

# 在多数载流子对边区作非饱和填充的条件下测量深中心分布的理论与实践

陈开茅 秦国刚

(北京大学物理系)

1984年12月29日收到

本文提出在多数载流子对边区作非饱和填充的条件下求深中心分布的理论与实践。过去在对边区作饱和填充的条件下求分布的方法须要知道测量温度下深能级的实际位置，而通过热发射率测定的却是表观激活能，由后者精确求出前者有时是相当困难的。传统方法还须知道费米能级作为距离的函数，在有多个浓度较高深能级情况下，由 C-V 法难以求得这函数。本法无须知道深能级与费米能级位置，因而避免了上述困难。对硅中金受主应用了本方法。

## 一、引言

深能级的空间分布是表征深能级特性的主要参数之一。十几年来，许多人一直在寻找准确测量深能级分布的方法。1972年 C. T. Sah 首先提出利用电容瞬态测量深中心分布的方法<sup>[1]</sup>，1974年 D. V. Lang 提出利用深能级瞬态谱法(DLTS) 测量深能级分布<sup>[2]</sup>，在这些工作中均未考虑空间电荷区边界层(以后简称边区)的影响。为了计及这一影响，1976年 C. T. Sah 提出了利用阶跃偏压产生的电容瞬态测量深中心分布的方法<sup>[3]</sup>。同年 K. L. Wang 在假设脉冲期间，边区为载流子饱和填充的情况下，用固定偏压和变动脉冲高度所获得的电容瞬态测量深能级的分布<sup>[4]</sup>。对他的这个工作中有一点应该指出的是测量浓度分布的公式有错误。近来秦国刚和 C. T. Sah 等人讨论了样品中存在多个深能级(包括浓度大的深能级)时，利用恒定电容电压瞬态测量深中心分布的理论<sup>[5]</sup>。

据我们所知所有上述及其它已发表的深中心分布测量工作都是假设边区已被载流子饱和填充的条件下进行的。为了计及边区的宽度，就须要知道测量温度下费米能级与深能级之间的能量差，为此就要知道测量温度下深能级的实际位置，但由测量深能级载流子热发射率  $\epsilon_s$ ，根据  $\epsilon_s/T^2 - 1/T$  关系所确定的是表观激活能，直接以后者代表深能级位置可能造成重大误差。实际上深能级的表观激活能等于深能级激活能与俘获截面激活能之和，Henry 与 Lang<sup>[6,7]</sup> 在 GaAs 与 GaP 中所测量的深能级俘获截面激活能为 80—560 meV，这就是说表观激活能与深能级激活能的差别可以相当大。又如 Brotherton 等<sup>[8]</sup> 在 n 型 FZ 硅的电子辐照缺陷研究中，观察到一个其 DLTS 峰和 A 中心重叠在一起的缺陷，它的表观激活能为 0.17 eV，而实际激活能为 0.09 eV，前者几乎是后者的两倍。假设费米能级在导带以下 0.06 eV，则费米能级与深能级之间的差别仅为 0.03 eV，而如以表观激活能代替实际激活能，这差别就是 0.11 eV，比实际的费米能级与深能级之差大了近三

倍，这就给所求深能级分布造成重大误差。另外，如果俘获截面比较大（例如 $\geq 10^{-15} \text{cm}^2$ ），测量俘获截面就比较困难，要在一个比较大的温度区间内测定俘获截面从而确定其激活能就更困难了。

深能级激活能是温度的函数，但目前还没有办法精确测量它是如何随温度变化的。半导体的禁带宽度是温度的函数，经验公式为<sup>[9]</sup>

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}.$$

其中  $E_g(0)$  是绝对零度下的禁带宽度， $\alpha$  与  $\beta$  是与材料有关而与温度无关的常数。深能级可以钉扎于导带，也可以钉扎在价带，或对两个带都不钉扎，究竟如何，是个复杂问题，例如硅中金受主，Engstrom<sup>[10]</sup> 等认为它钉扎在导带，而秦国刚等认为它钉扎在价带<sup>[11]</sup>。如果深能级钉扎在导带，深能级上空穴激发到价带的激活能随温度的改变量与禁带相同，反之若深能级钉扎在价带，其电子激活能随温度的改变量与禁带相同。对于硅，温度从 0 到 300K 禁带的改变量为 0.046eV，而对于 GaAs，从 0 到 400K，禁带的改变量为 0.143eV，这就是说深能级随温度的改变量也可以达到这个数量，这是深能级位置的又一不确定因素。

通常用载流子饱和填充法求深能级分布还必须知道费米能级作为距离的函数。一般用  $C-V$  法求出载流子浓度就可以计算出上述函数，但是如果存在多个浓度较大的深能级（这种情况经常出现在离子注入引起的缺陷的研究中）用  $C-V$  法求载流子浓度会遇到很大的困难。Kimerling<sup>[12]</sup> 指出深能级的存在会对  $C-V$  法求载流子浓度产生干扰，对于只存在单一深能级的情况，他提出了克服干扰求出载流子浓度的途径，对于多能级的情况，秦国刚与姚秀琛最近的工作<sup>[13]</sup>指出在某些温度区间这问题可以得到解决，在另外一些温度区间用  $C-V$  法就很难解决问题。

