

# MOS 界面态电荷瞬态谱方法

郑心奋 李志坚

(清华大学微电子学研究所)

1984年12月27日收到

在作者先前发表的脉冲  $Q(V)$  法<sup>[1-3]</sup>的基础上,本文提出了 MOS 界面态电荷瞬态谱 (MQTS) 方法. 该方法利用单一 P 型或 N 型样品在恒定温度  $T$  之下测量小能量间隔  $\Delta E$  ( $\Delta E < kT$ ) 中界面态所对应的栅电荷瞬态响应  $Q(t)$ , 从而获得(1)近全禁带范围的界面态能量-栅压关系  $E(V_g)$ , (2) 禁带内弛豫时间常数介于数微秒至几十毫秒间界面态的态密度  $N_{it}(E)$ , (3) 俘获截面  $\sigma_n(E)$  和  $\sigma_p(E)$ . 因为  $N_{it}(E)$ ,  $\sigma_n(E)$  和  $\sigma_p(E)$  等参数都是由瞬态谱峰标定的, 故无需人为设定  $\sigma_n$  和  $\sigma_p$  的  $E, T$  关系. 不仅如此, 当存在不同类型的界面态时, 即使它们的能量分布互相交迭, 也能利用瞬态谱的分析将它们区分开来并分别测定其特征参量.

本文讨论了电荷瞬态谱方法的测量方法及分析原理, 并报道了两种类型界面态共存于同一能量范围中的例证.

## 一、前言

近年来, Si/SiO<sub>2</sub> 界面形貌与结构的研究<sup>[1-3]</sup>及界面定域电子态的计算<sup>[4-7]</sup>都有重要的进展. 在界面态电学行为的实验研究方面, 不少作者致力于实验方法的改进, 以获得更多有关界面态起源的信息. 这方面代表性的工作有 DLTS 方法<sup>[8]</sup>在界面研究中的应用<sup>[9,10]</sup>改进<sup>[11-13]</sup>及利用带间光辐照将电导法<sup>[14]</sup>的能量范围扩展到少子带边的尝试<sup>[15,16]</sup>. 但是, 现有的方法似乎仍然存在着某些不足之处, 以致界面态电学性质的某些方面至今还是不清楚的, 迄今的实验都未能得到不同类型界面态的能量分布互相交迭的证据, 某些实验结果之间还存在着矛盾<sup>[17]</sup>. 因此, 有必要改进现有的方法或引入新的方法, 以便

1. 同时研究界面态与多子及少子 (不仅是多子) 的交换过程, 在同一样品中获得全禁带范围 (不只是多子带边) 的态密度分布  $N_{it}(E)$  及两种俘获截面 (不只是多子俘获截面);

2. 对连续分布的界面态作定温下小能量间隔的瞬态分析, 独立地测定  $N_{it}(E)$ ,  $\sigma_n(E)$  及  $\sigma_p(E)$ ;

3. 区分不同类型的界面态.

本文提出的 MOS 界面态电荷瞬态谱方法 (MQTS) 是在已发表的脉冲  $Q(V)$  法<sup>[1-3]</sup>的基础上形成的. 作为一种脉冲电荷法, 它仍具有能量范围较宽、表面势及能量测量准确、灵敏度高、对样品漏电及测试系统分布参数无严格限制等优点; 作为一种瞬态谱方法, 它又基本上具备了前面所要求的几种特性, 从而有可能开展新的实验工作. 该方法包括  $Q(t_0)$  法及瞬态谱法两部分. 前者研究特定的  $t_0$  时刻的  $Q(t)$  值, 后者则利用 Boxcar 率窗测定栅电荷响应  $Q(t)$  的瞬态谱, 它们的工作原理将在第二节中介绍. 第三节是一些初步的实验结果, 在某些样品中观察到了两种类型界面态在同一能量范围中的共存. 最后

一节是简短的讨论。

## 二、原 理

### 1. 零偏源 MOS 样品的脉冲响应 $Q(t)$

为了在反型条件下实现快速少子平衡以将界面态测量的能量范围扩展到少子带边, 本方法采用了带有源区的 MOS 样品。测试中源区与衬底短接, 凭借栅区及源区的少子扩散, 反型样品在栅脉冲之后  $t_{\min}$  时间间隔 ( $\sim 10 \mu\text{s}$ ) 内就可以大体完成少子平衡。模拟计算表明, 零偏置的源区对样品的  $Q(V)$  或  $C(V)$  关系不引入附加的边缘效应。

