

Si-SiO₂ 界面态对载流子的俘获性质及 界面态密度随能量的分布

陈开茅 王忠安

(北京大学物理系)

冯初光 张 薈 高玉秀

(北京半导体器件五厂)

1983年10月21日收到

本文提出一个利用电容瞬态技术直接由俘获过程测量不同能量位置界面态俘获截面的新方法,并用它测量了 n 型 Si-SiO₂ 界面态对电子的俘获率和俘获截面。结果表明界面态的电子俘获截面强烈地依赖于界面态的能量位置,即除了导带之下 0.53 到 0.38eV 能量区间之外,俘获截面随着能量向导带底方向变化几乎呈指数地衰减。本文还提出,在界面态的俘获截面与能量有关的情况下,将界面态发射载流子的 DLTS 谱返原成界面态密度随能量分布的方法,并利用它分析了原子氢和分子氢对 n 型 Si-SiO₂ 界面态的退火效果。

一、引言

电容瞬态技术(包括 DLTS)^[1,2] 已广泛而成功地应用于半导体体内深能级杂质缺陷的研究。近几年来,人们把这些技术应用到半导体和绝缘体之间的界面态的研究。结果表明这些技术在测量界面态的各种动力学参量方面同样具有很高的灵敏度^[3,4]。例如可测最小界面态密度约为 $10^8 \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$ 。然而,这些技术在准确测量象界面态这样的连续态的俘获截面以及态密度随能量分布方面尚有一定的困难,主要是以前没有一个准确测量界面态俘获截面的方法,因而没有可供引用的准确的俘获截面数据,无法根据“率窗”将 DLTS 谱的温度轴数值变换为能量,以及进一步将界面态的载流子发射谱(DLTS 谱)返原成为态密度随能量的分布。Johnson 和 Schulz 等人^[3,5]曾经假设界面态的俘获截面与能量无关,并由此将其所测的 DLTS 谱返原成界面态密度随能量的分布。由于这个假设缺乏令人信服的理论 and 实验作依据,他们结果的正确性值得怀疑。

本文提出利用电容瞬态技术直接由俘获过程准确测量不同能量位置的界面态俘获截面的方法,并且以 n 型 Si-SiO₂ 界面态为例进行了测量。方法本身及测量结果对于研究界面的复合和产生性质以及用 DLTS 测量界面态密度分布都是有益的。本文在研究界面态俘获截面的基础上,还提出在俘获截面依赖于能量位置的情况下,将界面态的载流子发射谱返原成态密度随能量分布的分析方法,并且用它对经过原子氢和分子氢退火的 n 型硅 MOS 电容器的 DLTS 谱进行了分析。

二、原 理

1. 界面态俘获截面测量原理

为了简便起见,下面以 n 型硅 MOS 电容器为例,对界面态俘获和发射载流子过程所引起的电容瞬态进行分析。如图 1 所示,对样品施加一直流栅压 V_{Gi} ,使得 MOS 电容器中绝缘体与半导体之间的界面态处于耗尽状态。再对样品加一列脉冲,选择适当的脉冲高度,使得脉冲期间的栅压恰好为平带电压 V_{GFB} ,这时界面态俘获来自导带的电子(见图 2)。在能量 E 处单位能量界面态束缚电子密度 $N_{isn}(E, t_r)$ 与俘获时间(脉冲宽度) t_r 的关系为

