

MOS 电容微分量的频率特性—— 确定 Si/SiO₂ 界面态密度分布及 俘获截面的一种新方法

许 铭 真 谭 长 华
(北京大学计算机科学技术系)

1985年3月6日收到

本文用单一能级界面态模型和均匀连续分布界面态模型研究了 MOS 电容微分量 $\left(\frac{dc}{dV}\right)$ 与频率 ω 的关系, 得到了归一化的 $\left(1 - \frac{c}{c_i}\right)^{-3} \frac{d}{dV} \left(\frac{c}{c_i}\right) - V$ 及 $\left(1 - \frac{c}{c_i}\right)^{-3} \frac{d}{dV} \left(\frac{c}{c_i}\right) - \omega$ 解析式; 用非均匀分布模型研究了界面电荷随机涨落的影响, 并且, 数字计算了相应的曲线。 $\left(1 - \frac{c}{c_i}\right)^{-3} \frac{d}{dV} \left(\frac{c}{c_i}\right) - \omega$ 曲线是具有峰值的谱线, 其峰值、峰位分别与界面态密度及发射时间常数相关。此谱线的峰值、峰位与 MOS 栅压的关系对应界面态密度及发射时间常数的能量分布。这种方法与电导技术类似, 具有可以同时得到态密度及俘获截面数据的优点。实验结果与理论计算结果相符合。

一、前言

界面态密度和俘获截面是 Si/SiO₂ 界面电学性质的两个重要参数。测量方法很多, 其中交流电导法^[1,2], 由于不需要作温度循环就可以同时得到这两个参数, 至今仍居重要地位^[3,4]。传统 C-V 法^[5,6], 由于无法测量俘获截面, 并且其灵敏度低, 使其应用受到限制。

本文将指出, 采用电容微分技术可以充分揭示 C-V 曲线上的细微起伏, 并且, 电容微分量的频率谱将给出界面态密度及俘获截面的信息。因此, 本文提出的方法, 将使传统 C-V 技术的应用得到相应的延伸, 无疑对 Si/SiO₂ 界面特性及其它半导体界面性质的研究是有益的。

二、原理

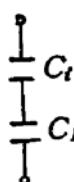
1. 理想 MOS 电容微分特性

首先讨论无界面态的理想 MOS 电容微分特性, 以作为有界面态时的参考。

理想 MOS 电容的等效电路如图 1 所示。 c_i 是氧化层电容, c_D 是半导体表面空间电荷区电容, 它是半导体表面势 ϕ_s 的函数, 并且,

$$c_D = \frac{d\theta_s}{d\phi_s} \quad (1)$$

其中, θ_s 是半导体表面空间电荷区电荷, 在非简并条件下, 其值为^[7,8]



其中,

$$\theta_s = -2 \frac{u_s}{|u_s|} q n_i L_D F(u_s, u_B), \quad (2)$$

$$F(u_s, u_B) = \sqrt{2} [\operatorname{ch}(u_s - u_B) - \operatorname{ch} u_B + u_s \operatorname{sh} u_B]^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

$$L_D = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_s k T}{2 q^2 n_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

图 1 MOS 结构等效电路

$$u_s = \frac{q \phi_s}{k T},$$

$$u_B = \frac{E_i - E_F}{k T}. \quad (5)$$

u_s, u_B 分别为归一化表面势和费米势, E_i, E_F 分别为半导体禁带中心及费米能级位置, ϵ_0 是真空电容率, ϵ_s 是半导体介电常数, k 是波尔兹曼常数, n_i 是本征载流子浓度。

由 (1)–(5) 式, 得到

$$c_D = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{L_D} \frac{H(u_s, u_B)}{F(u_s, u_B)}, \quad (6)$$

其中,

$$H(u_s, u_B) = \operatorname{sh}(u_s - u_B) + \operatorname{sh} u_B, \quad (7)$$

(6) 式对 ϕ_s 微分, 得到表面空间电荷区电容的一阶微分量 c'_D 和二阶微分量 c''_D :

$$c'_D = \frac{dc_D}{d\phi_s} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s q}{L_D k T} \frac{\operatorname{ch}(u_s - u_B) F^2(u_s, u_B) - H^2(u_s, u_B)}{F^3(u_s, u_B)}, \quad (8)$$

$$c''_D = \frac{d^2 c_D}{d\phi_s^2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{L_D} \left(\frac{q}{k T} \right)^2$$

$$\cdot \frac{3H^3(u_s, u_B) + F^2(u_s, u_B) [\operatorname{sh}(u_s - u_B) F^2(u_s, u_B) - 3 \operatorname{ch}(u_s - u_B) H(u_s, u_B)]}{F^5(u_s, u_B)}, \quad (9)$$