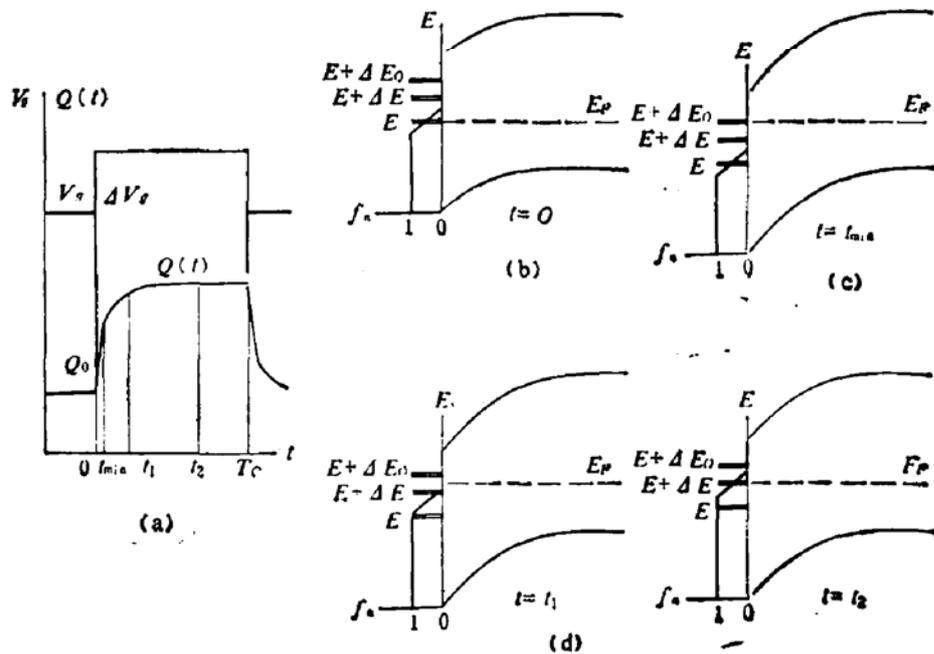


图 1 (a) 零偏源样品的栅脉冲响应  $Q(t)$   
(b)–(c) 不同时刻的表面能带及  $f_n(E)$

栅脉冲施加前后两个平衡终态的能带图分别示于图 1(b) 及图 1(c)。对于弛豫时间  $\tau(E) > t_{\min}$  的界面态, (b) 至 (c) 的过程可以化成两步讨论。在图 1(c) 中, 界面态电子布居函数  $f_n(E)$  在  $t_{\min}$  时刻还来不及变化, 仅由体载流子对栅脉冲响应, 使栅电荷及表面势分别产生突变  $Q_0$  及  $\Delta E_0$ ; 而图 1(d) 表示  $t_{\min} < t < T_c$  时界面态电子布居  $f_n(E)$  向新平衡态弛豫。由此产生的界面态充填电流为

$$I_{is}(t) = qA \int_0^{E_{cs}} N_{is}(E) \frac{df_n(E)}{dt} dE \quad (1)$$

其中  $A$  为样品面积。  $E_{cs}$  及  $E$  分别为表面导带底能量及界面态能量。表面价带顶能量  $E_v$  取为零。

与此同时, 由于界面总电荷量的变化, 产生了伴随  $I_{is}$  的空间电荷区电流  $I_{sc}(t)$ 。根据恒栅压条件

$$I_{sc}(t) = -(C_0/C_{ox})I_{is}(t) \quad (2)$$

其中  $C_0$  及  $C_{ox}$  分别为无界面态 MOS 电容及氧化物电容。由于  $I_{is}$  及  $I_{sc}$  的充电, 栅电荷

的脉冲响应瞬态值为

$$Q(t) = \int_0^t [I_{is}(t') + I_{ic}(t')] dt' + Q_0 \quad (3)$$

在半周期  $T_c$  内,  $Q(t)$  由  $Q_0$  变为  $Q(T_c)$ , 表面势的跳变  $\Delta E_0$  也因空间电荷区受到调制而“回弹”到  $\Delta E$ . 这些量之间有关系

$$\Delta E_0 = q(\Delta V_g - Q_0/C_{ox}) \quad (4)$$

$$\Delta E = q[\Delta V_g - Q(T_c)/C_{ox}] \quad (5)$$

$\Delta V_g$  为栅脉冲幅度.

对  $\Delta E, \Delta E_0 < KT$  的情况,  $Q_0$  及  $Q(T_c)$  与无界面态 MOS 电容  $C_0$  及 MOS 电容  $C$  之间有如下关系

$$Q(T_c) = C\Delta V_g \quad (6)$$

$$Q_0 = C_0\Delta V_g \quad (7)$$

为求  $Q(t)$ , 需要解  $f_n(E)$  的微分方程. 由细致平衡原理

$$df_n(E)/dt = [C_n(E) + e_p(E)] - [C_n(E) + C_p(E) + e_n(E) + e_p(E)]f_n(E) \quad (8)$$

其中  $C_n, C_p, e_n$  及  $e_p$  分别为界面态的电子、空穴俘获率和热发射率.

$$e_n(E) = \sigma_n v_{th}^n N_c / \exp[(E_{cs} - E)/KT] \quad (9)$$

$$e_p(E) = \sigma_p v_{th}^p N_v / \exp(E/KT) \quad (10)$$

$$C_n(E) = e_n(E) \exp[\Delta E(t)/KT] \quad (11)$$

$$C_p(E) = e_p(E) / \exp[\Delta E(t)/KT] \quad (12)$$

$$\Delta E(t) = q[\Delta V_g - Q(t)/C_{ox}] \quad (13)$$

其中  $\sigma, v_{th}, N$  分别代表俘获截面、载流子热速度及能带有效态密度. 角标  $c, v, n, p$  分别代表导带、价带、电子及空穴.

在界面态密度较低,  $\Delta E$  与  $\Delta E_0$  的差别可忽略时, 脉冲跳变后  $C_n$  及  $C_p$  将与  $t$  无关. 此时(8)式将给出时间常数为  $\tau(E)$  的指数解.

$$\tau(E) = 1/[C_n(E) + C_p(E) + e_n(E) + e_p(E)] \quad (14)$$

可以证明, 一般情况下(8)式的解也可展开为时间常数为  $\tau(E)$  的指数解. 从这一点出发, 与常用的模型类似, 本文假设

- (1) 平衡时  $f_n(E)$  为填充至费米能级  $E_F$  的台阶分布;
- (2) 有  $N_{it}(E)\Delta E$  个态参与弛豫过程;
- (3) 这些态有相同的弛豫时间常数  $\tau(E)$ ;
- (4)  $C_n \cong e_n, C_p \cong e_p$ .

