

Si 中 Pt 的复合行为

周 洁 李树英 谭 飞

(中国科学院半导体研究所)

1982 年 4 月 27 日收到

提 要

本文在不同本底掺杂浓度的 n-Si 与 p-Si 的扩 Pt 深扩散结样品中, 利用暗电容瞬态法观察到了零偏压偏置结的耗尽区内, 在 E_F 以上 kT 范围的深能级处的电子发射与俘获瞬态过程。这类瞬态行为满足该处不同起始条件的深能级的电子变化率方程的解。

本文并对发射瞬态的产生提出了一种机理, 认为它的存在是与深扩散结的结构密切相关, 至于俘获瞬态则与不同杂质的俘获特性密切相关。

一、引 言

我们在实验中发现, 在扩 Pt 的深扩散 p-n 结样品中, 当将结的偏压从不同负偏回到零压偏置时 (这是瞬态测量中经常采用的多子注入条件), 观察到两种复合过程中的瞬态行为, 见图 1。

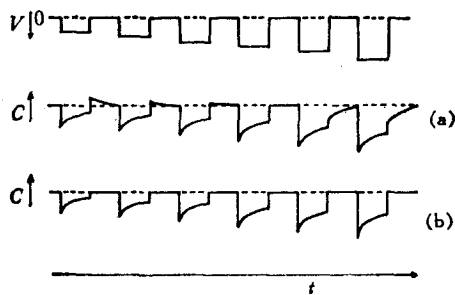


图 1 包含不同瞬态的复合过程

在图 1(a) 中, 当从小偏压回到零偏置时, 出现的是俘获瞬态, 随着原始偏压的增大, 俘获量越来越小, 并逐渐转变为发射瞬态, 从某一偏压开始, 复合过程中发射瞬态的发射量及时间常数就与原始偏压的大小无关。

在图 1(b) 中, 复合过程中的俘获瞬态与发射瞬态都不存在。

根据上述现象, 可以提出下面几个问题:

(1) 由多子引起的俘获瞬态通常是一个微秒级的过程, 但在实验中观察到的瞬态 (包括俘获与发射两种瞬态), 它们的时间常数却与正常的电子或空穴的发射过程的时间常数

(它的倒数即为发射率)的数值相近,这类瞬态是由什么引起的?

(2) 这类发射与俘获瞬态究竟有何规律?

(3) 产生发射瞬态的原因(即机理)是什么?

本文的目的就是要弄清这些问题.

二、实 验

1. 样品制备

将四种不同掺杂浓度的 n-Si 样品及一块 p-Si 样品制备成深扩散结 (p^+nn^+ 或 n^+pp^+), p^+ 区硼浓度约为 $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 扩散深度为 $30-35 \mu\text{m}$; n^+ 区磷浓度约为 $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 扩散深度为 $60-70 \mu\text{m}$. 然后将铂氯酸溶于乙醇中, 滴在样品表面上烘干, 在 $840-900^\circ\text{C}$ 氩气或氮气中扩散半小时到一小时后获得.

将另一块 n 型样品, 采用平面工艺, 制备成浅结 (p^+n 结), p^+ 区硼浓度为 $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 结深为 $1.5 \mu\text{m}$, 也采用上述扩散工艺获得扩 Pt 的浅结样品.

2. 实验方法

用暗电容瞬态法及热激电容法进行测量, 利用 Boonton 型 76A 电容计测量结电容, 电容测量精度为 $1 \times 10^{-3} \text{pF}$. 由于此电容计采用微处理机平衡, 所以电容平衡时间在数百毫秒以上. 在恒温下测量不同偏压时的暗电容瞬态, 温度可控制到 $\leq \pm 0.1^\circ\text{C}$. 在实验中, 利用零偏压偏置结作为多子注入.

三、实验结果

Pt 在 n-Si 中有两个能级(图 2(a)), 一为 $E_c - 0.19 \text{eV}$ (能级 I); 一为 $E_c - 0.36 \text{eV}$ (能级 II). Pt 在 p-Si 中也有两个能级 (图 2(b)), 一为 $E_v + 0.22 \text{eV}$ (能级 I); 一为 $E_v + 0.44 \text{eV}$ (能级 II).