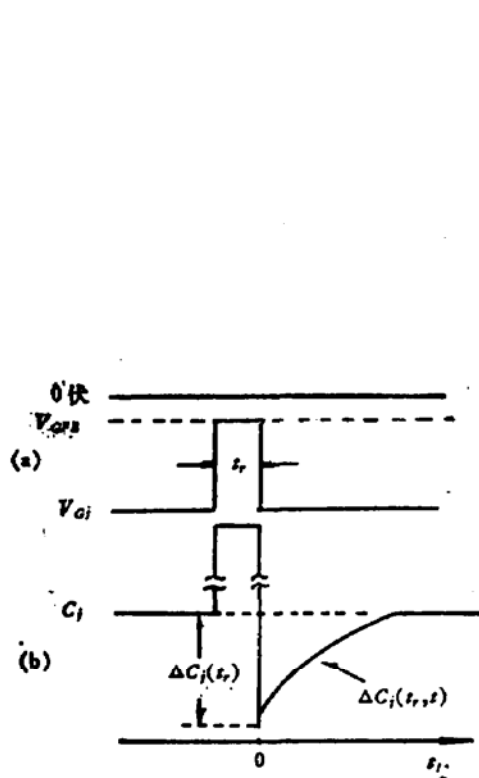


图 1 (a) n 型硅 MOS 电容器的栅压波形,
(b) 界面态俘获和发射电子造成的电容瞬态

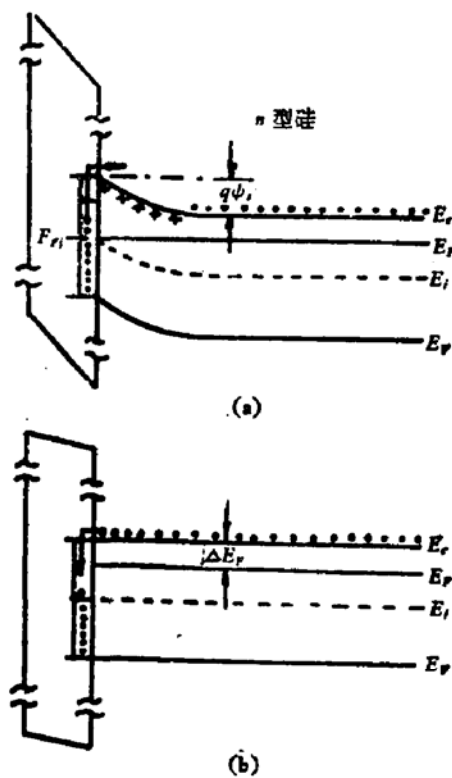


图 2 界面态俘获和发射载流子示意,
(a) 栅压为 V_{Gi} 时能量 E_{Fi} 以上的界面态发射电子,
(b) 平时界面态俘获电子

$$N_{isn}(E, t_r) = \{c_p(E)\tau_c(E) - [C_n(E)n + c_p(E)]\tau_r(E)\}N_{is}(E)\exp[-t_r/\tau_r(E)] + [C_n(E)n + c_p(E)]\tau_r(E)N_{is}(E). \quad (1)$$

其中 $N_{is}(E)$ 为能量 E 处单位能量的界面态密度, n 为半导体表面处导带的电子浓度, $\tau_c(E)$ 和 $\tau_r(E)$ 分别为能量 E 处的界面态热发射过程和俘获过程的时间常数, 它们与电子和空穴的热发射率 $c_n(E)$ 和 $c_p(E)$ 的关系为

$$\tau_c^{-1}(E) = c_n(E) + c_p(E), \quad (2)$$

以及

$$\tau_r^{-1}(E) = \tau_c^{-1}(E) + C_n(E)n. \quad (3)$$

其中 $C_n(E)n$ 是能量 E 处界面态对电子的俘获率, 当中 $C_n(E)$ 是界面态对电子的俘获系数, 它与电子俘获截面 $\sigma_n(E)$ 的关系为

$$C_n(E) = \sigma_n(E)v_n, \quad (4)$$

其中 v_n 是电子的平均热运动速度.

在脉冲过后, MOS 电容器的栅压回到 V_{Gi} , 相应地费米能级和界面能量的交点位置由 ΔE_F 回到 E_{Fi} , 其中 ΔE_F 表示在体内费米能级与导带底的距离. 这时处在 E_{Fi} 以上的界面态将把在脉冲期间俘获的电子发射回到导带, 并为半导体表面电场扫进体内. 适当控制样品温度, 可使界面态在脉冲期间俘获的电子在间歇时间里全部发射到到导带. 取脉冲末了时刻作为描写热发射过程的时间起点, 即 $t = 0$, 在这个过程中, 界面态束缚电子密度与时间的关系为

$$N_{is}(E, t_r, t) = \{N_{is}(E, t_r) - c_p(E)\tau_c(E)N_{is}(E)\}\exp[-t/\tau_c(E)] + c_p(E)\tau_c(E)N_{is}(E). \quad (5)$$

利用(1)和(5)式以及脉冲前后单位面积 MOS 电容 C_i 与栅压 V_{Gi} 的关系可以推演出界面态对载流子的俘获和发射与电容瞬态 $\Delta C_i(t_r, t)$ 的关系为

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(E)F_i\{1 - \exp[-t_r/\tau_r(E)]\}\exp[-t/\tau_c(E)]dE = \epsilon_s N_D^+ C_{ox} \Delta C_i(t_r, t)/C_i^3, \quad (6)$$

其中

$$A(E) = N_{is}(E)\{[C_n(E)n + c_p(E)]\tau_r(E) - c_p(E)\tau_c(E)\};$$

$$F_i = \{1 + g_{is}\exp[-(E - E_{Fi})/kT]\}^{-1},$$

其中 g_{is} 为界面态的简并因子. (6) 式表明在没有体内深能级影响的情况下, MOS 结构的电容瞬态是由不同能量位置的界面态按不同俘获时间常数 $\tau_r(E)$ 俘获载流子和按不同发射时间常数 $\tau_c(E)$ 发射载流子的效果的积分.