根据上述假设, (14)及(1)式可化成

$$\tau(E) = 1/2[e_n(E) + e_p(E)] \quad (15)$$

$$I_{is}(t) = [qAN_{it}(E)\Delta E/\tau(E)]e^{-t/\tau(E)}/[1 + e^{-T_c/\tau(E)}] \quad (16)$$

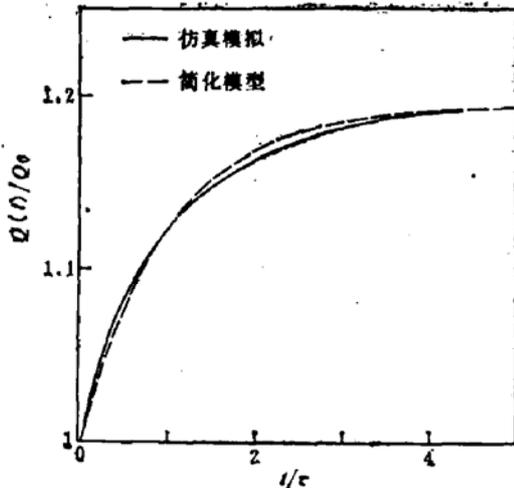


图2 仿真模拟计算  $Q(t)$  (实线) 与(17)式简化模型结果(虚线)的比较

设

$\sigma_n \propto e^{-E/2}, \sigma_p \propto e^{E/2}, C_{ox} = 200 \text{ pF}, C_0 = 100 \text{ pF},$   
 $dC_0/dE = 25 \text{ pF/KT}, N_{it} = 1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1},$   
 $dN_{it}/dE = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1} \cdot (\text{KT})^{-1}$   
 $\Delta E_0 = 0.484(\text{KT}), \Delta E = 0.384(\text{KT})$

(16)式中,  $1/[1 + e^{-T_c/\tau(E)}]$  是一个略小于 1 的因子, 它表示当  $T_c$  与  $\tau(E)$  相比大得不够充分时, 参与弛豫的有效态数将小于  $N_{it}(E)\Delta E$ .

将(16)及(2)式代入(3)式便得到

$$Q(t) = Q_0 + qAN_{it}(E)\Delta E(1 - Q_0/C_{ox}\Delta V_g)(1 - e^{-t/\tau})/(1 + e^{-T_c/\tau}) \quad (17)$$

$$\text{及 } Q(t) = Q_0 + q^2AN_{it}(E)\Delta V_g(1 - C/C_{ox})(1 - C_0/C_{ox})(1 - e^{-t/\tau})/(1 + e^{-T_c/\tau}) \quad (18)$$

为了检验(17)及(18)式, 对  $\sigma_n$ 、 $\sigma_p$  及  $N_{it}$  均随  $E$  变化的一般情况进行了仿真模拟计算. 计算公式采用(1)–(3)及(8)–(13)式, 计算结果收敛得较好并与(17)式给出的近似结果相符, 图 2 给出了两种方法得到的  $Q(t)$  波形的比较, 可以看出, 所采用的简化及(17)(18)式是合理的.

(17)及(18)式还表明, 界面态的  $Q(t)$  响应幅度  $Q(T_c) - Q_0$  正比于  $N_{it}$  但几乎与  $\tau$  无关. 这表明, 不同时间常数的态产生相同的  $Q(t)$  响应. 相比之下, 电导法和电流瞬态法<sup>[19]</sup>界面态响应幅度都正比于  $N_{it}/\tau$ , 似乎不利于禁带中部较慢态的检测.

### 2. $Q(t)$ 测量原理

图 3(a) 是  $Q(t)$  测量原理图. 信号源提供半周期为  $T_c$ 、幅度为  $\Delta V_g$  的栅脉冲, 并为反馈电路和 Boxcar 提供触发控制脉冲.  $T_c$  设定范围为  $20 \mu\text{s} - 200 \text{ms}$ .  $\Delta V_g$  的选取应保证  $\Delta E_0 < kT$  (室温下取为  $25 - 50 \text{mV}$ ). 样品的表面势由扫描偏压调制, 较低的扫描速率有利于获取较高的信噪比改善率并使样品的弛豫终态更接近平衡态, 实际常用的扫描速率根据不同  $T_c$  值在  $0.1 \text{mV} - 10 \text{mV/秒}$  之间选取.

积分器在栅脉冲作用下有输出

$$V(t) = K_I Q(t) + V_F \quad (19)$$

其中  $K_I = R_{IV}/(R_I C_I)$  为积分仪常数,  $V_F$  为积分器输出悬浮电平. 为了保证  $V_F$  稳定, 反馈电路每周期调整一次补偿电流  $I_b$  以平衡样品漏电、I/V 转换器输入漏电、运算放大器失调及扫描偏压所产生的位移电流.  $V_F$  经反馈补偿后仍有  $\text{mV}$  量级的起伏, 但用 Boxcar

