

用新方法测量 Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面与温度及能量的关系*

陈开茅 武兰青 许惠英

(北京大学物理系, 北京 100871)

刘 鸿 飞

(北京有色金属研究总院, 北京 100088)

摘 要

本文提出了一个利用载流子填充电容瞬态初始时间变化率, 准确测量在绝缘体与半导体界面上的界面态俘获截面的方法, 其中考虑了电荷势反馈效应对载流子填充过程的影响, 并给出准确计算这种影响的简单方法。将这一方法用于测量 n 型硅 MOS 电容器中的 Si-SiO₂ 界面态。结果表明其电子俘获截面强烈地依赖于温度和能量。

关键词 载流子填充电容瞬态、电荷势反馈效应、Si-SiO₂ 界面态、俘获截面与温度及能量的关系。

1 引 言

Si-SiO₂ 界面态载流子俘获截面的测量, 是一个具有理论和实践意义的课题。有关这种俘获截面的知识对于了解界面缺陷的本性、界面态的能量分布以及界面缺陷的载流子俘获动力学性质都是基本的和必须的。它的重要性还在于可以用它去估计界面缺陷对半导体表面少数载流子产生-复合的影响以及供改进 MOS 器件性能作参考。这种测量一直具有很大的吸引力, 并且已有若干种方法先后问世。但是各个研究小组所发表的结果十分不一致^[1-8]。

Schulz 和 Johnson 报道过 Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面只与温度有关的结果^[2], 这与文献[3]的报道是矛盾的。文献[3]的结果是俘获截面随能量改变而与温度无关。俘获截面的能量关系也为 Deuling 等人用传统的电导法测量过^[4], 他们未考虑俘获截面与温度的关系。Teruaki 等人报道过俘获截面具有强的能量关系和比较弱的温度关系^[7]。不久前 Vuillaume 等人发表的文章^[5]支持了 Schulz 和 Johnson 的结果。

造成上述不一致的主要原因是 Si-SiO₂ 界面态的性质太复杂, 它的载流子俘获截面既与

1991-06-20 收稿, 1992-07-16 收修改稿。

* 国家自然科学基金资助项目。

能量有关又与温度有关。一般地说,测量这样的物理量的最好方法是,首先将界面态所在的能量区间分成许多小间隔,然后用下述两种可能途径之一去测量每个子能量区间的界面态载流子俘获截面:(1)测量一个子能量间隔界面态俘获截面的温度关系;然后对所有子能量区间作同样的测量,得到一组实验数据。结果俘获截面对温度和能量的依赖关系得到测量。(2)令测量样品处于一恒定温度,并测量每一个子能量区间的界面态俘获截面,得到了在那个温度下俘获截面随能量的变化。在一系列不同的恒定温度下,重复这些步骤,我们能够得到俘获截面与能量与温度的完整关系。原则上,上述两个途径都是可行的,但是途径(1)具有某些技术上的问题,因为半导体的 Fermi 能级随温度移动,结果由 MOS 结构的偏置(包括脉冲偏置)所选择的界面态的能量位置也随温度改变。这样,能量位置和温度对俘获截面的影响就互相关联起来,并且俘获截面对温度和能量的真实关系就不能由途径(1)来得到了。多数报道过的测量界面态俘获截面的方法或多或少都有这样的问题。

在本文中,我们提出了一个利用载流子填充电容瞬态初始时间变化率准确测量界面态俘获截面的方法,详细考虑了在脉冲初始时刻界面态束缚电荷对半导体表面势垒的反馈效应,以及这一效应对载流子填充电容瞬态初始时间变化率的影响,使俘获截面能够准确地从中提取出来。我们还发表了用这一新的方法按前述的(2)途径测量 Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面的结果。

