

Si/SiO₂ 界面态的俘获截面 及态密度的能量分布*

陈开茅 毛晋昌 武兰青 元民华 金泗轩

(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 本文用最近发展起来的准确测量绝缘体与半导体界面态俘获截面的方法^[1], 测量了 MOS 结构 Si/SiO₂ 界面态的俘获截面, 并利用这些结果将界面态的 DLTS 谱反演成界面态的能量分布。结果表明: 界面态的电子俘获截面强烈地依赖于能量和温度, 空穴俘获截面依赖于温度而与能量无明显相关, Si/SiO₂ 界面态在 Si 禁带下半部的是施主态, 而在上半部的是受主态, 用 DLTS 测量的界面态不呈 U 型分布, 它与准静态 C-V 测量的结果完全不同。

PACC: 7320, 7340Q, 6848

1 引言

Si/SiO₂ 界面的局域电子态对半导体表面的少数载流子产生-复合是会有很大影响的, 对绝缘栅场效应器件的电学性能也会有严重有害的影响。三十多年来, 众多研究者对这一课题引起了极大的兴趣, 并进行了广泛的研究^[2-12]。但关于界面态俘获动力学以及态密度的能量分布这两大基本问题至今仍然没有一致的、确实可信的结论。有的实验结果认为界面态电子俘获截面仅与温度有关而与能量无关^[9,12], 有的则指出完全相反的结论^[10,11]。

造成这种不一致的主要原因是 Si/SiO₂ 界面态的性质十分复杂以及过去的测量方法和步骤不适合于作这种测量。为了解决这一问题, 文献[1]提出在某一恒温下测量不同能量位置界面态俘获截面, 并在一系列不同的恒定温度下重复测量步骤, 以便获得有关俘获截面与能量与温度依赖关系的完整信息的方法。

在具体测量方法方面, 由于界面态电荷的存在, 在脉冲引进多数载流子填充界面态或脉冲过后界面态热发射载流子等过程中, 总是存在着电荷势反馈效应(简称 CPF 效应)^[4], 这一效应导致载流子填充电容瞬态的非指数时间函数行为^[9], 以及不能用假设载

* 国家自然科学基金资助项目

1992年9月23日收到初稿 1992年12月23日收到修改稿

流子填充过程满足一阶俘获动力学的一类实验方法准确测量俘获截面^[14-16]。在注意到这些问题的同时,文献[1]进一步提出利用载流子填充电容瞬态初始时间变化率准确测量绝缘体与半导体界面态俘获截面的方法,其中给出在电荷势反馈效应作用下简单而准确地求出俘获截面的方法,并且用这一方法测出 Si/SiO₂ 界面态电子俘获截面强烈地依赖于温度和能量的结果。

界面态俘获截面随温度和能量变化的性质是利用 DLTS 测量态密度随能量分布的必要基础。本文用文献[1]的方法进一步测量 MOS 电容器中 Si 禁带下半部的界面态空穴俘获截面的能量关系及温度关系,讨论和解释 Si/SiO₂ 界面态电子的和空穴的俘获截面的测量结果,利用新得到的俘获截面知识从界面态的 DLTS 谱中求出态密度随能量的分布。最后用文献[17]提出的 Si/SiO₂ 界面物理模型解释准静态 C-V 和 DLTS 两种技术测量的界面态分布的严重不一致的原因,并指出前者在 Si/SiO₂ 界面态测量中存在的严重缺陷。

2 实验和结果

2.1 样品制备

用于这一工作的样品是两种 MOS 二极管,一种是由(111)晶向、电阻率为 8—10Ωcm 的抛光 n 型单晶 Si 片制成的,另一种是由和第一种相同晶向、电阻率为 5—8Ωcm 的抛光 p 型单晶 Si 片做的。两组样品的主要工艺条件相同,即在 1050℃的掺 1% HCl 气体的干氧中氧化,使硅片正面生长厚度约为 1600 Å 的氧化层,在这个氧化层上蒸发厚度约为 1μm 的铝膜,用光刻技术刻出直径为 800μm 的圆形铝电极,腐蚀掉样品背面的氧化层。然后在 n 型 Si MOS 样品的背面蒸镍膜,在 p 型 Si MOS 样品背面蒸铝膜,接着两组样品都在 470℃的氮气中合金化 30 min,以便形成良好的欧姆接触。最后样品还经历 440℃的氮氢混合气体退火 1h。

