

MIS 结构 $C-t$ 过程的动力学分析及少数载流子产生寿命空间分布测量

陈开茅 陈凯来 王忠安

(北京大学物理系)

1983年9月13日收到

本文对 MIS 结构的 $C-t$ 过程作了动力学分析。结果表明：一般情况下，界面态只在界面的耗尽和半导体表面反型的过程中对 $C-t$ 特性有不可忽视的影响；当半导体表面强反型以后， $C-t$ 过程的 Zerbst 图的非线性行为主要是半导体表面层中少子产生寿命的不均匀空间分布造成的。文中首次提出利用脉冲偏置 $C-t$ 过程测量半导体表面层中少子产生寿命空间分布的方法，并以 n 型硅 MOS 电容器为例作了测量。

一、引言

脉冲偏置 MIS 结构 $C-t$ 技术对于研究绝缘体与半导体之间的界面以及半导体表面层的性质是一种有力的工具。然而要正确地应用它，还必须对其中的动力学过程有个清楚地了解。Ruppercht^[1] 首先提出脉冲偏置 MIS 结构 $C-t$ 技术的概念。Zerbst^[2] 对它进行物理解释和数学处理，指出促成 $C-t$ 过程的基本原因是界面态和半导体中复合-产生中心产生少子的作用。他的工作之不足是：(1)缺少界面态少子产生与时间关系的探讨，(2)只考虑半导体中均匀产生少子的简单情况，而忽视了制作 MIS 结构的过程中会改变半导体表面层中深能级杂质缺陷的分布，以及工艺过程产生的缺陷和污染杂质会向体内扩散造成少子产生率的不均匀分布，(3)低估了半导体表面势垒中产生少子的有效空间。其中(3)已为 Pierret^[3] 以及程文超、黄振岗等人^[4]作了正确的处理。而(1)和(2)至今尚未得到解决。十几年来人们对界面态在 $C-t$ 过程中的作用一直不很清楚，在具体看法和做法之间常有矛盾，例如 Hofstein^[5] 和 Esteve 等人^[6]提出当一个 MIS 结构由强反型到耗尽的过程中，界面态对 $C-t$ 的影响可以忽略。Schroder 等人^[7]不同意这种看法，并且提出 $C-t$ 过程的 Zerbst 图的非线性行为全是因为界面态作用的结果。

为了弄清造成 MIS 结构 Zerbst 图的非线性行为的主要原因，本文对 MIS 结构 $C-t$ 过程作了动力学分析，结果表明，在半导体表面强反型以后，MIS 结构的 Zerbst 图的严重非线性主要是半导体表面层中少子产生的不均匀分布造成的。文中还首次提出利用脉冲偏置 $C-t$ 过程测量半导体少子产生寿命空间分布的方法，并以 MOS 电容器为例进行了测量。

二、MIS 结构 $C-t$ 特性的动力学分析

为方便起见,下面以 n 型硅 MOS 电容器为例,分析位于绝缘体和半导体之间的界面态和半导体表面势垒中的深中心俘获和发射载流子,以及产生少子等动力过程,分析与这些过程相应的电容暂态过程。如图 1 所示,当 MOS 电容器的栅压由 V_{G1} 跃变成 V_{G2} 时,