本方法研究的是载流子非饱和填充，既不要知道测量温度下深能级所在，也不须要知道测试温度下费米能级如何随距离而改变，因此就避免了上述的困难。

## 二、原 理

为了简单起见，下面以 P 型半导体中的深能级为例进行讨论。如果忽略少子-电子的存在，则描述深中心束缚空穴浓度的微分方程为

$$\frac{dP_T}{dt} = -(c_s + c_p + c_p P)P_T + (c_s + c_p P)N_{TT}. \quad (1)$$

其中  $P_T$  和  $N_{TT}$  分别为深中心束缚空穴浓度和深中心浓度， $c_s$  和  $c_p$  分别为电子和空穴热发射率， $c_p$  为深中心对空穴俘获系数， $P$  为价带的空穴浓度。对于反偏 n<sup>+</sup>-p 结施加这样极性的脉冲，在脉冲期间 n<sup>+</sup>-p 结上反偏减小，空穴对深能级进行填充。如果浅受主  $N_A \gg N_{TT}$  以及在脉冲到来之前，束缚空穴热发射到达稳定态，则在俘获过程中束缚空穴浓度与脉冲宽度  $t_p$  的关系为

$$P_T(t_p) = [c_s \tau_e - (c_s + c_p P) \tau_r] N_{TT} \exp[-t_p / \tau_r]$$

$$+ (c_n + c_p P) \tau_r N_{TT}. \quad (2)$$

其中  $\tau_e$  和  $\tau_r$  分别为深中心发射时间常数和俘获时间常数

$$\tau_e^{-1} = (c_n + c_p), \quad (3)$$

以及

$$\tau_r^{-1} = (c_n + c_p + c_p P), \quad (4)$$

在深能级浓度分布测量中，通常都是取脉冲宽度足够宽，以便对深能级进行饱和填充。在此之后的热发射过程中，束缚空穴浓度随时间  $t$ （取脉冲终了时刻作为  $t$  的原点）的变化为

$$P_T(t) = [(c_n + c_p P) \tau_r - c_n \tau_e] N_{TT} \exp(-t/\tau_e) + c_n \tau_e N_{TT}. \quad (5)$$

深能级对载流子的俘获和发射造成了电容瞬态或电压瞬态，这种瞬态过程可以通过空间电荷区的泊松方程的积分形式定量地推导出来<sup>[12]</sup>。

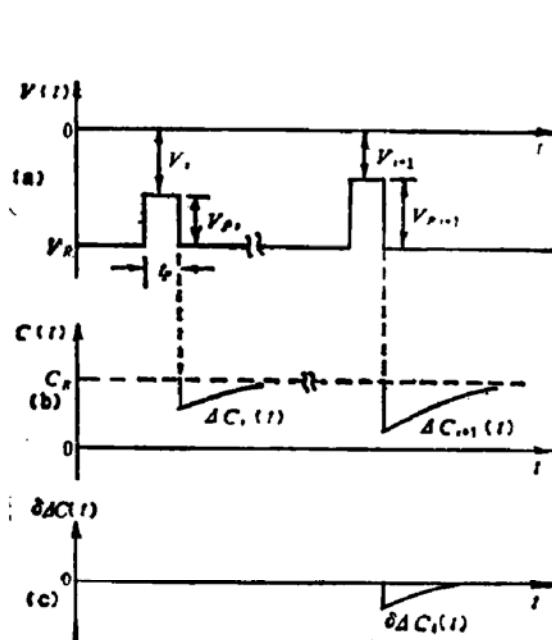


图1 加在 n<sup>+</sup>-p 结的偏压波形及相应的电容瞬态,(a) 偏压波形, (b) 电容瞬态, (c) 相邻脉冲高度对应的电容瞬态之差。

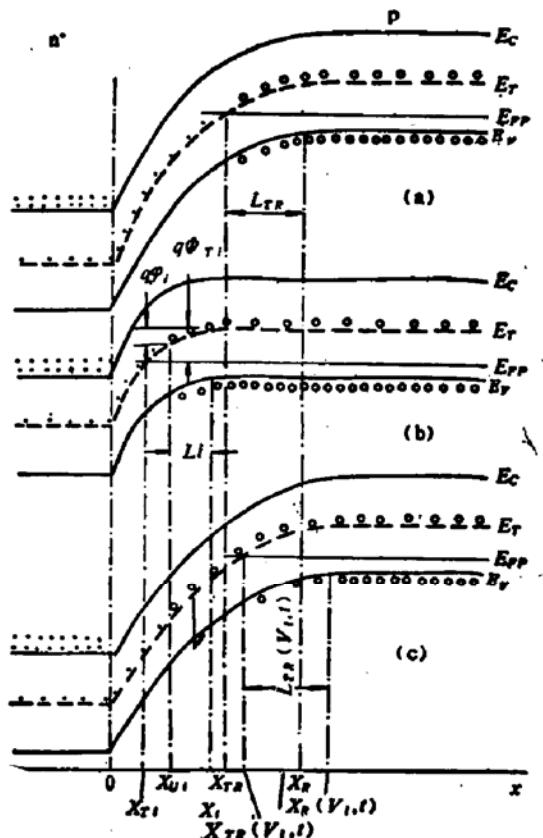


图2 脉冲偏置 n<sup>+</sup>-p 结的能量带图及深能级状态, (a) 反向偏置稳态, (b) 脉冲终了时刻的状态, (c) 反向偏置空穴发射状态。

在恒定电压条件下的电容瞬态(推导过程见附录)方程为(浅受主浓度  $N_A \gg$  深中心浓度  $N_{TT}$ ):