图 1 给出理想 MOS 电容 c

$$c = \left(\frac{1}{c_i} + \frac{1}{c_D} \right)^{-1}, \quad (10)$$

(10) 式对栅电压微分, 得到 MOS 电容微分值^[9]

$$\frac{dc}{dV} = \left(\frac{c_i}{c_i + c_D} \right)^3 \frac{dc_D}{d\phi_s}, \quad (11)$$

其中, V 与 ϕ_s 的关系由下式给出:

$$V = \phi_s - \frac{\theta_s}{c_i}. \quad (12)$$

我们关心的是 MOS 的平带电压 (V_{fb}) 与 MOS 电容谷值电压 (V_m) 之间的 $C-V$ 与 $\frac{dc}{dV}-V$ 特性。因为, 在此范围内, 理想的 MOS 高、低频 $C-V$ 特性是一致的, 非理想

的 MOS 电容器的界面态对 $C-V$ 特性的影响容易分析。

由(11)式,并令 $\frac{dc}{dV} = 0$, 可以确定与 MOS 电容谷值相应的半导体表面势 ϕ_{sm} .

由(8)式得到^[10]:

$$\operatorname{ch}(u_{sm} - u_B) = \frac{H^2(u_{sm}, u_B)}{F^2(u_{sm}, u_B)}, \quad (13)$$

其中,

$$u_{sm} = \frac{q}{kT} \phi_{sm}$$

由(11)式,并令 $\frac{d^2c}{dV^2} = 0$, 可以确定与 $\frac{dc}{dV}-V$ 曲线的峰位(V_p)相应的半导体表面势 ϕ_{sp} , 其关系式为:

$$3 \left(\frac{dc_D}{du_s} \right)^2_{u_{sp}} = \left[(c_i + c_D) \frac{d^2c_D}{du_s^2} \right]_{u_{sp}}, \quad (14)$$

其中,

$$u_{sp} = \frac{q}{kT} \phi_{sp}$$

用上述关系式[(1)-(14)式]计算了 N-Si 衬底 MOS 电容器(实验样管)的理想 $C-V$ 与 $\frac{dc}{dV}-V$ 曲线(如图 4a 所示), 其中, 单位面积氧化层电容 $c_i = 3.4 \times 10^{-8} \text{f/cm}^2$,

N-Si 掺杂浓度 $N_D = 4.5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$. 得到:

$$\begin{aligned} V'_m &= -1.46 \text{V} \quad (\text{相应 } \phi_{sm} = -0.57 \text{V}), \\ V'_p &= -0.35 \text{V} \quad (\text{相应 } \phi_{sp} = -7 \times 10^{-2} \text{V}). \\ (V' &= V - V_{fb}). \end{aligned}$$

2. 计入界面态的 MOS 电容微分特性及 $\left(1 - \frac{c}{c_i}\right)^{-1} \frac{d}{dV} \left(\frac{c}{c_i}\right)-\omega$ 谱线

(1) 单一能级界面态模型

对于密度为 N_{it} , 位置为 E_{it} 的集中分布的界面态, MOS 结构的等效电路如图 2 (a)、(b) 所示。其中, c_i 是介质层电容, c_D 是半导体表面空间电荷区电容, c_{it} 是界面态电容, R_{gs} 是与界面态的产生和复合电流相联系的等效电阻, c_{it} 与 R_{gs} 均是表面势 ϕ_s 的函数。当频率为 ω 的交流小信号加在 MOS 电容器上时, 由于存在界面态, 它将通过表征界面态特征的 c_{it} 和 R_{gs} 充放电, $\tau_{it} = c_{it} \cdot R_{gs}$ 是界面态的充放电时间常数,



图 2 包含界面态的 MOS 结构等效电路

τ_{it} 决定着界面态的频率特性。 c_{it} 和 τ_{it} 可以表示为^[1,2]:

$$c_{it} = \frac{q^2 N_{it}}{kT} f_0 (1 - f_0), \quad (15)$$

$$\tau_{it} = \frac{f_0}{c_n n_{s0}}. \quad (16)$$

其中,

$$f_0 = \left[1 + \exp \frac{E_{it} - E_F}{kT} \right]^{-1}. \quad (17)$$

c_n 是电子俘获几率, n_{s0} 是 $E_F = E_{it}$ 时的表面电子浓度。

(15) 和 (17) 式表明, c_{it} 在 $E_F = E_{it}$ 时 (或 $f_0 = \frac{1}{2}$ 时) 有最大值 $\frac{q^2 N_{it}}{4kT}$ 。在两边 kT 能量范围内, 随着 $f_0(1 - f_0)$ 的逐渐减小, 最后下降为零。