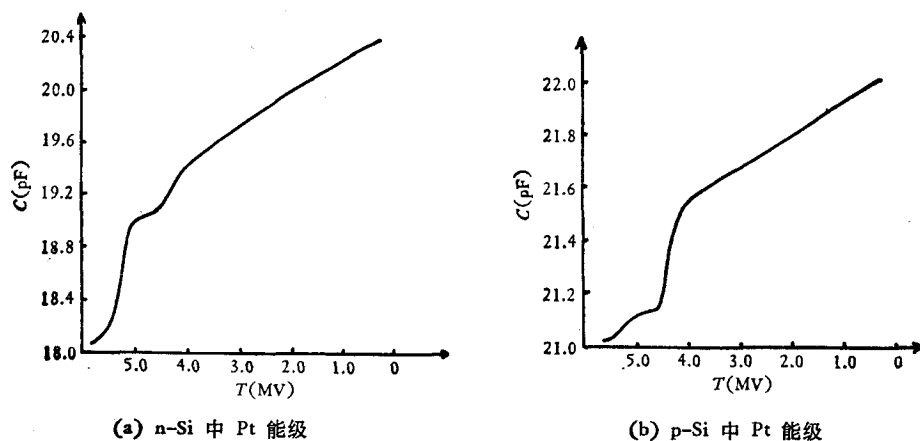


图 2

表 1

结的结构	p^+nn^+	p^+nn^+	p^+nn^+	p^+nn^+	n^+pp^+	p^+n
N_D (或 N_A) cm^{-3}	5.02×10^{13}	1.81×10^{14}	6.05×10^{14}	6.05×10^{14}	1.73×10^{15}	1.60×10^{15}
N_T cm^{-3}	1.66×10^{13}	5.91×10^{13}	8.01×10^{13}	3.81×10^{12}	1.31×10^{13}	4.17×10^{14}
N_T cm^{-3}	5.98×10^{12}	—	2.57×10^{13}	1.27×10^{12}	6.91×10^{13}	4.40×10^{13}

表 2(a) Pt 在 n-Si 中的发射瞬态参数

T(K)	$e_n(\text{s}^{-1})$	$5.02 \times 10^{13} (\text{cm}^{-3})$		$1.81 \times 10^{14} (\text{cm}^{-3})$		$6.05 \times 10^{14} (\text{cm}^{-3})$		$1.40 \times 10^{15} (\text{cm}^{-3})$	
		$e_n'(\text{s}^{-1})$	$\frac{e_n'}{e_n} \Delta e'(\text{pF})$	$e_n(\text{s}^{-1})$	$\frac{e_n}{e_n} \Delta e'(\text{pF})$	$e_n'(\text{s}^{-1})$	$\frac{e_n'}{e_n} \Delta e'(\text{pF})$	$e_n'(\text{s}^{-1})$	$\frac{e_n'}{e_n} \Delta e'(\text{pF})$
能级 I	94.3	1.28×10^{-2}	1.95 0.45	1.76×10^{-2}	1.33 4.05	1.54×10^{-2}	1.17 1.31	1.45×10^{-2}	1.13 0.84
	100.0	5.13×10^{-2}	1.87 0.45	6.80×10^{-2}	1.33 4.05	5.80×10^{-2}	1.13 1.31	5.44×10^{-2}	1.06 0.84
	106.4	2.05×10^{-1}	1.79 0.45	2.70×10^{-1}	1.32 4.05	2.30×10^{-1}	1.12 1.31	2.10×10^{-1}	1.02 0.84
能级 II	137.0	4.20×10^{-2}	1.71 0.26			4.83×10^{-2}	1.15 0.27	4.50×10^{-2}	1.07 0.25
	143.0	1.47×10^{-1}	1.61 0.26			1.70×10^{-1}	1.16 0.27	1.58×10^{-1}	1.07 0.25
	147.0	3.38×10^{-1}	1.85 0.26			4.00×10^{-1}	1.18 0.27	3.60×10^{-1}	1.07 0.25