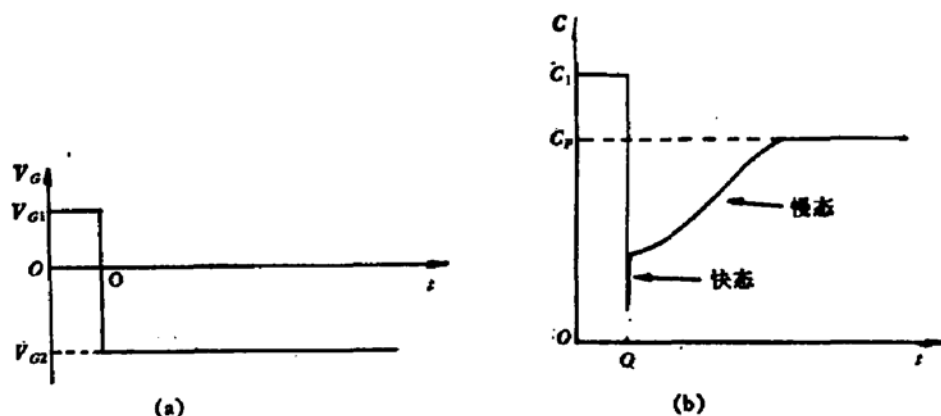


图 1 (a) MIS 结构栅压波形 (b) MIS 结构 $C-t$ 过程

如果 V_{G2} 足够负, MOS 电容器将从某一初始状态突然变成半导体表面深耗尽状态,并经过一个伴随着各种电荷变动的驰豫过程,最终达到强反型状态。在过程中,除了假设不变的氧化层电荷和界面附近的固定电荷之外,其余各种电荷,诸如单位面积界面态束缚载流子电荷 Q_{it} ,单位面积反型层电荷 Q_p ,单位面积半导体势垒中的离化浅施主电荷 Q_D 以及位于该区的深中心束缚载流子电荷 Q_T 等都要发生快慢程度不同的变化,而且只是因为有些变化的存在,才促使 MIS 结构由深耗尽状态变为强反型状态。这些电荷变化之间的相互联系可以从 MIS 结构的栅压与这些电荷的关系中得出,即栅压 V_G 为

$$V_G = V_{GFB} - (Q_{it} + Q_p + Q_D + Q_T)/C_{ox} + \phi_s \quad (1)$$

其中 V_{GFB} 为平带电压, ϕ_s 为半导体表面势, C_{ox} 为单位面积氧化层电容。由(1)式对时间 t 求微商可得各种电荷变化间的相互联系为

$$\left(\frac{dQ_{it}}{dt} + \frac{dQ_p}{dt} \right) / C_{ox} = - \left(\frac{dQ_D}{dt} + \frac{dQ_T}{dt} \right) / C_{ox} + \frac{d\phi_s}{dt} \quad (2)$$

为简单起见,假设半导体表面层中只有一个位于禁带中央附近的深受主中心而且是有效的复合-产生中心 E_T (见图 2)。如果将栅压跃变时刻作为时间的起点, $t=0$, 则 $t>0$ 时,根据泊松方程的积分形式可将(2)式右边各项表示为

$$\begin{aligned} \left(\frac{dQ_D}{dt} + \frac{dQ_T}{dt} \right) / C_{ox} - \frac{d\phi_s}{dt} = & \frac{d}{dt} \int_0^{w(t)} (1/C_{ox} + x/\epsilon_s) q N_D^+(x) dx \\ & - \frac{d}{dt} \int_0^{w_T(t)} (1/C_{ox} + x/\epsilon_s) q n_T(x, t) dx \\ & - \frac{d}{dt} \int_{w_T(t)}^{w(t)} (1/C_{ox} + x/\epsilon_s) q N_{TT}(x) dx. \end{aligned} \quad (3)$$

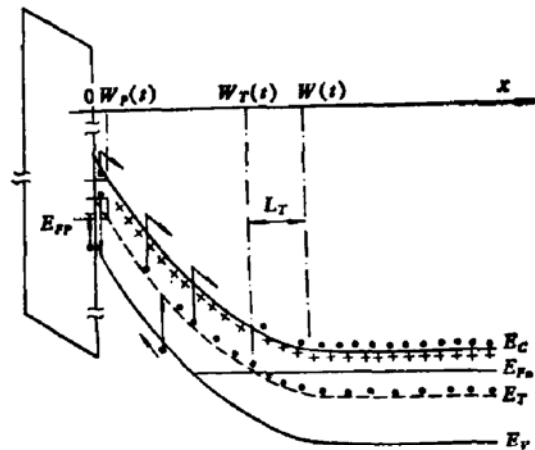


图2 在脉冲偏置 MIS 结构 C-t 过程中各种载流子发射和俘获示意图

其中 $N_D^+(x)$ 和 $N_{TT}(x)$ 分别为空间位置 x 处离化的浅施主浓度和深中心浓度, q 为电子电荷的绝对值, ϵ_s 为半导体的介电常数, $W_T(t)$ 为 t 时刻深能级与费米能级交点位置, $W(t)$ 为 t 时刻半导体表面势垒宽度, $n_T(x, t)$ 为 x 处和 t 时刻深中心束缚电子浓度, 它与时间 t 的关系为

$$n_T(x, t) = N_{TT}(x)(1 - c_p \tau_c) \exp(-t/\tau_c) + c_p \tau_c N_{TT}(x). \quad (4)$$

其中 τ_c 为深中心热发射载流子过程的时间常数, 它与电子和空穴热发射率 c_n 和 c_p 的关系为

$$\tau_c^{-1} = (c_n + c_p). \quad (5)$$

进行(3)式右边各项的微商步骤并利用单位面积半导体表面势垒电容 $C_D = \epsilon_s/W$ 和单位面积 MOS 电容的倒数 $1/C = 1/C_{ox} + 1/C_D$ 以及空间电荷区边界层宽度 $L_T = W - W_T$, 可以将(3)式简化为

$$\left(\frac{dQ_D}{dt} + \frac{dQ_T}{dt} \right) / C_{ox} - \frac{d\phi_s}{dt} = A(t) [q \epsilon_s N_D^+(W(t)) / (2C_{ox}^2)] \frac{d}{dt} (C_{ox}/C)^2 - \int_0^{W_T(t)} (1/C_{ox} + x/\epsilon_s) q \frac{dn_T(x, t)}{dt} dx. \quad (6)$$

