

集成电路中的物理问题讲座

第八讲 MOS 物理基础

史常忻

(上海交通大学应用物理系)

金属-氧化物-半导体 (MOS) 系统, 它不仅作为金属-氧化物-半导体场效应晶体管 (MOSFET) 在超大规模集成电路中占有主导地位, 而且也是半导体器件、材料和工艺方面的重要研究手段之一。故对它的研究日益发展、深入。本文仅从集成电路的角度出发, 着重介绍与 MOS 系统电学特性有关的基础知识, 而未涉及工艺制造问题。

一、半导体表面空间电荷区^[1-3]

表面势的存在, 由于自由载流子数目偏离平衡值, 将使表面层中形成非电中性区, 即表面空间电荷区。这里面的载流子分布、电位分布均与体内不同, 呈现一系列的表面物理效应。

1. 平衡态、载流子非简并

这是一种最简单但却是最基本和最常用的情况。半导体满足下列假设: (1) 表面和体内均处于平衡态, 存在统一的费米能级。(2) 杂质为均匀分布并且全部离化。载流子处于非简并

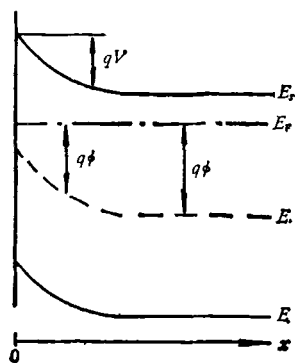


图1

态, 服从玻耳兹曼分布。(3) 表面空间电荷区厚度远小于半导体厚度, 仅考虑一维情况。半导体表面附近能带如图1所示, 其中 E_c , E_v , E_i 和 E_F 分别为导带底, 满带顶, 本征费米能级和费米能级。我们定义半导体中电势 $\phi(x)$ 为

$$q\phi(x) \equiv E_F - E_i(x), \quad (1)$$

则体费米势 ϕ_b 和表面势 ϕ_s 分别为 $q\phi_b = E_F - E_i(\infty)$ 和 $q\phi_s = E_F - E_i(0)$ 。再定义能带弯曲量 $V(x)$ 为

$$V(x) \equiv \phi(x) - \phi_b, \quad (2)$$

相应的归一化参量 u 和 v 为 $u \equiv q\phi/kT$ 和 $v \equiv qV/kT$ 。那么半导体表面层中载流子浓度为

$$n = n_i \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) = n_i \exp(u), \quad (3)$$

$$p = n_i \exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right) = n_i \exp(-u), \quad (4)$$

体内载流子浓度为

$$n_0 = n_i \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right) = n_i \exp(u_b), \quad (5)$$

$$p_0 = n_i \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) = n_i \exp(-u_b), \quad (6)$$

其中 n_i 为本征载流子浓度, k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度。平衡时, $n_0 p_0 = np = n_i^2$ 。表面空间电荷区内的泊松方程为

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\left(\frac{1}{\epsilon_s}\right) \rho(x), \quad (7)$$

$$\rho(x) = q(N_d - N_a + p - n), \quad (8)$$

其中 ϵ_s 为半导体的介电常数, N_d 和 N_a 分别为施主和受主杂质浓度。考虑到体内电中性条件: $N_d - N_a + p_0 - n_0 = 0$ 和(3)-(6)式, 则

泊松方程可用归一化形式表示为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\frac{1}{\mathcal{L}_D^2} (\sinh u - \sinh u_b), \quad (9)$$

其中德拜长度 $\mathcal{L}_D = \left(\frac{\epsilon_s kT}{2q^2 n_i}\right)^{1/2}$. (9)式满足下

列边界条件:

$$x = 0 \text{ 时, } u = u_s, \quad \partial u / \partial x = qE_s / kT;$$

$$x = \infty \text{ 时, } u = u_b, \quad \partial u / \partial x = 0.$$

由此得表面电场(指向体外为正) E_s 和表面空间电荷 Q_{sc} :

$$E_s = \frac{kT}{q} \left(\frac{du}{dx}\right)_{x=0} = \frac{kT}{q\mathcal{L}_D} F(u_b, u_s), \quad (10)$$

$$Q_{sc} = \epsilon_s E_s = \frac{kT\epsilon_s}{q\mathcal{L}_D} F(u_b, u_s). \quad (11)$$

电位分布由下列积分给出:

$$x = \mathcal{L}_D \left| \int_{u_s}^u \frac{du'}{F(u_b, u')} \right|. \quad (12)$$

载流子分布可由(3)和(4)式求出. $F(u_b, u_s)$ 是描述空间电荷区性质的重要函数

$$F(u_b, u_s) = \pm \sqrt{2} \times [(u_b - u_s) \sinh u_b - (\cosh u_b - \cosh u_s)]^{1/2}.$$

当 $u_b > u_s$ 时, 上式取正号; 当 $u_b < u_s$ 时, 取负号. 图2中给出 F 函数的曲线, 左方的一族

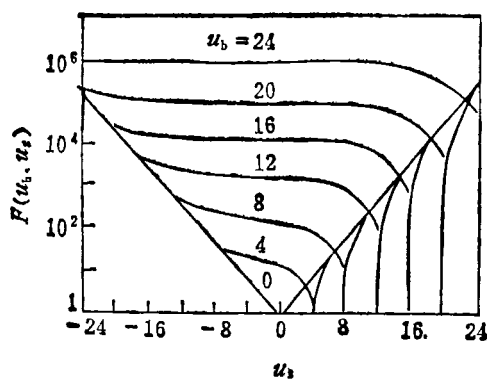


图2

表示 $F > 0$, 右方的表示 $F < 0$. 对于 $u_b < 0$ (或 $u_s < 0$) 的情况, 可用

$$F(u_b, u_s) = -F(-u_b, -u_s)$$

计算.