$$A^2 \epsilon_s^2 N_A^- (X_R) \Delta c_i(t) / c_R^3 \\ = - \int_{X_{TR}}^{X_{TR}} [(c_n + c_p P) \tau_r - c_n \tau_e] N_{TT}(x) \exp(-t/\tau_e) x dx. \quad (6)$$

其中  $\epsilon_s$  为半导体的介电常数,  $\Delta c_i(t)$  是脉冲高度为  $V_P$  时的电容瞬态(见图 1),  $C_R$  是

反向偏压  $V_R$  时  $n^+ - p$  结的电容,  $x$  表示空间电荷区中的任一位置,  $X_R$  和  $X_{TR}$  分别为反向偏压  $V_R$  时空间电荷区的宽度和深能级与准费米能级的交点位置, 见图 2,  $[0, X_{ui}]$  是脉冲期间偏压为  $V_i$  时深能级未被载流子饱和填充的宽度,  $N_A^-(X_R)$  是空间电荷区边界处离化浅受主浓度,  $A$  是  $n^+ - p$  结的结面积。将(6)式右边积分中的被积函数同(5)式作比较, 可以看出电容瞬态  $\Delta c_i(t)$  是在发射过程中, 正比于空间电荷区不同位置的深中心束缚空穴浓度的含时间部分以位置  $x$  为权重因子对在脉冲期间载流子填充区域 ( $X_{ui} \rightarrow X_{TR}$ ) 的积分。结电容的瞬变过程是由被积函数中的指数因子决定的。如果空间电荷区内电场强度不太高(对于硅,  $\epsilon \leq 5 \times 10^4 \text{ V/cm}^{[13, 14]}$ ), 则指数的时间常数  $\tau_e$  与空间位置  $x$  无关, 指数因子可以提到积分号外, 这时的电容瞬态是单指数的。如果深中心的空穴俘获率  $c_p P$  远大于  $c_n$  和  $c_p$ , 则(6)式可简化为

$$A^2 \epsilon_s^2 N_A^-(X_R)^{\delta \Delta c_i(t)} / c_R^3 = - \frac{c_p}{c_n + c_p} \exp(-t/\tau_e) \int_{X_{ui}}^{X_{TR}} N_{TT}(x) x dx. \quad (7)$$

测量高度很相接近的两脉冲  $V_{pi}$  和  $V_{pi+1}$  所对应的电容瞬态  $\Delta c_i(t)$  和  $\Delta c_{i+1}(t)$ , 并令其相减[见图 1(b) 和 (c)], 可得  $X_{ui}$  与  $X_{ui+1}$  之间深能级发射空穴所造成的电容瞬态为

$$A^2 \epsilon_s^2 N_A^-(X_R)^{\delta \Delta c_i(t)} / c_R^3 = \frac{c_p}{c_n + c_p} \exp(-t/\tau_e) \int_{X_{ui}}^{X_{ui+1}} N_{TT}(x) x dx. \quad (8)$$

脉冲期间空间电荷区宽度  $X_i$  与该区中未被空穴填充的宽度  $X_{ui}$  的关系(见图 2)为

$$X_i = X_{ui} + L_i(x_i, t_p), \quad (9)$$

其中  $L_i(x_i, t_p)$  是脉冲期间边区中为空穴饱和填充部分的宽度, 它是位置  $X_i$  和脉冲宽度  $t_p$  的函数,  $X_i$  可用高频  $C-V$  法测量结电容来确定, 即

$$X_i = A \epsilon_s / c(V_i). \quad (10)$$

其中  $V_i = V_R - V_{pi}$  是脉冲期间加在  $n^+ - p$  结上有效反向偏压, 由于(8)式右边的积分限  $X_{ui+1}$  和  $X_{ui}$  相接近, 当假设  $N_{TT}(x)$  随  $x$  是缓变的, 可将其提出积分号, 利用(9) (10)两式, (8)式就变成为

$$\delta \Delta c_i(t) = \frac{c_p}{A^2(c_n + c_p)} \left[ \frac{N_{TT}(X'_{ui})}{2N_A^-(X_R)} \right] c_R^3 f(V_i, V_{i+1}) \exp(-t/\tau_e), \quad (11)$$

其中

$$X'_{ui} = (X_{ui} + X_{ui+1})/2, \quad (12)$$

$$f(V_i, V_{i+1}) = \frac{1}{\epsilon_s^2} (X_{ui+1}^2 - X_{ui}^2) \\ - \left[ A/c(V_{i+1}) - \frac{L_{i+1}(X_{i+1}, t_p)}{\epsilon_s} \right]^2 - \left[ A/c(V_i) - \frac{L_i(X_i, t_p)}{\epsilon_s} \right]^2, \quad (13)$$