其中

$$A(t) = 1 - \frac{N_{TT}(W(t))}{N_D^+(W(t))} + \left(1 - \frac{CL_T}{\epsilon_s} \right) \left[\frac{N_{TT}(W_T(t)) - n_T(W_T(t), t)}{N_D^+(W(t))} \right]. \quad (7)$$

下面对(2)式左边各项进行分析, 括号中的首项是代表界面态束缚电荷变化率, 它正比于界面态空位数的增长率, 即

$$\frac{dQ_{it}}{dt} = q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN_{is}}{dt} dE. \quad (8)$$

其中 $N_{is}(E)$ 是能量为 E 单位面积单位能量界面态的空位数, 它与为电子占据的数目 $N_{isn}(E)$ 之和等于界面态密度 $N_{it}(E)$. 在单位时间里, 界面态空位数的增加等于界面态向导带发射的电子数加上界面态束缚电子为价带顶空穴俘获的数减去界面态向价带发射空穴的数目, 即

$$\frac{dN_{isp}(E)}{dt} = c_n(E)N_{isn}(E) + C_p(E)P_s N_{isn}(E) - c_p(E)N_{isp}(E). \quad (9)$$

其中 $c_n(E)$ 和 $c_p(E)$ 分别为能量 E 处界面态电子和空穴的热发射率, $C_p(E)$ 为能量 E 的界面态的空穴俘获系, 它与空穴俘获截面 $\sigma_p(E)$ 的关系为

$$C_p(E) = \sigma_p(E) \langle v_p \rangle. \quad (10)$$

其中 $\langle v_p \rangle$ 为空穴的平均热运动速度, P_s 为反型半导体表面的空穴浓度. (2) 式左边括号中的另一项为半导体表面反型层电荷的变化率, 它等于单位时间单位面积对应的空间电荷区中深中心产生的空穴加单位时间单位面积界面态向价带发射的空穴减去为界面态俘获的空穴, 即

$$\begin{aligned} \frac{dQ_p}{dt} = & - \int_{-\infty}^{\infty} q N_{isn}(E) C_p(E) P_s dE \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} q c_p(E) N_{isp}(E) dE + \left(\frac{n_i}{2} \right) \int_{w_p(t)}^{w_T(t)} q \frac{dx}{\tau_g(x)}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中 n_i 为半导体的本征载流子浓度, $\tau_g(x)$ 为空间 x 处的少子(空穴)产生寿命, $\frac{n_i}{2\tau_g(x)}$ 即为 x 处单位体积少子产生率, 对于只存在单能级的深中心的情况, 它和 $c_n c_p \tau_c N_{TT}(x)$ 是等价的, 因为由(4)式可知热发射到达稳定以后, 深中心束缚电子浓度为 $c_p \cdot \tau_c \cdot N_{TT}(x)$, 所以单位时间深中心向导带发射的电子数为 $c_n \tau_c \cdot c_p \tau_c N_{TT}(x)$. 由于深中心的占据状态已稳定, 单位时间向价带发射的空穴也是这个数. 见图 2, 半导体表面势垒区除去 L_T 表示的边界层和 $w_p(t)$ 表示的反型层之外, 就是产生少子的有效空间, 因为边界层的深中心填满电子, 反型层的深中心填满空穴, 它们都失去产生少子的能力.

将(6)、(8)、(9)和(11)等式代入(2)式, 可以得到反映 MIS 结构电容暂态与界面态、深中心热发射束约束载流子以及产生和俘获少子等过程紧密相关的微分方程, 即

$$\begin{aligned} A(t) [q N_D^+(W(t)) / (2C_{ox})] \frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2 = & \int_0^{w_T(t)} C_{ox} (1/C_{ox} + x/\epsilon_s) \frac{dn_T(x, t)}{dt} dx \\ & - \frac{n_i}{2} \int_{w_p(t)}^{w_T(t)} \frac{dx}{\tau_g(x)} - \int_{-\infty}^{\infty} c_n(E) N_{isn}(E) dE. \end{aligned} \quad (12)$$

由此可见, 脉冲偏置 MIS 结构 C-t 过程主要是由三方面的因素促成的, 它们分别为此式右边的三个积分所代表. 第一个积分代表深中心向导带热发射束约束电子, 接着这些电子为电场扫进半导体内部, 第二个积分表示深中心束缚电子发射之后产生少子的作用. 从(4)式知道, 第一个积分存在的时间仅为若干个 τ_c , 而第二个积分则继第一个积分之后一直存在到 C-t 过程的末了. 因此第一个积分只参与推动 C-t 快态的作用, 第二个积分起着推动 C-t 慢态的作用 (C. T. Sah 等人^[8]把 MIS 结构的 C-t 过程分成快态和慢态两部分, 现在将它引用到这里来).