2.2 Si/SiO₂ 界面态俘获截面

在测量 Si/SiO₂ 界面态俘获动力学性质时,经常要碰到两个主要问题:其一是界面态俘获截面的性质十分复杂,它可能和温度和能量两者都紧密相关;其二是在脉冲偏置下,界面态本身引起的电荷势反馈效应使界面态的多数载流子填充过程复杂化。这些问题的存在给界面态俘获截面的测量造成相当大的困难。为了克服这些困难,参考[1]提出了在恒定温度的条件下,用载流子填充电容瞬态初始时间变化率测量界面态俘获截面的方法。它的主要测量步骤如下:(a) 将待测样品恒温于所需的温度 T ; (b) 对 MOS 结构加上适当的偏压 V_{bi} , 使其中的 Si/SiO₂ 界面态处于耗尽状态; (c) 对样品施以适当幅度的电压方脉冲,使得在脉冲期间 MOS 结构的有效栅压恰好等于温度为 T 时的平带电压(仅当脉冲宽度 t_p 趋于无穷时,半导体表面才处于平带状态)。这脉冲引进多数载流子对已耗尽的界面态进行填充,填充的程度与界面态密度的大小以及与脉冲的高度和宽度紧密相关。脉冲过后,这些填充的界面态热发射载流子,产生相应的电容瞬态 $\Delta C_i(T, t_p, t)$, 其中 t 是脉冲过后的热发射时间,这个电容瞬态的初值是一个与将为脉冲填充的界面态数量有关的、脉冲宽度 t_p 的复杂函数,是一个表述界面态填充过程的物理量,通常称

之为载流子填充电容瞬态; (d) 用具有双取样门的 Boxcar 平均积分器或 DLTS 系统测量电容瞬态在取样时间 t_1 和 t_2 之间的差值 $\Delta C_j(T, t_p, t_1, t_2)$, 以及测量这一差值随脉冲宽度的变化, 后者与载流子填充电容瞬态成正比, 要细心测量 t_p 较小时的以及饱和填充的那些数据, 最小的 t_p 值由具体测量对象来定, 本文多采用 0.05 或 0.1 μs ; (e) 将栅压改变一个小量 ΔV_{bi} , 即得到另一栅压 V_{bi+1} , 重复上述步骤 (c) 和 (d), 得到 $\Delta C_{j+1}(T, t_p, t_1, t_2)$ 随 t_p 的变化。

当栅压为 V_{bi} 和 V_{bi+1} 时, 费米能级与界面交点 E_j 和 E_{j+1} . 因 ΔV_{bi} 是小量 (这里取 0.05V), 故 E_j 和 E_{j+1} 很接近 ($\Delta E_{j,j+1} \leq 0.025\text{eV}$), 其中间值为

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

理论分析^[1]指出在小能量间隔 E_j 和 E_{j+1} 之间的界面态俘获多数载流子的过程可用载流子填充电容瞬态表示, 即

$$S_{j,j+1}(T, t_p, t_1, t_2) = \frac{\Delta C_{j+1}(T, t_p, t_1, t_2)}{C_{j+1}^3} - \frac{\Delta C_j(T, t_p, t_1, t_2)}{C_j^3}, \quad (2)$$

式中 C_j 和 C_{j+1} 分别是温度为 T 时 MOS 结构的栅压 V_{bi} 和 V_{bi+1} 对应的电容. 由于 t_1 和 t_2 是选定的, 所以 $S_{j,j+1}, \Delta C_j, \Delta C_{j+1}$ 都只是 T 和 t_p 的函数. 为了方便起见, 定义 Z 函数为

$$Z_{j,j+1} = \ln [1 - S_{j,j+1}(T, t_p, t_1, t_2) / S_{j,j+1}(T, \infty, t_1, t_2)]. \quad (3)$$

对于电子填充过程, 在 $E_{FB} - E_{j,j+1} \geq 2 \sim 3kT$ 时, 有

$$\left. \frac{\partial Z_{j,j+1}}{\partial t_p} \right|_{t_p=0} = -\sigma_n(E_{j,j+1}, T) v_n n_s(0), \quad (4)$$

其中 E_{FB} 是半导体表面处于平带时, 费米能级与 Si/SiO₂ 界面的交点, v_n 是电子的热运动速度, $\sigma_n(T, E_{j,j+1})$ 是温度为 T 时能量 $E_{j,j+1}$ 处界面态电子俘获截面, $n_s(0)$ 是脉冲初始时刻半导体表面自由电子浓度, 它是由电荷势反馈效应所产生的过冲表面势 ψ_{CPF} 的初值所决定的, 即

$$n_s(0) = n_B \exp \left[\frac{q\psi_{CPF}(0)}{kT} \right], \quad (5)$$

其中 n_B 是半导体体内自由电子浓度. 由 MOS 结构的稳态高频 $C-V$ 曲线分析或用其它技术测量的界面态能量分布可以准确计算出 $\psi_{CPF}(0)$ ^[1].