图 2(a) 等效电路中串联的 c_{it} 和 R_s , 又可以看成图 2(b) 中并联的电容 c_p 和电导 G_p 组成的导纳, 容易求得:

$$c_p = \frac{c_{it}}{1 + \omega^2 \tau_{it}^2}, \quad (18)$$

$$G_p = \frac{c_{it} \omega^2 \tau_{it}}{1 + \omega^2 \tau_{it}^2}, \quad (19)$$

图 2(b) 给出 MOS 电容

$$c = [c_i^{-1} + (c_D + c_p)^{-1}]^{-1}. \quad (20)$$

对上式求微分, 得到

$$P = \left(1 - \frac{c}{c_i}\right)^{-1} \frac{d}{dV} \left(\frac{c}{c_i}\right) = \frac{d}{d\varphi_s} \left(\frac{c_D}{c_i}\right) + \frac{1}{c_i} \frac{d}{d\varphi_s} c_p, \quad (21)$$

用 (15)–(18) 式和 c_{it} 的极大值条件 ($f_0 = \frac{1}{2}$), 得到

$$\frac{d}{d\varphi_s} c_p = \frac{q}{kT} \left(\frac{q^2 N_{it}}{4kT} \right) \left[\frac{\omega^2 \tau_{it}^2}{(1 + \omega^2 \tau_{it}^2)^2} \right], \quad (22)$$

由 (21) 和 (22) 式, 得到

$$P = \frac{d}{d\varphi_s} \left(\frac{c_D}{c_i} \right) + \frac{q}{kT c_i} \left(\frac{q^2 N_{it}}{4kT} \right) \left[\frac{\omega^2 \tau_{it}^2}{(1 + \omega^2 \tau_{it}^2)^2} \right]. \quad (23)$$

(23) 式右边第一项是表面空间电荷区电容的微分量, 它与频率无关^[3]。第二项是等效界面态电容微分值, 它是 $\omega \tau_{it}$ 的函数。因此, 在确定的外偏置条件下, P 仅是信号频率 ω 的函数。

用极值条件: $\frac{dP}{d(\omega \tau_{it})} \Big|_{\omega_m} = 0$, 得到,

$\omega_m \tau_{it} = 1$ 时, P 函数取极值 P_m 。并且,

$$P_m = \frac{d}{d\varphi_s} \left(\frac{c_D}{c_i} \right) + \frac{q N_{it}}{c_i} \left(\frac{q}{4kT} \right)^2, \quad (24)$$

于是,

$$\tau_{ii} = \frac{1}{\omega_m}, \quad (25)$$

$$N_{ii} = \frac{c_i}{q} \left(\frac{4kT}{q} \right)^2 \left[P_m - \frac{d}{d\phi_s} \left(\frac{c_D}{c_i} \right) \right]. \quad (26)$$

(2) 均匀连续分布能级模型

在界面态均匀连续分布的情况下, 相对于某确定的半导体表面势 ϕ_s , 而言, 对 MOS 电容的贡献主要来自于费米能级 E_F 上下 kT 能量范围内的能级。不同的能级对于电容的贡献是不同的, 且有不同的充放电时间常数。可以把 (16) 式的 τ_{ii} 表示为

$$\tau = \tau_0(E) f_0(E). \quad (27)$$

式中,

$$\tau_0 = \frac{1}{c_n(E) n_{s0}} = \frac{1}{c_n n_i} e^{-\frac{q(\psi_s - \psi_B)}{kT}}. \quad (28)$$

用式 (15) 和式 (18), 等效界面态电容分量 c_p 可表示为以下积分^[1,2]:

$$\begin{aligned} c_p &= \frac{q^2}{kT} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{ii} f_0 (1 - f_0)}{1 + \omega^2 \tau_0^2 f_0^2} dE \\ &\simeq q^2 N_{ii}(E_F) \int_0^1 \frac{df_0}{1 + \omega^2 \tau_0^2 f_0^2} \\ &\simeq \frac{q^2 N_{ii}(E_F)}{\omega \tau_0(E_F)} \tan^{-1} [\omega \tau_0(E_F)], \end{aligned} \quad (29)$$