第三个积分表示界面态向导带发射电子, 它随时间的变化关系比较复杂. 在栅压跃变之后, 处在禁带上半部和中央附近的界面态首先将束缚电子发射到导带, 接着这些电子为电场扫进半导体内部. 在此过程中, 界面态束缚电子和时间的依赖关系为

$$N_{isn}(E) = N_{is}(E) [1 - c_p(E) \tau_c(E)] \exp[-t/\tau_c(E)] + c_p(E) \tau_c(E) N_{is}(E), \quad (13)$$

其中 $\tau_c(E)$ 是能量 E 处界面态在热发射过程中的时间常数. 由(13)式可知, 经过若干个

$\tau_c(E)$ 之后,界面态束缚电子密度接近于稳定值 $c_p(E)\tau_c(E)N_{it}(E)$, 这种发射过程和前述的深中心一样只对 $C-t$ 的快态起作用. 在这之后和半导体表面反型之前,可以近似地认为界面态束缚电子密度保持为上述的稳定值,此时界面态产生少子的速率为

$$\int_{-\infty}^{\infty} c_n(E)c_p(E)\tau_c(E)N_{it}(E)dE. \quad (14)$$

当半导体表面开始反型以后,界面态除了向价带发射空穴和向导带发射电子之外,还俘获价带顶部的空穴. 考虑到 $C-t$ 过程的慢态远比快态慢得多,可以近似地认为在慢态的每一时刻都有 $\frac{dN_{itn}(E)}{dt} \approx 0$, 这时界面态束缚电子密度随半导体表面的空穴浓度的增加而减少,即

$$N_{itn}(E) = c_p(E)\tau_r(E, P_i)N_{it}(E). \quad (15)$$

其中 $\tau_r(E, P_i)$ 为能量 E 处的界面态在半导体表面的空穴浓度为 P_i 时通过俘获价带顶部的空穴到达稳定的过程时间常数,它和空穴俘获率 $C_p(E)P_i$ 的关系为

$$\tau_r(E) = [c_p(E) + c_n(E) + C_p(E)P_i]^{-1}. \quad (16)$$

这时界面态向导带发射电子的速率为

$$\int_{-\infty}^{\infty} c_n(E)c_p(E)\tau_r(E, P_i)N_{it}(E)dE, \quad (17)$$

此式也是界面态向反型半导体表面提供空穴的净速率,它表明界面态的少子产生率随半导体表面反型载流子浓度的增加而变小. 考虑到对复合-产生起作用的界面态位于禁带中央附近若干个 kT 地方,在后面的估算中取它为 $\pm 3kT$, k 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度. 并考虑到半导体表面反型以后,在室温附近和室温以下,对上述的界面态一般有 $C_p(E)P_i \gg c_n(E)$ 和 $c_p(E)$ 以及 $c_p(E) \cdot c_n(E) = \sigma_n(E)\sigma_p(E)\langle v_n \rangle \langle v_p \rangle n_i^2$ 的关系, (17)式可近似地写成为

$$6\sigma_n(E_0)\langle v_n \rangle n_i^2 kTN_{it}(E_0)/P_i. \quad (17')$$

其中 $\langle v_n \rangle$ 和 $\sigma_n(E_0)$ 分别为电子的热平均运动速度和禁带中央附近界面态对电子的俘获截面.

为了看清界面态和半导体表面层深中心对 $C-t$ 慢态影响的相对大小,下面对反型过程中两种少子产生率作比较. 现代硅平面工艺制作的 MOS 样品的界面态密度一般不高于 10^{12}cm^{-2} , 在禁带中央附近一般低于 $10^{11}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$, 取室温附近 $\langle v_n \rangle \approx 10^7\text{cm} \cdot \text{秒}^{-1}$, $n_i \approx 10^{10}\text{cm}^{-3}$ 以及我们用电容瞬态技术准确测量的禁带中央附近界面态电子俘获截面 $6.5 \times 10^{-16}\text{cm}^2$ (测量方法和详细结果,将另有文章发表). 利用这些数据,可以估算出当表面反型载流子浓度到达 10^{13}cm^{-3} 以后,界面态的少子产生率将小于 $10^9\text{cm}^{-2}\text{秒}^{-1}$. 通常测到的半导体表面层少子产生寿命是在 $10^{-7}-10^{-4}$ 秒,取表面势垒对少子产生有贡献的宽度约为 10^{-4}cm ,可以估算出半导体表面层深中心的少子产生率大于 $10^{10}\text{cm}^{-2}\text{秒}^{-1}$. 这说明在一般情况下,当硅表面反型载流子浓度到达 10^{13}cm^{-3} 以后,半导体表面层的少子产生就远远大于界面态的少子产生.