对于杂质半导体 ($|u_b| \geq 2$), 在不同表面条件下可作如下简化:

(1) 表面积累 (u_b, v 同号)

$$F \approx \exp\left(\frac{|u_b| + |v|}{2}\right); \quad (13)$$

(2) 弱勢垒 ($|v| \ll 1$)

$$F \approx 2^{-1/2} \exp\left(\frac{|u_b|}{2}\right) |v|; \quad (14)$$

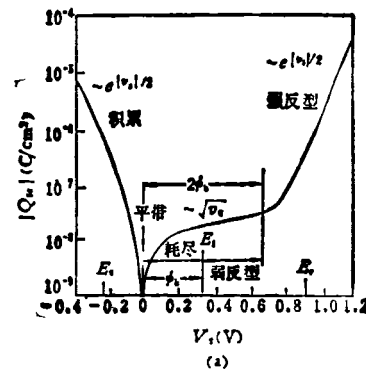
(3) 耗尽 (u_b, v 异号)

$$F \approx \exp\left(\frac{|u_b|}{2}\right) (|v| - 1)^{1/2}; \quad (15)$$

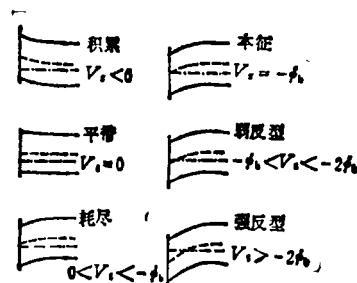
(4) 强反型

$$F \approx \exp\left(\frac{|v| - |u_b|}{2}\right). \quad (16)$$

作为例子, 图3(a)给出了一个P型硅 ($N_A = 4 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$) 的 $Q_{sc}-V_s$ 曲线. $V_s = 0$ 处表示表面平带情况, 表面空间电荷 $Q_{sc} = 0$. 左方的曲线表示表面积累层情况: 表面能带上弯, 表面的多数载流子(空穴)浓度大于平衡值, $p_s > p_0$, 表面电荷 Q_{sc} 为正. 右方的曲线表示表面耗尽和反型情况: 当 V_s 小于 $|\phi_b|$ 时, 表



(a)



(b)

图3

表1

表面层情况	n型衬底			p型衬底		
	$u_b > 0$	能带	Q_{sc}	$u_b < 0$	能带	Q_{sc}
积累	$v_s > 0$	下弯	-	$v_s < 0$	上弯	+
耗尽(弱反型)	$0 > v_s > -2u_b$	上弯	+	$-2u_b < v_s < 0$	下弯	-
强反型	$-2u_b > v_s$	上弯	+	$v_s < -2u_b$	下弯	-

面为耗尽层,能带下弯,表面的空穴浓度比平衡值少, $p_s < p_0$, 表面电荷 Q_{sc} 为负; 当 $V_s = |\phi_b|$ 时, 表面处于本征情况, 其电子和空穴的浓度相等, $n_s = p_s$; 当 V_s 进一步增加, 在 $|\phi_b| < V_s < |2\phi_b|$ 范围内时, 表面为弱反型, 表面的少子(电子)浓度大于多子(空穴)浓度, 但尚未超过体内空穴浓度; 当 $V_s \geq |2\phi_b|$ 时, 达到表面强反型条件, 这时表面电子浓度等于或超过体内空穴浓度, $n_s \geq p_0$. 图3(b)中同时给出相应的表面能带图. 对于n型衬底材料, 可做类似地分析. 表1中综合列出p型和n型衬底的各种表面情况.

图4给出不同衬底杂质浓度(不同 u_b) 表面势为 $u_s = \pm 12$ 时的表面电位分布. 可以看出, 衬底杂质浓度越高 ($|u_b|$ 越大), 其电位衰减越快, 基本上均在一个德拜长度的数量级内衰减到体内平衡电位.

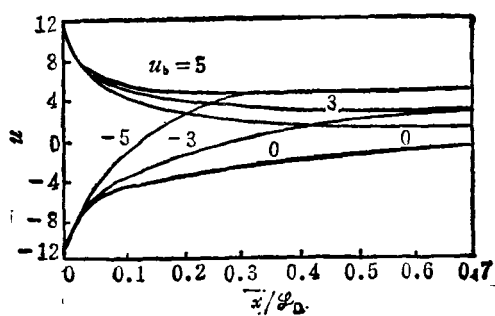


图4

耗尽层近似, 这是器件物理中经常使用的一种近似方法. 当空间电荷区内的电荷主要是由固定离化杂质电荷形成, 自由载流子电荷可以忽略时, 即可用耗尽层近似, 这时(8)式可以

简化为 $\rho = q(N_d - N_a) = \text{常数}$. 由此, 解(7)式得到的表面电场、电荷为

$$E_{s(x)} = \frac{q}{\epsilon_s} (N_d - N_a)W \quad (17)$$

和

$$Q_{sc(x)} = q(N_d - N_a)W, \quad (18)$$

其中 W 为耗尽层宽度, 表示电场为零处的空间电荷区边界. 根据定义, 它应为

$$W = \left(\frac{2\epsilon_s V_s}{q|N_d - N_a|} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

如前所述, 当 $V_s = -2\phi_b$ 时, 半导体表面为强反型, 其少数载流子浓度达到体内多数载流子浓度值. 若继续增加 V_s , 其空间电荷区电荷的增加主要是因为反型层中少数载流子的增加, 而不是耗尽层加宽引入的固定离化杂质电荷, 这时给出最大耗尽层宽度为

$$W_{max} = \left(\frac{4\epsilon_s |\phi_b|}{q|N_d - N_a|} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