(29) 式第二步假定了在 E_F 附近 $N_{ii}(E)$ 是缓变的, 并考虑到 $df_0/dE = -f_0(1 - f_0)/kT$ 。第三步略去了 $\tau_0(E)$ 的变化, 用 E_F 处的 τ_0 值代替。用同样的方法可以求得 G_p :

$$\begin{aligned} G_p &= \frac{\omega^2 q^2}{kT} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{ii} \tau_0 f_0^2 (1 - f_0)}{1 + \omega^2 \tau_0^2 f_0^2} dE \\ &\simeq \omega^2 q^2 N_{ii}(E_F) \int_0^1 \frac{\tau_0 f_0 df_0}{1 + \omega^2 \tau_0^2 f_0^2} \\ &\simeq \frac{1}{2} \frac{q^2 N_{ii}(E_F)}{\tau_0(E_F)} \ln [1 + \omega^2 \tau_0^2(E_F)], \end{aligned} \quad (30)$$

(29) 和 (30) 式中, $N_{ii}(E_F)$ 和 $\tau_0(E_F)$ 表示某表面势 ϕ_s 时, 与费米势 E_F 相重的界面态能级的态密度及发射时间常数。所以, (29) 和 (30) 式可以表述为:

$$c_p(\phi_s) = \frac{q^2 N_{ii}(\phi_s)}{\omega \tau_0(\phi_s)} \tan^{-1} [\omega \tau_0(\phi_s)], \quad (31)$$

$$G_p(\phi_s) = \frac{q^2 N_{ii}(\phi_s)}{2 \tau_0(\phi_s)} \ln [1 + \omega^2 \tau_0^2(\phi_s)], \quad (32)$$

由 (28) 和 (31) 式得到:

$$\frac{dc_p}{d\phi_s} = \frac{q^2 N_{ii}(\phi_s)}{kT} \left[\frac{\tan^{-1} [\omega \tau_0(\phi_s)]}{\omega \tau_0(\phi_s)} - \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_0^2(\phi_s)} \right], \quad (33)$$

与单一能级模型的讨论类似, 得到均匀连续分布情况下的 P 函数:

$$P = \left(1 - \frac{c}{c_i} \right)^{-3} \frac{d}{dV} \left(\frac{c}{c_i} \right) = \frac{1}{c_i} \frac{dc_D}{d\phi_s} + \frac{1}{c_i} \frac{dc_p}{d\phi_s}$$

$$-\frac{1}{c_i} \frac{dc_D}{d\phi_s} + \frac{q^3 N_{it}(\phi_s)}{kT c_i} \left[\frac{\tan^{-1} [\omega \tau_0(\phi_s)]}{\omega \tau_0(\phi_s)} - \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_0^2(\phi_s)} \right], \quad (34)$$

在确定偏置的情况下, $P-\omega$ 是一个具有峰值的函数, 用极值条件 $\frac{dP}{d(\omega \tau_0)}|_{\omega_m} = 0$, 可以得到 $P-\omega$ 图谱上的峰位条件:

$$\tan^{-1} (\omega_m \tau_0) = \frac{\omega_m \tau_0 [1 + 3(\omega_m \tau_0)^2]}{[1 + (\omega_m \tau_0)^2]^2}. \quad (35)$$

解(35)式, 得到

$$\omega_m \tau_0 \approx 1.83, \quad (36)$$

代入(34)式, 得到

$$P_m(\phi_s) = \frac{1}{c_i} \left[\frac{dc_D}{d\phi_s} + 0.355 \frac{q^3 N_{it}(\phi_s)}{kT} \right], \quad (37)$$

由(36)、(37)式得到

$$\tau_0(\phi_s) = -\frac{1.83}{\omega_m(\phi_s)}, \quad (38)$$

$$N_{it}(\phi_s) = 2.82 \frac{kT c_i}{q^3} \left[P_m(\phi_s) - \frac{d}{d\phi_s} \left(\frac{c_D}{c_i} \right) \right]. \quad (39)$$

(3) 非均匀横向分布电荷的影响^[1,2,3]

在氧化层中以及在 Si/SiO₂ 界面上的各种电荷总是具有某种分布的。电荷横向分布的不均匀性必然引起表面势的起伏。由于界面态的时间常数与表面势之间是指数函数关系, 因而, 电荷的起伏严重地影响界面态的时间常数。这种统计起伏的影响, 在交流电导法中, 表现为 $\frac{G_p}{\omega}$ - ω 谱峰变宽。人们曾用高斯分布函数来处理这种统计涨落的影响, 使实验结果与理论计算结果, 得到较好的符合。我们采用类似的方法, 处理有效表面态电容的微分值。

考虑表面势涨落影响时, P 函数写成下面形式:

$$P = \left(1 - \frac{\bar{c}}{c_i} \right)^{-3} \frac{d}{dV} \left(\frac{\bar{c}}{c_i} \right) - \frac{1}{c_i} \left[\frac{dc_D(\bar{\phi}_s)}{d\bar{\phi}_s} + \frac{\overline{dc_p}}{d\bar{\phi}_s} \right], \quad (40)$$