利用上述实验步骤得到的载流子填充电容瞬态数据 $\Delta C_j(T, t_p)$ 和 $\Delta C_{j+1}(T, t_p)$ 以及 (2) 和 (3) 式绘出 $Z_{j,j+1}-t_p$ 曲线, 过原点作曲线的切线, 由切线的斜率和 (4) 式等可以得到在温度 T 和能量 $E_{j,j+1}$ 处界面态的载流子 (电子) 俘获截面 $\sigma_n(T, E_{j,j+1})$. 保持温度不变, 改变栅压, 重复上述测量步骤, 可

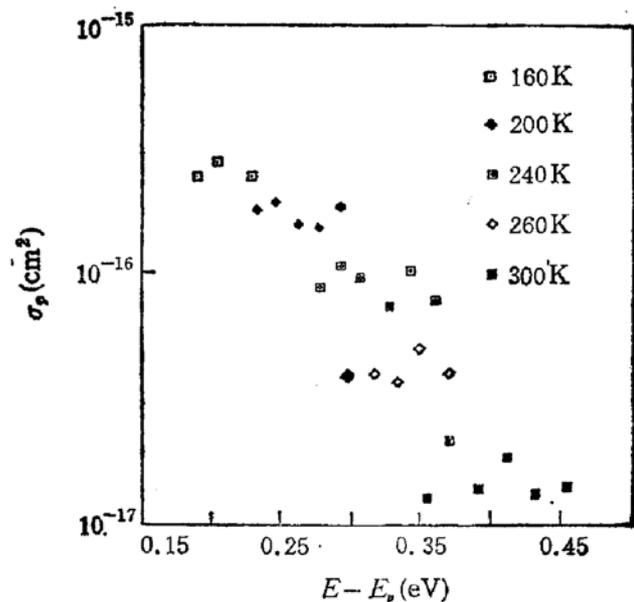


图1 以温度作为参数 p 型硅 MOS 结构 Si/SiO₂ 界面态空穴俘获截面与能量的关系

得该温度下 Si 禁带中各个能量的界面态的俘获截面。改变恒温，对每一个恒定温度重复上述测量步骤，就可以得到各个不同能量位置和各个不同温度的俘获截面。

图 1 示出 Si/SiO₂ 界面态空穴俘获截面测量的结果。由图可见对于每一个温度，空

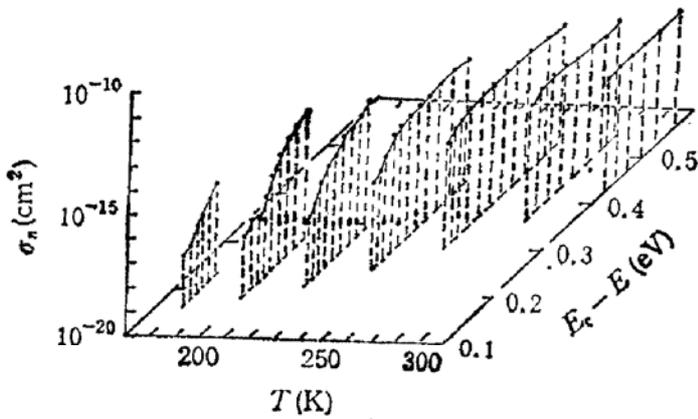


图 2 在各个恒温下作为能量函数的 Si/SiO₂ 界面态电子俘获截面的三维曲线

穴俘获截面与能量并无明显的依赖关系。因此可以认为空穴俘获截面与能量无关，而与温度紧密相关。经过对测量数据的进一步分析，得出这种关系可以近似地表示为

$$\sigma_p = 2.5 \times 10^{-17} \left(\frac{300}{T}\right)^{3.9} \text{ cm}^2. \quad (6)$$