以上为杂质均匀分布条件下耗尽层近似给出的结果. 当耗尽层中杂质不是均匀分布时, ρ 将不再为常数, 而由函数 $\rho(x) = q[N_a(x) - N_d(x)]$ 给出. 这样, 表面电场、电位和电荷分别为

$$E(x) = \frac{q}{\epsilon_s} \int_w^x [N_a(x') - N_d(x')] dx', \quad (21)$$

$$\begin{aligned} V(x) &= \frac{q}{\epsilon_s} \int_w^x \int_w^{x'} [N_a(x'') - N_d(x'')] dx'' dx' \\ &= \frac{q}{\epsilon_s} \int_w^x (x - x') [N_a(x') - N_d(x')] dx', \end{aligned} \quad (22)$$

$$Q_{sc} = q \int_w^0 [N_a(x') - N_d(x')] dx'. \quad (23)$$

2. 平衡态、载流子简并

半导体表面若为强积累或强反型时，载流子将简并，杂质也不一定全部离化，这时应以费米分布代替玻耳兹曼分布。电子和空穴浓度分别为

$$n = n_i \frac{F_{\frac{1}{2}}(u_s - W_{c,i})}{F_{\frac{1}{2}}(W_{i,c})}, \quad (24)$$

和

$$p = n_i \frac{F_{\frac{1}{2}}(W_{v,i} - u_s)}{F_{\frac{1}{2}}(W_{v,i})}. \quad (25)$$

在施主能级 E_d 和受主能级 E_a 上的电子浓度为

$$n_d = N_d \left[1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (26)$$

和

$$n_a = N_a \left[1 + 2 \exp\left(\frac{E_a - E_F}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (27)$$

把 $\rho = q[(N_d - n_d) - (N_a - n_a) + p - n]$ 代入(9)式求解得，

$$\begin{aligned} E_{s, \text{简并}} = & \pm \frac{kT}{q} \frac{1}{\mathcal{L}_D} \left\{ \frac{N_d}{n_i} \right. \\ & \times \ln \left[\frac{1 + \frac{1}{2} \exp(W_{d,i} - u_s)}{1 + \frac{1}{2} \exp(W_{d,i} - u_s)} \right] \\ & + \frac{N_a}{n_i} \ln \left[\frac{1 + \frac{1}{2} \exp(u_s - W_{a,i})}{1 + \frac{1}{2} \exp(u_b - W_{a,i})} \right] \\ & - \frac{1}{F_{\frac{1}{2}}(W_{v,i})} \left[\frac{2}{3} F_{\frac{1}{2}}(W_{v,i} - u_b) \right. \\ & - \frac{2}{3} F_{\frac{1}{2}}(W_{v,i} - u_s) \left. \right] + \frac{1}{F_{\frac{1}{2}}(W_{i,c})} \\ & \times \left[\frac{2}{3} F_{\frac{1}{2}}(u_s - W_{c,i}) \right. \\ & \left. - \frac{2}{3} F_{\frac{1}{2}}(u_b - W_{c,i}) \right] \left. \right\}^{1/2}, \quad (28) \end{aligned}$$

$$Q_{s, \text{简并}} = \epsilon_s E_{s, \text{简并}}, \quad (29)$$

其中费米积分定义为：

$$F_j(\eta) \equiv \int_0^{\infty} \frac{x^j dx}{1 + \exp(x - \eta)},$$

$$W_{p,0} \equiv \frac{E_F - E_0}{kT}.$$

(28)和(29)式实际上给出了表面电场和电荷的一般表达式，它们具有如下性质：

(1) 当 $E_c - E_F$, $E_d - E$, $E_F - E_a$ 和 $E_F - E_v$ 均 $\geq 3kT$ 时 (即为载流子非简并和杂质全部离化的情况)，(28)和(29)式简化为(10)和(11)式。

(2) 如果表面为强 n 型，则空间电荷主要是由电子形成，空穴和离化杂质电荷均可忽略，即(28)式中仅 $F_{\frac{1}{2}}(u_s - W_{c,i})$ 项起作用，可简化为

$$\begin{aligned} E_{s,n} & \approx - \frac{kT}{q} \frac{1}{\mathcal{L}_D} \left[\frac{\frac{2}{3} F_{\frac{1}{2}}(u_s - W_{c,i})}{F_{\frac{1}{2}}(W_{i,c})} \right]^{1/2} \\ & \approx - \frac{kT}{q} \frac{1}{\mathcal{L}_D} \left[\frac{\frac{4}{15} (u_s - W_{c,i})^{5/2}}{F_{\frac{1}{2}}(W_{i,c})} \right]^{1/2}. \quad (30) \end{aligned}$$

对于强 P 型表面也是同样道理，但这里空穴起主要作用，(28)式简化为

$$\begin{aligned} E_{s,p} & \approx \frac{kT}{q} \frac{1}{\mathcal{L}_D} \left[\frac{\frac{2}{3} F_{\frac{1}{2}}(W_{v,i} - u_s)}{F_{\frac{1}{2}}(W_{v,i})} \right]^{1/2} \\ & \approx \frac{kT}{q} \frac{1}{\mathcal{L}_D} \left[\frac{\frac{4}{15} (W_{v,i} - u_s)^{5/2}}{F_{\frac{1}{2}}(W_{v,i})} \right]^{1/2}. \quad (31) \end{aligned}$$