表 2(b) Pt 在 p-Si 中的发射瞬态参数

$N_A(\text{cm}^{-3})$ 1.73×10^{15}	$T(\text{K})$	$e_p(\text{s}^{-1})$	$e'_p(\text{s}^{-1})$	$\frac{e'_p}{e_p}$	$\Delta c'(\text{pF})$
能级 I	100.7	4.30×10^{-2}	5.46×10^{-2}	1.27	0.085
	102.0	5.96×10^{-2}	7.51×10^{-2}	1.26	0.088
	107.5	2.10×10^{-1}	2.65×10^{-1}	1.25	0.088
能级 II	137.9	1.77×10^{-2}	2.07×10^{-2}	1.21	0.305
	143.7	8.19×10^{-2}	1.03×10^{-1}	1.23	0.310
	149.3	3.01×10^{-1}	3.53×10^{-1}	1.22	0.295

不同本底掺杂浓度的 n 型与 p 型样品中 Pt 的能级 I 与能级 II 的浓度列在表 1.

上述样品在复合过程中的发射瞬态与俘获瞬态的参数分别列在表 2 与表 3 中.

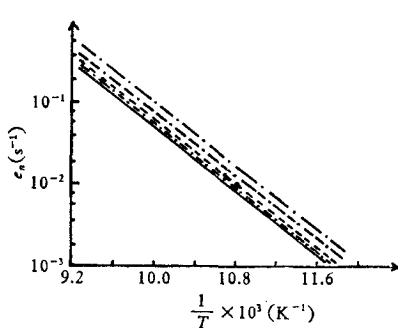
其中 e_n (或 e_p) 为正常发射过程中电子(或空穴)的发射率,令发射瞬态的时间常数的倒数为 e'_n (或 e'_p),发射量为 $\Delta c'$; 令俘获瞬态时间常数的倒数为 e''_n (或 e''_p),俘获量为 $\Delta c''$.

由表 2 可见,复合过程中发射瞬态的特点为:

(1) 不同掺杂浓度样品的 e'_n 不同, N_D 越小, e'_n 则越大,但 e'_n 的值总是在 $2e_n$ 与 e_n 之间, e'_p 也是如此.

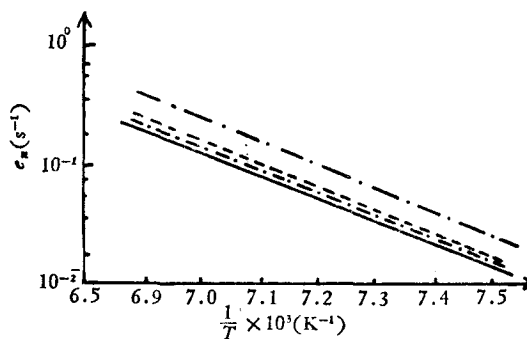
(2) e'_n/e_n (或 e'_p/e_p) 的值基本上与温度无关,也即 e'_n (或 e'_p) 与 e_n (或 e_p) 具有相同的温度关系 [见图 3(a) 及 (b)],由 e'_n (或 e'_p) 与 $1/T$ 关系曲线也同样能获得 Pt 在 Si 中的能级位置,只是截距不同而已.

(3) 同一掺杂浓度样品的发射瞬态的变化量 $\Delta c'$ 与温度无关.



(a) n-Si 中 Pt 能级 I 的发射率
与温度倒数关系曲线

$N_D(\text{cm}^{-3})$: — — — — — $e'_n 5.02 \times 10^{13}$;
 — — — — — $e'_n 1.81 \times 10^{14}$;
 — — — — — $e'_n 6.05 \times 10^{14}$;
 — — — — — $e'_n 1.40 \times 10^{15}$;
 — — — — — e_n



(b) n-Si 中 Pt 能级 II 的发射率
与温度倒数关系曲线

$N_D(\text{cm}^{-3})$: — — — — — $e'_n 5.02 \times 10^{13}$;
 — — — — — $e'_n 6.05 \times 10^{14}$;
 — — — — — $e'_n 1.40 \times 10^{15}$;
 — — — — — e_n

图 3

Pt 在不同导电类型 Si 中的复合过程的俘获瞬态参数列在表 3.