图 2 和 3 示出 Si/SiO₂ 界面态电子俘获截面的测量结果。从图中看到 Si/SiO₂ 界面态电子俘获截面

强烈地依赖于温度和能量，即对于某一测量温度，随着能量向 Si 禁带中央移动，电子俘获截面几乎是按指数规律增加，到达极大值后，接着随能量缓慢减小；当能量不变时，靠近 Si 导带的界面态电子俘获截面随温度降低而增大的速度比靠近禁带中央的大得多。经过对这些数据的进一步分析，我们发现靠近 Si 导带的 Si/SiO₂ 界面态电子俘获截面可以很好地近似表示为

$$\sigma_n = 2.4 \times 10^{-25} \left(\frac{300}{T}\right)^{3.6} \times \exp[66.6(E_c - E)] \text{ cm}^2, \quad (7)$$

以及靠近 Si 禁带中央的界面态电子俘获截面随温度 T 的变化可以近似地表示为

$$\sigma_n = 4.7 \times 10^{-16} \left(\frac{300}{T}\right)^{4.2} \text{ cm}^2. \quad (8)$$

2.3 Si/SiO₂ 界面态密度的能量分布

图 4 和 5 分别示出 Si 禁带上半部和下半部 Si/SiO₂ 界面态的 DLTS 谱。前者是被脉冲引进的电子填充的界面态

热发射束缚电子造成的，而后者是被脉冲引进的空穴填充的界面态热发射束缚空穴引起的。为了使所有界面态都能被多数载流子饱和填充，我们在测量中采用了又高又宽的脉冲，尤其是对 P 型硅 MOS 结构，所用电压脉冲高达 15V，宽度达 5ms。由图可见，在 n 型 Si MOS 结构中，DLTS 谱线主要是能量连续界面态贡献的结果，而在 P 型硅 MOS 结构中，Si/SiO₂ 界面主缺陷 H_i (0.494) 的高峰^[17] 在 DLTS 谱线中显得特别突出，在 280K 温度以上，谱线几乎都是它贡献的结果，但在这个温度以下，谱线主要来自界面连续

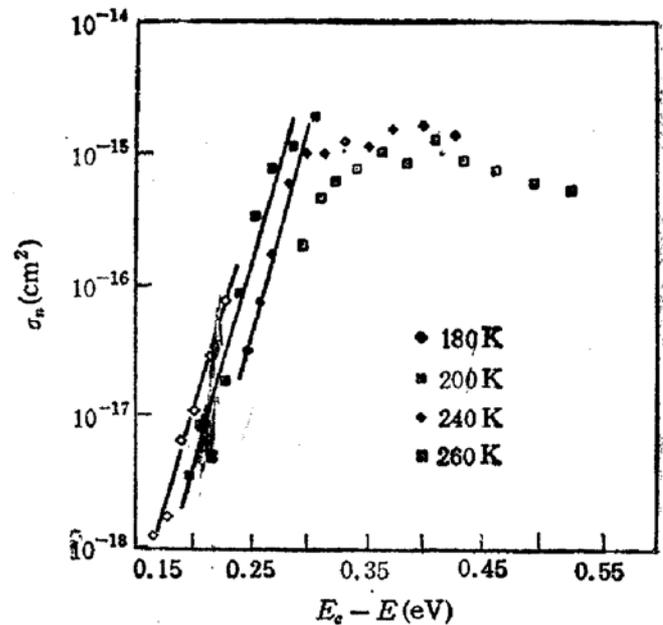


图 3 以温度作参数，Si/SiO₂ 界面态电子俘获截面作为能量函数的曲线，实线为拟合曲线

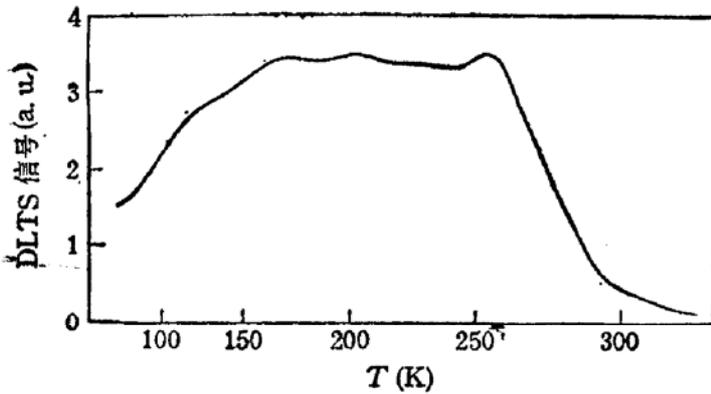


图4 n型硅 MOS 结构 Si/SiO₂ 界面态的 DLTS 谱
率窗: $t_1 = 5\text{ms}, t_2 = 10\text{ms}$ 脉冲宽度 $t_p = 1.5\text{ms}$,
偏置 $V_b = -2.61\text{V}, V_p = 5.7\text{V}$