这里应用了关系式 $\lim_{\eta \rightarrow \infty} F_j(\eta) = (j+1)^{-1} \eta^{j+1}$ 。

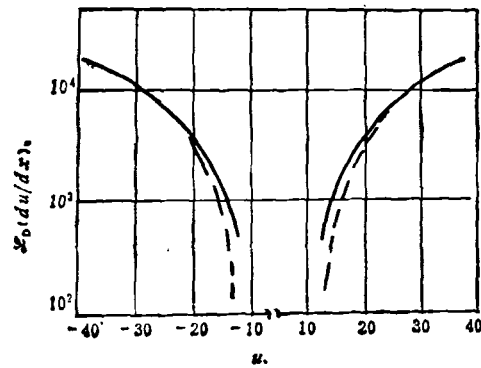


图 5

图5中给出了n型锗的计算实例, $E_c - E_v = 0.65$ eV, $E_c - E_d = 0.01$ eV, $(m_v^*/m_c)^{3/2} = 0.216$, $(m_n^*/m_c)^{3/2} = 0.412$. 图中实线对应于(28)式, 虚线对应于(30)和(31)式. 可以看出当 $u_s > 30$ 和 $u_s < -30$ 时, 近似式给出很好的结果.

3. 非平衡态

当半导体表面因有光照等外界因素而引入非平衡载流子时, 表面将不再是平衡态. 假定表面空间电荷层厚度小于扩散长度, 在稳态时整个表面层中有电子和空穴的准费米能级 E_n

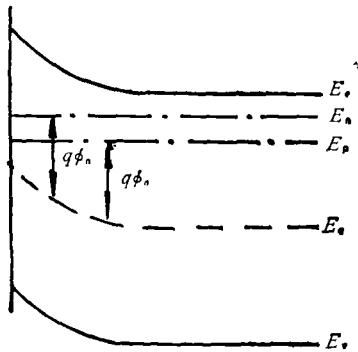


图6

和 E_p , 如图6所示. 空间电荷密度可表示为

$$\rho(x) = qn_1 \left[\exp\left(-\frac{q\phi_p}{kT}\right) - \exp\left(\frac{q\phi_n}{kT}\right) + \exp\left(\frac{q\phi_p}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \right]. \quad (32)$$

通过泊松方程求解后, 得

$$E_{s, \text{非}} = \frac{kT}{q} \frac{1}{\mathcal{L}_D} F'(v, \lambda, p, N), \quad (33)$$

$$Q_{sc, \text{非}} = \epsilon_s E_{s, \text{非}}, \quad (34)$$

其中 $\lambda = p_0/n_0$, $p = \frac{q}{kT}(\phi_p - \phi_b)$, $N = \frac{q}{kT} \times (\phi_n - \phi_b)$ 和 $F'(v, \lambda, p, N) = \pm \{ \lambda \exp(p) \times [\exp(-u) - 1] + [\exp(u) - 1] \lambda^{-1} \cdot \exp(-N) + (\lambda - \lambda^{-1})u \}^{1/2}$, (若 $v < 0$, 则 F' 取正号; 若 $v > 0$, 则取负号). 当趋于平衡态时, $\phi_p = \phi_n = \phi_b$, 同时 $p \rightarrow 0$, $N \rightarrow 0$, $F' \rightarrow F$, 而(33)和(34)式归结为(10)和(11)式.

物理

4. 表面沟道偏置

当表面反型层与体内衬底之间存在偏置电压 V_a 时(如 MOSFET 的沟道), 能带如图7所

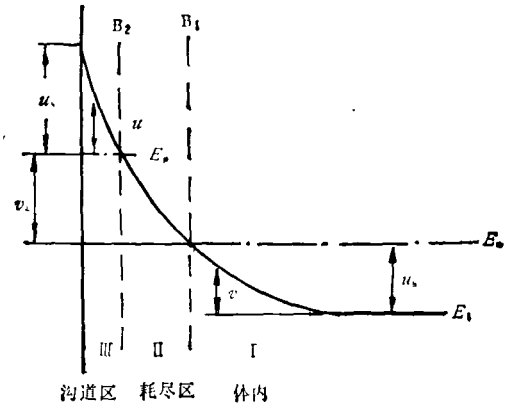


图7

示. 空间电荷由三部分组成:

$$\rho_I = qN_d [1 - \exp(-v)] \quad |v| < u_b,$$

$$\rho_{II} = qN_d \quad u_b < |v| < u_b + v_a,$$

$$\rho_{III} = q[N_d + n_1 \exp(u')] \quad |v| > u_b + v_a,$$

其中 $u' = (E_i(x) - E_p)/kT$, $v_a = qV_a/kT$.

利用在界面 B_1 和 B_2 处连续条件, 可得

$$E_{s, \text{非}} = \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{2}}{\mathcal{L}_D} [\exp(u'_s - u_b) + u'_s + (v_a + u_b - 1)]^{1/2}, \quad (35)$$

$$Q_{sc, \text{非}} = \epsilon_s E_{s, \text{非}}. \quad (36)$$

二、MOS 系统的 C-V 和 G-V 特性^[2,4-6]