因此,可以认为对于浅杂质浓度大于 10^{13}cm^{-3} 的 MOS 电容器,强反型以后,界面态不再对 $C-t$ 特性有明显的影响,这时 $C-t$ 过程的 Zerbst 图的非线性行为主要是由半导体

表面势垒中少子产生的不均匀分布造成的。

下面着重分析半导体表面强反型以后的脉冲偏置 C-t 过程。根据上面的分析可以得到反映该过程的微分方程为

$$-[e_s N_D^+(W(t))/C_{ox}] \frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2 = n_i \int_{W_p(t)}^{W_T(t)} \frac{dx}{\tau_g(x)}. \quad (18)$$

其中假设了半导体中的浅杂质浓度远大于深中心浓度,即 $N_D(W) \gg N_{TT}(W)$, 使得 $A(t) \approx 1$ 。为了便于分析,下面我们假定在半导体表面层中浅杂质的分布是均匀的,同时把 τ_g 分为均匀和不均匀分布两种情况来讨论。

(1) τ_g 均匀分布,即 $\tau_g(x) = \tau_g^0$

用 $q\Phi_T$ 表示半导体内深中心与费米能级的间距,根据强反型条件,反型层上的电压降为 Φ_T ,除反型层之外的势垒区电压降为 $|\psi_s| = \Phi_T$,

$$|\psi_s| = \Phi_T = \frac{qN_D^+}{2\epsilon_s} [W^2(t) - L_T^2] = \frac{qN_D^+}{2\epsilon_s} [W(t) - W_p(t)]^2. \quad (19)$$

由此式解出 $W_p(t)$ 为

$$W_p(t) = W(t) [1 - (1 - L_T^2/W^2(t))^{1/2}]. \quad (20)$$

将(20)代入(18)并利用 $W_T(t) = W(t) - L_T$, 稳态强反型半导体表面势垒宽度 $W_F = \sqrt{2} L_T$ 以及 W_F 与稳态强反型单位面积高频电容 C_F 的关系, $\frac{W_F}{\epsilon_s} = \frac{1}{C_{DF}} = \frac{1}{C_F} = \frac{1}{C_{ox}}$, 得到

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2 = \frac{C_{ox} n_i}{C_F N_D^+ \tau_g^0} \left\{ \left(z + 1 - \frac{C_F}{C_{ox}} \right) \left[1 - \frac{(1 - C_F/C_{ox})^2}{2(z + 1 - C_F/C_{ox})^2} \right]^{1/2} - \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - C_F/C_{ox}) \right\} \quad (21)$$

其中 $z = (C_F/C - 1)$ 。此式说明 $-\frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2$ 与 z 的关系不是线性的(见图3)。这种非线性关系是由于我们用了更符合实际的强反型层厚度 $W_p(t)$ 代替 Zerbst 所用的 $(W_F - L_T)$ 才体现出来的。这说明,即使半导体表面层的少子产生是均匀的, Zerbst 图也并非完全线性。只有当 $W(t) \gg L_T$ 时才能得到

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2 \approx \frac{n_i C_{ox}}{N_D^+ C_F \tau_g^0} z + \frac{n_i C_{ox}}{N_D^+ C_F \tau_g^0} \cdot \frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{2}} (1 - C_F/C_{ox}). \quad (22)$$

此式虽然具有 Zerbst^[2] 推导的方程的形式,但其中的常数项的含义却截然不同,(22)中的常数项不包含 Zerbst 所说的界面产生速度 S_0 。这说明不能用 Zerbst 图的线性部分的延伸与 $-\frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2$ 轴的截距去求界面产生速度 S_0 。否则,其结果将是错误的。

如果有界面态的影响, Zerbst 曲线会随 z 的增大越来越偏离方程(21)的曲线,且是向着一 $\frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2$ 方向偏离,因为这种影响是随着反型的加强而迅速减弱的。我们可以根