$\bar{\phi}_s$ 是由直流偏置决定的平均表面势, \bar{c} 是 MOS 电容测量值。

表面势的分布函数为

$$\rho(\xi) = (2\pi\sigma^2)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{\xi^2}{2\sigma^2} \right), \quad (41)$$

其中, σ 是高斯分布的统计方差,

$$\xi = \frac{q}{kT} (\phi_s - \bar{\phi}_s) \quad (42)$$

由(28), (33), (41) 和 (42) 式, 得到(40)式右边第二项:

$$\frac{\overline{dc_p}}{d\bar{\phi}_s} = \frac{q^3 N_{it}(E)}{kT} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} \left[\frac{\tan^{-1} (\omega \tau_0 e^{-\xi})}{\omega \tau_0 e^{-\xi}} \right]$$

$$-\frac{1}{1+(\omega\tau_0e^{-t})^2} \right] d\xi, \quad (43)$$

令

$$P_0 = \frac{1}{c_i} \frac{dc_D(\bar{\Phi}_i)}{d\bar{\Phi}_i}, \quad (44)$$

$$I(\sigma, \omega\tau_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} \left[\frac{\tan^{-1}(\omega\tau_0e^{-t})}{\omega\tau_0e^{-t}} - \frac{1}{1+(\omega\tau_0e^{-t})^2} \right] d\xi. \quad (45)$$

(40)式重写为:

$$P(\bar{\Phi}_i, \omega) = P_0 + \frac{q^3 N_{it}(\bar{\Phi}_i)}{kT c_i} I(\sigma, \omega\tau_0). \quad (46)$$

 $P-\omega$ 谱的峰值 P_m 为:

$$P_m(\bar{\Phi}_i, \omega_m) = P_0 + \frac{q^3 N_{it}(\bar{\Phi}_i)}{kT c_i} I_m(\sigma, \omega_m\tau_0). \quad (47)$$

(46) 和 (47) 式给出:

$$\frac{P(\bar{\Phi}_i, \omega) - P_0}{P_m(\bar{\Phi}_i, \omega_m) - P_0} = \frac{I(\sigma)}{I_m(\sigma)}. \quad (48)$$

(45) 式给出:

- a) 以 σ 为变量的 I 函数对频率 ω 的归一化曲线: $I/I_m-\omega/\omega_m$;
- b) 积分最大值 $I_m(\sigma)$ 作为 σ 的函数曲线: $I_m(\sigma)-\sigma$;
- c) 对应最大值的 $\omega_m\tau_0 = f_r(\sigma)$ 作为 σ 的函数曲线: $f_r(\sigma)-\sigma$.

由 (46) 和 (48) 式, 可以知道: 只要由变频 $C-V$ 和 $\frac{dC}{dV}-V$ 曲线, 得到某偏置条件下 $(P - P_0)-\omega$ 谱图, 并将 $\frac{P - P_0}{P_m - P_0}-\omega/\omega_m$ 图与理论曲线 $I/I_m-\omega/\omega_m$ 比较, 就可以确定 σ 值, 并同时确定 $I_m(\sigma)$ 和 $f_r(\sigma)$ 值。 $N_{it}(E)$ 和 $\tau_0(E)$ 由下式计算。

$$N_{it}(\bar{\Phi}_i) = \frac{kT c_i}{q^3} \frac{[P_m(\bar{\Phi}_i) - P_0(\bar{\Phi}_i)]}{I_m(\sigma)}, \quad (49)$$

$$\tau_0(\bar{\Phi}_i) = \frac{f_r(\sigma)}{\omega_m(\bar{\Phi}_i)}. \quad (50)$$

 $\omega_m(\bar{\Phi}_i)$ 是 $P-\omega$ 图谱上的峰值频率。

三、实验与结果

1. 样品: N型硅单晶片, 电阻率为 $1\Omega\text{cm}$, $\langle 100 \rangle$ 晶向; SiO_2 抛光; 1100°C 湿氧生长 SiO_2 , 厚度 $\sim 1000\text{\AA}$; 蒸发铝点作为栅极, 直径是 1mm 。在 N_2-H_2 中退火: 380°C , 30 分钟。