1. C-V 特性

首先讨论理想 MOS 结构(即不考虑金属、半导体间的接触电位和氧化物中电荷效应)的性质. 设金属栅上电压为 V_g , 氧化物和半导体中的电位降分别为 V_{ox} 和 V_s , 显然有 $V_g = V_{ox} + V_s$, 和 $dV_g = dV_{ox} + dV_s$. 定义小讯号 MOS 电容为

$$C_M \equiv -dQ_{sc}/dV_g. \quad (37)$$

所谓小讯号是指由于 dV_s 变化引起 dQ_{sc} 的变化在线性范围内. 以 C_{sc} 代表半导体表面

空间电荷区电容, C_{ox} 代表氧化物电容, 有

$$1/C_M = 1/C_{ox} + 1/C_{sc}, \quad (38)$$

$$C_{sc} = -dQ_{sc}/dV_s, \quad (39)$$

$$C_{ox} = \epsilon_{ox}/t_{ox}, \quad (40)$$

其中 ϵ_{ox} 和 t_{ox} 分别为氧化物的介电常数和厚度。(38)式表明, MOS 电容可以看做是氧化层电容 C_{ox} 和半导体表面空间电荷区电容 C_{sc} 的串连。

(1) 低频情况

当交流讯号频率足够低时, 载流子的产生、复合过程跟得上讯号的变化, 半导体表面处于平衡态, 所以可用(11)式代入(39)式, 得到低频电容

$$C_{sc}^l = -\frac{q}{kT} \frac{dQ_{sc}}{du_s} = -\frac{\epsilon_s}{\mathcal{L}_D} \frac{\sinh u_s - \sinh u_b}{F(u_b, u_s)}. \quad (41)$$

(41)式是一般表达式。对于杂质半导体, 此式可以简化为

n 型:

$$C_{sc,n}^l = \frac{C_{Fb}}{\sqrt{2}} \times \frac{\exp(v_s) - \left(\frac{n_i}{N_d}\right)^2 \exp(-v_s) - 1}{\left[-(v_s+1) + \exp(v_s) + \left(\frac{n_i}{N_d}\right)^2 \exp(-v_s)\right]^{1/2}}; \quad (42)$$

p 型:

$$C_{sc,p}^l = \frac{C_{Fb}}{\sqrt{2}} \times \frac{1 - \exp(-v_s) + \left(\frac{n_i}{N_a}\right)^2 \exp(v_s)}{\left[(v_s-1) + \exp(-v_s) + \left(\frac{n_i}{N_a}\right)^2 \exp(v_s)\right]^{1/2}}. \quad (43)$$

对于不同的表面条件, 也可进一步简化为下列各式:

强积累 ($n_s \gg p_s, n_s \gg n_0$ 或 $p_s \gg n_s, p_s \gg p_0$)

$$C_{sc,\#}^l = \frac{C_{Fb}}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{|v_s|}{2}\right); \quad (44)$$

耗尽 ($n_s, p_s \rightarrow 0$)

$$C_{sc,\#}^l = \frac{\epsilon_s}{W}; \quad (45)$$

强反型 ($|v_s| \geq |2u_b|$)

$$C_{sc,\#}^l = \frac{C_{Fb}}{\sqrt{2}} \frac{n_i}{N} \exp\left(\frac{|v_s|}{2}\right), \quad (46)$$

(46)式中的平带 ($v_s = 0$ 时) 电容 C_{Fb} 为

$$C_{Fb} = \frac{\epsilon_s}{\mathcal{L}_{n,p}} \quad (47)$$

式中 \mathcal{L} , 对于 n 型和 p 型衬底, 分别为

$$\mathcal{L}_n = (kT\epsilon_s/q^2N_d)^{1/2}$$

和

$$\mathcal{L}_p = (kT\epsilon_s/q^2N_a)^{1/2}.$$

根据 $dC_{sc}/du_s = 0$ 的条件, 可以得到低频最小电容为

$$C_{min}^l = \frac{\epsilon_s}{\mathcal{L}_D} (\cosh u_{s,min})^{1/2}, \quad (48)$$

其中 $u_{s,min}$ 满足方程

$$\begin{aligned} & (\cosh u_{s,min})^{1/2} \\ & = (\sinh u_{s,min} - \sinh u_b) / F(u_b, u_{s,min}). \end{aligned}$$

(2) 高频情况

当频率增加, 而且半导体表面处于反型时, 少数载流子跟不上频率的变化, 不能用平衡态计算 C_M 。通常用下式给出最小高频电容:

$$C_{min}^h = \frac{\epsilon_s}{W_m}, \quad (49)$$

W_m 是由(20)式给出的最大耗尽层宽度。

(3) 深耗尽情况

当直流偏置电压 V_g 变化较快时, MOS 结构中半导体表面由积累变为耗尽。 V_g 继续变化, 在反型层来不及建立之时测量其小讯号电容, 这时因为半导体表面仍处于耗尽状态, 所以测得的是耗尽层形成的电容, 而且这一耗尽层宽度可以大于平衡时的最大耗尽层宽度。这一电容称为深耗尽电容, 由下式给出:

$$C_{sc}^{\#} = \frac{\epsilon_s}{W'}. \quad (50)$$

显然, 深耗尽是一种瞬态情况, W' 表示瞬态过程下的耗尽层宽度。

图 8 中给出一个 p 型衬底理想 MOS 归一化电容 (C_M/C_{ox}) 与栅压 V_g 的关系。图中曲

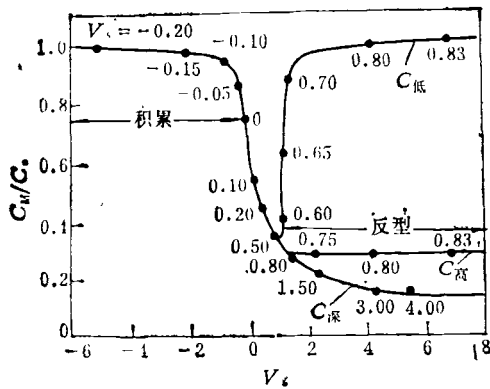


图8

线上的点为 V_g 值。根据 (38) 式可以定性分析如下：在大的负栅压下，表面为强积累层，因为 $C_{sc} \gg C_{ox}$ ，所以归一化电容近似为 1。随着栅压增加， C_{sc} 逐渐减小，电容下降。 $V_g = 0$ 处给出平带电容 C_{Fb} ，对应的栅压为平带电压 V_{Fb} 。理想 MOS 电容的平带电压为零。当栅压为正时，表面开始为耗尽层，随之耗尽层变宽，总的 MOS 电容继续下降。在反型层开始形成时，曲线将分为三种情况：低频曲线通过由 (48) 式给出的最小值后，急剧上升趋近于 1；高频曲线最后趋于由 (49) 式给出的最小高频电容；深耗尽情况由 (50) 式给出的最下面一条曲线代表。n 型衬底的 $C-V$ 曲线是与 p 型衬底的曲线以纵轴为对称轴的曲线。可作类似的分析。综上所述，可见由 (11)、(38) 和 (41) 式，再加上下式：

$$V_g = -Q_{sc}/C_{ox} + \frac{kT}{q} (u_b - u_s),$$

就可得出理想 MOS 电容的基本公式。

如果金属、半导体之间的接触电位差为 ϕ_{Ms} ，氧化物、半导体界面上存在面电荷密度为 Q_{ss} ，可以证明，这时 $C-V$ 曲线中的平带电压为

$$V_{Fb} = \phi_{Ms} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}}. \quad (51)$$

所以，通过实验曲线与理论曲线的比较，求出 V_{Fb} ，由 (51) 式可以得到 Q_{ss} 。如果氧化物中任意分布的电荷用 $\rho(x)$ 表示，那么可以根据下

物理

式把它等效为氧化物-半导体界面电荷（以金属-氧化物界面为原点）：

$$Q_{ss} = \frac{1}{t_{ox}} \int_0^{t_{ox}} x \rho(x) dx. \quad (52)$$

2. G-V 特性

现在讨论某一界面态 E_t （密度为 N_t ）所引起的电导效应。如图 9 所示，在禁带中的能级

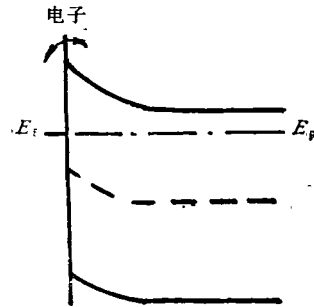


图9

为 E_t ，当直流偏压 V_g 使它达到 $E_t = E_F$ ，再加一交流电压 $\delta V_g(t)$ ，使 E_t 在 E_F 附近扰动。当 $E_t < E_F$ 时，将俘获导带中电子；当 $E_t > E_F$ 时，将向导带发射电子，从而引起电流 i_{ss} 。因为仅在 $E_t = E_F$ 并且交流讯号频率与界面态对电子俘获的时间常数相匹配时，才有最大电流，所以通过测量其交流电导在不同偏压下的频率特性，可以得到界面态的信息：能级位置、密度和对电子的俘获截面。灵敏度可达 $10^{10} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ 以下，是 MOS 电容法所不能达到的。

根据 Shockley-Read 模型^[7]，电流为

$$i_{ss} = q[N_t C_n (1 - f) n_s - N_t e_n f], \quad (53)$$

其中 C_n 、 e_n 分别为对电子的俘获系数和发射率， f 表示费米分布函数， n_s 为表面处电子浓度。 f 和 n_s 可表示为直流项和微扰项，将 $f = f_0 + \delta f$ 和 $n_s = n_{s0} + \delta n_s$ ，代入 (53) 式，取一级近似，得

$$i_{ss}(t) = qN_t C_n \times \left[(1 - f_0) \delta n_s - n_{s0} \frac{\delta f}{f_0} \right]. \quad (54)$$

以上利用细致平衡原理消去了 e_n 。又因为

$$i_{ss}(t) = qN_t \frac{df}{dt},$$

所以得到

$$\frac{df}{dt} = C_n(1-f_0)\delta n_s - C_n n_{s0} \frac{\delta f}{f_0} \quad (55)$$

令

$$\delta f = f_m \exp(i\omega t),$$

其中 ω 为交流讯号圆频率, 所以

$$\frac{df}{dt} = j\omega \delta f. \quad (56)$$

由(55)和(56)式解出 δf , 代入(54)式, 得

$$\begin{aligned} i_{ss}(t) &= j\omega q N_t \frac{f_0(1-f_0)}{\left(1 + j\omega \frac{f_0}{C_n n_{s0}}\right)} \delta n_s \\ &= j\omega \frac{q^2}{kT} \frac{N_t f_0^2 (1-f_0)}{\left(1 + j\omega \frac{f_0}{C_n n_{s0}}\right)} \delta V_{gs}. \end{aligned} \quad (57)$$

根据(57)式, 可以画出由 G_p 和 C 并联的等效电路, 各等效电路元件间有下列关系式:

$$C = \frac{C_s}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (58)$$

$$G_p = \frac{C_s \omega^2 \tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (59)$$

$$C_s = \frac{q^2}{kT} N_t f_0 (1-f_0), \quad (60)$$

$$\tau = \frac{f_0}{C_n n_{s0}}. \quad (61)$$

可见, 当频率 ω_m 满足 $\omega_m \tau = 1$ 时, 得到 G_p/ω 的最大值为 $C_s/2$. 由(60)和(61)式, 可得 N_t 和 C_{ss} .