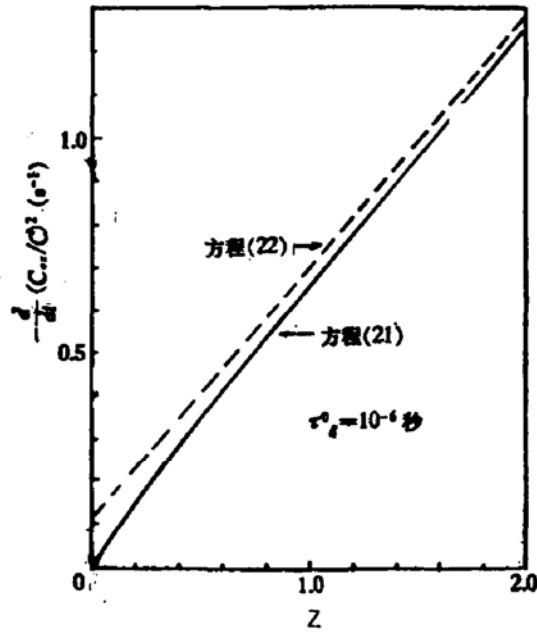


图3 $\tau_g = \tau_g^0$ 强反型时 Zerbst 图的非线性 ($T = 250\text{K}$)

据这种特征去判断是否有界面态的影响。

(2) τ_g 的空间分布测量原理

将(18)式两边对 $W_T(t)$ 求微商,可以得到空间位置 W_T 处少子产生寿命 $\tau_g(W_T)$, 即

$$-(e_i/C_{ox}) \frac{d}{dW_T} \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2 \right] = \frac{n_i}{N_D^+} \left[\frac{1}{\tau_g(W_T)} - \frac{1}{\tau_g(W_p)} \frac{dW_p}{dW_T} \right], \quad (23)$$

利用 $dW_T = dW$, $\frac{e_i}{C_{ox}} \frac{d}{dW} = \frac{d}{d \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)}$ 以及将(20)代入(23),可得

$$-\frac{d}{d \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)} \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2 \right] = \frac{n_i}{N_D^+} \cdot \frac{1}{\tau'_g(W_T)}, \quad (24)$$

其中

$$\frac{1}{\tau'_g(W_T)} = \frac{1}{\tau_g(W_T)} - \frac{1}{\tau_g(W_p)} \left[1 - \left(1 - \frac{L_T^2}{W^2} \right)^{-1/2} \right]. \quad (25)$$

从(25)得到

$$\frac{1}{\tau_g(W_T)} = \frac{1}{\tau'_g(W_T)} + \frac{1}{\tau_g(W_p)} \left[1 - \left(1 - \frac{L_T^2}{W^2} \right)^{-1/2} \right]. \quad (26)$$

直接测量的是 $\tau'_g(W_T)$, 它受到反型层边界 $W_p(t)$ 处的少子产生的影响, 结果它的值比 $\tau_g(W_T)$ 小. 例如在接近于稳定强反型时, 少子产生空间近于零, 反型层厚度 $W_p \approx W_F - L_T$, 记此值为 W_{PF} , 将 $W_F = \sqrt{2} L_T$ 代入(25)式, 即得 $\tau_g(W_{PF}) = \sqrt{2} \tau'_g(W_{PF})$. 另一方面, $\tau_g(W_p)$ 是无法直接测量的, 这正是这种测量方法的难处. 所幸的是在 $C-t$ 过程中, 很大一部分是 $W_p(t) \ll W(t)$, 如果近似地认为 W_{PF} 表示的薄层中少子产生寿

命变化不大,则可用 $\tau_g(W_{PF})$ 代替 $\tau_g(W_p)$, 于是(25)和(26)可以写成为

$$\frac{1}{\tau'_g(W_T)} \simeq \frac{1}{\tau_g(W_T)} - \frac{1}{\sqrt{2} \tau'_g(W_{PF})} \left[1 - \left(1 - \frac{L_T^2}{W^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right], \quad (25')$$

$$\frac{1}{\tau_g(W_T)} \simeq \frac{1}{\tau'_g(W_T)} + \frac{1}{\sqrt{2} \tau'_g(W_{PF})} \left[1 - \left(1 - \frac{L_T^2}{W^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right]. \quad (26')$$

利用脉冲 $C-t$ 资料和高频 $C-v$ 曲线求出 $-\frac{d}{d\left(\frac{C_{ox}}{C}\right)} \frac{d}{dt} \left(\frac{C_{ox}}{C} \right)^2$ 再用 $W_T = e_s \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{C_{ox}} \right)$

$-\frac{e_s}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{C_p} - \frac{1}{C_{ox}} \right)$ 的关系计算出 W_T , 就可以得到 τ_g 随 W_T 的分布。