为了得到 E_{Fi} 附近小能量范围的界面态俘获和发射过程, 就需要观测栅压为 V_{Gi} 和 V_{Gi+1} 的两电容瞬态, V_{Gi+1} 很接近于 V_{Gi} , 令两电容瞬态相减, 可得处于能量 E_{Fi} 与 E_{Fi+1} 之间的界面态产生的电容瞬态为

$$\Delta C_{i+1}(t_r, t)/C_{i+1}^3 - \Delta C_i(t_r, t)/C_i^3 = - \int_{-\infty}^{\infty} a(E)(F_{i+1} - F_i)\{1 - \exp[-t_r/\tau_r(E)]\} \cdot \exp[-t/\tau_c(E)]dE, \quad (7)$$

其中 $a(E) = A(E)/(\epsilon_s N_D^+ C_{ox})$. 假设界面态的俘获截面在这个小能量间隔中变化不大, 可将(7)式右边积分中的 $\{1 - \exp[-t_r/\tau_r(E)]\}$ 因子作为常数提到积分号外边. 我们定义 S 函数为

$$S_{i,j+1}(t_r, t) = [\Delta C_{i+1}(t_r, t)/C_{i+1}^3 - \Delta C_i(t_r, t)/C_i^3], \quad (8)$$

将(7)式代入(8)式, 就有

$$\ln[1 - S_{i,j+1}(t_r, t)/S_{i,j+1}(\infty, t)] = -t_r/\tau_r(E_{i,j+1}), \quad (9)$$

其中 $E_{i,j+1}$ 是表示 E_{Fi} 至 E_{Fi+1} 的能量间隔, 相应地 S 函数的下角标 $(i, j+1)$ 表示函数定义在 $E_{i,j+1}$ 这个能量间隔中. (9) 式是 $\ln[1 - S_{i,j+1}(t_r, t)/S_{i,j+1}(\infty, t)]$ 对俘获时间 t_r 的直线方程, 其斜率为 $-\tau_r^{-1}(E_{i,j+1})$.

适当调节样品的温度,使得界面态在脉冲期间俘获的电子在脉冲间歇期间能全部发射出来. 测量该温度下样品的平带电压,根据栅压 V_{Gi} 和 V_{Gi+1} 以及平带电压确定相应的俘获脉冲高度,使得在脉冲期间 MOS 电容器的栅压恰好为平带电压. 分别观测两栅压对应的电容瞬态在任一时刻 t 的值随俘获时间 t_r 的变化. 在同样的温度下,测量两栅压对应的电容 C_i 和 C_{i+1} . 用上述测量数据组成 $S_{i,i+1}$ 函数,可以计算出处在能量间隔 $E_{i,i+1}$ 的界面态对电子的俘获时间常数 $\tau_r(E_{i,i+1})$. 一般情况下, $C_n(E)n \gg c_p(E)$ 和 $c_n(E)$, $\tau_r^{-1}(E_{i,i+1}) \approx C_n(E_{i,i+1})n$, 即得到界面态对电子的俘获率,并且由俘获过程中半导体表面处导带的电子浓度 n 可得界面态的电子俘获截面 $\sigma_n(E_{i,i+1})$. 重复上述步骤,取不同的栅压对,调节样品的温度,就可以得到不同能量位置的界面态的俘获率或俘获截面.

2 界面态 DLTS 谱与态密度随能量分布之间的关系

和讨论俘获截面一样,也是以 n 型硅 MOS 电容器为例进行讨论. 根据样品的稳态高频 C-V 测量,选取适当的栅压 V_G ,使得室温时样品的费米能级穿过禁带中央附近的界面态能级,用幅度足够高和宽度足够宽的脉冲,对界面态进行饱和填充. 界面态束缚电子热发射的电容瞬态为

$$\int_{-\infty}^{\infty} \beta(E) N_{it}(E) \exp[-t/\tau_r(E)] dE = -e_s N_D^+ C_{ox} \Delta C(t) / C^3(V_G), \quad (10)$$

其中 $\beta(E) = [1 - c_p(E)\tau_r(E)]$, $C(V_G)$ 是栅压为 V_G 时单位面积 MOS 电容. 经 Boxcar 平均积分器的率窗作用之后,(10)式变成