2 实验原理

2.1 界面态束缚电荷对半导体表面势的反馈效应

图1示出在用载流子填充界面态过程测量俘获截面的实验中,施加于 MOS 结构的栅压波形及相应的电容瞬态。在脉冲到来时刻,栅压由 V_{bi} 阶跃成平带电压 V_{FB} , 由于界面态束缚电荷 Q_{it} 的变化需要有一个时间过程,而不能象栅压那样突变,这就要求在半导体表面有一个相应的多数载流子(下面以 n 型硅半导体的电子为例)累积,以便满足 MOS 结构栅压工作方程的要求。这样在脉冲的初始阶段,有时甚至是整个宽脉冲,虽然 MOS 结构是工作在平带电压下,但其半导体表面并不处于平带状态,而是能带在表面向下弯曲,见图 2(b) 中的虚线。这也就是说,半导体表面势 ϕ_s 不为零,而是一个和需要填充的界面态的量有关的正电荷势 ϕ_{CPF} 。这种现象被称为电荷势反馈效应^[9]。这种能带向下弯曲的程度随着半导体表面累积的电子数量为界面态俘获数量的增加而不断地减小,直到脉冲宽度趋于无穷,界面态电荷趋于新的稳定值时,半导体表面才接近于平带状态。

电荷势反馈效应(简称 CPF 效应)的存在造成半导体表面自由电子浓度随时间变化,从

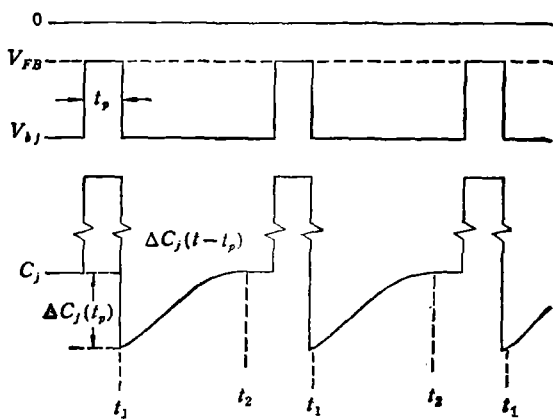


图1 MOS 结构的栅压波形及其相应的电容瞬态示意图

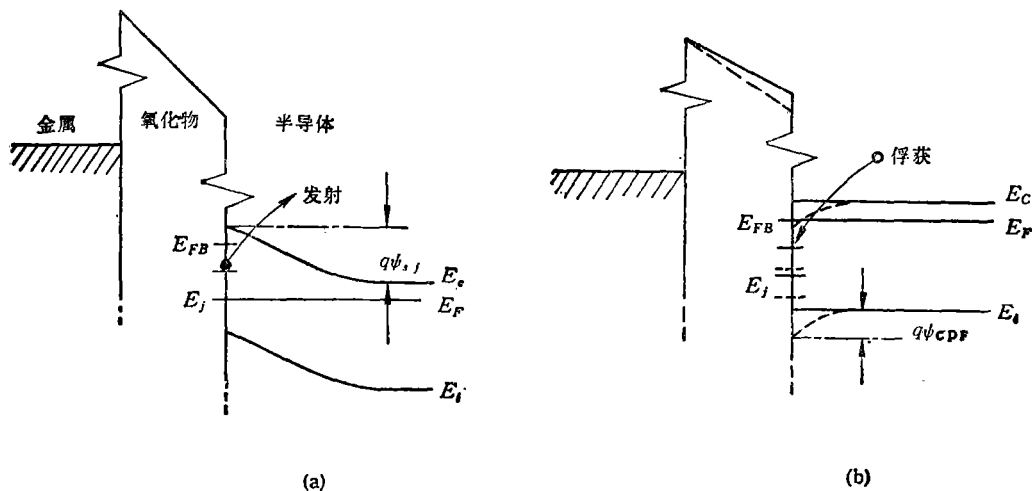


图 2 MOS 结构的能带草图。

(a) 界面态束缚电子热发射过程, (b) 在平带电压下, 电子填充界面态的过程

而使界面态的载流子填充过程变得非常复杂, 以致于不能用指数时间函数去描述它^[3]。同样脉冲过后也存在 CPF 效应, 使得 Fermi 能级附近界面态束缚载流子浓度在热发射过程中按非指数时间函数衰减。这就给利用载流子填充过程测量界面态俘获截面的方法造成巨大的麻烦。