三、n 型硅 MOS 电容器少子产生寿命测量

测量装置的方框图示于图 4. 将 MODEL 410 $C-V$ PLOTTER 的 LIFETIME 开关

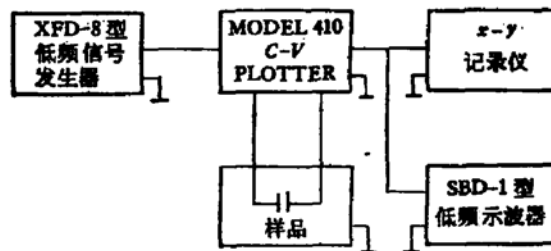
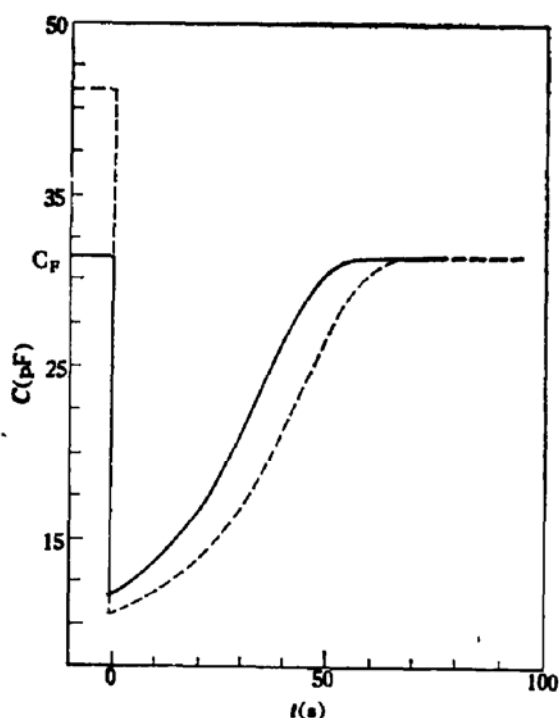


图 4 脉冲 $C-t$ 测量装置方框图

放在“on”的位置, XFD-8 型超低频信号发生器输出的脉冲从 $C-V$ PLOTTER 的扫描输入端输入, 触发 $C-V$ PLOTTER 的扫描单元, 使之将栅压由 V_{G1} 跃变为 V_{G2} , 将 $C-v$ PLOTTER 的 Y 轴输出端接 X-Y 记录仪或 SBD-1 型低频示波器, 由它们记录或显示 $C-t$ 曲线。

MOS 电容器的制作工序是在取向(111)的 n 型硅单晶片上, 经炉温 1100°C 的含 6% 三氯乙烯的干氧化, 长成厚度 $1500 \text{ \AA}$ 的氧化层, 再经正面蒸铝形成电极, 背面做欧姆接触, 经 $C-v$ 测试和 DLTS 分析, 得到样品的浅杂质浓度 N_D 为 $6.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, 禁带上半部的界面态密度为 $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 。

测量结果示于图 5、图 6 和图 7。图 5 示出 MOS 电容器从耗尽到强反型和从强反型到更强反型的 $C-t$ 曲线。图 6 示出这两条曲线所对应的 Zerbst 图, 由图可见两者的差别不大, 而且都表现出严重的非线性行为。从两种数据的一致性看出, 这种样品的界面态对于从部分耗尽到强反型的 $C-t$ 过程的影响是很小的。另一方面图线的非线性程度比图 3 所示的少子产生寿命均匀分布所对应的 Zerbst 图严重的多, 这说明 Zerbst 图的非线性行为主要是少子产生率的不均匀分布所造成的。图 7 示出这种分布的不均匀性, 在表面附近少子产生寿命短, 或者说少子产生率高, 随着向体内深度的增加, 少子产生寿命逐渐变长, 即产生率逐渐降低, 在离表面约 $2 \mu\text{m}$ 地方少子产生寿命最长, 再往体内去, 寿命变短, 并且逐步到达一个恒定的比表面的约长 3 倍的寿命值。