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \beta(E) N_{it}(E) \{ \exp[-t_1/\tau_r(E)] - \exp[-t_2/\tau_r(E)] \} dE \\ &= -[e_s N_D^+ C_{ox} / C^3(V_G)] \cdot [\Delta C(t_1) - \Delta C(t_2)], \end{aligned} \quad (11)$$

其中 t_1 和 t_2 为延迟取样时间,一般情况下,除在禁带中央若干 kT 之外,在禁带上半部有 $c_n \gg c_p$, 使得 $\beta(E) \simeq 1$, $\tau_r^{-1}(E) \simeq c_n(E)$. 根据细致平衡原理有

$$c_n(E) = \sigma_n(E) V_n N_c \exp(-E/kT). \quad (12)$$

其中 N_c 为导带状态有效密度, k 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度. 当取样时间 $t_2 = 2t_1$ 时,(11)式左边积分中大括号内的函数在

$$E_0 = kT \ln [\sigma_n(E_0) v_n N_c t_1 / \ln 2] \quad (13)$$

处出现峰值,峰的形状锋利. 如果假设界面态密度 $N_{it}(E)$ 在 kT 量级的能量间隔中变化不大,则(11)式左边可以变成

$$-N_{it}(E_0) kT \int_0^1 \frac{(1-z) dz}{[1 - kT d \ln \sigma_n(E) / dE] \ln z}, \quad (14)$$

其中

$$\ln z = -(\ln 2) \exp \left[(E_0 - E) / kT + \ln \frac{\sigma_n(E)}{\sigma_n(E_0)} \right].$$

如果俘获截面 $\sigma(E)$ 具有 $\sigma(E_0) e^{\alpha E}$ 的形式,则 $d \ln \sigma(E) / dE$ 与 E 无关,(14)式的积分结果为

$$N_{it}(E_0) kT \ln 2 / (1 - \alpha kT).$$

将此代入(11)式,可得

$$N_{it}(E_0) = -e_s N_D^+ C_{ox} (1 - \alpha kT) [\Delta C(t_1) - \Delta C(2t_1)] / [C^3(V_G) kT \ln 2]. \quad (15)$$

此式把能量 E_0 处的态密度和温度 T 处的 DLTS 谱值对应起来。利用界面态俘获截面与能量关系的测量结果,由(13)式得出 $E-T$ 对应关系,再利用(15)式可将界面态的 DLTS 谱返原成为态密度随能量的分布。实际的界面态俘获截面与能量关系可能更为复杂,为了保证态密度测量的准确性,可将 $\sigma \sim E$ 资料逐段配成 $\sigma(E_0)e^{\alpha E}$ 的关系,用不同的 α 值代入(15)式。

三、实验和实验结果

1. Si-SiO₂ 界面态的电子俘获性质

MOS 电容器的制作过程是在晶向〈111〉、电阻率 $8-10 \Omega \cdot \text{cm}$ 的抛光 n 型硅单晶片上,经炉温 1100°C 含 6% 三氯乙烯的干氧气氛中氧化生长 $1500\text{\AA}$ 的氧化层,在正面氧化层上蒸铝,经反刻铝后形成栅电极,片子背面去氧化层并蒸上镍膜,在温度为 470°C 的氮气气氛中合金 20 分钟以便形成良好的欧姆接触。经稳态高频 $C-V$ 分析得到这种样品中的浅施主浓度 N_D 为 $6.2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 。

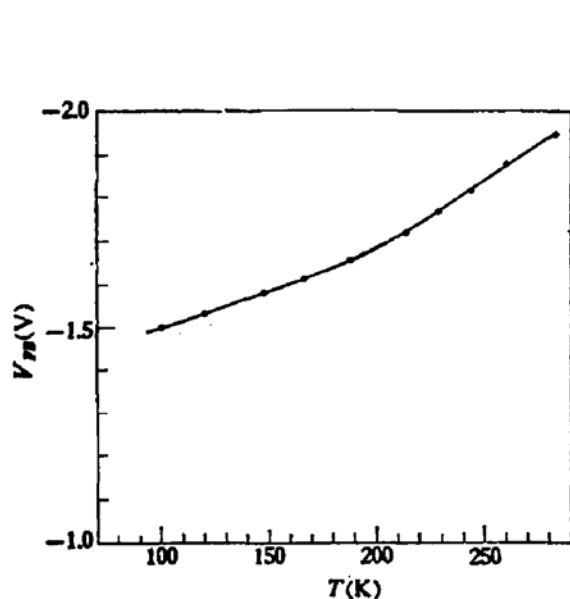


图3 n型硅 MOS 电容器平带电压与温度的关系 MOS 电容器 〈111〉 n 型硅 $1500\text{\AA}$ SiO₂ (掺三氯乙烯氧化)