对于实际 MOS 结构, 由于界面态连续分布和氧化物电荷随机分布引起的表面势起伏, 所以由界面态俘获电子形成之电导可表示为 (n 型衬底)

$$G_p/\omega = (1/2)qN_{ss}I(\sigma), \quad (62)$$

$$\begin{aligned} I(\sigma) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma\omega\tau} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\Delta u_s}{2\sigma^2} + \Delta u_s\right) \\ &\quad \times \ln[1 + \omega^2\tau^2 \exp(-2\Delta u_s)] d\Delta u_s, \end{aligned} \quad (63)$$

其中

$$\Delta u_s = u_s - \bar{u}_s,$$

$$\tau = (C_n n_i)^{-1} \exp[-(\bar{u}_s - u_b)],$$

σ 为表面势起伏的方差. 决定界面态实验方法如下: (1) 由(62)式给出以 σ 为参量的一族

$\frac{(G_p/\omega)}{(G_p/\omega)_m} - \frac{\omega}{\omega_m}$ 归一化曲线以及它的积分最大值 $I_m(\sigma)$ 和 $(\omega\tau)_m$ 作为 σ 的函数曲线; (2) 测量不同直流偏压下 $G_p/\omega - \omega$ 关系; (3) 将实验曲线归一化后与理论曲线比较, 得到 σ 值, 从而得到 $I_m(\sigma)$ 和 $(\omega\tau)_m$; (4) 由下式求出 N_{ss} 和 τ (A 为面积):

$$N_{ss} = \frac{1}{A} \frac{2}{q} \left(\frac{G_p}{\omega}\right)_m \frac{1}{I_m(\sigma)}, \quad (64)$$

$$\tau = (\omega\tau)_m / \omega_m. \quad (65)$$

为了求得 N_{ss} 和 τ 在禁带中的分布, 需要根据低频 $C-V$ 曲线用伯格兰德积分求出 V_g 与 V_s 关系. 俘获截面 σ_n 可以由 $\tau_0 = (\sigma_n \bar{v} n_i)^{-1}$ 求出. \bar{v} 为热运动速度, τ_0 为禁带中心处的 τ .

三、二氧化硅中的电子陷阱^[2,8-11]

二氧化硅是 MOS 结构中的主要介质材料之一. 实际的二氧化硅中有电子陷阱存在, 因此容易形成空间电荷, 同时这些电荷在外界条件(电场、光、热)影响下可以移动, 造成器件性能不稳定和退化, 所以要研究其生成原因, 以便加以控制和消除.

1. 电子陷阱的一般性质

平带时 MOS 结构(金属为铝)的能带如图 10 所示. 电子在二氧化硅导带中受声子散射的

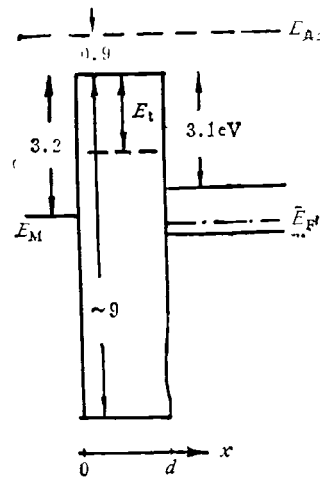


图 10

自由程为 $10-60 \text{ \AA}$, 迁移率为 $20-40 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. 良好的二氧化硅中电子陷阱不多, 电子通过 1000 \AA 的二氧化硅仅有不足 10^{-5} 的被俘获. 但

是,当引入外来杂质(如钠、磷和铝)或受到高能光子或离子辐射,俘获率将大大提高.

表征电子陷阱性能的主要参量如下:

(1) 能级位置 E_t

通常以导带底为基准给出的在导带以下的位置. 它可以是孤立能级,也可以是一个能量分布.

(2) 陷阱密度 N

一般表示为能量和坐标的函数 $N(E, x)$. 等效陷阱面密度定义为

$$N_t = \int_0^d N dx. \quad (66)$$

(3) 陷阱的质心 \bar{x}

它是表征陷阱沿氧化物厚度上分布的几何参量,定义为

$$\bar{x} = \frac{\int_0^d x N dx}{\int_0^d N dx}. \quad (67)$$

(4) 俘获截面 σ .

它表征陷阱对电子俘获能力的大小,与陷阱(杂质)性质密切相关,有下列几种:(a)库仑引力型陷阱:陷阱空时荷正电,靠库仑引力俘获电子,俘获过程为单声子发射. 俘获电子后呈中性, $\sigma \approx 10^{-15} \sim 10^{-11} \text{cm}^2$. (b)中性陷阱:未俘获电子时呈中性,靠陷阱极化偶级矩对电子的引力俘获它. 是多声子发射过程, $\sigma \approx 10^{-18} \sim 10^{-15} \text{cm}^2$. (c)斥力型陷阱:这种陷阱可能是因为已俘获了一个或多个电子形成的. 对远处电子表现斥力,对进入短程引力范围的电子,可以俘获. 为多声子或光子发射过程, $\sigma \approx 10^{-21} \sim 10^{-18} \text{cm}^2$.

(5) 光离化截面 σ_p

它表示被陷电子吸收了能量大于陷阱深度的光子后,被激发至导带中去的系数.

2. 实验方法

为了能在实验上测定各陷阱参量,可用光、电或热的方法把电子注入到陷阱中去,或把电子从陷阱中激发出来. 通过测量二氧化硅中有、无电子和测量注入或激发过程中的有关参量,可了解到陷阱的性质.