我们提出的测量方法在理论上不要求对上述载流子填充和热发射过程有具体深入地了解, 只要知道在脉冲初始时刻界面态被载流子填充的速度, 就不存在上述困难了。下面讨论脉冲初始时刻半导体表面自由电子浓度 n_s 的计算方法。当 MOS 结构在偏置 V_{bi} 作用下, 其中的 Si-SiO₂ 界面处于稳定耗尽状态时, MOS 结构的工作方程为

$$V_{bi} = -\frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \phi_m - \frac{Q_{sc}(\phi_{si}) + Q_{it}(\phi_{si})}{C_{ox}} + \phi_{si}, \quad (1)$$

其中 Q_{ox} 是单位面积氧化层中的固定电荷, C_{ox} 是单位面积氧化层电容, ϕ_m 是金属与硅的功函数差, $Q_{it}(\phi_{si})$ 是栅压为 V_{bi} 时单位面积界面态电荷, ϕ_{si} 是半导体表面势。 Q_{sc} 是单位面积半导体表面层电荷, 在偏置(包括脉冲偏置)使 MOS 结构处于多数载流子累积状态时, 它是电子电荷, 在偏置于耗尽状态时, 它是离化施主电荷, 在偏置于反型时, 它是离化施主电荷和反型电荷(空穴电荷)之和。一般情况下, 半导体表面层电荷密度与表面势 ϕ_s 的关系(据泊松方程的解)可以表示为^[10]

$$Q_{sc}(\phi_s) = \pm \sqrt{2kT\epsilon_s} [(n_i^2/N_D)(e^{-\beta\phi_s} + \beta\phi_s - 1) + N_D(e^{\beta\phi_s} - \beta\phi_s - 1)]^{1/2}, \quad (2)$$

其中 $\beta = q/kT$, k 是波尔兹曼常数, T 是绝对温度, q 是电子电荷的绝对值, ϵ_s 是半导体的介电常数, n_i 是半导体的本征载流子浓度, N_D 是半导体中均匀分布的浅施主浓度。在偏置 V_{bi} 使界面处于耗尽或电子累积状态时, (2) 式简化为

$$Q_{sc}(\phi_{si}) = \pm \sqrt{2kT\epsilon_s N_D} (e^{\beta\phi_{si}} - \beta\phi_{si} - 1)^{1/2}. \quad (3)$$

在脉冲电压 V_P 的作用下, MOS 结构的偏压突然由 V_{bi} 变成平带电压 V_{FB} 。在脉冲初始

时刻,即 $t = 0^+$ 时刻,由于 Q_{it} 来不及变化,仍然是 $Q_{it}(\phi_{ij})$, 而 Q_{ic} 能迅速跟上变化,这时的 MOS 结构工作方程为

$$V_{FB} = V_{bi} + V_p = -\frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \phi_{mi} - \frac{Q_{ic}[\phi_{CPF}(0)] + Q_{it}(\phi_{ij})}{C_{ox}} + \phi_{CPF}(0), \quad (4)$$

其中 $\phi_{CPF}(0)$ 是电荷势反馈效应引起的过冲表面势 $\phi_{CPF}(t)$ 的初值, $Q_{ic}[\phi_{CPF}(0)]$ 是这一效应在半导体表面引起的多数载流子积累电荷的初值. 当脉冲宽度 t_p 趋于无限宽时, $\phi_{CPF}(t) \rightarrow 0$, $Q_{ic}(\phi_{CPF})$ 趋于 $Q_{ic}(0) = 0$, $Q_{it} \rightarrow Q_{it}(0)$, 这时 MOS 结构的工作方程为

$$V_{FB} = V_{bi} + V_p = -\frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \phi_{mi} - \frac{Q_{it}(0)}{C_{ox}}, \quad (5)$$

其中 $Q_{it}(0)$ 是半导体表面处于平带状态时的界面态电荷. 由(1),(4)和(5)三方程式可得

$$C_{ox}\phi_{CPF}(0) - Q_{ic}[\phi_{CPF}(0)] = -[Q_{it}(0) - Q_{it}(\phi_{ij})] \quad (6)$$

和

$$(V_p + \phi_{ij})C_{ox} - Q_{ic}(\phi_{ij}) = -[Q_{it}(0) - Q_{it}(\phi_{ij})], \quad (7)$$