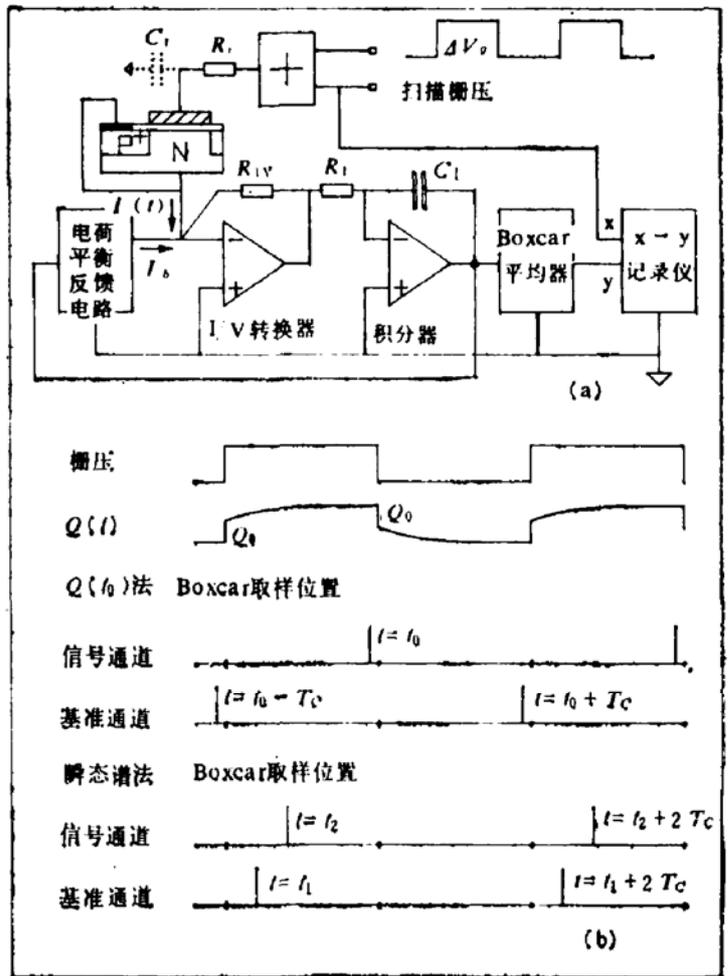


图 3 界面态瞬态谱方法的 (a) 电原理图及 (b) 波形图

平均器不难将其消除。

漏电补偿使样品栅压得以加到  $\pm 40 \text{ V}/1000 \text{ \AA}$  以上, 这可使  $C_{ox}$  及表面势测量获得较高的精度。

$Q(\tau)$  测量的特点之一是对测试系统的寄生参数 (包括样品串联电阻)  $R_i$ 、 $C_i$  引入的寄生效应有较强的抑制能力。在低温、长电缆等不利条件下, 寄生时间常数

$$\tau_i = R_i(C_i + C_{MOS})$$

仅为  $\mu\text{s}$  量级, 故利用取样技术很容易将寄生参数的效应与界面态响应区分开来, 实验中利用高阻单晶在 100K 的低温下仍然获得了良好的测量结果, 表明本方法是低温适用的。

自制积分仪的指标为: 最快脉冲响应时间  $3 \mu\text{s}$ , 灵敏度  $0.2 \text{ V}/\text{微微库仑}$ , 电荷测量误差在定点时为万分之三<sup>[18]</sup>, 扫描测量时因记录仪误差电荷测量精度降为 0.5%, 反馈电路可补偿的漏电流不小于  $10^{-9} \text{ A}$ 。

### 3. $Q(t_0)$ 方法

测定特定的  $t_0$  时刻的  $Q(\tau)$  值, 可以得到接近全禁带范围的  $E(V_g)$  关系及弛豫时间常数在测量范围中的界面态总态密度  $N_{it}(E)$ , 这就是  $Q(t_0)$  法。

按图 3(b) 设置 Boxcar 165 单元信号及基准通道的取样脉冲, 令其分别位于相邻半周期中  $t_0$  处 ( $t_0$  略小于  $T_c$ ), 所得到的双通道差值输出将正比于  $Q(t_0, V_g)$ 。在不同  $t_0$  (及相应的  $T_c$ ) 下作栅压扫描, 便可得到  $x-y$  记录仪上的一族  $Q(t_0, V_g) \sim V_g$  曲线 (图 4)。

这一族曲线中, 有两根重要的曲线。当取  $t_0 = t_{\max} \gg [\tau(E)]_{\max}$  时, 所得的

$$Q(t_{\max}, V_g) = Q(T_c) = C(V_g)\Delta V_g,$$

$$Q(t_{\max}, V_g) \sim V_g$$

曲线即静态或准静态  $Q(V)$  曲线。而如果取  $t_0 = t_{\min}$ , 在  $\tau(E) > t_{\min}$  的区域中, 则有

$$Q(t_{\min}, V_g) \cong Q_0 = C_0(V_g)\Delta V_g.$$

$Q(t_{\max}, V_g) \sim V_g$  与  $Q(t_{\min}, V_g) \sim V_g$  两根曲线的关系显然类似于准静态  $C(V)$ /高频  $C(V)$  法中两根  $C(V)$  曲线间的关系。不同之点是前者在反型区也是重合或接近重合的 (在  $t_{\min}$  取得偏小时, 由于少数未能完全

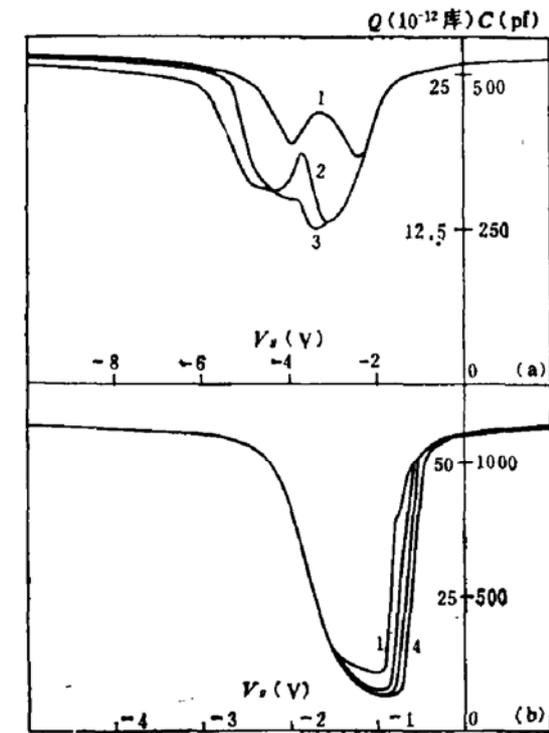


图 4  $Q(t_0, V_g) \sim V_g$  曲线。(a) 禁带中部  $N_{it} \sim 10^{12}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$  的样品。  $N\langle 111 \rangle$ ,  $\rho = 30-50 \Omega\text{-cm}$ ,  $A = 2 \text{ mm}^2$ ,  $\Delta V_g = 50 \text{ mV}$  曲线 1、2、3 的  $t_0$  值为  $65 \text{ ms}$ 、 $60 \mu\text{s}$  及  $20 \mu\text{s}$ , (b) 禁带中部  $N_{it} \sim 10^{10}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$  的样品。  $p < 100 \rangle$ ,  $\rho = 20-30 \Omega\text{-cm}$ ,  $A = 2 \text{ mm}^2$ ,  $\Delta V_g = 50 \text{ mV}$ , 曲线 1-4  $t_0$  值为  $100 \text{ ms}$ 、 $10 \text{ ms}$ 、 $1 \text{ ms}$  及  $100 \mu\text{s}$