由表 3 可见,俘获瞬态的特点为:

表 3 Si 中 Pt 的俘获瞬态参数

样 品	$T(K)$	e_n (或 e_p) (s^{-1})	e_n'' (或 e_p'') (s^{-1})	$\frac{e_n''}{e_n}$ 或 $\frac{e_p''}{e_p}$	$\Delta c''(pF)$
$p^{+}nn^{+}(N_{T_1})$	98.3	3.44×10^{-2}	4.77×10^{-2}	1.30	0.7
$N_D(cm^{-3})$	100.3	5.47×10^{-2}	6.06×10^{-2}	1.24	0.6
1.81×10^{14}	102.9	9.78×10^{-2}	1.46×10^{-1}	1.31	0.5
$n^{+}pp^{+}(N_{T_2})$	137.9	1.77×10^{-2}	1.99×10^{-2}	1.12	0.08
$N_A(cm^{-3})$	143.7	8.19×10^{-2}	8.46×10^{-2}	1.03	0.05
1.73×10^{13}	147.2	1.83×10^{-1}	1.73×10^{-1}	~ 1.00	0.04

(1) e_n'' (或 e_p'') 的值也满足下述关系:

$$e_n \text{ (或 } e_p) < e_n'' \text{ (或 } e_p'') < 2e_n \text{ (或 } 2e_p).$$

(2) e_n''/e_n (或 e_p''/e_p) 的值似乎与温度无关。

(3) 俘获瞬态的变化量随温度的增加而减小, $\Delta c''$ 比 $\Delta c'$ 要小好几倍。

在扩 Pt 的不同导电类型的样品中观察到的复合过程是图 1(a) 的行为。但在相同 $N_D(6.05 \times 10^{14} cm^{-3})$, 不同 N_T (一为 $8.01 \times 10^{13} cm^{-3}$, 一为 $3.81 \times 10^{12} cm^{-3}$) 的样品中, N_T 大的样品的复合行为如图 1(a), N_T 小的样品的复合行为却如图 1(b), 此时发射量约为 0.004pF, 几乎不易观察到。在浅结扩 Pt 样品中, 基本上观察到的是图 1(b) 的行为。

四、结果讨论

1 多子复合过程通常是一个微秒级的过程, 它的时间常数 τ 满足 $\tau^{-1} = n\sigma\langle v \rangle$; 例如多子浓度 n 为 $10^{15} cm^{-3}$, 俘获截面 σ 约为 $10^{-15} cm^2$, 电子的平均热速度 $\langle v \rangle$ 为 $10^7 cm/s$, 则时间常数 τ 约为 $10^{-7} s$ 。因此首先要讨论为什么能观察到一个秒级的瞬态过程。

当在一个大的反向偏置的 p-n 结上, 突然将偏压改变为零偏压时, 这是一个深中心俘获多子的过程, 这个过程实质上是指数非指数的^[4]。

现以肖特基势垒中深中心的俘获过程为例 (见图 4)。在偏压为 V 的稳态时, 相应耗尽区宽度为 $W(V)$ 。可以将 $W(V)$ 分为两部分: $W_T(V)$ 为空间电荷区, 在此区内, 深中心上的电子是撤空了的。 $Y = W(V) - W_T(V)$ 为过渡区, 在此区内, 深中心上的电子基本上是填满的。当将偏压改变为零偏时, 在 $W_T(V) - W(0)$ 区内, 多子以单一的时间常数进行填充, 填充得很快, 因此时间常数甚小, 但在 $W(0) - W_T(0)$ 区内, 由于俘获过程是载流子尾巴起作用, 而载流子尾巴的浓度随着透入深度 (向过渡区内) 的增加而迅速减小, 因此填充过程是越来越慢的。达到动态平衡时, $E_F = E_T$ 深中心处发射电子的速率与俘获电子的速率应是相等的。由于我们观察到的俘获瞬态与发射瞬态的时