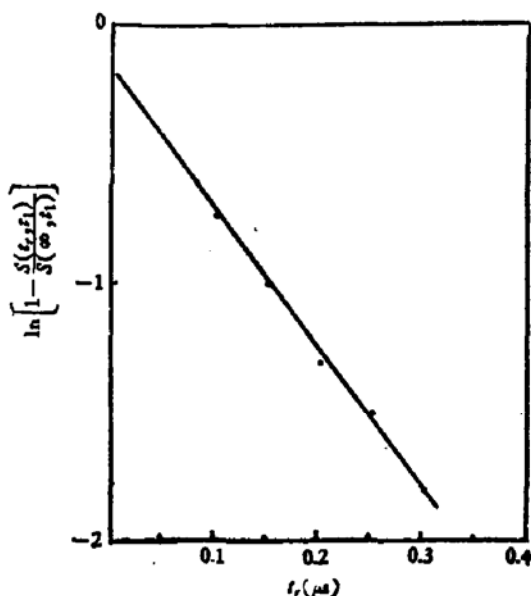


图4 导带之下 $0.40-0.37\text{eV}$ 间的界面态的电容瞬态在 $t_1 = 0.3\text{ms}$ 的值随俘获时间 t_r 的变化 ($T = 229\text{K}$)

界面态电子俘获过程测量步骤: (1) 用 MODEL 410 $C-V$ PLOTTER 测量 77 到 300K 温度范围的稳态高频 $C-V$ 曲线, 从中得到样品的平带电压和温度关系, 见图 3。(2) 施加栅压 V_{Gi} , 调节样品的温度, 使界面态的载流子占据状态在脉冲的间歇期间达到稳定。根据平带电压定出脉冲幅度 V_i 和 V_{i+1} , 使得 $V_{Gi} + V_i = V_{Gi+1} + V_{i+1} = V_{GFB}$ (平带电压)。(3) 分别观测两栅压在同温度下的电容瞬态 $\Delta C_i(t_r, t)$ 和 $\Delta C_{i+1}(t_r, t)$ 在任一时刻 t 的值随俘获时间 t_r 的变化。在本实验中, 我们用两个 MODEL 164 GATED INTEGRATOR 和一个 MODEL 162 BOXCAR AVERAGER 组成双通道取样积分器, 使它的

A-B 功能输出 $\Delta C_j(t_r, t_1) - \Delta C_j(t_r, t_2)$. 调节 t_2 使 $\Delta C_j(t_r, t_2) \simeq 0$, A-B 功能输出的是 $\Delta C_j(t_r, t_1)$. 根据 $\Delta C_j(t_r, t_1)$ 、 $\Delta C_{j+1}(t_r, t_1)$ 以及同温度两栅压对应的 MOS 电容 C_j 和 C_{j+1} 组成 $S_{j,j+1}(t_r, t_1)$ 函数, 求出 $E_{j,j+1}$ 的界面态的俘获率和俘获截面.

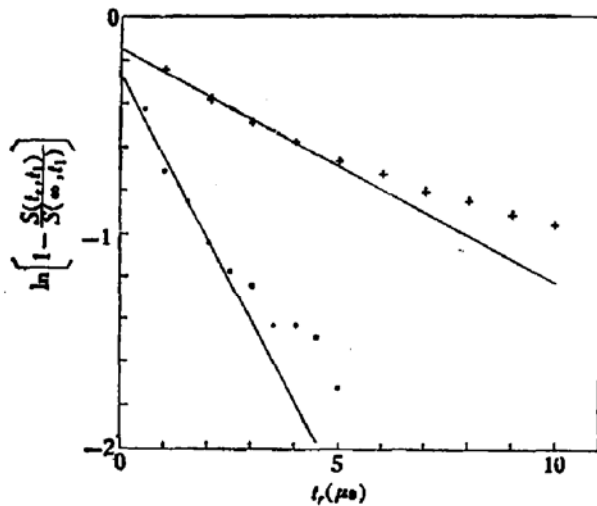


图5 界面态俘获电子的电容瞬态

+ 表示导带之下 0.19—0.22eV 的界面态 (147.3K),
 • 表示导带下 0.23 至 0.26 eV 的界面态 (160K),
 $t_1 = 0.25\text{ms}$