注入电子的方法可以是内光电发射或雪崩注入两种. 内光电发射是在 MOS 结构上施加一定极性的偏压,再用适当能量的光子照射. 也可以在二氧化硅中产生电子、空穴对,或从硅满带(或金属)向二氧化硅导带中仅注入电子. 雪崩注入是在 MOS 电容上加 500kHz 方波或 50kHz 锯齿波电压,使硅、二氧化硅界面附近的硅成为深耗尽,电子在耗尽层电场中雪崩电离,形成高能电子,克服界面势垒进入导带. 用这种方法可以获得比光注入法更大的电流,并且不象光注入需要透明电极. 只不过必须用 P 型硅衬底注电子, n 型衬底注入空穴.

电子的再激发可以是热激发、光子激发和强电场下的碰撞离化和隧道发射.

描写电子俘获、激发过程的一般方程为

$$\frac{dn_t}{dt} = S n (N - n_t) - \gamma n_t - \gamma_p n_t - \alpha v_d n n_t, \quad (68)$$

其中 n_t 为被陷电子浓度; n 为导带电子浓度; $S = \nu \sigma$ 为陷阱对电子的俘获系数,而 ν 为电子热运动速度; $\gamma = N_t S \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right)$ 为电子热激发率,而 N_t 为费米能级在 E_t 上时的导带电子浓度; $\gamma_p = \frac{I_0}{h\nu} \sigma_p$, 为电子光激发率,而 I_0 为光强, h 为普朗克常数, ν 为光频, α 为电子碰撞离化截面; $v_d = \mu(V/d)$ 为电子在导带中的漂移速度, V 为偏压.

(1) C-V 法

因为氧化物中被陷电子电荷 $Q = q \int_0^d n_t dx$ 可引起平带电压移动量为

$$\Delta V_{Fb} = -\frac{\bar{x}}{\epsilon_{ox}} Q, \quad (69)$$

所以测量了 ΔV_{Fb} , 就可得到等效面电荷密度:

$$Q_{ss} = \frac{\bar{x}}{d} Q. \quad (70)$$

测量在注入或激发过程中的 $\Delta V_{Fb}(t)$, 就可得到陷阱俘获截面. 如果忽略注入时电子的再激发($E_t \geq$ 几个 kT), 则(68)式简化为

$$\frac{dn_t}{dt} = n \nu \sigma (N - n_t). \quad (71)$$

因为电子被陷率较低, n 作为常数, 由外电路电流 J 给出 $n \approx \frac{J}{qv}$, 所以

$$\Delta V_{\text{fb}}(t) = \Delta V_{\text{fb}}(\infty) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (72)$$

$$\Delta V_{\text{fb}}(\infty) = \frac{\bar{x}}{\epsilon_{\text{ox}}} qN_t, \quad (73)$$

$$\tau = \frac{q}{Jv}. \quad (74)$$

微分(75)式, 再取对数:

$$\ln\left(\frac{d\Delta V_{\text{fb}}}{dt}\right) = \ln\left(\frac{\Delta V_{\text{fb}}(\infty)}{\tau}\right) - \frac{t}{\tau}. \quad (75)$$

由(75)式可以求得 σ 和 $(\bar{x}N_t)$.

(2) 光电流-电压法

根据陷阱在充电前后的内光电发射电流-电压特性的平移, 可分别获得 \bar{x} 和 N_t . 当金属加正电压时, 测得陷阱充电前、后 $I-V$ 曲线上同一电流值下的电压移动量 V^+ , 再测量金属加负压时的这一电压移动量 V^- . 因为

$$V^+ = \frac{\bar{x}}{\epsilon_{\text{ox}}} Q, \\ V^- = \frac{1}{\epsilon_{\text{ox}}} (d - \bar{x}) Q, \quad (76)$$

所以得到被陷电荷和质心分别为

$$Q = \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{d} (V^- - V^+), \\ \frac{\bar{x}}{d} = \left(1 - \frac{V^-}{V^+}\right)^{-1}. \quad (77)$$

(3) 光注、光消法

当把二氧化硅中陷阱填满之后, 进行如下二类光激发, 可分别测量陷阱不同参量.

(a) 在固定偏压下, 用单色光从长波至短波扫描样品, 测量光激电流与波长的关系, 根据峰值位置, 可得出陷阱能级 E_t .

(b) 用某一固定波长的光激发被陷电子, 测量释放电荷量 Q 与外加电压 V 之间的关系, 将得出不同性质陷阱的电荷密度及其质心.

参 考 文 献

- [1] C. G. Scott and C. E. Read, *Surface Physics of Phosphors and Semiconductors*, Academic Press, London, (1975), 144.
- [2] E. H. Nicollian and J. R. Brews, *MOS Physics and Technology*, Wiley-Interscience Publication, New York, (1982).
- [3] R. Seiwatz and M. Green, *J. Appl. Phys.*, **29** (1958), 1034.
- [4] E. H. Nicollian and A. Goetzberger, *Bell Syst. Tech. J.*, **46**(1967), 1055.
- [5] A. Goetzber et al., *CRC Critical Review in Solid State Sciences*, No. 1(1976).
- [6] 史常忻等, *半导体学报*, **2**(1981), 161.
- [7] W. Shockley and W. T. Read, *Phys. Rev.*, **87** (1952), 835.
- [8] K. C. Kao and W. Hwang, *Electrical Transport in Solids*, International Series in the Science of the Solid State, **14**, ed. by B. R. Pamplin, Pergamon Press, Oxford, (1981), 235.
- [9] D. J. DiMaria, *J. Appl. Phys.*, **47**(1976), 4073.
- [10] J. H. Thomas and F. J. Feigl, *J. Phys. Chem. Solids*, **33**(1972), 2197.
- [11] 史常忻、顾为芳, *半导体学报*, **4**(1983), 383.