

肖特基二极管导纳的研究 及其在能级测量中的应用

高小平 周浩 许振嘉

(中国科学院半导体研究所)

1985年1月25日收到

本文对肖特基二极管导纳进行了理论分析,给出了肖特基二极管导纳的解析表达式.讨论了深、浅能级对肖特基二极管导纳的影响,并指出如何从肖特基二极管导纳的测量得到深、浅能级的有关参数.首次将导纳谱方法用于Si中浅杂质P、深杂质Pd和热施主的测量,得到了和其它文献一致的结果.

深能级的存在影响肖特基二极管的导纳^[1,2]. Losee 等人提出了利用“导纳谱”探测深能级的方法^[3]. 已有人对导纳谱方法进行过理论分析^[4-7]. 这些分析在确定深能级位置时虽有共同特点,但结果之间仍存在一定差别. 因此,得到准确而方便的肖特基二极管导纳的表达式仍有意义. 同时,在低温下,浅能级上电子的冻结将使肖特基二极管的体电阻增大,从而影响导纳的测量^[5,7]. 所以有必要弄清浅能级对二极管低温导纳值的影响,从而得到浅能级的信息. 由于深能级的影响,通常的C-V测量已不能有效地确定各个能级的浓度,甚至不能准确确定浅能级的浓度. 因此,从二极管的导纳测量得到各个能级的浓度也具有一定的意义.

一、反偏下肖特基二极管的导纳分析

肖特基二极管的等效电路如图1(a)所示. R_s 为体电阻, G_D 为结漏电导, \bar{C} 为结电容. 当势垒区存在深中心时, \bar{C} 一般为复值,可表示为 $\bar{C} = C - iG/\omega$, 这时等效电路如图1(b)所示. 实验中测得的二极管导纳等效于电容 C_e 和电导 G_e 的并联,如图1(c)所示. 可以得到:

$$C_e = C \frac{1}{\left(1 + \frac{G_D^*}{G_s}\right)^2} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{\omega C}{G_s}\right)^2 \left(1 + \frac{G_D^*}{G_s}\right)^{-2}}, \quad (1a)$$

$$G_e = G_s \frac{1 + \left(\frac{G_s}{\omega C}\right)^2 \left(1 + \frac{G_D^*}{G_s}\right) \frac{G_D^*}{G_s}}{1 + \left(\frac{G_s}{\omega C}\right)^2 \left(1 + \frac{G_D^*}{G_s}\right)^2}. \quad (1b)$$

其中, $G_D^* = G_D + G$

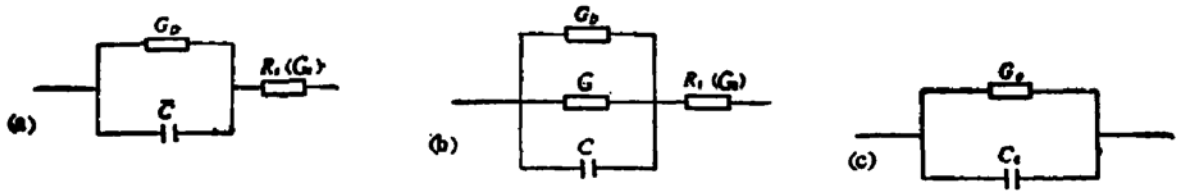


图1 肖特基二极管等效电路

1. 结电容 \bar{C} 的分析

(1) 单个深能级存在时的结电容

反偏下N型肖特基二极管的能带图如图2(a)所示。 E_c 、 E_v 、 E_s 、 E_t 和 E_f 分别为导带底、价带顶、浅能级、深能级和费米能级, X_t 是 E_s 和 E_f 的交点, W 是耗尽层宽度。当外加偏压有一扰动 δV 时, X_t 和 W 处相应也有电荷变化 δQ_t 和 δQ_w ,如图2(b)所示。

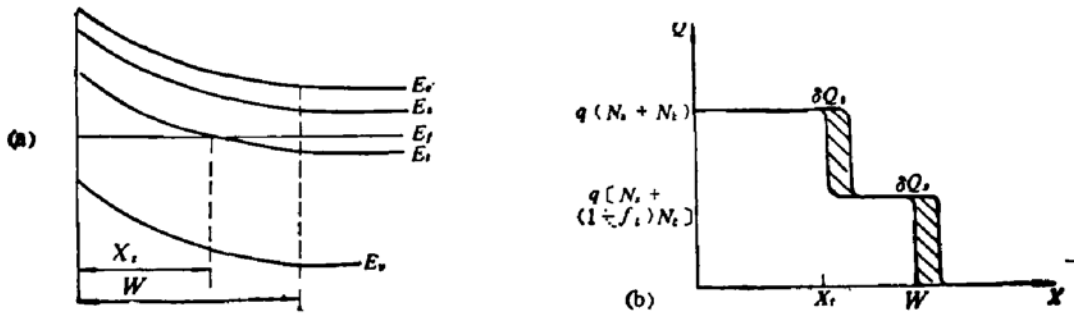


图2 肖特基二极管能带图和电荷变化

先考虑深能级引起的电荷变化 δQ_t 。对于多子陷阱,深能级上电子占据数变化为:

$$\frac{dn_t(x)}{dt} = -e_n n_t(x) + c_n n(x) [N_t - n_t(x)]. \quad (2)$$

e_n 和 c_n 分别为深能级的电子发射率和复合系数; N_t 是深能级密度,假定均匀分布; $n_t(x)$ 和 $n(x)$ 分别是深能级和导带底电子密度,将它们分为直流和交流两部份:

$$n_t(x) = n_{t0}(x) + \delta n_t(x); \quad n(x) = n_0(x) + \delta n(x)$$

在小交变信号扰动下, $\delta n_t(x) \ll n_{t0}(x)$, $\delta n(x) \ll n_0(x)$,这时方程(2)变为:

$$\frac{dn_{t0}(x)}{dt} = -e_n n_{t0}(x) + c_n n_0(x) [N_t - n_{t0}(x)], \quad (2a)$$

$$\frac{d\delta n_t(x)}{dt} = -e_n \delta n_t(x) + c_n \delta n(x) [N_t - n_{t0}(x)] - c_n n_0(x) \delta n_t(x). \quad (2b)$$

对直流部份,设 $n_{t0}(x) = f_{t0}(x) N_t$,其中 $f_{t0}(x)$ 为稳态下深能级上电子占据几率。在稳态下, $\frac{dn_{t0}(x)}{dt} = 0$,从(2a)得到:

$$c_n n_0(x) = \frac{n_{t0}(x) e_n}{N_t - n_{t0}(x)} = \frac{f_{t0}(x)}{1 - f_{t0}(x)} e_n. \quad (3)$$

令体内电子密度 $n_0(\infty) = n_\infty$,则 x 点自由电子密度:

$$n_0(x) = n_{\infty} e^{-qV(x)/kT}. \quad (4)$$

$V(x)$ 为 x 点直流电位, q 为电子电量, k 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度. 若小信号扰动 δV 满足条件 $q\delta V(x)/kT \ll 1$, 则:

$$\delta n(x) = -n_0(x)q\delta V(x)/kT. \quad (5)$$

$\delta V(x)$ 为外信号在 x 点的扰动. 对于谐振信号 $\delta V(x, t) = \delta V(x)e^{i\omega t}$, 将方程(3)和(5)代入方程(2b), 得到交变部份的解为:

$$\begin{aligned} \delta n_i(x) = N_i \delta f_i(x) = & - \frac{q\delta V(x)e^{i\omega t}}{kT} \\ & \times \frac{N_i e_n f_{i0}(x)[1 - f_{i0}(x)]}{e_n + i[1 - f_{i0}(x)]\omega}. \end{aligned} \quad (6)$$

稳态下深能级上电子占据几率 $f_{i0}(x)$ 随外信号 $\delta V(x)$ 的变化可从(3)和(4)得到:

$$\delta f_{i0}(x) = - \frac{q\delta V(x)f_{i0}(x)[1 - f_{i0}(x)]}{kT}. \quad (7)$$

对交变信号, $\delta f_i(x)$ 和 $\delta V(x)e^{i\omega t}$ 之间有一位相差. 比较(6)和(7), 可得交变信号下的 $\delta f_i(x)$ 和稳态下的 $\delta f_{i0}(x)$ 的关系:

$$\delta f_i(x) = \delta f_{i0}(x)e^{i\omega t} \frac{1}{1 + i \frac{[1 - f_{i0}(x)]\omega}{e_n}}. \quad (8)$$

将(6)式对整个空间积分, 可得到交变小信号下深能级上电荷的变化:

$$\delta Q_i = \int_0^{\infty} q\delta n_i(x)dx = \int_0^{\infty} \frac{qN_i e^{i\omega t} \delta f_{i0}(x)}{1 + i \frac{[1 - f_{i0}(x)]\omega}{e_n}} dx. \quad (9)$$

实际上, 从图 2(b) 可以看出, δf_{i0} 只有在 X_i 附近一个小范围 ΔX_i 内不为 0, 在阶梯近似下:

$$\delta f_{i0}(x) = \begin{cases} 1 & x \text{ 位于 } \Delta x_i \text{ 之内} \\ 0 & x \text{ 位于 } \Delta x_i \text{ 之外} \end{cases} \quad (10)$$

在 x_i 点, 若取简并因子 $g = 1$, 则 $f_{i0}(x_i) = \frac{1}{2}$, 于是从(9)、(10)得到:

$$\delta Q_i = \frac{qN_i \Delta x_i e^{i\omega t}}{1 + i \frac{\omega}{2e_n}}. \quad (11)$$