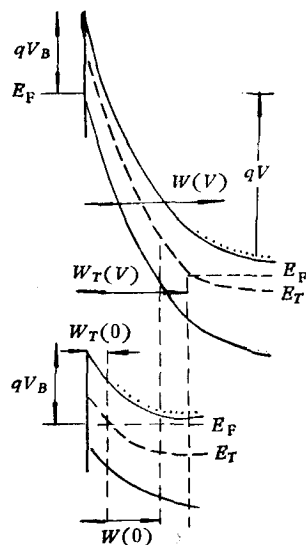


图 4 肖特基势垒中偏压改变时
相对应的耗尽区

间常数与正常发射过程的时间常数的数值相差不大,因此可以设想这类瞬态过程是在 $E_T = E_F$ 附近发生的.

2. 解 $E_F = E_T$ 附近深中心处电子的变化率方程.

根据深中心处电子的变化率方程^[2]

$$\begin{aligned} \frac{dn_T}{dt} &= -(c_n n + e_n + c_p p + e_p)n_T + (c_n n + e_p)N_T \\ &= -(a + b)n_T + aN_T, \end{aligned} \quad (1)$$

其中令 $a = c_n n + e_p$, $b = c_p p + e_n$; n_T 为深中心的电子浓度; N_T 为深中心浓度; e_n , e_p 分别为电子与空穴的发射率; c_n , c_p 分别为电子与空穴的俘获率(其中 $c_n = \sigma_n \langle v_n \rangle$; $c_p = \sigma_p \langle v_p \rangle$; σ_n , σ_p 分别为电子与空穴的俘获截面; $\langle v_n \rangle$, $\langle v_p \rangle$ 分别为电子与空穴的平均热速度).

考虑两种初始条件的解

i) 当 $t = 0$, $n_T = 0$ 时,方程(1)的解为

$$n_T(t) = \begin{cases} 0 & t \leq 0, \\ \left(\frac{a}{a+b}\right) N_T [1 - e^{-(a+b)t}] & t > 0. \end{cases} \quad (2)$$

相应为俘获瞬态.

ii) 当 $t = 0$, $n_T = N_T$ 时,方程(1)的解为

$$n_T(t) = \begin{cases} N_T & t \leq 0, \\ \left(\frac{a}{a+b}\right) N_T + \left(\frac{b}{a+b}\right) N_T e^{-(a+b)t} & t > 0. \end{cases} \quad (3)$$

相应为发射瞬态.

因为

$$n_T = N_T f_T, \quad (4)$$

其中 f_T 为平衡占据因子,

$$f_T = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right)}.$$

当 $E_T = E_F$ 时, $f_T = 1/2$, 则

$$n_T = \frac{1}{2} N_T. \quad (4)$$

考虑在 n-Si 中达到动态平衡时, $\frac{dn_T}{dt} = 0$; 设 $c_p, e_p \sim 0$, 将 (4)' 式代入 (1) 式, 则得 $E_T = E_F$ 处

$$e_n = c_n n, \quad (5)$$

其中

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{kT}\right). \quad (6)$$

即在 $E_T = E_F$ 处的深中心, 达到动态平衡时, 发射电子的速率与俘获电子的速率应是相

等的.

将(5)式代入(2),(3)式,则可得 $E_F = E_T$ 深中心处电子变化的动力学过程,即实验中相应的电容瞬态过程.

(1) 当 $t = 0, n_T = 0$ 时,

$$n_T = \frac{N_T}{2} (1 - e^{-2e_n t}), \quad (7)$$

(2) 当 $t = 0, n_T = N_T$ 时,

$$n_T = \frac{N_T}{2} (1 + e^{-2e_n t}). \quad (8)$$

即在 $E_F = E_T$ 处,深中心是以 $2e_n$ 的速率发射电子或俘获电子的.

