很小范围上才符合.

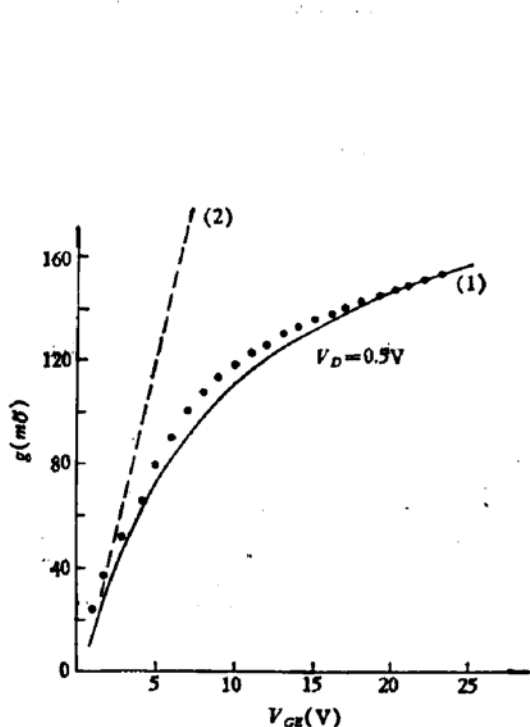


图 3 非饱和区的电导与有效栅压关系, $V_D = 0.5\text{V}$
曲线(1)和(2)同图 2 中说明

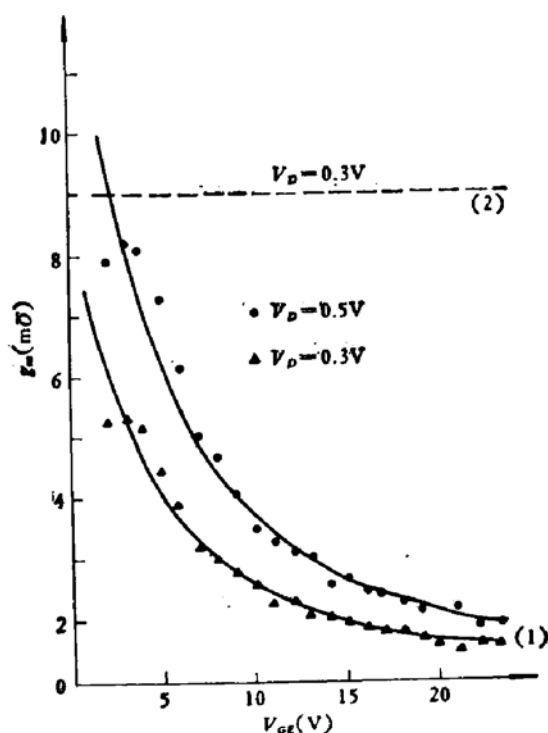


图 4 非饱和区的跨导与有效栅压关系
曲线(1)为按(11)式计算得到
曲线(2)为按 $g_m = \beta_0 V_D$ 计算得到

图 4 表示非饱和区跨导与有效栅压关系的曲线. 曲线(1)为按(11)式计算得到,曲线(2)为按低场时 $g_m = \beta_0 V_D$ 计算得到. 在高栅压时,理论与实验符合得很好,呈现出与理论上的近似表达式(12)式那样随有效栅压成平方律关系而下降. 当栅压很小时,若 $V_D > V_{Dsat}$ (V_{Dsat} 为 V_{GE} 的函数,随 V_{GE} 减小而减小,见(13)式),则进入饱和区. 呈现出饱和区的跨导特性,即随有效栅压降低而降低. 所以图中有效栅压很小时,跨导有下降的趋势.

图 5 表示饱和区的转移特性曲线. 曲线(1)为按(15)式计算得到,曲线(2)为按低场时公式 $I_{Dsat} = \frac{\beta_0}{2} V_{GE}^2$ 计算得到. 理论与实验符合得很好,高栅压时,饱和漏电流与有效栅压成一次方关系而不是平方律关系.