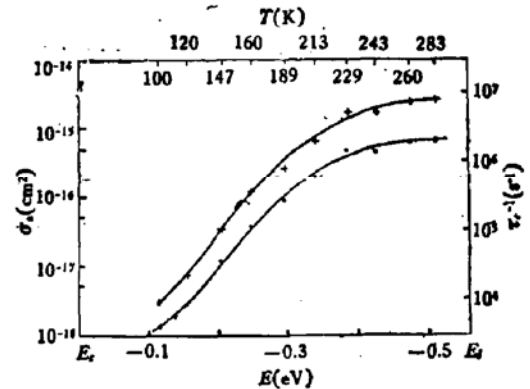


图6 界面态电子俘获率和俘获截面与能量关系

测量结果示于图4—图6. 图4示出导带之下 0.40 至 0.37eV 间的界面态俘获电子的电容瞬态在 $t_1 = 0.3$ 毫秒时的值随俘获时间 t_r 的变化. 图中的数据表明

$$\ln \left[1 - \frac{S(t_r, t_1)}{S(\infty, t_1)} \right]$$

对 t_r 的关系基本是线性的. 这一事实说明两个问题: (1) 在俘获过程中半导体表面处导带的电子浓度基本上不变. 我们假设它就等于体内导带的电子浓度 $n = n_0 = N_D^+$. (2) 在这个小能量间隔中界面态的俘获截面变化不大, 能满足原理中的假设. 随着能量位置向导带底变化, 我们看到 $\ln \left[1 - \frac{S(t_r, t_1)}{S(\infty, t_1)} \right]$ 与 t_r 的线性关系变差, 见图5. 这说明在这些地方的界面态电子俘获截面在小能量间隔中已有显著变化, 原理中的俘获截面缓变假设不能满足, 这时测量的俘获截面只能是小能量间隔中的平均值. 表1表示界面态. 电子俘获截面与能量和温度的关系, 其中温度为147K时, 处在导带之下 0.17 至 0.24eV 能量范围的界面态的俘获截面随能量迅速变化, 在这个不大的范围中随着能量向导带底变化, 俘获截面大约变小一个数量级. 表中还示出能量 -0.17 和 -0.24eV 处的俘获截面在不同温度时的数值, 它们没有表现出与温度的依赖关系. 图6示出在禁带上半部 Si-SiO₂ 界面态电子俘获率和俘获截面随能量的变化. 注意到图中的数据是在不同的温度下测量的, 界面态电子俘获截面可能与温度有关. 但是从表1反映出俘获截面随能量的强烈变化, 而与温度关系不大, 以及从随着能量向导带底变化, $\ln \left[1 - \frac{S(t_r, t_1)}{S(\infty, t_1)} \right]$ 与 t_r 的线性关系严重变坏等情况看来, 图6主要是表示界面态电子俘获截面随能量的变化, 即从 -0.5 至 -0.4eV, 俘获截面缓慢变小, 从 -0.4 到 -0.1eV, 俘获截面几乎以指数形式迅速衰

减,约变小两个多数量级,而随温度的变化是比较弱的。

表 1 界面态俘获截面与能量和温度的关系

$\sigma_n(E)(10^{-14}\text{cm}^2)$		能 量 $E(\text{eV})$		
		-0.17	-0.20	-0.24
温度 $T(\text{K})$	130	4.31		
	147.3	3.35	11.97	30.51
	160			32.10