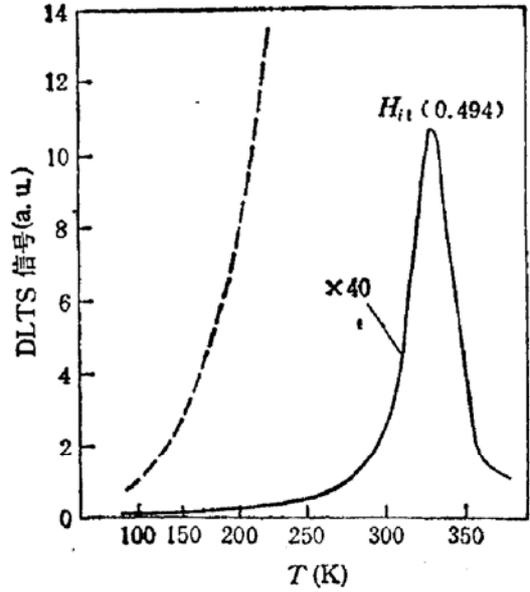


图5 p型 Si MOS 结构 Si/SiO₂ 界面态的 DLTS 谱
率窗: $t_1 = 5\text{ms}, t_2 = 10\text{ms}$,
偏置 $V_b = -2.604\text{V}, V_p = -15\text{V}, t_p = 5\text{ms}$,
 $E_F - E_V = 0.52\text{eV}$

态的贡献。

如果知道界面态的俘获截面与温度及能量的关系,人们就可以把界面态的 DLTS 谱计算成界面态的能量分布.对于俘获电子而言,如果界面态电子俘获截面具有 $\sigma_n = \sigma_0(T)\exp[\alpha(T)(E_c - E)]$ 的形式,则有 DLTS 谱与界面态密度的能量分布之间的换算公式^[4]为

$$D_{it}(E) = -A\epsilon_i N_D c_{ox} [1 - \alpha(T)kT][\Delta C(t_1) - \Delta C(2t_1)] / [C^3(v_b)kT \ln 2], \quad (9)$$

以及

$$E = kT \ln[\sigma_n(E)v_n N_c t_1 / \ln 2], \quad (10)$$

式中 ϵ_i 为 Si 的介电常数, N_D 为半导体中的浅施主浓度, C_{ox} 为 MOS 结构的氧化层电容, $C(v_b)$ 为栅压 v_b 时的样品电容, A 为 MOS 结构的面积, k 为波尔兹曼常数, $\Delta C(t_1) - \Delta C(2t_1)$ 为 DLTS 信号, N_c 为 Si 导带的有效状态密度.公式(9,10)对于 P 型 Si MOS 结构 Si/SiO₂ 界面态的空穴发射谱也是适用的,只需将其中的部分符号如 σ_n, v_n, N_c 和 N_D 等分别换成 σ_p, v_p, N_v 和 N_A . v_p 是空穴的热运动速度, N_v 是硅价带的有效状态密度, N_A 是半导体中的浅受主浓度.

利用图 1—3 和方程式 (6—8) 所提供的 Si/SiO₂ 界面态俘获截面,以及公式 (9,10) 将图 4 和 5 的 DLTS 谱换算成界面态的能量分布谱,如图 6 的实线所示.为了便于比较,将同一样品的准静态 C-V 测量结果也