当  $t = 0$  时, 就得到(11)式电容瞬态初值  $\delta \Delta c_i(0)$ , 它是高度相近的两脉冲对应电容瞬态初值的差, 由它可以求出深中心浓度  $N_{TT}(X'_{ui})$ , 即

$$N_{TT}(X'_{ui}) = 2A^2 \left( 1 + \frac{c_n}{c_p} \right) N_A^-(X_R) f^{-1}(V_i, V_{i+1}) \frac{\delta \Delta c_i(0)}{c_R^3}. \quad (14)$$

在实践中可以直接测量不同脉冲高度的电容瞬态, 推算其初值, 求得  $\delta \Delta c_i(0)$ 。也可以用 DLTS 测量不同脉冲高度对应的峰高, 计算  $\delta \Delta c_i(0)$ , 此时  $\delta \Delta c_i(0)$  的表示式为

$$\delta \Delta c_i(0) = \delta [\Delta c_i(t_1) - \Delta c_i(t_2)]_{\max} / S(t_2, t_1). \quad (15)$$

其中  $[\Delta c_i(t_1) - \Delta c_i(t_2)]_{\max}$  是脉冲高度为  $V_{pi}$  时的 DLTS 峰高相应的电容值,  $t_1$  和  $t_2$  是延迟取样时间, 以及

$$S(t_1, t_2) = \exp[-t_1/\tau_0] - \exp[-t_2/\tau_0], \quad (16)$$

其中  $\tau_0^{-1} = \ln \frac{t_2}{t_1} / (t_2 - t_1)$  是率窗。

类似于恒定电压下电容瞬态的推导, 可得恒定电容下的电压瞬态为

$$\Delta V_i(t) = \frac{q\epsilon_p}{\epsilon_s(\epsilon_s + \epsilon_p)} \exp(-t/\tau_e) \int_{X_{ni}}^{X_{Ti}} N_{TT}(x) x dx, \quad (17)$$

以及利用此瞬态测量深能级浓度分布公式为

$$N_{TT}(X_{ni}) = \frac{2}{\epsilon_s q} \left(1 + \frac{\epsilon_s}{\epsilon_p}\right) f^{-1}(V_i, V_{i+1}) \delta \Delta V_i(0). \quad (18)$$

其中  $\delta \Delta V_i(0)$  是高度相近的两脉冲  $V_{pi}$  和  $V_{pi+1}$  对应的电压瞬态初值的差。

(14) 和 (18) 两式中都包含了  $f(V_i, V_{i+1})$ , 而它又包含了边区中深能级为载流子饱和填充的那部分宽度  $L_i$ , 下面讨论它与脉冲宽度  $t_p$  以及空间位置  $x$  的关系。由于在空间电荷区的边区中, 价带的空穴浓度随着势垒的升高而迅速降低, 相应地深能级俘获空穴的时间常数  $\tau_r$  迅速地变长。由(4)式可得俘获时间常数与势垒高度  $q\varphi(x)$  的关系为

$$\tau_r^{-1}(x) = \tau_e^{-1} + c_p P_0 \exp\left[-\frac{q\varphi(x)}{kT}\right]. \quad (19)$$

其中利用了(3)式。由(19)式求解出

$$\varphi(x) = \frac{kT}{q} \ln \frac{\tau_e^{-1} - \tau_{r0}^{-1}}{\tau_e^{-1} - \tau_r^{-1}(x)}. \quad (20)$$

其中  $q$  为电子电荷的绝对值,  $k$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为绝对温度,  $P_0$  是半导体内的自由空穴浓度,  $\tau_{r0}$  为体内深能级俘获空穴的时间常数。在深能级与空穴准费米能级交点  $X_{Ti}$  处, 俘获时间常数为  $\tau_r(X_{Ti})$ , 它可由处在该交点的深能级的束缚空穴浓度的稳定值 [由(2)式获得] 和由费米分布确定的束缚空穴浓度相等而求得, 即

$$[\epsilon_s + c_p P(X_{Ti})] \tau_r(X_{Ti}) N_{TT}(X_{Ti}) = \frac{1}{1 + g_p} N_{TT}(X_{Ti}). \quad (21)$$

由此式解得

$$\tau_r^{-1}(X_{Ti}) = \left(1 + \frac{1}{g_p}\right) \epsilon_p, \quad (22)$$

其中  $g_p$  是深能级的空穴简并因子。关于深能级的简并因子, 目前尚未能用实验加以准确地确定。按理论估算  $g_p$  接近于 1<sup>[11]</sup>。如果假设  $g_p = 1$ , 并利用在禁带下半部的深能级有  $\epsilon_p \gg \epsilon_s$ ,  $\tau_e^{-1} = \epsilon_s + \epsilon_p \approx \epsilon_s$ , 则有  $\tau_r(X_{Ti}) \approx \frac{1}{2} \tau_e$ 。将(22)代入(20), 可得降在整个边区上的电势差为

$$\Phi_{Ti} = \varphi(X_{Ti}) = \frac{kT}{q} \ln \frac{\tau_e^{-1} - \tau_{r0}^{-1}}{\tau_e^{-1} - \left(1 + \frac{1}{g_p}\right) \epsilon_p}. \quad (23)$$