图5 脉冲偏置 MOS 电容器 $C-t$ 曲线

— 强反型→更强反型 --- 耗尽→强反型

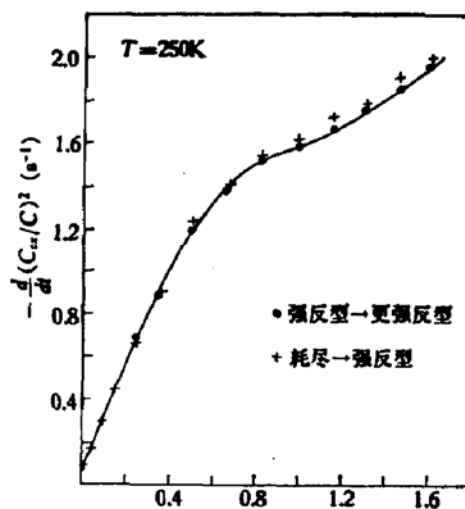


图6 MOS 电容器的 Zerbst 图

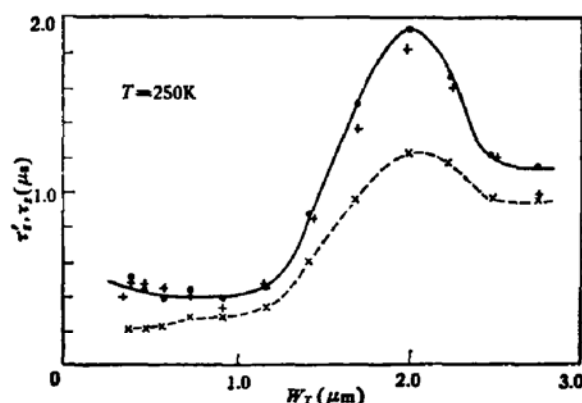


图7 少子产生寿命在半导体表面层中的分布

• 强反型→更强反型 τ_s + 耗尽→强反型 τ_r × 强反型→更强反型 τ_s

四、讨 论

Zerbst^[2] 关于脉冲偏置 $C-t$ 过程的理论解释有待于发展和完善(见引言)。本文对这种过程的动力学分析进一步充实和完善了他的这一理论: (1) 详细分析了界面态少子产生率与时间的关系。指出界面态只在耗尽界面和半导体表面反型的过程中是不可忽视的, 当表面强反型以后, 它的作用可以忽略不计。 (2) 在半导体表面强反型以后, Zerbst 图的严重非线性行为主要是半导体表面层中少子产生的不均匀分布造成的。提出(1)和(2)的意义就在于可以利用 Zerbst 图的非线性去研究半导体表面层中少子产生寿命的空间分布, 并进一步分析复合-产生中心的分布。

我们提出测量这种分布的方法,并在测量例子中发现样品中少子产生寿命呈极大值或者说少子产生率呈极小值的分布.这一结果和 Sah^[8] 观察到的产生中心的分布相当类似.关于这种分布的成因是复杂的,试推测如下,在样品制作过程中,半导体内部原有的深中心在表面层的部分为氧化层所吸取,造成少子产生率从体内向表面方向变小,以及象马鑫荣等^[9]所指出的工艺过程在界面产生的缺陷或外来的污染杂质向体内扩散,使得在很接近表面部分少子产生率增高.如果前者被提取的深度大于后者向体内扩散的深度,则将在表面与体内之间出现产生率的极小值,也就是产生寿命的极大值.关于这种推测是否符合实际,有待于做更深入的实验来检验.

在这个工作中,得到韩汝琦同志和北京半导体器件五厂六车间和一车间的大力帮助,在此对他们表示感谢.

参 考 文 献

- [1] G. Rupprecht, *Phys. Rev.*, 111, 75 (1958).
- [2] M. Zerbst, *Z. Angew. Phys.*, 22, 30 (1966).
- [3] Pierret, *IEEE Trans. Electron. Dev.* ED-25, 1157 (1978).
- [4] 程文超,黄振岗,半导体学报, 1, 228(1980).
- [5] S. R. Hofstein, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, ED-14, 785 (1968).
- [6] D. J. Esteve and J. J. Simonne, *Electron. Lett.*, 5, 194 (1969).
- [7] D. K. Schroder and J. Guldborg, *Solid-State Electron.*, 14, 1285 (1971).
- [8] C. T. Sah and H. S. Fu, *Phys. State. Sol. (a)*, 14, 59 (1972).
- [9] 马鑫荣、田立林、李志坚,半导体学报, 2, 298(1981).

Dynamical Analysis of the $C-t$ Process in MIS Structure and a Method for Measuring the Spatial Distribution of the Generation Lifetimes of Minority Carriers in Semiconductors

Chen Kaimao, Chen Kailai and Wang Zhongan

(Department of Physics, Beijing University)

Abstract

The $C-t$ process in pulse biased MIS structure is dynamically analysed. The results show that the effect of interface states on $C-t$ process is generally not negligible only in the depleting process of the interface and the inversion process of semiconductor surface, and that the non-linearity of the Zerbst plot of the $C-t$ process mainly arise from the inhomogeneous spatial distribution of the generation lifetimes of the minority carriers in the semiconductor surface layer when the semiconductor surface is strong in inversion. A method for measuring this inhomogeneous spatial distribution is suggested for the first time by using the $C-t$ process in pulse biased MIS structure. An example has been given for an n-type silicon MOS capacitor.