2. 用 DLTS 测量界面态密度随能量的分布

利用图 6 所示的界面态电子俘获截面与能量的关系,由 (13) 式计算出能量位置 and

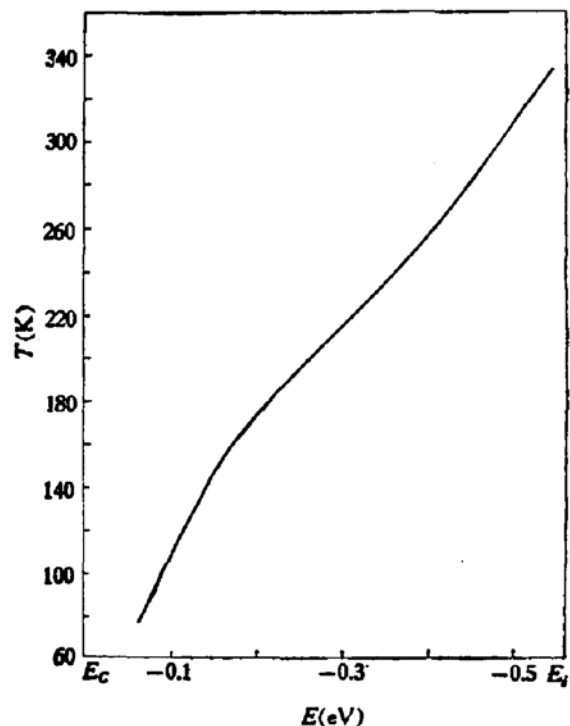


图 7 界面态的能量与 DLTS 谱温度对应关系

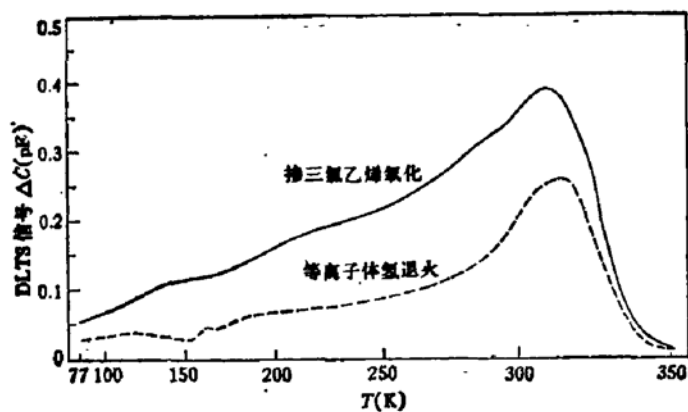


图 8 等离子体氢退火前后 MOS 电容器界面态的 DLTS 谱

DLTS 谱温度的对应关系 (见图 7)。利用图 7 和 (15) 式就可以把 DLTS 谱在各个温度上的数值返原成界面态密度随能量的分布。在返原的过程中应当对不同的能量范围用不同的 α 值代入 (15) 式。根据对图 6 数据的分析, 我们取 α 的数值为: 在 -0.5 至 -0.4 eV 之间, $\alpha = -2.97/\text{eV}$; 在 -0.4 至 -0.05 eV 之间, $\alpha = -23.03/\text{eV}$ 。

图 8 示出掺三氯乙烯氧化的 n 型硅 MOS 电容器在等离子体氢 (原子氢) 退火前后的界面态 DLTS 发射谱, 图 9 示出由图 8 返原出来的界面态密度随能量的分布。这两幅图说明等离子体氢对界面态有一定的退火效果。图 10 表示氮氢混合气体 ($\text{H}_2:\text{N}_2 = 20:80$) 对界面态有良好的退火效果。

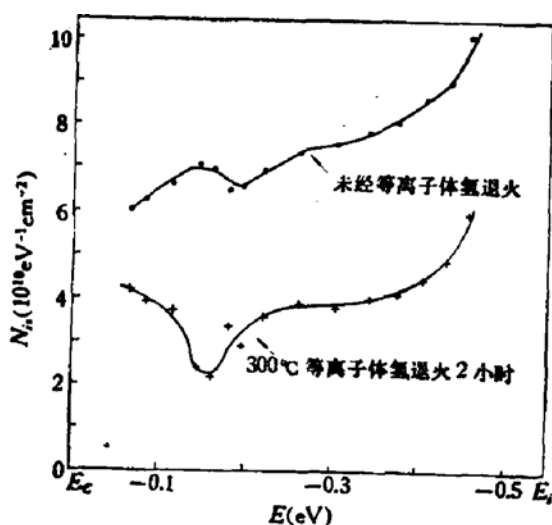


图 9 等离子体氢退火前后 MOS 电容器界面态密度随能量分布

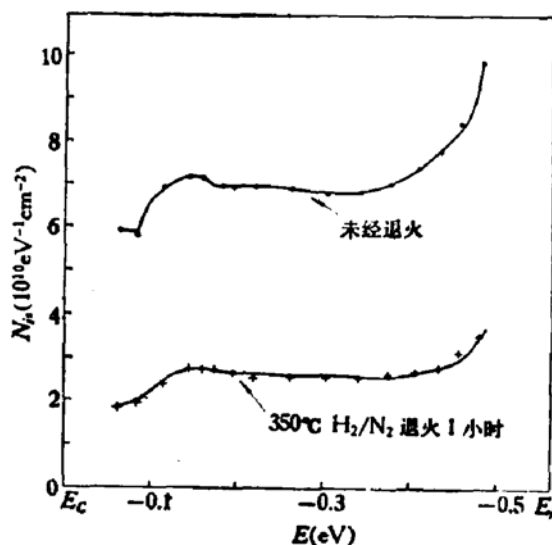


图 10 H_2/N_2 气体退火前后 MOS 电容器界面态密度随能量分布

四、讨 论

Schulz 和 Johnson 等人^[5,7]曾经用电容瞬态技术 (包括 DLTS) 研究了界面态的俘获截面。由于他们的关于俘获截面与能量无关的假设缺少必要的理论或充分的实验作依据以及采用间接的测量方程, 其结果的正确性是值得怀疑的。