平衡反型区  $Q(t_{\min}, V_g)$  略小于  $Q(t_{\max}, V_g)$ ):

利用习知的原理, 可从  $Q(t_0, V_g) \sim V_g$  曲线求出  $E(V_g)$  及  $N_{it}(E)$ 。公式如下:

$$\begin{aligned}
 E(V_g) &= E_0 + q \int_{V_{g0}}^{V_g} [1 - Q(t_{\max}, V_g) / C_{ox} \Delta V_g] dV_g \\
 &= E_0 + q \int_{V_{g0}}^{V_g} (1 - C / C_{ox}) dV_g,
 \end{aligned} \tag{20}$$

$$\begin{aligned}
 N_{ii}(E) &= \frac{\Delta V_g [Q(t_{\max}) - Q(t_{\min})] C_{ox}^2}{q^2 A [\Delta V_g C_{ox} - Q(t_{\max})] [\Delta V_g C_{ox} - Q(t_{\min})]} \\
 &= \frac{(C - C_0) C_{ox}^2}{q^2 A (C_{ox} - C) (C_{ox} - C_0)}.
 \end{aligned} \tag{21}$$

(20)式中,  $E_0 = E(V_{g0})$  为待定值,  $E_0$  及  $C_{ox}$  均用自洽方法确定<sup>[18,21]</sup>.  $E(V_g)$  关系的覆盖能量范围约 1.05 eV, 其确定精度为 0.5 KT 左右,  $C_{ox}$  的相对误差则为  $10^{-3}$  的量级, (21) 式给出的是  $\tau(E) > t_{\min}$  的态的总态密度, 室温下其能量覆盖约 0.6~0.7 eV. 利用低温测试可进一步测到室温下  $\tau(E) < t_{\min}$  的态从而对大部分禁带中的界面态进行检测.

与传统的准静态法及准静态/高频  $C(V)$  法相比,  $Q(t_0)$  法的优点是: 表面势测量更准确; 全禁带范围可测; 低温适用; 无需计算空间电荷区  $Q(V)$  或  $C(V)$  关系, 即使样品在垂直表面的方向掺杂不均匀(例栅区注入反型沟道)也能获得可靠的结果.

#### 4. 瞬态谱方法

若将 Boxcar 双通道取样脉冲分别置于同一半周期中  $t_1$  及  $t_2$  处, 即对  $Q(t)$  设置一个时间常数为

$$\tau_0 \equiv (t_2 - t_1) / \ln(t_2/t_1) \tag{22}$$

的率窗, Boxcar 将输出界面态的电荷瞬态谱  $S(t_2, t_1, V_g) \sim V_g$ :

$$\begin{aligned}
 S(t_2, t_1, V_g) &= S_0 K_1 [Q(t_2, V_g) - Q(t_1, V_g)] \\
 &= S_0 K_1 q^2 A N_{ii}(E) \Delta V_g (1 - C / C_{ox}) (1 - C_0 / C_{ox}) (e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau}) / (1 + e^{-T_c/\tau}).
 \end{aligned} \tag{23}$$

其中  $S_0$  为 Boxcar 的电压放大倍数. 对于  $\tau(E) \leq t_{\min}$  的态, (7)式不再适用,  $C_0$  应由下式自洽确定

$$C_0^{-1}(V_g) = C_{ox}^{-1} + \left[ C_{ox} C / (C_{ox} - C) - q^2 A \sum_j N_{ij}^i(V_g) \right]^{-1} \tag{24}$$

式中  $j$  表示不同类型界面态的序号.

实验所得到的  $S(t_2, t_1, V_g) \sim V_g$  曲线包含着若干个谱峰, 峰区外  $S \cong 0$ . 为了解释这些峰, 令

$$\begin{aligned}
 \frac{dS}{dV_g} &= S \left\{ \frac{d}{dV_g} [\ln(N_{ii}(C_{ox} - C)(C_{ox} - C_0))] \right. \\
 &\quad \left. + \frac{(t_1 e^{-t_1/\tau} - t_2 e^{-t_2/\tau})}{\tau^2 (e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau})} \frac{d\tau}{dV_g} \right\} = 0.
 \end{aligned} \tag{25}$$

为解方程 (25), 先考虑因子  $N_{ii}(C_{ox} - C)(C_{ox} - C_0)$  不随  $V_g$  或  $E$  变化的简单情形, 此时方程(25)的第一项可略去, 成为

$$t_1 e^{-t_1/\tau} - t_2 e^{-t_2/\tau} = 0. \tag{26}$$

式(26)成立的条件就是

$$\tau(E_p) = \tau_0. \quad (27)$$

其中  $E_p = E(V_{gp})$ ,  $V_{gp}$  及  $E_p$  分别为  $S \sim V_g$  谱峰点偏压及相应的界面态能量.

$E_p$  处态的态密度可由谱峰高  $S_p$  求出. 由(24)式

$$N_{it}(E_p) = \frac{(1 + e^{-\tau_0/\tau})C_{ox}^2 S_p}{q^2 A S_0 K_1 \Delta V_g (C_{ox} - C)(C_{ox} - C_0)(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau})}. \quad (28)$$

实验及估算表明,  $S \sim V_g$  谱峰半高的能量范围约为 3—4 KT. 在这一范围中, 因子  $N_{it}(C_{ox} - C)(C_{ox} - C_0)$  不会有很大的变化, 因此可以在方才求得的近似解  $\tau(E_p)$  及  $N_{it}(E_p)$  的基础上求出  $d\tau/dV_g$  及  $dN_{it}/dV_g$ , 代入(25)式, 再利用数字方法求出满足(25)式的  $\tau(E_p)$  值, 进而利用(28)式求出相应的  $N_{it}(E_p)$  值. 计算表明, 这一修正方法是收敛的.