2. 测量电路

图 3 给出测量电路原理方框图。除附加的微分电路外, 皆是 410 型 $C-V$ 测试仪的成套电路设备^[1]。

对图 3 中各方框图的连接作一简要说明: 410 型 C-V 测试仪 (Model 410 Plotter) 作主机, 由 124A 锁相放大器选择所需要的工作信号的频率和幅度, 此信号由参考信号输出端 (Ref. out) 馈送至 410 机的调制输入端 (modulation), 此信号由机内的斜波电压携带, 由 “Ramp” 端口输入 MOS-C。用 181 型电流计检测其与电容成正比的电流弱信号, 其后, 此电流弱信号送入 124A 的前置放大器 (M117), 并进行相应的锁定处理, 从而得到所需的电容分量信号。此信号分两路, 一路送入记录仪的一笔 (y_1), 另一路经微分器处理以后, 得到电容的微分信号, 送入二笔 (y_2), 记录仪的 x 轴由 410 机控制线性电压的扫描率, 得到变频 C-V 及 $\frac{dc}{dV}$ -V 曲线。

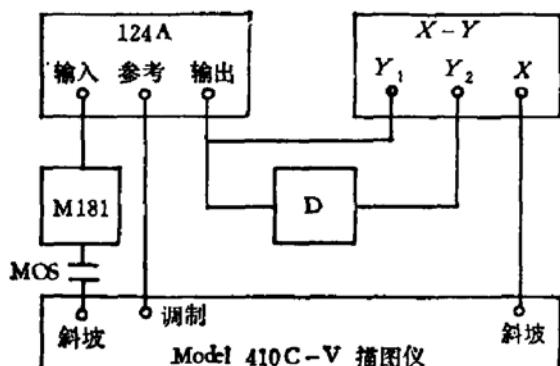


图 3 测量电路原理框图

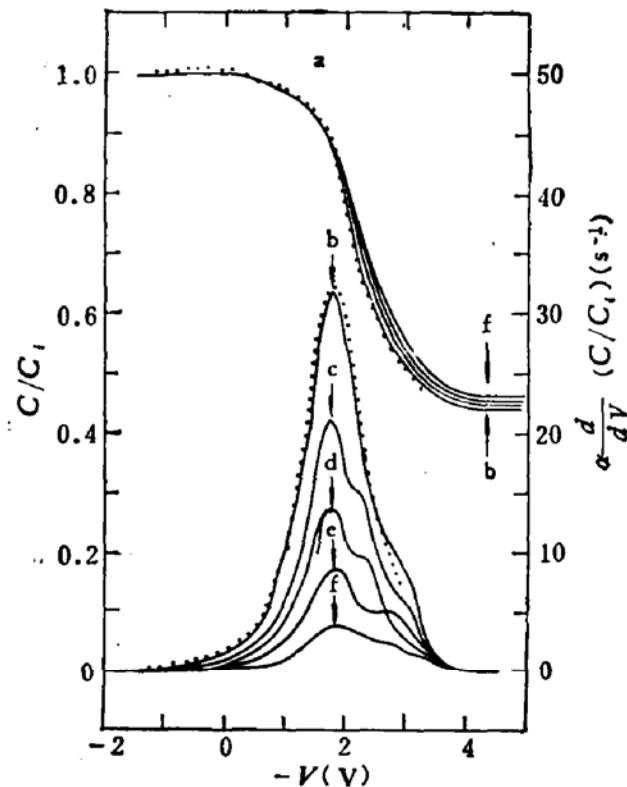


图 4 典型的 C-V 及 $\frac{dc}{dV}$ -V 实验曲线
.....理想 —— 实验

3. 测量方法

测量 $\frac{dc}{dV}$ 可采用多种方法^[11]。本文采用直接微分的方法, 由微分器 (D) 直接得到 $\frac{dc}{dt}$ 值。因为采用线性扫描电压, 故 $V = V_0 + \alpha t$, 于是, $\frac{dc}{dt} = \alpha \frac{dc}{dV}$, 从而完成 $\frac{dc}{dV}$ 的测量 (α 是线性电压扫描速率, 它应满足准静态测量条件)。

图 4 给出一组 C-V 及 $\alpha \frac{dc}{dV}$ -V 曲线。其中 (a) 是用(1)–(12)式计算的理想曲线; (b) 是高频 (1MHz) 实验曲线; c、d、e、f 分别是 50kHz、10kHz、1kHz、0.5kHz 实验曲

线。频率为 0.5kHz 时,电压扫描率 $\alpha = \alpha_0$ ($\alpha_0 = 3 \times 10^{-3} \text{V/s}$),其它测试频率 (1kHz, 10kHz, 50kHz, 1MHz) 采用的电压扫描率分别为: $2\alpha_0$, $3\alpha_0$, $4\alpha_0$ 和 $5\alpha_0$ 。

由图 4 可以看到: 在 $C-V$ 图上, 高频曲线与理想线几乎相重, 而低频曲线稍有偏离; 在 $\alpha \frac{dc}{dV}-V$ 图上, 与理想线相比, 高频 (1MHz) 就显示出某种偏差, 低频就更显著了。