在脉冲宽度为  $t_p$  时只有  $\tau_e \leq t_p$  地方的深能级能为载流子饱和填充。因此我们定义  $\varphi(X_{ni})$  为在宽度为  $t_p$  高度为  $V_{pi}$  的脉冲终了时刻，在  $X_i$  之左  $L_i$  处的电势与体内电势之差，用  $\tau_e = t_p$  代入(20)式可得

$$\varphi(X_{ni}) = \varphi_i - \frac{kT}{q} \ln \frac{\tau_e^{-1} - \tau_{ro}^{-1}}{\tau_e^{-1} - t_p^{-1}}, \quad \tau_{ro} \leq t_p \leq \tau_e(X_{Ti}) \quad (24)$$

另外在  $N_A \gg N_{TT}$  条件下由边区的泊松方程的积分有

$$\varphi(X_{ni}) = \frac{q}{\epsilon_s} \int_0^{L_i} N_A(y) y dy, \quad (25)$$

其中  $y$  坐标的原点取在  $X_{ni}$  上，方向指向体内。根据实测的空穴浓度  $p(x) \approx N_A(x)$ 、脉冲宽度  $t_p$ 、深能级热发射时间常数  $\tau_e$  以及体内的俘获时间常数  $\tau_{ro}^{-1} = c_n + c_p + c_p P_0 \approx c_p P_0$ ，并利用(24)和(25)式就可以求出  $L_i$ 。

作为一个例子，图3示出了在扩金的硅  $p^+-n$  结样品中在  $V_i = 0$  伏和  $V_{i+1} = 0.5$  伏时的  $L_i$  和  $f(V_i, V_{i+1})$  随脉冲宽度  $t_p$  的变化。由图可见，当脉冲宽度从  $3\mu s$  变到  $2000\mu s$  时， $f(V_i, V_{i+1})$  从  $290.5 \times 10^{-10}$  变到  $180 \times 10^{-10} \text{ cm}^4/\text{pF}^2$ ，即后者只为前者的 62%。

从(14)或(18)式看到空间任一位置  $X_{ni}$  处深能级浓度主要是由电容瞬态(或电压瞬态)初值的差  $\delta\Delta c_i(0)$  [或  $\delta\Delta V_i(0)$ ] 和  $f(V_i, V_{i+1})$  所决定的。如果要准确测量深中心的空间分布，不仅要准确测量不同脉冲高度所对应的电容瞬态或电压瞬态的初值，而且要根据实验样品的参数和所用脉冲宽度  $t_p$  计算  $L_i$  和  $f(V_i, V_{i+1})$ 。

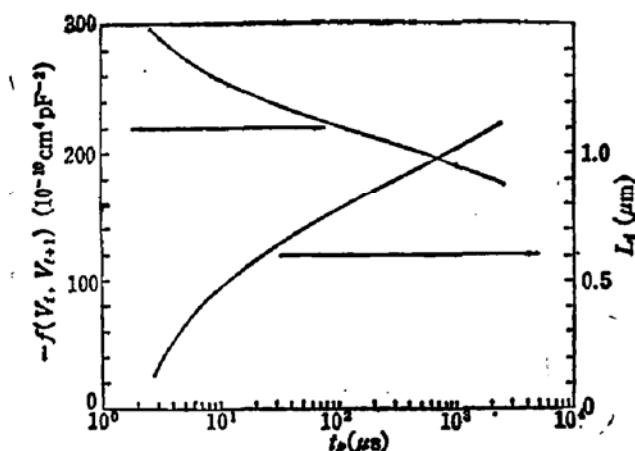


图3  $L_i$  和  $f(V_i, V_{i+1})$  随脉冲宽度  $t_p$  的变化  
 $V_i = 0$  伏， $V_{i+1} = 0.5$  伏， $\tau_e = 3.91\text{ms}$

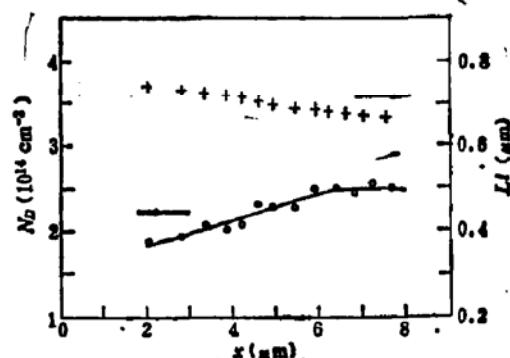


图4 在硅  $p^+-n$  结中磷杂质的空间分布及脉冲宽度  $t_p = 50\mu s$  时  $L_i$  的空间分布  
○ 代表磷杂质数据 + 代表  $L_i$  数据