这样,  $S \sim V_g$  谱利用谱峰标定了恒定温度下能量  $E_p$  处界面态互相独立的特征参数  $N_{it}(E_p)$  和  $\tau(E_p)$ . 这不但可以获得相当范围内的  $\sigma(E)$  关系, 还使人们有可能研究一定能量范围内的  $\sigma(T)$  关系. 另一方面, 根据一族谱线上谱峰的排列方式, 还可以将不同类型的界面态区分开来.

实验表明, 一种类型界面态的热发射率  $e_n(E)$  及  $e_p(E)$  分别向着导带边及价带边单调增大. 因此, (15)式所规定的界面态  $\tau(E)$  关系在  $\tau \sim E$  平面上将呈  $\Lambda$  形. 在某一能量  $E_{max}$  处, 因  $e_n = e_p$ ,  $\tau(E)$  取极大值  $\tau_{max}$ . 在  $E_{max}$  两侧,  $\tau(E)$  将由  $e_n$  或  $e_p$  中的一个决定. 实验获得的  $\tau(E_p)$  关系在  $\tau - E$  平面上确实排成明显的  $\Lambda$  形. 当  $\tau_0 \geq \tau_{max}$  时,  $S \sim V_g$  谱线为单峰,  $\tau_0 < \tau_{max}$  时,  $S \sim V_g$  谱为双峰, 因这两个峰分别由  $e_n$  或  $e_p$  两者之一决定, 故由

$$e_n \cong 1/(2\tau_0) \gg e_p \quad (E > E_{max}) \quad (29)$$

$$e_p \cong 1/(2\tau_0) \gg e_n \quad (E < E_{max}) \quad (30)$$

可分别求出  $\Lambda$  形两翼对应的  $e_n(E)$  及  $e_p(E)$ . 若再与(9)、(10)两式结合, 还可求出一翼对应的  $\sigma_n(E)$  及另一翼所对应的  $\sigma_p(E)$  关系.

但是, 除了单峰和双峰的  $S \sim V_g$  谱, 在某些样品中还观察到了多至 4 个峰的  $S \sim V_g$  谱(图 5), 显然, 这是两种不同类型的界面态并存的证据. 它们的谱峰  $\tau(E_p)$  值在  $\tau - E$  平面上排列成两个互不相干的  $\Lambda$  形, 说明这两种类型的态具有不同的俘获发射机构.

实验中还观察到了两个  $\Lambda$  形  $\tau(E)$  关系互相交迭的样品(图 7). 因为各个谱峰从属于不同的  $\tau(E)$  关系, 不难将这两种态区分开来并对它们分别进行  $N_{it}$  和  $\sigma_n, \sigma_p$  的测试.

瞬态谱方法的一个重要优点是它只对时间常数受栅压(表面势)调制的指数型信号产生响应. 实际测量中参与弛豫的诸因素中, 只有界面态信号的时间常数在禁带中有几个量级以上的变化, 少子弛豫、体陷阱俘获发射、测试系统寄生参数等噪声信号的时间常数不是与表面势无关就是在扫描过程中仅有很小的变化. 这就决定了前者在  $S \sim V_g$  谱中表现为分立的谱峰而后者表现为无结构的平滑背景. 利用这一点, 甚至可以在 Boxcar 率窗  $\tau_0$  小于  $t_{min}$  时, 将混杂在一起的界面态弛豫与少子弛豫区分开来. 这就使得瞬态谱方法所获得的结果具有可靠的特点.

利用自制的测试装置,瞬态谱方法可对时间常数自  $7 \mu\text{s}$  至  $100 \text{ms}$ , 态密度为  $2 \times 10^9/\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$  的界面态进行测试。这一水平与已发表的电导法的频率范围及灵敏度大体相当<sup>[20]</sup>。