考虑 E_F 与 E_T 不重合时的瞬态,利用精细平衡关系

$$e_n = \sigma_n \langle v_n \rangle N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{kT}\right),$$

其中 N_c 为导带有效状态密度,引入参量

$$\alpha = \exp\left(-\frac{E_T - E_F}{kT}\right),$$

则(1)式的解为

1) 当 $t = 0, n_T = 0$ 时,

$$n_T = \frac{\alpha}{1 + \alpha} N_T [1 - e^{-(1+\alpha)e_n t}]. \quad (9)$$

2) 当 $t = 0, n_T = N_T$ 时,

$$n_T = \frac{1}{1 + \alpha} N_T [\alpha + e^{-(1+\alpha)e_n t}]. \quad (10)$$

即在 $E_F = E_T$ 附近,深中心是以 $(1 + \alpha)e_n$ 的速率发射电子或俘获电子的. 当 $E_T > E_F$ 时,则 $\alpha < 1$; 发射与俘获电子的速率在 e_n 与 $2e_n$ 之间,俘获量为 $\frac{\alpha}{1 + \alpha}$, 发射量为 $\frac{1}{1 + \alpha}$; 发射量与俘获量的比值约为 $1/\alpha$. 如果 E_T 在 E_F 以上 $2kT$, 瞬态时间常数为 $1/e_n$, α 约为 0.1, 此时俘获量仅为 0.1, 则很小. 如果 E_T 在 E_F 以下 $2kT$, 则 α 约为 10, 瞬态过程很快. 所以时间常数与 $1/e_n$ 相近的瞬态贡献只能来自 E_T 在 E_F 上下 kT 范围内能级的俘获或发射.

3. 实验数据与理论公式的比较

由表 2 和表 3 可见,从不同导电类型与不同掺杂浓度的扩 Pt 样品中,得到的发射瞬态与俘获瞬态的时间常数的倒数 e'_n (或 e'_p) 与 e''_n (或 e''_p) 都满足下述关系: e_n (或 e_p) $< e'_n$ (或 e'_p), e''_n (或 e''_p) $< 2e_n$ (或 $2e_p$). 所以实验中观察到的发射与俘获瞬态都是在 $E_T > E_F$ 的 kT 范围内发生的.

根据(10)式计算了发射量,得到的数值果然是与发射瞬态的变化量 $2N_T \Delta c/c$ 具有一一对应关系.

下面以 $T = 100\text{K}$, $e_n = 5.13 \times 10^{-2}(\text{s}^{-1})$ 的情况为例,结果列在表 4. 其中 N_T 是

采用 $N_T|_{W(0)}$ 的浓度进行计算的.

表 4

$N_D(\text{cm}^{-3})$	$N_T _{W(0)}(\text{cm}^{-3})$	$2N_T \frac{\Delta c}{c} (\text{cm}^{-3})^*$	$e'_n(\text{s}^{-1})$	$1 + \alpha$	发射量 (cm^{-3})
5.02×10^{13}	5.30×10^{12}	4.64×10^{11}	9.60×10^{-2}	1.87	3.83×10^{12}
1.81×10^{14}	4.70×10^{13}	6.87×10^{12}	6.80×10^{-2}	1.33	3.51×10^{13}
6.05×10^{14}	2.02×10^{13}	1.21×10^{12}	5.80×10^{-2}	1.13	1.80×10^{13}
1.40×10^{15}	1.70×10^{13}	6.19×10^{11}	5.44×10^{-2}	1.06	1.58×10^{13}

* 由实验中发射瞬态得到的发射变化量,因需与俘获量抵消,所以测量值会小于(10)式的计算值.

由表 2 和表 3 得到的发射瞬态与俘获瞬态变化量的大小之比也与(9)式、(10)式的结果颇为一致.

4. 发射瞬态的机理分析

由于在浅结扩 Pt 样品中未观察到发射瞬态,所以认为深扩散结的结构可能为复合过程的发射瞬态提供了可能性.