其中

$$Q_{ic}[\phi_{CPF}(0)] = \pm \sqrt{2kT\epsilon_s N_D} [e^{\beta\phi_{CPF}(0)} - \beta\phi_{CPF}(0) - 1]. \quad (8)$$

(6)式左边包含着待求算的 $\phi_{CPF}(0)$, 而它的右边是在稳态的情况下, MOS 结构处于平带电压 V_{FB} 和耗尽偏置 V_{bi} 分别决定的两种状态的界面态电荷的差. 如果通过 DLTS 或电容瞬态等的测量已经知道界面态在半导体禁带中的分布, 则(6)式右边是已知的, 于是利用(6)和(8)两式很容易由数字解出 $\phi_{CPF}(0)$. 如果不这样做, 而想利用高频 C-V 分析和脉冲高度 V_p 先得到(7)式左边的数值, 再利用(6)和(7)式的左边应该相等也可以求得 $\phi_{CPF}(0)$. 将得到的 $\phi_{CPF}(0)$ 代入(11)式即可求得脉冲初始时刻半导体表面的自由载流子(电子)浓度 $n_i(0)$.

2.2 载流子填充电容瞬态初始时间变化率与界面态俘获截面的关系

界面态和 Si 导带之间的载流子交换可用一级反应动力学来描述. 由于只让 n 型 Si MOS 结构中 Si 表面处于耗尽或多数载流子(电子)累积状态, 故少数载流子的作用被忽略, 并且只有处于 Si 禁带上半部的界面态能够为实验探测. 当脉冲到来时, 一个非平衡电荷交换开始, 即 Si 导带的电子为界面态俘获, 同时界面态热发射电子到导带. 在这一过程中, 界面态的电子占据率对时间的微分方程为

$$\frac{\partial f_{it}(E, t)}{\partial t} = c_n(E, T)n_i(t)[1 - f_{it}(E, t)] - e_n f_{it}(E, t), \quad (9)$$

其中 e_n 是电子发射率, $c_n(E, T)$ 是电子俘获系数, 它与电子俘获截面 $\sigma_n(E, T)$ 的关系为

$$c_n(E, T) = \sigma_n(E, T)v_n \quad (10)$$

以及半导体表面电子浓度为

$$n_i(t) = n_D \exp \left[\frac{q\phi_{CPF}(t)}{kT} \right]. \quad (11)$$

v_n 是电子热运动速度, n_D 是半导体内载流子浓度. 由于 n_i 是一个和界面态的载流子填充过程有关的时间函数, 因此很难从(9)式中求出 $f_{it}(E, t)$ 的解析解. 但是可以知道 $f_{it}(E, t)$ 的一些重要特点, 在俘获过程中, 当脉冲宽度趋于无穷时, 界面态为电子饱和填充, 这时(9)式左边为零, 由其右边给出 $f_{it}(E, \infty)$ 等于 $f_{FD}(E)$, 即平带时费米狄拉克统计分布函数, 其具体形

式为

$$f_{FD}(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

式中 E 和 E_F 均以 Si 导带底为参考点。如果脉冲到来之前界面态已经达到偏置 V_{bi} 决定的稳定耗尽状态, 则有 $f_{ii}(E, t)$ 的初始状态 $f_{ii}(E, 0) = f_{FD}(E, \phi_{ij})$, 以及

$$f_{FD}(E, \phi_{ij}) = \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - q\phi_{ij} - E}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (13)$$

在一个完整的载流子填充过程中, 界面态的电子占据函数 $f_{ii}(E, t)$ 就是从(13)式表示的初态变化到(12)式表示的终态。由于电荷势反馈效应的存在, $f_{ii}(E, t)$ 不可能是含时间的解析函数, 自然也不会是指数函数。这对于利用载流子填充过程测量界面态俘获截面的方法来说, 将是一个极大的麻烦。下面我们寻求探测界面态俘获截面的新原理。