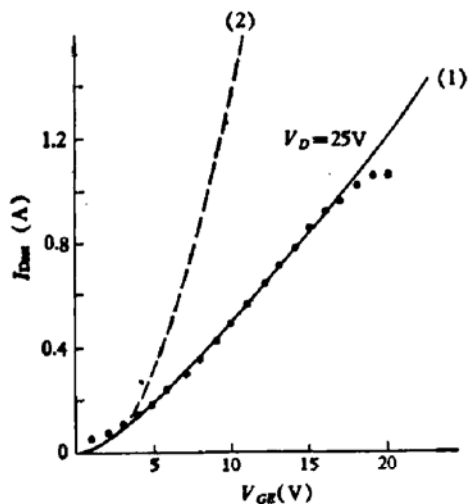


图 5 饱和区的转移特性曲线

曲线(1)为按(15)式计算得到

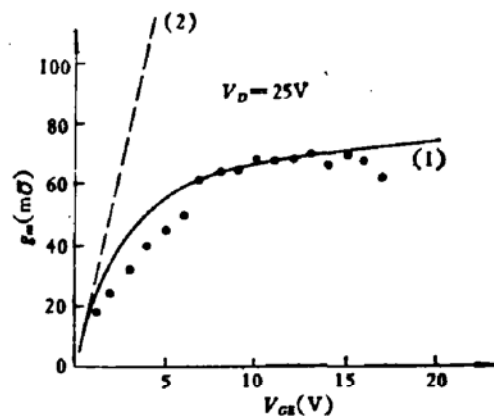
曲线(2)为按 $I_{Dsat} = \frac{\beta_0}{2} V_{GS}^2$ 计算得到

图 6 饱和区的跨导与有效栅压的关系

曲线(1)为按(17)式计算得到

曲线(2)为按 $g_m = \beta_0 V_{GS}$ 计算得到

图 6 表示饱和区的跨导与有效栅压的关系曲线。曲线(1)为按(17)式计算得到,曲线(2)为按低场时公式 $g_m = \beta_0 V_{GS}$ 计算得到。理论与实验基本符合。当有效栅压很大时,跨导趋向于饱和达到最大值。

实验中发现,饱和区跨导在很高栅压时,呈现出随有效栅压增高而减小,如图 6 所示。但是,此时还未进入非饱和区(非饱和区时 $V_{GS} > V_{Dsat}$)。在转移特性曲线中,同样表现出这种特性。如图 5 所示,在很高栅压时,饱和漏电流趋向于减小。关于这一点还不清楚,可能是在高栅压和高漏压时,沟道中载流子受到的表面散射比我们所进行修正的还要强烈些。

四、结 束 语

本文从理论上分析了 MOS 场效应晶体管强表面电场时的电学特性,得到了电学参数的分析表达式,并从实验上进行了测量,理论与实验符合得相当好。这些表达式可用来计算 MOS 场效应晶体管高栅压时电学参数。特别是对设计和应用 MOS 功率晶体管提供了简便的计算公式,避免了采用复杂的二维分析和计算机计算。物理图象明确。

在漏电压未使得载流子漂移速度饱和时,沟道电导随着栅压的增高将趋向一常数值。跨导将随栅压的增高成平方律关系下降。

饱和区的转移特性曲线由低栅压时与有效栅压平方成正比过渡到高栅压时的一次方成正比。

饱和区的跨导在低栅压时与有效栅压成正比,随着有效栅压增高而趋向于一常数值。

本校 MOS 科研组提供 VVMOS 场效应功率晶体管样品,本校半导体材料厂提供测量仪器,在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Paul Richman, MOS Field-Effect Transistor and Integrated Circuits, John Wiley and Sons, Inc., 234—237 (1973).
- [2] B. T. Murphy, *IEEE J. Solid-State Circuits*, SC-15, 325 (1980).
- [3] C. A. T. Salama, *Solid-State Electronics*, 20, 1003 (1977).
- [4] S. W. Tarasewicz and C. A. T. Salama, *Solid-State Electronics*, 25, 1165 (1982).
- [5] 陈星弼、唐茂成编, 晶体管原理, 国防工业出版社, 358页至359页, 396页 (1981).
- [6] F. N. Trofimenkoff, *Proc. IEEE*, 53, 1765 (1965).

Electrical Characteristics Analysis of MOSFET under Strong Surface Electric Field

Liu Kexin, Fu Yu and Li Hong
(Department of Physics, Shandong University)

Abstract

Taking into account the effect of the transverse electric field and the longitudinal electric field on the surface mobility, electrical characteristics of MOSFET are analysed under strong surface electric field. Analytical expressions of conductance and transconductance are given. Electrical characteristics of silicon VVMOS power transistors are measured. The experimental results are in good agreement with the theoretical analysis.