### 三、金受主中心在硅 $p^+-n$ 结中的分布

从(14)和(18)两式看出，用恒定电压下电容瞬态和用恒定电容下电压瞬态测量深能级分布的原理和方法步骤基本上是一样的，只是用后者时，可以不受深中心浓度与浅杂质浓度的相对大小所限制。在下述的实验中，样品的金浓度  $N_{Au}$  约比浅杂质磷的浓度

$N_D$  小一个数量级, 即  $N_D \gg N_{As}$ , 可以用恒定电压下电容瞬态测金受主的分布。下面叙述这测量的过程和结果。

为了确定边区中深能级为电子饱和填充的宽度  $L_i$ , 我们用 MODEL 410 C-V PLOTTER 测得磷杂质在  $p^+-n$  结的 n 型区中的分布, 见图 4 中的圆点所示。由取样延迟时间  $t_1 = 0.2\text{ms}$ 、 $t_2 = 2\text{ms}$  得出在 DLTS 峰出现温度  $T = 302.4\text{K}$  处, 金受主能级 ( $E_c - 0.54\text{eV}$ ) 的热发射时间常数  $\tau_0 = 0.782\text{ms}$ 。引用以前对这些样品用准确测量俘获截面的方法测量的结果<sup>[12]</sup>, 即硅中金受主能级电子俘获截面与温度无关,  $\sigma_s = 1.05 \times 10^{-16}\text{cm}^2$ , 结合图 4 所示的  $N_D(x) \approx n(x)$  的数据, 算出各个空间位置平带时的俘获时间常数  $\tau_n(X_i)$ 。根据上述数据以及在测金受主 DLTS 峰高与脉冲高度  $V_{sp}$  关系时所用的脉冲宽度  $t_p = 50\mu\text{s}$  算出  $\varphi(X_{ni})$ 。最后用(25)式定出相应于这个脉冲宽度在不同位置  $X_{ni}$  附近的深能级为电子饱和填充的那部分边区宽度  $L_i$ , 见图 4 中的“+”号所示。

在取反向偏压  $V_R = 8$  伏时, 测量金受主能级的 DLTS 峰高随脉冲高度的变化, 见图 5。根据图 5 所示的数据和硅  $p^+-n$  结的高频 C-V 资料以及反向偏压 8 伏时空间电荷区边界处的浅施主浓度  $N_D(X_R)$  和图 4 所示的  $L_i(x)$ , 由(13)和(14)算出硅  $p^+-n$  结中金受主能级的空间分布, 见图 6。结果表明经温度为  $830^\circ\text{C}$  的  $N_2$  保护下扩金 2 小时硅  $p^+-n$  结中, 金受主中心的分布是不均匀的, 在体内分布基本上是均匀的, 但随着向结的靠近, 金的浓度就逐渐升高了。

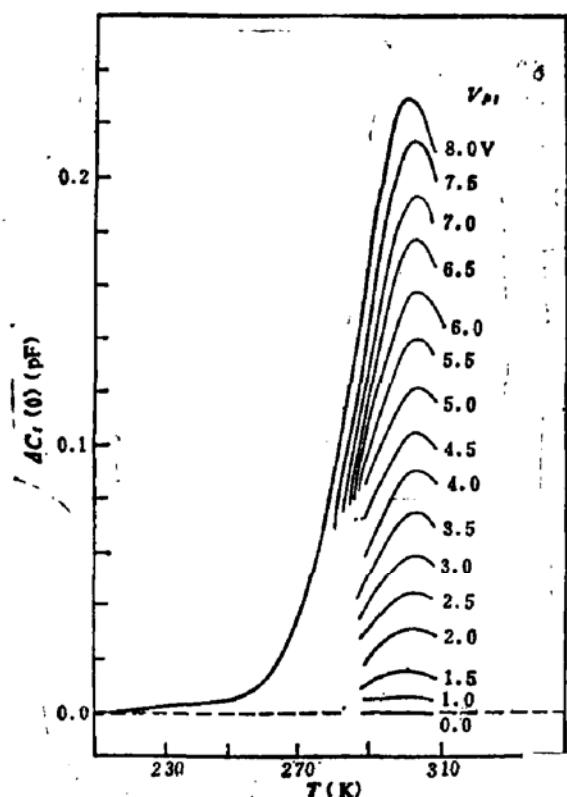


图 5 在硅  $p^+-n$  结中金受主能级的 DLTS 峰高随脉冲高度  $V_{sp}$  的变化

$$t_p = 50\mu\text{s}, \tau_0 = 0.782\text{ms}, t_1 = 0.2\text{ms}, t_2 = 2\text{ms}$$

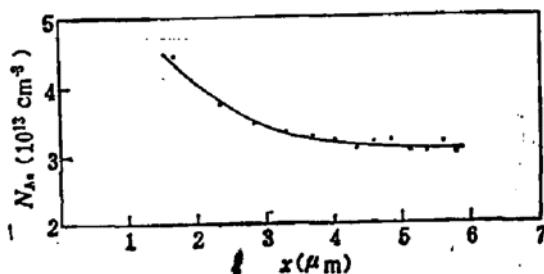


图 6 在硅  $p^+-n$  结中金受主中心的分布

#### 四、讨 论

应该指出本文的深能级分布测量原理适用于相当普遍的情况。它适用于  $n^+-p$  和  $p^+-n$  结以及肖特基势垒中深能级分布的测量。如果能消除界面态和反型层电荷的影响, 本文的原理和公式也可以用到 MIS 结构中的深能级分布测量。但要注意这时的  $X_i$  为  $X_i = A\epsilon_s [1/c(V_i) - 1/c_i]$ , 其中  $c_i$  是绝缘层电容, 由这一表示式可以利用 MIS 电容求

出空间位置  $X_i$ , 再利用(24)、(25)和(9)求出  $L_i$  和  $X_{ni}$ .