本文提出的方法是根据界面态对导带电子 (或价带空穴) 俘获过程直接测量俘获截面的方法。通过减小两栅压 V_{G1} 和 V_{G1+1} 的差值, 使与之相应的能量间隔 $E_{F1,i+1}$ 变小, 可以得到更准确的俘获截面及其与能量的关系。

前面已经指出过, 当俘获截面随能量变化比较强烈时, $\ln \left[1 - \frac{S(t_r, t_1)}{S(\infty, t_1)} \right]$ 与 t_r 的线性关系变差, 此时所测俘获截面只代表小能量间隔中的平均值。在这之中的测量误差可按下述方法估计: 当用 $\sigma = \sigma(E_0)e^{\alpha E}$ 来近似不同能量范围的俘获截面与能量关系时, 可得测量的相对误差为

$$\left| \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \right| = |\alpha \Delta E| \quad (16)$$

其中 ΔE 等于小能量间隔。一般情况下,在 -0.5 至 -0.4eV 范围内可使 ΔE 小于 0.04eV ,由(16)式估得俘获截面测量误差为 12%;在 -0.4 至 -0.05eV 范围内,可使 ΔE 小于 0.02eV ,由(16)式估得测量误差约为 50%。这些误差比 Johnion^[6] 用间接测量方法测量界面态俘获截面的误差小得多,在他发表的数据图中标明测量误差约一个数量左右。这一对比恰好说明本文测量方法的准确性。

利用这个方法对掺 6% 三氯乙烯氧化的 n 型硅 MOS 电容器界面态研究的结果表明:界面态的电子俘获截面强烈地依赖于能量,即从禁带中央附近到导带底以下 0.1eV 附近,俘获截面变小了两个多数量级。我们的这一结果和 Deuling 等人^[7]利用电导和频率关系测量的结果在俘获截面随能量变化的趋势方面是很一致的,衰减的数量级也是很接近的,所不同的是他们测的数值比我们的大一个数量级左右。这种数值上的差别可能是他们的间接测量方法的不确定性以及引进数据分析方法所造成的。值得注意的是我们的测量样品和界面态分布与他们的是很不相同的,而测量的俘获截面随能量的变化又是很一致的,这说明俘获截面是反映界面态本质方面的动力学参量。

Schulz 和 Johnson 等人^[5]在假设俘获截面与能量无关的前提下,将 DLTS 谱返原成界面态密度随能量的分布。相比之下,本文利用俘获截面与能量的关系把 DLTS 谱返原成界面态密度随能量分布的方法更具有实用的意义。

在这个工作中,在测量和样品的处理方面得到金泗轩、武兰青和陈凯来等同志的帮助,北京市半导体器件五厂六车间和一车间的许多同志为我们制作了实验样品。在此对他们表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] C. T. Sah, L. Forbes, L. I. Rosier and A. F. Tasch, Jr., *Solid-State Electron.*, **13**, 759 (1970).
- [2] D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, **45**, 3023 (1974).
- [3] N. M. Johnson, D. J. Bartelink and M. Schulz, *The Physics of SiO₂ and Its Interface*, edited by S. T. Pantelides, Pergamon, New York, (1978), pp. 421—427.
- [4] K. L. Wang, *J. Appl. Phys.*, **47**, 4574 (1976).
- [5] M. Schulz, and N. M. Johnson, *Solid State Commun.*, **25**, 481 (1978).
- [6] N. M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 802 (1979).
- [7] H. Deuling, E. Klausmann and A. Goetzberger, *Solid. State Electron.*, **15**, 559 (1972).

Carrier Capture Properties of the Interface States at Si-SiO₂ Interface and the Energy Distribution of the Densities of Interface States

Chen Kaimao, Wang Zhongan

(Department of Physics, Beijing University)

Feng Chuguang, Zhang Qiang and Gao Yuxiu

(Beijing 5th Manufactory of Semiconductor Devices)

Abstract

A new method for measuring the capture cross sections of interface states is suggested by using transient capacitance technique, and this method has been used to measure the electron capture rates and cross sections of the interface states at n-type Si-SiO₂ interface. The results show that the electron capture cross section strongly depends on the energy, i.e. σ_n almost exponentially decreases with energy towards the edge of the conduction band except for the interval of 0.53 to 0.38 eV from the conduction band. A method for interpreting the DLTS emission spectra of the carriers trapped at interface states into the energy distribution of the densities of interface states is also suggested in the case that the capture cross section depends on the energy, and this method has been used to analyse the results of the interface states at n-type Si-SiO₂ interface annealed by atomic hydrogen and molecular hydrogen.