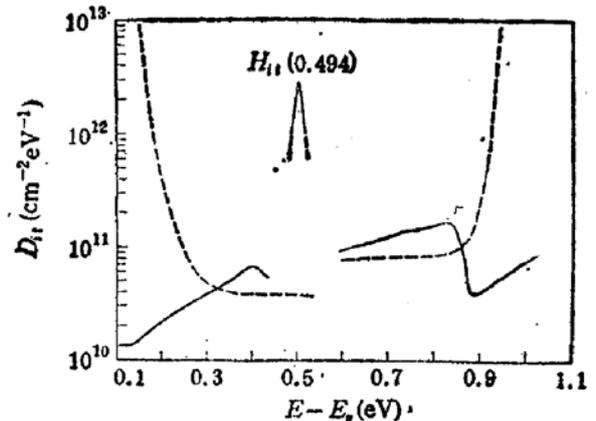


图6 Si/SiO₂ 界面态密度的能量分布 实线代表 DLTS 测量的结果,虚线表示准静态 C-V 测量结果

绘在图中(见虚线)。应该说明,在这里,由于 Si 禁带上半部和下半部的测量结果分别来自两种不同的样品,所以实验曲线在禁带中央附近不连续。由图可见,DLTS 和准静态 $C-V$ 两种技术测量的结果是完全不同的。DLTS 的测量结果表明,在 Si 禁带下半部, Si/SiO₂ 界面态密度向硅价带方向单调地减小,而在导带底附近,态密度曲线有一个很深陷落。准静态 $C-V$ 的结果表明,随着能量逐渐靠近两个带边,态密度迅速增大,整个曲线呈 U 字形,并且在曲线中丝毫没有显示出界面主缺陷 $H_{11}(0.494)$ 的存在。

3 讨论

文献[1]提供给测量界面态俘获截面的方法的特点是:(1)在恒定温度的条件下测量半导体禁带中各个不同能量位置界面态俘获截面,这样就避免了传统 DLTS 因半导体费米能级随温度移动而不能区分俘获截面的温度关系和能量关系的错误;(2)利用载流子填充电容瞬态初始时间变化率测量俘获截面,这就避免了载流子填充过程和热发射过程的非指数时间函数性质给测量结果的有害影响;(3)对脉冲初始时刻电荷势反馈效应的准确测量与计算,保证了俘获截面测量结果的准确性。

利用这一方法测量的硅禁带下半部 Si/SiO₂ 界面态空穴俘获截面与温度的 3.9 次方成反比,而与能量无明显关系(见图 1 和(6)式)。这一结果与 Tredwell 等人^[18]以及 Schulz 等人^[19]用传统 DLTS 测量的结果是相反的。Tredwell 等人的结果与温度无关而与能量紧密相关,从价带以上 0.2eV 到 0.5eV,空穴俘获截面从 10^{-13} 变化到 10^{-16} cm²。Schulz 等人认为空穴俘获截面与能量与温度均无关,其测量值为 10^{-12} — 10^{-13} cm² 左右。由于在 DLTS 谱线上,很难找出谱线的不同部分和不同能量位置界面态的对应关系,传统 DLTS 测量界面态俘获截面的结果实在缺乏可信度。

我们用同一方法获得的 Si 禁带上半部界面态电子俘获截面强烈地依赖于能量和温度,见图 2 和 3 以及(7)和(8)式。这一结果与 Schulz 等人^[9]以及 Vuillaume 等人^[12]的结果是十分不一致的。他们的结果都认为 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,并且具有 $\sigma_n = \sigma_{\infty} \exp(-E_{\infty}/kT)$ 的规律,其中 $E_{\infty} > 0$ 。Schulz 等人的结果是用传统 DLTS 测量的,他们后来也不坚持他们的结果^[2,4]。Vuillaume 等人的结果是用改进的小脉冲 ERDLTS 测量的,在测量中温度扫描使费米能级移动,小脉冲所选择的界面态的能量位置随温度改变,所得到的 DLTS 谱线不是由同一部分界面态贡献的,这就把俘获过程的能量影响和温度影响混同起来。更应该指出的是,在一般情况下用 DLTS 峰高随脉冲宽度的变化去确定深能级俘获截面的方法是不合理的(关于这个问题,我们将在别处深入讨论)。上述原因导致了他们结果的不准确性。

我们的电子俘获截面结果与 Deuling 等人^[11]的结果也是很不一致的。他们用传统的电导技术测量的俘获截面仅与能量有关,因为他们在测量中未考虑到温度的影响。我们的结果与 Katsube 等人^[6]的结果本质上是不一致的,但也有某些共同之处,即电子俘获截面与能量及温度都有关。他们用小脉冲电压 DLTS 进行测量并人为地假设电子俘获截面具有 $\sigma_n = \sigma_0 \exp(-\Delta E_0/kT)$ 的规律。小脉冲 DLTS 测量这种物理量造成错误的原因和前述的小脉冲 ERDLTS 造成错误的原因是类同的,即都不能很好地将俘获过