MOS 的平带电压 (V_{fb}) 及 MOS 棚压 V 与半导体表面势 ϕ_s 的关系曲线由 C. C. V. T 方法^[12]测量。

用图 4 的实验曲线作出 $(P - P_0) - \omega$ 图, 如图 5 所示。实验结果列入表 1 中。图 5 中的实线是用表 1 的数据, 由 (46) 式计算的理论线。

4. 实验结果

时间常数 τ_0 与 ϕ_s (或 u_s) 的关系, 界面态密度 $N_{it}(\phi_s)$ 与 ϕ_s (或 u_s) 的关系, 如图 6 所示, 其结果与经典的方法^[2-3], 及其他作者的工作^[13]类似。延长 $\tau_0 - u_s$ 线至禁带中心, 得到 $\tau_{oi} = 3.5 \times 10^{-5} \text{s}$, 计算出俘获截面 $\sigma_i \approx 2.0 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ 。

改变温度, 测量 $\alpha \frac{dc}{dV}-V$ 曲线如图 7 所示。升高温度等效于降低频率, 可以使测

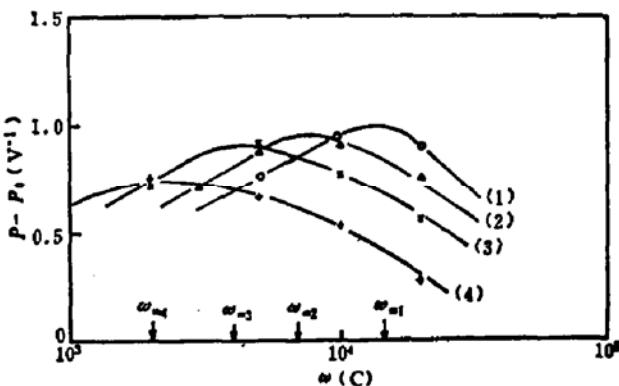


图 5 不同偏压下 $[P(\omega) - P_0]$ 与频率 ω 关系的测量结果
(1) $V' = 0.80 \text{V}$ (2) $V' = 0.85 \text{V}$
(3) $V' = 0.90 \text{V}$ (4) $V' = 0.95 \text{V}$

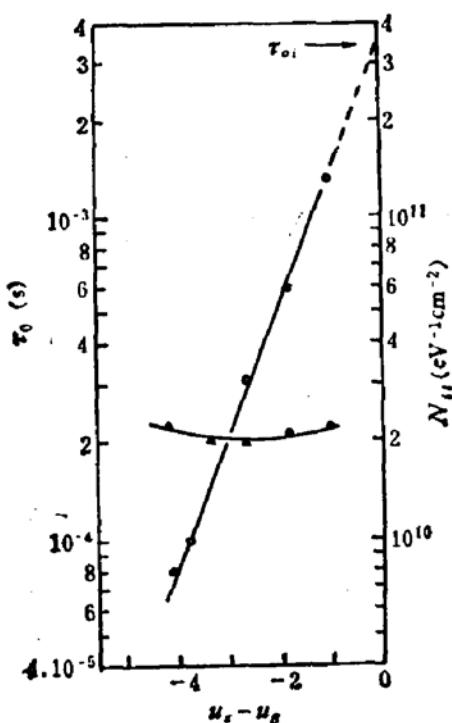


图 6 界面态密度 N_{it} 及时间常数 τ_0 与表面势的关系 ○ τ_0 , △ N_{it}

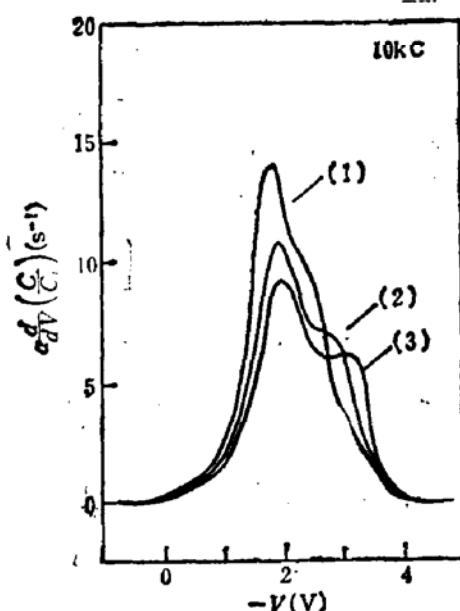


图 7 不同温度下 $\frac{dc}{dV}-V$ 实验曲线
(1) 16°C (2) 30°C (3) 50°C

表 1

(V-V _{fb}) (V)	ϕ_s (V)	$P_m - P_0(V^{-1})$	$\omega_m(s^{-1})$	$\sigma \left(\frac{kT}{q} \right)$	$N_{it}(eV^{-1}cm^{-3})$	$\tau_0(s)$
0.78	0.23	1.16	2×10^4	0.5	2.06×10^{10}	1.0×10^{-4}
0.80	0.24	0.97	1.5×10^4	1.0	2.01×10^{10}	1.5×10^{-4}
0.85	0.26	0.95	9×10^3	1.0	1.97×10^{10}	3.1×10^{-4}
0.90	0.28	0.92	4×10^3	1.5	2.10×10^{10}	6.0×10^{-4}
0.95	0.30	0.70	2×10^3	2.0	2.30×10^{10}	1.3×10^{-3}