调节电压脉冲高度 V_p , 恰好使 MOS 结构从直流偏置 V_{bi} 变为平带电压 V_{FB} , 脉冲宽度 t_p , 这种脉冲引进的电子对处于能级 E_j 和 E_{FB} 之间的界面态进行填充, 在脉冲过后界面态把被填充的电子热发射到导带, 产生相应的电容瞬态 $\Delta C_j(t_p, t)$ 。记录 t_1 和 t_2 两个时刻电容瞬态值的差 $\Delta C_j(t_p, t_1, t_2)$ 。其它条件不变, 让偏压 V_{bi} 微变成 V_{bi+1} , 相应地 Fermi 能级 E_F 与 Si-SiO₂ 界面的交点由 E_j 变为 E_{j+1} , 得到处于 E_{j+1} 和 E_{FB} 之间的界面态的电容瞬态 $\Delta C_{j+1}(t_p, t)$ 。仿照参考文献[1]定义 S 函数为

$$S_{j,j+1}(t_p, t_1, t_2) = \Delta C_{j+1}(t_p, t_1, t_2) / C_{j+1}^3 - \Delta C_j(t_p, t_1, t_2) / C_j^3, \quad (14)$$

其中 C_j 和 C_{j+1} 分别是 MOS 结构在偏压 V_{bi} 和 V_{bi+1} 时的电容。 $S_{j,j+1}$ 所描述的是能量 E_j 和 E_{j+1} 之间的界面态被脉冲引进的载流子填充的过程。我们还定义 Z 函数为

$$Z_{j,j+1} = \ln [1 - S_{j,j+1}(t_p, t_1, t_2) / S_{j,j+1}(\infty, t_1, t_2)]. \quad (15)$$

如果被探测的界面态是在 E_{FB} (平带时 Fermi 能级与 Si-SiO₂ 界面的交点) 以下 2—3kT 的地方, 则在脉冲初始时刻, 方程(9)右边第一项(俘获电子)远远大于第二项(发射电子), 于是第二项可以忽略不计。在这种情况下, 利用 MOS 结构电容瞬态与界面态载流子填充和热发射的关系以及(9)式可以证明

$$\left. \frac{\partial Z_{j,j+1}}{\partial t_p} \right|_{t_p=0^+} = -\sigma_n(T, E_{j,j+1}) v_n n_i(0), \quad (16)$$

其中

$$E_{j,j+1} = (E_j + E_{j+1})/2. \quad (17)$$

$\sigma_n(T, E_{j,j+1})$ 是温度为 T 时, $E_{j,j+1}$ 处界面态的电子俘获截面。

根据上述理论分析, 我们可以先测出某一温度下, 各个能量位置的界面态的电子(或空穴)俘获截面, 然后让样品恒定在一系列温度上, 对每一恒定温度重复测量步骤, 可以得到界面态俘获截面的能量关系及温度关系。

3 实验和结果

这个工作用的 MOS 电容器是由〈111〉晶向、电阻率 8—10Ω·cm 的 Si 单晶片经 1050℃ 干氧化而成。氧化气氛中掺有 1% 氯化氢气体, 氧化层厚度 1500 Å, 铝栅电极, 样品背面蒸镍, 在 470℃ 的氮气中合金化 20min。接着在氮氢混合气体中退火 1h, 经高频 C-V 分析得知

半导体中含有 $6.8 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 的浅施主。

测量是在恒温下进行的,比如说 100K,然后每隔 10K 或 20K 重复一次测量步骤,从 100K 测到 300K。对每一恒温,首先用 Model 410 C-V Plotter 测量 MOS 结构的稳态高频 C-V 曲线,以便确定该温度下样品的平带电压 V_{FB} 。接着选择偏压 $V_{bi}, V_{bi+1}, \dots$, 读出并记录相应的电容 $C_i, C_{i+1}, \dots$ 。其次是根据偏压调节脉冲高度,使得脉冲期间的有效偏压恰好等于平带电压。接着用双取样门 Boxcar 测量电容瞬态 $\Delta C_i(t_p, t_1, t_2)$ 和 $\Delta C_{i+1}(t_p, t_1, t_2)$ 随脉冲宽度的变化。注意取 t_1 尽可能的短,使得取样值尽可能地接近于发射瞬态初值,取 t_2 尽可能的长,使得此刻发射瞬态接近完结。最后利用(14)和(15)式作 $Z_{i,i+1}-t_p$ 曲线,作曲线原点附近的切线,由切线斜率((16)式)和半导体表面电子浓度 $n_s(0)$ 求出相应温度和相应能量位置界面态电子俘获截面 $\sigma_n(T, E_{i,i+1})$ 。图 3 示出这种测量的典型例子。图中的 $Z_{i,i+1}$ 曲线的非线性关系是由电荷势反馈效应造成的。当然也会有在 E_i 与 E_{i+1} 这一子能量区间(在图 3, $E_{i+1} - E_i = 15 \text{meV}$) 界面态俘获截面有明显变化的作用参与在其中。图 4 示出由 DLTS 测量的界面态分布换算而成的界面态束缚电荷。利用此图和(6)式可计算出求 $n_s(0)$ 所需的 $\phi_{CPF}(0)$ 。