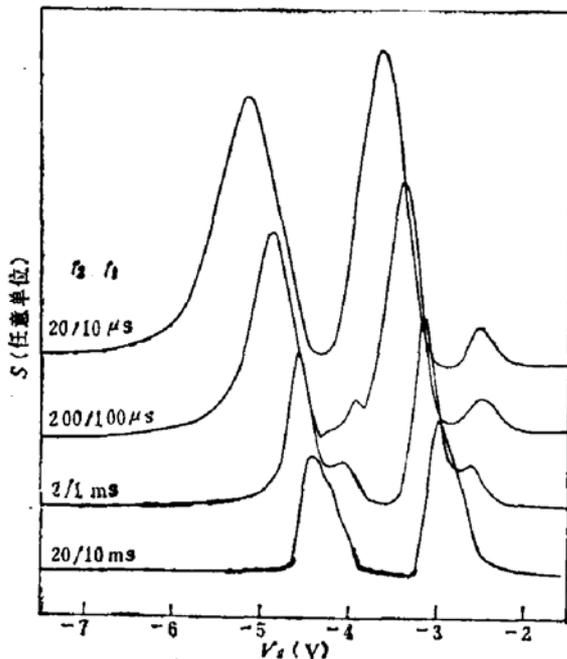


图5 8#样品的  $S \sim V_g$  谱。材料为 N<111> 单晶, 硅栅, 经电子束蒸铝。谱峰明显地排成两个  $\Delta$  形

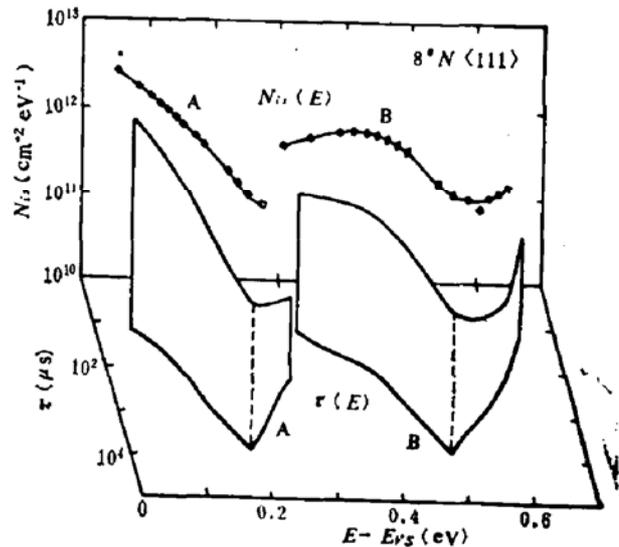


图6 8#样品中态A及态B的  $N_{it}(E)$  关系及双  $\Delta$  形  $\tau(E)$  关系

### 三、实验结果举例

本节所介绍的仅是一些初步的实验结果。样品采用干氧化、硅栅工艺, 源区用离子注入形成, 栅面积  $2 \text{mm}^2$ 。样品分 P 型及 N 型两种分别采用  $20\text{--}30 \Omega \cdot \text{cm}$  的 P 型 (100) 单晶及  $30\text{--}50 \Omega \cdot \text{cm}$  的 N 型 (111) 单晶作衬底。

在 N 型 (111) 单晶衬底的样品中, 观察到了不同类型界面态的并存。

图 5 及图 6 是经过电子束蒸铝的 8# 样品的结果。根据  $S \sim V_g$  谱谱峰排列成的两个  $\Delta$  形  $\tau(E)$  关系, 可以将界面态分为 A、B 两组。在另一个类似的 N 型 (111) 样品 (4#) 中, 这两组态的能量分布是重迭的。这是关于类似实验结果的首次报道。这两类界面态中, 态 A 的  $N_{it}(E)$  向着价带边单调上升, 在距价带边  $0.1 \text{eV}$  处增至  $3 \times 10^{12}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$ 。态 A 的俘获截面大体上与  $E$  无关,  $\sigma_p \cong 10^{-20} \text{cm}^2$  而  $\sigma_n \cong 10^{-11} \text{cm}^2$ 。值得注意的是  $\sigma_n/\sigma_p \cong 10^9$ , 这意味着即使对于近价带边的态, 与导带的电子交换也是不可忽略的。

B 类界面态的  $N_{it}(E)$  分布比较平坦。它的两种俘获截面  $\sigma_n$  与  $\sigma_p$  和能量有一定的依赖关系。其数值在  $10^{-14} \sim 10^{-18} \text{cm}^2$  之间。其起源可能同电子束蒸发时所产生的 X 射线辐照有关。图 7 中还给出了  $Q(t_0)$  法所测到的总态密度, 它与态 A 与态 B  $N_{it}(E)$  之和是相符的。

在 P 型 (100) 样品中 (图 8), 只观察到单一的  $\Delta$  形  $\tau(E)$  关系。  $N_{it}(E)$  分布向着导带边

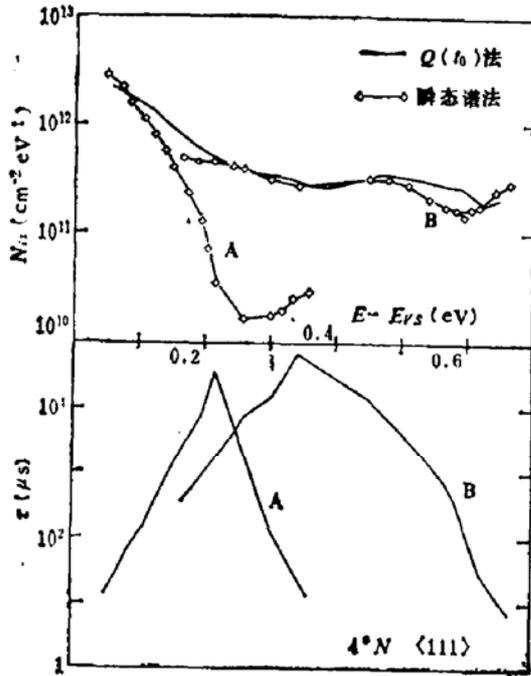


图 7 4\* 样品中态 A 与 B 相互交叉的  $N_{ii}(E)$  分布及其双人形  $\tau(E)$  关系

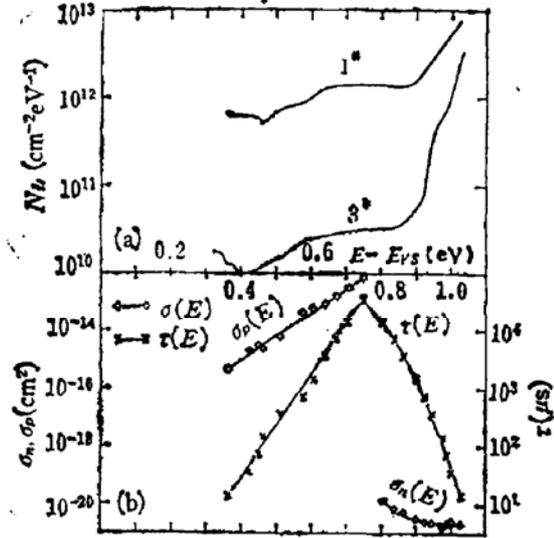


图 8 P 型 <100> 样品中的  $N_{ii}(E)$  分布及  $\tau(E)$ 、 $\sigma(E)$  关系测试温度  $T = 296^\circ\text{C}$ ， $A = 2 \text{ mm}^2$ ，(a)  $N_{ii}(E)$  分布 1\* 样品经电子束蒸铝，3\* 样品未经电子束蒸铝 (b) 1\* 样品的  $\sigma_n(E)$ 、 $\sigma_p(E)$  及  $\tau(E)$  关系