K. L. Wang 于 1976 年利用 MOS 结构提出一个测量深能级分布的公式<sup>[4]</sup>, 即

$$n_T(y) = \frac{1}{q} \frac{d}{dy} \left( q\delta c N_D \frac{\delta c}{c^3} - V\delta c \right).$$

其中的  $y$  和我们原理中的  $X_{Ti}$  符号是相当的,  $\delta c$  是瞬态电容的初值。我们在前面的引言中指出这个公式是错误的。其错误就在于他认为  $\delta Q = V\delta c$ , 事实上对 p-n 结、肖特基势垒和 MIS 结构中的电荷与电压之间不存在线性关系, 电容均是指微分电容, 即  $c = \frac{dQ}{dv}$ , 而  $c = \frac{Q}{v}$  关系在此不成立。

在本工作中, 除了导出求深能级分布公式(14)和(18)之外, 我们着重考虑了边区深能级载流子填充状态与脉冲宽度的关系, 并在此基础上导出深能级分布测量的边区修正公式(24)和(25)。这些原理和方法比整个边区饱和填充求分布方法的优点是: (1)本文方法不象饱和填充法那样要求知道深中心的实际能级位置与费米能级位置, 而这些位置在某些情况下是不易知道的; (2)本文方法不受 DLTS 系统所能提供的脉冲宽度的限制, 而饱和填充法则不能避免这一点, 因如公式(22)所指明的, 如果深能级简并因子  $g_p \geq 1$ , 则在饱和填充法中应取脉冲宽度  $t_p \geq \frac{1}{2} \tau_e$ 。这对于某些 DLTS 系统来说是实现不了的。以前有些工作中没有认识到这一点, 即使设备的脉冲宽度不受限制, 也没有做到使  $t_p \geq \frac{1}{2} \tau_e$ 。这就无意中给深能级分布测量引进了误差。

在本文方法中虽然也需要知道测量温度下的俘获截面, 但我们可以选择俘获截面较小的温度进行测量。而如果要测定俘获截面激活能则需要在相当宽的温度范围内测定俘获截面, 而要在大温度范围内测量俘获截面, 有时是很困难的。

### 附录: 恒定电压电容瞬态方程的推导

对于 p 型半导体中的施主中心, 利用(2)和(5)以及图 2 所示的各种空间宽度可以得到稳态时空间电荷区泊松方程积分形式为

$$V_R + V_{bi} = -(q/\delta_s) \left\{ \int_0^{X_R} N_A^-(x) dx - \int_0^{X_{TR}} \epsilon_s \tau_s N_{TT}(x) dx \right. \\ \left. - \int_{X_{TR}}^{X_R} (\epsilon_s + c_p P) \tau_s N_{TT}(x) dx \right\}. \quad (A1)$$

其中  $V_{bi}$  为 p-n 结的自建势,  $N_A^-(x)$  为  $x$  处离化浅受主浓度。同样可得脉冲  $V_{pi}$  过后束缚载流子发射时泊松方程的积分形式为

$$V_R + V_{bi} = -(q/\delta_s) \left\{ \int_0^{X_R(V_{pi}, t)} N_A^-(x) dx - \int_0^{X_{ni}} \epsilon_s \tau_s N_{TT}(x) dx \right. \\ \left. - \int_{X_{ni}}^{X_{TR}(V_{pi}, t)} P_T(x, t) dx - \int_{X_{TR}(V_{pi}, t)}^{X_R(V_{pi}, t)} (\epsilon_s + c_p P) \tau_s N_{TT}(x) dx \right\}. \quad (A2)$$

其中  $X_R(V_{pi}, t)$  和  $X_{TR}(V_{pi}, t)$  分别是在脉冲  $V_{pi}$  把 n+-p 结偏压缩小为  $V_i$  之后又回到原来偏压  $V_R$  时空间电荷区宽度和深能级与准费米能级的交点位置。(A2)–(A1) 并将结果移项可得

$$\int_{X_R}^{X_R(V_{pi}, t)} [N_A^-(x) - (\epsilon_s + c_p P) \tau_s N_{TT}(x)] dx = \int_{X_{ni}}^{X_{TR}} [P_T(x, t) - \epsilon_s \tau_s N_{TT}(x)] dx \\ + \int_{X_{TR}}^{X_R(V_{pi}, t)} [P_T(x, t) - (\epsilon_s + c_p P) \tau_s N_{TT}(x)] dx. \quad (A3)$$