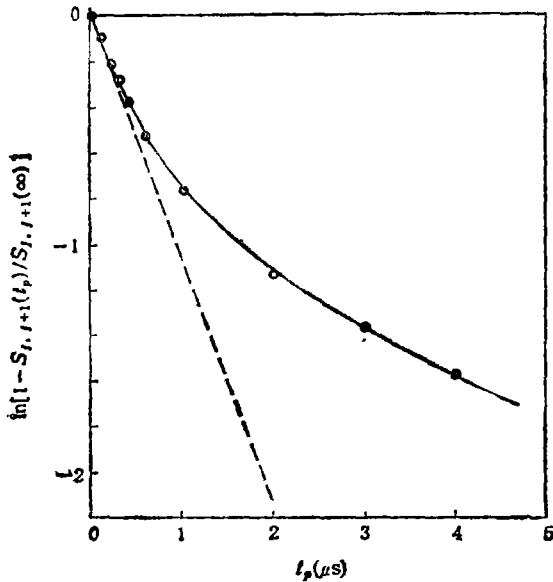


图 3 $Z_{i,i+1}$ 随脉冲宽度 t_p 变化曲线
虚线为曲线原点附近的切线, $T = 180 \text{K}$, $E_C - E_F = 0.153 \text{eV}$, $E_C - E = 0.230 \text{eV}$, $\sigma_n = 7.6 \times 10^{-17} \text{cm}^2$

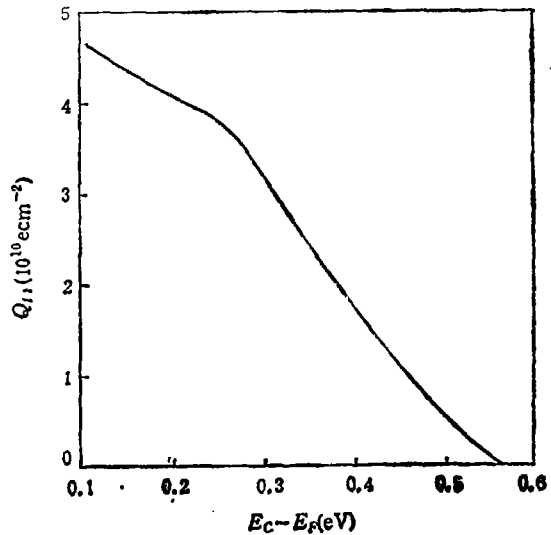


图 4 n 型 Si MOS 结构 Si-SiO₂ 界面态电荷随费米能级的变化

图 5 示出 Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面依赖于温度和能量。由图 5 可见,对于某一恒温,随着能量向导带底方向移动电子俘获截面迅速地减小,以及对于某一已知能量,俘获截面随温度降低而增大。

当把图 5 的数据放在 $\log \sigma_n - (E_c - E)$ 坐标系中作进一步分析时,此处 E_c 表示 Si 导带底,可以更清楚地看到,对于某一温度,随能量向禁带中央移动,俘获截面指数增大;在导带以下 0.35eV 附近达到最大值以后,转变为缓慢地减小;以及在能量不变的情况下,随着温度的降低,近导带底的界面态的俘获截面比近禁带中央的增大得快(见图 6 的示例)。