在一块均匀本底掺杂浓度为 N_D 的样品中,在深扩散结的结构中,空间电荷为 $q[N_D - N_A(x)]$;在突变结中则为 qN_D . 则其相应的过渡区 Y , ($Y = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\Phi_T(x)}{qn(x)}}$, 其中 $q\Phi_T = E_F - E_T$, $n(x)$ 为相应位置的多子浓度, ϵ_0 为真空电容率, ϵ 为介电常数.) 前者要比后者大(见表 5). 由表 5 可见,深扩散结中的过渡区比突变结的几乎大了一倍. 当从

表 5 N-Si: Pt

$N_D(\text{cm}^{-3})$	1.40×10^{15}	6.05×10^{14}	1.81×10^{14}	5.02×10^{13}
$Y_{\text{深扩}}(\mu\text{m})$	0.689	0.847	1.55	2.54
$Y_{\text{突}}(\mu\text{m})$	0.313	0.440	0.940	1.41
$W_{\infty 0V}(\mu\text{m})$	2.26	3.15	6.05	12.3
$Y_{\text{深扩}}/W_{\infty}$	30.5%	26.9%	25.4%	20.6%

大偏压改变到零偏压时,在 $W_T(0) - W(0)$ 区内(见图 4)多子迅速填充,这时电容相应为 $C_{\max}$ (耗尽区为 $W_{\min}$),此值在我们响应较慢的电容计中,是未测量到的. 由于深扩散结比突变结在耗尽区边缘附近位势变化更平缓,所以在深扩散结的过渡区 Y 中,有相当一部分为载流子尾巴较快速地填充,因此导致空间电荷的降低,使结电容相应从 $C_{\max}$ 变为 $C_{\min}$ (耗尽区则相应从 $W_{\min}$ 变为 $W_{\max}$) 见图 5. 从不同大小耗尽区相应的能带图可见,原来在 $W_{\min}$ 中电子的填充区,在 $W_{\max}$ 时,则有部分已填充上电子的能级位于 E_F 之上,于是就进行发射,最终使耗尽区变为稳态值 W_{∞} . 但在突变结中,由于 Y 区小,相应填充区也小,所以对 $W_{\min}$ 影响较小,难于造成 $E_T > E_F$ 处电子的存在,在测量中,观察不到电容数值的明显变化,因此 $W_{\min}$ 几乎也就是 W_{∞} . 由此机理得到的发射瞬态,其发射量的大小应是温度无关的.

当将结从小偏压偏置状态改变为零偏置时,由于这两种偏置条件下过渡区大部分是重叠的,所以零偏置的过渡区大部分已有电子填充,需俘获电子的区域较小, $E_T < E_F$ 处俘获瞬态又较快,所以观察到的是 $E_T > E_F$ 处的电子俘获,随着偏压的增加,发射瞬态逐

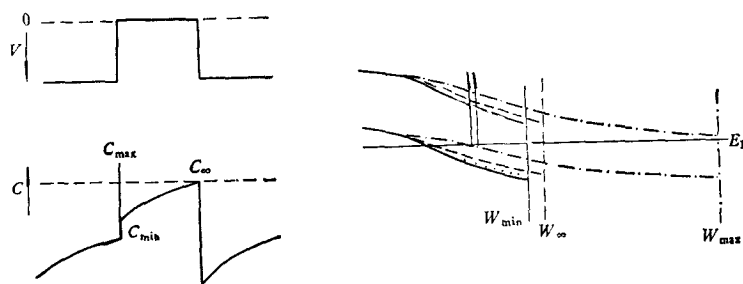


图 5 出现发射瞬态的示意图

渐起作用,所以俘获量逐渐降低,达到某一临界偏压时,过渡区填充部分增大到这一程度,致使结电容由 $C_{\max}$ 变为 $C_{\min}$,发射瞬态便占了优势.分析实验数据可知,不同导电类型与不同掺杂水平的样品都是在 $W_T(V) - W(0) \cong 0$ (见图 4) 的条件下,发射瞬态才占优势.于是由此再增加偏压,其复合过程中的发射瞬态的时间常数与发射量就与偏压大小无关了.

下面举一个 $N_D = 1.81 \times 10^{14}(\text{cm}^{-3})$, $T = 97.25\text{K}$ 时某一偏压回到零偏压复合过程的数值例子,进一步阐明发射瞬态存在的机理.设原始为小偏压偏置的结回到零偏压时的俘获瞬态相应的起始值为 $C_{\max}$,于是将 $C_{\min}$, C_{∞} 及其相应的耗尽区宽度列在表 6.由表 6 可见,因 $W_{\max} - Y_{\max} \cong W_{\min}$,显然,在 $W_{\min}$ 中相应的填充区,在 $W_{\max}$ 中基本上处于 $E_T > E_F$ 的状态,于是就出现了发射瞬态占优势的复合过程.