量范围适当地扩大。

四、讨论与结论

本文研究了 MOS 电容的微分量 $\frac{dc}{dV}$ 与频率 ω 的关系。不论是界面态集中分布的单一能级模型,还是均匀连续分布模型,以及考虑界面电荷横向涨落的情况, $P-\omega$ 函数均存在峰值。与电导法类似,利用这一特点可同时确定界面态密度分布和俘获截面。

本文利用 MOS $C-V$ 曲线的直接微分技术,将界面态引起的 $C-V$ 曲线的细微起伏变为醒目,有益于确定相应的界面态能级位置。

本方法的测量范围为: $\phi_p < \phi_s < \phi_B$ (ϕ_p 是 $\frac{dc}{dV}-V$ 曲线的第一个峰值相应的半导体表面势, ϕ_B 是半导体费米势)。在 $2\phi_p < \phi_s < \phi_B$ 范围内,界面态强烈地影响电容微分谱图的形状,并且 P 函数的峰位与电导峰位是一致的。所确定的界面态密度分布及俘获截面与电导法的测量结果^[3]相符。这一结果可用等效电路测量模型得到解释。对于一个发射时间常数是 τ_{it} 的界面态,在 G_p 出现峰值的地方,对应着 c_p 也有一个突变使得 c_p 的微分量具有峰值。因此,电容微分峰与电导峰具有等价的灵敏度。并且,改变温度可以适当扩大测量范围。在 $\phi_s = \phi_p$ 附近,由于表面空间电荷区电容微分量的影响,使得此方法对于低界面态的测量不灵敏。

由于电容微分法是一种准静态-交流小信号测量方法,故可作连续测量。这比电导法的逐点测量要方便些。

本文对于 P 函数频率关系的研究,提供了界面态密度分布及俘获截面的测试分析方法。无疑,对常规 $C-V$ 技术的应用是一种有益的扩展。

参 考 文 献

- [1] K. Lebovec, *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 48 (1966).
- [2] E. H. Nicollian and A. Goetzberger, *Bell. Syst. Tech. J.*, **46**, 1055 (1967).
- [3] A. Goetzberger, E. Klasmann, M. J. Scholz, *CRC Critical Reviews in Solid State Sciences*, **6**, 1 (1976).
- [4] A. Singh and J. G. Simmons, *Solid State Electron.*, **25**, 219 (1982).
- [5] M. Kuhn, *Solid State Electron.*, **13**, 873 (1970).
- [6] R. Castagne and A. Vapaille, *Surf. Sci.*, **28**, 157 (1971).
- [7] R. H. Kingston and S. F. Neustadter, *J. Appl. Phys.*, **26**, 718 (1955).

- [8] A. S. Grove, B. E. Deal, E. H. Snow and C. T. Sah, *Solid State Electron.*, **8**, 145(1965).
- [9] F. P. Heiman, *IEEE Trans on Electron Devices*, **ED-13**, 855(1966).
- [10] A. G. Kokkas, *Solid State Electron.*, **25**, 249(1982).
- [11] Model 410 C-V Plotter operating and Servia manual IV-15 (1981).
- [12] 谭长华等, 半导体技术, No. 4, 37(1984).
- [13] 史常忻、陆德仁、顾为芳, 半导体学报, **2**, 161(1981).

Frequency Dependence of Capacitance Derivative in MOS Capacitor——A New Method for Determining the Densities and Capture Cross Section of the Surface State at the Si-SiO₂ Interface

Xu Mingzhen and Tan Changhua

(Department of Computer Science and Technology, Beijing University)

Abstract

The frequency dependence of capacitance derivatives in an MOS capacitor on the basis of single energy model and distributed energy model and the influence of random fluctuations of charge have been discussed. The normalized analytic expressions are obtained. The densities, energy distribution and capture cross section of the surface state at the Si-SiO₂ interface may be determined simultaneously from the spectrum. This method has some advantages, which is analogous to the conductance technique. The experimental results are consistent with theoretical calculations.