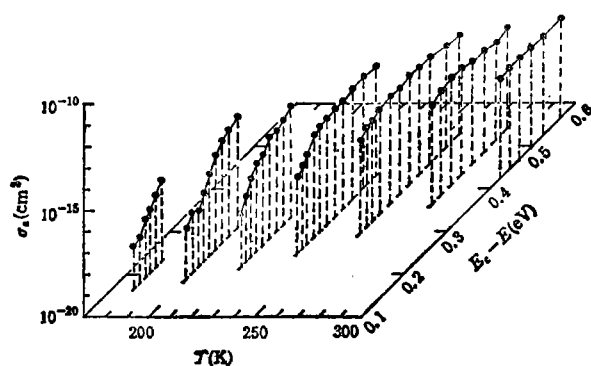


图 5 在不同恒温下作为能量函数的 Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面的三维曲线

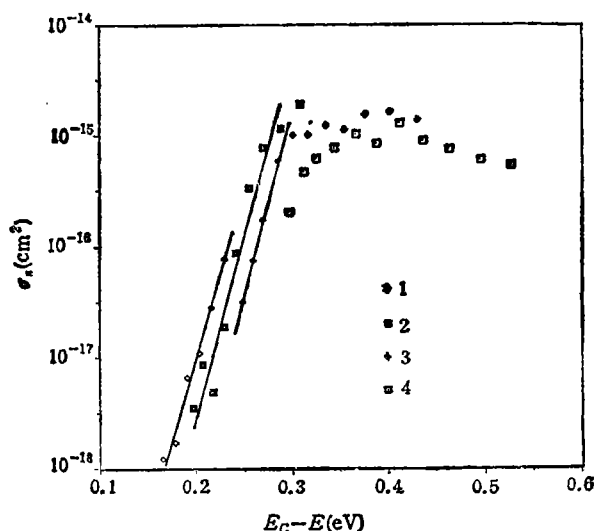


图 6 以温度作参数, Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面作为能量函数的曲线

实线为拟合线, 1—180K, 2—200K, 3—240K, 4—260K

经过分析,发现靠近导带底的界面态的电子俘获截面可以用

$$\sigma_n(E, T) = \sigma_n(E_c, T) \exp[\alpha(T)(E_c - E)] \quad (18)$$

表 1 拟合参数与温度的关系^{a)}

$T(K)$	180	200	220	230	240
r^*	0.99	0.98	0.97	0.99	0.99
$\alpha(T)$ (eV ⁻¹)	65.6	66.6	65.5	67.6	67.9
$\sigma_n(E_c, T)$ (cm ²)	1.95×10^{-23}	8.03×10^{-24}	3.20×10^{-24}	2.47×10^{-24}	1.62×10^{-24}

a) r 是在某温度下, $\log \sigma_n$ 与 $E_c - E$ 的相关系数。

的形式拟合,拟合参数 $\sigma_n(E_c, T)$ 和 $\alpha(T)$ 列在表 1。拟合结果表明,在 180—240K 的温度范围内, $\alpha(T)$ 与温度无明显关系,可以用平均值 $\alpha = 66.6 \text{ eV}^{-1}$ 代替。相反, $\sigma_n(E_c, T)$ 随温度强烈变化。将它的数据用 $\ln \sigma_n(E_c, T) - \ln T$ 坐标分析(图 7),数据点很好地落在一直线上。

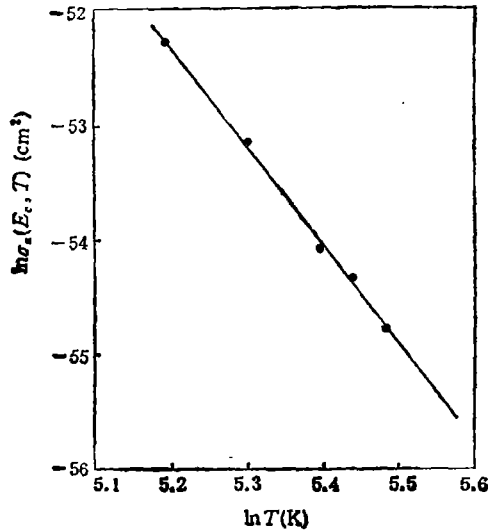


图7 拟合参数 $\sigma_n(E_c, T)$ 与温度的关系, 直线为拟合线

其相关系数为 0.999, 以及这些数据可以被拟合为

$$\sigma_n(E_c, T) = 2.4 \times 10^{-25} (300/T)^{4.6} \text{ (cm}^2\text{)}. \quad (19)$$