程中的温度影响与能量效应分开。

关于深能级俘获载流子的过程,有两个主要模型可供参考,一个是多声子发射无辐射俘获^[20,21],另一个是级联声子发射俘获^[22]。前不久,Goguenheim 等人^[23]对多声子俘获过程作了新的理论计算,把这一模型所能解释的俘获截面与温度关系从高温强耦合极限推广到全温度范围内的各种俘获截面随温度升高而变大的正温度关系以及随温度升高而逐渐减小的负温度关系。本文测量的 Si/SiO₂ 界面态俘获截面虽然都是负温度关系,但随温度变化强烈,因此不能用多声子俘获模型解释。在级联声子俘获模型中,俘获截面反比于温度的幂次方,因为在较高温度一个被界面缺陷俘获的电子有更大的几率通过吸收声子发射回半导体导带。这一模型能解释的最强的俘获截面与温度关系是库仑引力中心俘获,其截面可以和温度的 4 次方成反比。本文的 Si 禁带下半部界面态空穴俘获截面与温度的 3.9 次方成反比,以及在禁带上半部,靠近禁带中央界面态电子俘获截面与温度的 4.2 次方成反比。这些温度关系和库仑引力中心俘获的结果是一致的。但是引力中心的俘获截面很大,一般在 10^{-12} — 10^{-14} cm² 左右,即比本文的结果大两个数量级以上,因此本文结果可能与级联俘获无关。另外在硅导带附近 Si/SiO₂ 界面态电子俘获截面向导带方向指数地衰减并且与温度的 8.6 次方成反比,这种关系也还没有一个理论能作出合理的解释。

本文测量的 Si/SiO₂ 界面态电子俘获截面约在 10^{-15} — 10^{-19} cm² 以及空穴俘获截面约在 4×10^{-16} — 2×10^{-17} cm² 的范围内,它们都是中等大小的截面。据此可以认为在 Si 禁带下半部的界面态在俘获空穴之前是电中性的,即它们本身是施主态。以及在 Si 禁带上半部的界面态在俘获电子之前是电中性的,表明它们是受主态。

在 DLTS 测量中,如果准确测得界面态的多数载流子俘获截面对能量和温度的依赖关系,则可以由多数载流子饱和填充和热发射产生的界面态 DLTS 谱计算出界面缺陷(包括分立能级和连续谱)的能级位置和密度,从而得到 Si/SiO₂ 界面态(主要是快态)的能量分布,图 6 中的实线就是这样的结果。

$H_{ii}(0.494)$ 是 P 型硅 MOS 结构 Si/SiO₂ 界面的主缺陷,它在 DLTS 测量的谱线中占有十分突出的位置,见图 5,但在准静态 C-V 测量的结果中却看不出有 $H_{ii}(0.494)$ 存在的痕迹。这说明准静态 C-V 技术不适用于 Si/SiO₂ 界面具有三维空间分布性质的分立能级的探测。 $H_{ii}(0.494)$ 具有若干有趣的特性,参考[17]为解释它的特性提出了一个很有特色的 Si/SiO₂ 界面过渡能带的物理模型,见图 7。从图中看到 $H_{ii}(0.494)$ 分布在 Si 和 SiO₂ 之间的能带过渡区中,其能级位置随价带而变。准静态 C-V 不认识这是分立能级,它只能把这种能级当作为分布在 Si 价带边沿到价带以上 0.494eV 这一宽广的能量区间之中的连续态。

图 6 告诉我们 DLTS 和准静态 C-V 两种技术测量的 Si/SiO₂ 界面态分布是很不

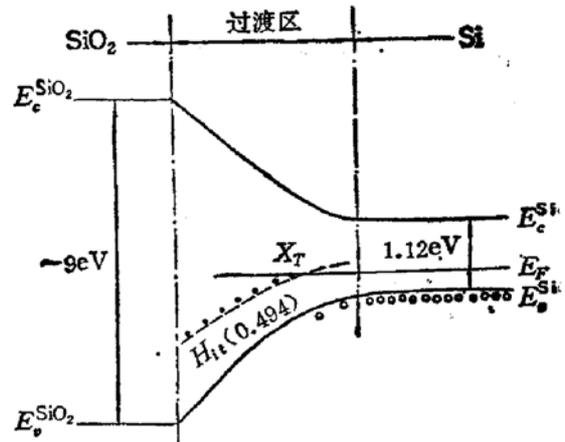


图 7 包括 $H_{ii}(0.494)$ 在内的 Si/SiO₂ 界面物理模型示意

一致的。从原理上说造成这种不一致的原因是因为前者测量的是快界面态而后者测量的是快态和慢态的总和。但是准静态 $C-V$ 技术对具有三维空间分布性质的界面缺陷或半导体表面层中的深能级的扭曲, 以及技术本身在测量带边界面态中引入的巨大误差也是造成不一致的主要原因。