单调上升，但禁带中部的  $N_{ii}(E)$  在经过电子束蒸铝的 1\* 样品中 ( $N_{ii} \sim 2 \times 10^{12} / \text{cm}^2 \cdot \text{eV}$ ) 明显高于未经电子束蒸发的 3\* 样品 ( $N_{ii} \sim 3 - 4 \times 10^{10} / \text{cm}^2 \cdot \text{eV}$ )。图 7(b) 是 1\* 样品的俘获截面， $\sigma$  值明显地与  $E$  有关。3\* 样品中俘获截面也有类似的能量关系。

### 四、结 语

本文提出的 MOS 界面态电荷瞬态谱方法是根据在禁带中连续分布的界面态的特点设计的。这些特点是：

1.  $N_{ii}(E)$  及  $\tau(E)$  在禁带中连续分布，其数值随  $E$  有几个量级的变化；
2. 界面态与多子及少子都有交换过程；
3.  $\sigma_n$ 、 $\sigma_p$  的  $E$ 、 $T$  关系需要通过实验测定；
4. 不同类型的界面态可能混合在一起；
5. 界面态信息常常混杂在少子、体陷阱、分布参数等伴随效应的噪声之中。

利用本文提出的方法，在室温下可以测定大部分禁带（约 1.05 eV）中的  $E(V_g)$  关系及 0.6—0.7 eV 范围内界面态的  $N_{ii}(E)$ 、 $\sigma_n(E)$  及  $\sigma_p(E)$  分布。如果辅以低温测试还可以弄清大部分禁带中的  $N_{ii}(E)$  分布并获得一定能量范围中的  $\sigma(E, T)$  关系。依靠本方法的谱仪特点，可以对同一样品中不同类型的界面态分别进行研究，分别测定它们的特征参数。该方法中，样品漏电、少子及体陷阱效应及低温环境下的分布参数等干扰因素都可以得到抑制。

对界面态的鉴定和特征测试、界面态起源的研究及界面态的工艺监测,本方法有一定的实用意义。

本文的工作曾得到田立林、马鑫荣及陈平同志的帮助,在此表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] T. Sugano, *Surface Science*, **98**, 145 (1980).
- [2] Y. C. Cheng, in *Modern Problems of Surface Physics*, Ed. by Sofia Bulgarian Academy of Science, (1981) p. 620
- [3] E. H. Poindexter and P. J. Caplan, *Prog. in Surface Science*, **14**, 201 (1983).
- [4] S. T. Pantelides, *J. Vac. Sci. Technol.*, **14**, 965 (1977).
- [5] R. B. Laughlin, J. D. Joannopoulos and D. J. Chadi, in *Proc. of the SiO<sub>2</sub> and its Interface*, Pergamon Press, New York, (1978) p. 321.
- [6] T. Sakurai and T. Sugano, *J. Appl. Phys.*, **52**, 2889 (1981).
- [7] K. L. Nagi and C. T. White, *J. Appl. Phys.*, **52**, 320 (1981).
- [8] D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, **45**, 3023 (1974).
- [9] K. L. Wang and A. O. Ewvaraye, *J. Appl. Phys.*, **47**, 4574 (1976).
- [10] M. Schulz and N. M. Johnson, *Appl. Phys. Letters*, **31**, 622 (1977).
- [11] N. M. Johnson, *Appl. Phys. Letters*, **34**, 802(1979).
- [12] M. Schulz and E. Klausmann, *Appl. Phys.*, **18**, 169 (1979).
- [13] T. J. Tredwell and C. R. Viswanathan, *Appl. Phys. Letters*, **36**, 460 (1980).
- [14] E. H. Nicollian and A. Goetzberger, *Bell Syst. Techn. J.*, **46**, 1055 (1967).
- [15] T. C. Poon and H. C. Card *J. Appl. Phys.*, **51**, 5880 (1980).
- [16] R. J. Singh and R. S. Srivastava, *Solid State Electronics*, **26**, 319 (1983).
- [17] M. Schulz, *Surface Science*, **132**, 422 (1983).
- [18] 郑心奋、李志坚, *半导体学报*, **5**, 457(1984).
- [19] J. A. Borsuk and R. M. Swanson, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-27, 2217 (1980).
- [20] A. Goetzberger, E. Klausmann and M. Schulz, *CRC Review, Solid State Sci.*, **6**, 1(1975).
- [21] M. J. McNutt and C. T. Sah, *J. Appl. Phys.*, **46**, 3909 (1975).
- [22] K. Ziegler and E. Klausmann, *Appl. Phys. Letters*, **26**, 400 (1975).

## MOS Interface State Charge Transient Spectroscopy

Zheng Xinyu and Li Zhijian

(Institute of Microelectronics, Qinghua University)

### Abstract

The MOS interface state charge transient spectroscopy (MQTS) presented here is developed on the basis of the authors' previously published pulse  $Q(V)$  method. By investigating the gate charge transient response  $Q(t)$  corresponding to the interface states in a small energy interval  $\Delta E$  ( $\Delta E < kT$ ) at constant temperature  $T$ , (1) the interface state energy-gate voltage relation  $E(V_g)$  over almost the whole forbidden gap, (2) the state density  $N_{it}(E)$  of interface states within the gap and with relaxation time constant from several microsecond to tens millisecond, (3) and the capture cross section  $\sigma_n(E)$  and  $\sigma_p(E)$  are obtainable with a single P or N type specimen. Because the parameters  $N_{it}(E)$ ,  $\sigma_n(E)$  and  $\sigma_p(E)$  are characterized independently by the transient spectrum peaks, no hypothesis about the dependence of  $\sigma_n$  and  $\sigma_p$  on  $E$  or  $T$  is needed. Moreover, by use of the spectrum analysis treatment different types of interface states can be distinguished and characterized respectively even if their energy distribution overlap with each other.

The measurement method and the spectrum analysis principles of MQTS are discussed in the paper. Obvious evidence of the two types of interface states coexisting in the same energy range is also reported.