对于 p 型半导体中的受主中心, (A3) 右边的两个积分不变, 只须将左边的积分改写成

$$\int_{X_R}^{X_R(V_t, t)} [N_A^-(x) + \epsilon_s \tau_s N_{TT}(x)] dx.$$

如果浅受主  $N_A \gg N_{TT}$  的条件满足, 则可将 (A3) 简化, 并利用结电容  $C_R = s_i A / X_R$ , 可将结果写成

$$-A^2 s_i^2 N_A^-(X_R) \Delta c_i(t) / C_R^2 = \int_{X_R}^{X_{TR}} [P_T(x, t) - \epsilon_s \tau_s N_{TT}(x)] dx. \quad (A4)$$

在由 (A3) 化成 (A4) 过程中, 忽略了 (A3) 右边的第二个积分。因为在  $N_A \gg N_{TT}$  条件下,  $X_{TR}$  到  $X_{TR}(V_t, t)$  的范围很小, 利用  $X_{TR}(V_t, t) = X_R(V_t, t) - L_{TR}(V_t, t)$ , 其中  $L_{TR}(V_t, t)$  是脉冲  $V_p$  过后处在反向偏压  $V_R$  的  $t$  时刻的边区宽度, 再利用  $C_R(V_t, t) = A s_i / X_R(V_t, t)$ , 可将 (A3) 右边第二个积分化为

$$-A^2 s_i^2 N_{TT}(X_{TR}) \frac{\Delta c_i(t)}{C_R^2} \left[ \frac{P_T(X_{TR}, t)}{N_{TT}(X_{TR})} - (\epsilon_s + c_p P) \tau_s \right] \left( 1 - \frac{L_{TR}(V_t, t)}{A s_i} C_R \right).$$

由于  $\frac{P_T(X_{TR}, t)}{N_{TT}(X_R)}$ ,  $(\epsilon_s + c_p P) \tau_s$ , 以及  $\left( 1 - \frac{L_{TR}(V_t, t)}{A s_i} C_R \right)$  都小于 1, 因此上式的绝对值比 (A4) 左边的小得多。当 (5) 代入 (A4), 可得 p 型半导体中恒定电压电容瞬态为

$$A^2 s_i^2 N_A^-(X_R) \Delta c_i(t) / C_R^2 = - \int_{X_R}^{X_{TR}} [(\epsilon_s + c_p P) \tau_s - \epsilon_s \tau_s] N_{TT}(x) \exp(-t/\tau_s). \quad (A5)$$

对于 n 型半导体中的深能级, (A5) 同样适用, 只须将其中的符号作这样的更换:  $N_A^- \rightarrow N_D^+$ ,  $\epsilon_s \rightarrow \epsilon_n$ ,  $c_p P \rightarrow c_n n$ 。

## 参 考 文 献

- [1] C. T. Sah and H. S. Fu, *Phys. Stat. Sol. (a)* 14, 59(1972).
- [2] D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, 45, 3014, 3023(1974).
- [3] C. T. Sah, *IEEE Trans. Electron. Dev.* ED-23, 1069(1976).
- [4] K. L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, 29, 700(1976).
- [5] Guo-Gang Qin and C. T. Sah, *Solid-St. Electron.*, 25, 1045(1982).
- [6] D. V. Lang and C. H. Henry, *Phys. Rev. Lett.*, 35, 1525(1975).
- [7] C. H. Henry and D. V. Lang, *Phys. Rev.*, B15, 989(1977).
- [8] S. D. Brotherton and P. Bradley, *J. Appl. Phys.*, 53, 5720(1982).
- [9] Y. P. Varshni, *Physics*, 39, 149(1976).
- [10] O. Engstrom and H. G. Grimmeiss, *J. Appl. Phys.*, 46, 831(1975).
- [11] 秦国刚, 姚秀森, 中国科学 A 辑, 5, 432(1984).
- [12] 陈开茅, 秦国刚等, 物理学报, 33, 486(1984).
- [13] 陈开茅, 毛晋昌, 半导体学报, 4, 142(1983).
- [14] A. F. Tasch, Jr. and C. T. Sah, *Phys. Rev.*, B1, 800(1970).
- [15] L. C. Kimerling, *J. Appl. Phys.*, 45, 1839(1974).
- [16] 秦国刚, 姚秀森, 即将发表。

**Nonsaturated Filling of Edge Region by Majority Carriers  
and the Theory and Practice of the Profile Measurement  
of Deep Center in Semiconductor**

Chen Kaimao and Qin Guogang

(*Department of Physics, Beijing University*)

**Abstract**

A method of measuring the profile of deep level under the nonsaturated filling condition of edge region by majority carriers is suggested. In the traditional methods of measuring profiles of deep level under saturated filling condition, the energy level of deep center and the Fermi level as a function of distance at measuring temperature must be known at first. It is difficult, in some cases, to get deep level energy though the apparent active energy can be obtained from electron thermal emission rate measurement. If there are several deep levels, their densities are rather high, it is very difficult to get the Fermi level from  $C-V$  measurement. Using the method suggested in this paper to measure the profile of deep level, there are not such difficulties because one does not need to know the deep level energy and Fermi level at all. The profile of gold acceptor in silicon was measured with this method as an example.