4 结论

用新发展的准确测量界面态俘获截面的方法获得了 Si/SiO_2 界面态主要特性的比较可靠的认识。在 Si 禁带上半部, 界面态电子俘获截面强烈地依赖于能量和温度, 其中导带附近的界面态电子俘获截面与温度的 8.6 次方成反比, 以及与离开导带的能量距离的正指数成正比。在 Si 禁带下半部, 界面态的空穴俘获截面和温度的 3.9 次方成反比, 而和能量没有明显关系。根据分析, 我们认为 Si 禁带下半部和上半部的 Si/SiO_2 界面态很可能分别是施主态和受主态。

在有较大密度的三维空间分布的界面或半导体内部的缺陷存在的情况下, 准静态 $C-V$ 等传统方法测量的 Si/SiO_2 界面态分布与实际难符。

致谢 在这一工作中, 北京半导体器件五厂朱秀兰同志提供了样品, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 陈开茅、武兰青、许惠英、刘鸿飞, 中国科学 A 辑, 1993, 23: 144.
- [2] M. Schulz, Surf. Sci., 1983, 132: 422.
- [3] N. M. Johnson, D. J. Bartelink and M. Schulz, in: the Physics of SiO_2 and Its Interfaces, edited by S. T. Pantelids New York: Pergamon, 1978, PP. 421—427.
- [4] N. M. Johnson, J. Vac. Sci. Technol., 1982, 21: 303.
- [5] C. T. Sah, J. Y. C. Sun and J. J. T. Tzou, J. Appl. Phys., 1982, 53: 8886.
- [6] T. Katsube, K. Kakimoto and T. Ikoma, J. Appl. Phys., 1981, 52: 3504.
- [7] E. H. Roindexter, G. J. Gerardi, M. E. Rueckel, J. Caplan, N. M. Johnson and D. K. Biegelsen, J. Appl. Phys., 1984, 56: 2844.
- [8] X. Y. Zheng and Z. J. Li, Chinese Physics, 1985, 5: 478.
- [9] M. Schulz and N. M. Johnson, Solid State Commun., 1978, 25: 481.
- [10] K. L. Wang, IEEE Trans. Electron, Devi., 1979, ED-26: 819.
- [11] H. Deuling, E. Klausmann and Geotzberger, Solid State Electron., 1972, 15: 559.
- [12] D. Vuillaume, R. Bouchakour, M. Jourdain and J. C. Bourgoin, Appl. Phys. Lett., 1989, 55: 153.
- [13] D. Goguenheim, D. Vuillaume, G. Vincent and N. M. Johnson, J. Appl. Phys., 1990, 68: 1104.
- [14] K. M. Chen, Z. A. Wang, C. G. Feng, Q. Zhang and Y. X. Gao, Chinese Physics, 1985, 5: 489.
- [15] W. D. Eades and R. M. Swanson, J. Appl. Phys., 1984, 56: 1744.
- [16] V. Kumar and S. B. Iyer, Phys. Status Solidi, 1983, A76: 637.
- [17] K. M. Chen and D. T. Lu, Science in China, 1989, A32: 1458.
- [18] T. J. Tredwell and C. R. Viswanathan, Appl. Phys. Lett., 1980, 36: 462.
- [19] M. Schulz and N. M. Johnson, Appl. Phys. Lett., 1977, 31: 622.
- [20] K. Huang and A. Rhys, Proc. Roy. Soc., 1950, A204: 406.
- [21] C. H. Henry and D. V. Lang, Phys. Rev., 1977, B15: 989.
- [22] M. Lax, Phys. Rev. 1960, 119: 1502.
- [23] D. Goguenheim and M. Lanno, J. Appl. Phys., 1990, 68: 1059.

Capture Cross Sections and Energy Distribution of Si/SiO₂ Interface States

Chen Kaimao, Mao Jinchang, Wu Lanqing, Yuan Minhua and Jin Sixuan

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Liu Hongfei

(General Research Institute for Nonferrous Metals, Beijing 100088)

Abstract The electron (hole) capture cross sections of the Si/SiO₂ interface states in MOS structure have been studied with the newly developed technique, which has been proved to be capable of providing the most accurate measurement^[1]. The energy distribution of the density of the interface states has been calculated by means of the DLTS spectra and the capture cross sections of the interface states. The results show that the electron capture cross section depends strongly upon both energy and temperature, whereas the hole capture cross section is only related to temperature. We suggest that the interface states at the lower and upper of Si energy band gap are donors and accepters, respectively. The DLTS measurements show that the interface states do not have a U-shaped distribution differing from the measurements obtained with quasi static C-V technique.

PACC: 7320, 7340Q, 6848