结果在 180—240K 的温度范围内, 靠近 Si 导带底的 Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面的温度和能量关系可表示为

$$\sigma_n(E, T) = 2.4 \times 10^{-25} (300/T)^{4.6} \exp[66.6(E_c - E)] \text{ (cm}^2\text{)}. \quad (20)$$

4 讨 论

这里只讨论不同测量方法对测量结果的影响, 关于俘获截面与能量和温度的关系的解释工作将在别处进行讨论。最近 Goguenheim 等人^[9]发表了一个测量界面态俘获截面的方法, 其特点是先数字解一组与界面态填充、界面态电荷有关的微分、积分方程, 然后用测量数据进行反演、拟合, 求出合理的结果。它是一个好方法, 但数据处理过程复杂, 缺少直观性, 也不便于作恒温测量。相比之下, 我们的方法具有简单、明了、准确等特点, 它只要测算脉冲初始时刻电荷势反馈效应 $\phi_{\text{CFF}}(0)$, 详测载流子填充电容瞬态的初始阶段及饱和值。

图5和6以及(20)式示出我们的测量结果, 即 Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面强烈地依赖于能量和温度。这一结果与 Schulz 和 Johnson 的工作^[2]以及与 Vuillaume 等人的报道^[5]是很不一致的。他们的结果指出 Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面强烈地依赖于温度而与能量无关。我们的结果与 Schulz 和 Johnson 的工作不一致的原因, 是他们的方法无法把能量关系同温度关系分开。其实 Johnson 等人后来也不坚持上述看法^[6,8]。至于和 Vuillaume 等人结果不一致的主要原因, 是他们的测量不是在恒温下进行的。

我们的结果也和 Katsube 等人的工作^[7]不一致, 其原因可能是: (1) 他们假设 Si-SiO₂ 界面态俘获截面具有 $\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E_s/kT)$ 的形式显得简单化和缺少论证; (2) 由于半导体 Fermi 能级在温度扫描过程中随温度移动, 被小脉冲电压选择填充的界面态(能级位置)也随

温度改变。因此在他们的工作中,俘获截面的能量关系不能完全地同温度关系分开。

5 结 论

我们用本文提出的在恒定温度下用载流子填充电容瞬态初始时间变化率测量半导体与绝缘体界面态俘获截面的方法,测量研究了 20 年来一直有争论的 Si-SiO₂ 界面态电子俘获截面与能量和温度的关系。结果指出,这种截面既强烈地依赖于能量也强烈地依赖于温度。对进一步研究界面态的载流子俘获动力学,界面态的少子产生-复合作用,界面态的能量分布以及界面态的起源等都是有帮助的。

参 考 文 献

- [1] Chen Kai-mao, Wang Zhong-an, Feng Chu-guang *et al.*, *Chinese Physics*, 1985, 5(2):489—497.
- [2] Schulz, M., Johnson, N. M., *Solid State Commun.*, 1978, 25(7), 481—484.
- [3] Wang, K. L., *IEEE Trans. Electron Devices*, 1979, E-D26(5):819—821.
- [4] Deuling, H., Klausmann, E., Goetzberger, A., *Solid State Electron.*, 1972, 15(5): 559—571.
- [5] Vuillaume, D., Bouchakour, R., Jourdain, M., *Appl. Phys. Lett.*, 1989, 55(2):153—155.
- [6] Johnson, N. M., *Appl. Phys. Lett.*, 1979, 34(11): 802—804.
- [7] Katsube, T., Kakimoto, K., Ikoma, T., *J. Appl. Phys.*, 1981, 52(5):3504—3508.
- [8] Schulz, M., *Surface Science*, 1983, 132:422—455.
- [9] Goguenheim, D., Vuillaume, D., Vincent, G. *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 1990, 68(3): 1104—1113.
- [10] Sze, S. M., *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., Wiley, New York, 1981, 362.