表 6

$c(\text{pF})$	$W(\mu\text{m})$	$Y(\mu\text{m})$
$c_{\max} = 57.95$	$W_{\min} = 12.2$	2.17
$c_{\min} = 53.05$	$W_{\max} = 14.5$	2.31
$c_{\infty} = 57.55$	$W_{\infty} = 12.4$	2.19

同时,发射瞬态的大小又与 N_T 的大小密切相关.在同一 N_D ,不同 N_T 的样品中, N_T 大的样品有明显的发射瞬态 ($\Delta c' = 1.31\text{pF}$), N_T 小的样品就不易观察到,其发射量仅为 0.004pF .

由于俘获瞬态与杂质的俘获特性密切相关,所以在俘获与发射瞬态相抵消的复合行为中,不同杂质的复合行为应是不同的.从实验数据估算,Pt 的俘获截面约为 $3 \times 10^{-18}\text{cm}^2$,但在扩 An 样品中得到的俘获截面约为 $5 \times 10^{-15}\text{cm}^2$,所以在几乎相同的 N_T 的情况下,已观察到 Pt 在 Si 中的发射瞬态要比 An 在 Si 中的明显得多.

至于不同本底掺杂浓度材料中的 e'_n 不同,这可由表 5 中得到.掺杂浓度 N_D 越小, Y/W_{∞} 的值也越小,相应填充区也越小,所以发射区越邻近 $E_T = E_F$ 处发生,因此 e'_n 更接近 $2e_n$ 的数值.

五、结 论

本工作观察到了耗尽区内 $E_F = E_T$ 附近($E_T > E_F$ 的 kT 范围内)深中心处电子的

发射与俘获的瞬态过程。这种瞬态行为满足 $E_F = E_T$ 附近深中心的电子变化率方程的解。在该处发生的发射与俘获瞬态的时间常数的倒数分别为 c'_n 与 c''_n ，与正常发射率 c_n 间满足如下的关系： $c_n < c'_n$ (或 c''_n) $< 2c_n$ 。这与实验数据是一致的，由导出公式计算的发射量与俘获量也与实验中观察到的瞬态变化量具有一一对应的关系。

本文提出了产生发射瞬态的一种机理，在深扩散结的结构中提供了产生该瞬态的有利条件，至于俘获瞬态的特征应与不同杂质的俘获特性密切有关。

黄昆教授对本工作进行了多次关键性的指导并审阅了全文。在机理分析方面，北京大学物理系秦国刚同志提出了宝贵的意见。许振嘉同志对本工作给予了支持与帮助。作者谨向他们表示深切的感谢。作者还应感谢阮圣盎、吴荣汉、高季林同志的有益讨论。

北京变压器厂提供了深扩结样品。本所二室制备了 p-N 结样品。蔡田海同志提供扩散条件。在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] A. Zylbersztejn, *Appl. Phys. Lett.*, **33**(1978), 200.
- [2] G. L. Miller, D. V. Cang. L. C. Kimerling, *Ann. Rev. Mater. Sci.*, (1977), 396.

THE RECOMBINATION BEHAVIOR OF PLATINUM IN SILICON

Zhou Jie Li Shu-ying Tan Fei

(*Institute of Semiconductor, Academia Sinica*)

ABSTRACT

With dark capacitance transient method, electron emission and capture transient processes at deep level, which is located within an energy range of KT above E_F in depleted region of zero-biased junction, have been observed in Pt diffused deep diffusion junction of n-Si and p-Si with different background doping density. These transient behaviors agree with the solution of electron variation rate equation of deep level for different initial conditions at that place.

In this paper, a mechanism is also proposed to explain the occurrence of emission transient. It is considered that the origin of emission transient is closely related to the structure in the deep diffusion junctions and the capture transient to the capture characteristic of different impurity.