W 处电荷变化很容易写为:

$$\delta Q_i = qN_i \Delta W e^{i\omega t}. \quad (12)$$

N_i 为浅能级密度, 假定均匀分布, 则有:

$$W - x_i = \left[\frac{2\varepsilon(E_f - E_i)_{\#H}}{qN_i} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

和外偏压无关. 因此, 当外加偏压有一小的变化时, $\Delta x_i = \Delta W$, 得总的电荷变化为:

$$\delta Q = \delta Q_s + \delta Q_t = q \left[N_s + \frac{N_t}{1 + i \frac{\omega}{2c_n}} \right] \Delta W e^{i\omega t} \quad (14)$$

求解交变部份的泊松方程[见图 2(b)], 得:

$$\delta V = \frac{q}{\epsilon} \left(N_s W + \frac{N_t x_t}{1 + i \frac{\omega}{2c_n}} \right) \Delta W e^{i\omega t} \quad (15)$$

于是得到结电容:

$$\bar{C} = \frac{\delta Q}{\delta V} = \frac{\epsilon \left(N_s + \frac{N_t}{1 + i \frac{\omega}{2c_n}} \right)}{N_s W + \frac{N_t x_t}{1 + i \frac{\omega}{2c_n}}} \quad (16)$$

这是一个复值, 当 $\frac{\omega}{2c_n} \gg 1$ 时, x_t 处深能级上电荷不能响应外讯号, 仅有 W 处导带上自由电子的电荷变化, (16) 式变为:

$$C_s = \frac{\epsilon}{W} \quad (17)$$

当 $\frac{\omega}{2c_n} \ll 1$ 时, x_t 处深能级上电子迅速响应外讯号, (16) 式变为:

$$C_{s+t} = \frac{\epsilon(N_s + N_t)}{N_s W + N_t x_t} \quad (18)$$

将 (17) 和 (18) 代入 (16), 并将 \bar{C} 的实部和虚部分开, 分别得电容和电导为:

$$C = \bar{C}_{\text{实部}} = \frac{\Delta C}{1 + (\omega\tau)^2} + C_s \quad (19)$$

$$\frac{G}{\omega} = \bar{C}_{\text{虚部}} = \frac{\Delta C \omega \tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (20)$$

其中,

$$\Delta C = C_{s+t} - C_s \quad (21)$$

$$\tau^{-1} = 2c_n \left(1 + \frac{N_t x_t}{N_s W} \right) \quad (22)$$

(2) 多个深能级存在时的推广

当多个深能级存在时, 对每一个深能级 E_j , 都能写出 (6) 的形式, 若取 $g_j = 1$, 则类似 (11), 可得 x_j 处电荷变化为:

$$\delta Q_j = \frac{q N_j \Delta x_j e^{i\omega t}}{1 + i \frac{\omega}{2c_{n_j}}} \quad (23)$$

W 处电荷变化仍由 (12) 式表示, 并且 $\Delta W = \Delta x_j$, 得到:

$$\delta V = \frac{q}{\epsilon} \left(N_s W + \sum_j \frac{N_j x_j}{1 + i \frac{\omega}{2c_{n_j}}} \right) \Delta W e^{i\omega t} \quad (24)$$

于是得到多个深能级存在时结电容为:

$$\bar{C} = \frac{\delta Q_s + \sum_j \delta Q_j}{\delta V} = \frac{\epsilon \left(N_s + \sum_j \frac{N_j}{1 + i \frac{\omega}{2e_{nj}}} \right)}{N_s W + \sum_j \frac{N_j x_j}{1 + i \frac{\omega}{2e_{nj}}} } \quad (25)$$

其中

$$e_{nj} = A_j T^2 e^{-\Delta E_j / kT} \quad (26)$$

设深能级间不发生耦合, 即当 $E_1 < E_2 < E_3 < \dots$ 时, 有 $e_{n_1}(T) \gg e_{n_2}(T) \gg e_{n_3}(T) \gg \dots$. 在温度 T_j 下, 若 E_1, E_2, \dots, E_j 能级上电子能迅速响应外信号, 而 E_{j+1}, \dots 能级上电子不能响应外信号, 这时满足条件:

$$\frac{\omega}{2e_{n_{j+1}}} \gg 1 \gg \frac{\omega}{2e_{n_j}} \gg \frac{\omega}{2e_{n_{j-1}}} \gg \dots$$

(27) 式变为:

$$C_j = \frac{\epsilon \left(N_s + \sum_{k=1}^j N_k \right)}{N_s W + \sum_{k=1}^j N_k x_k} \quad (27)$$

于是在温度 T_{j-1} 和 T_j 之间, 得到:

$$C = \bar{C}_{\text{实部}} = \frac{\Delta C_j}{1 + (\omega \tau_j)^2} + C_{j-1} \quad (28)$$

$$\frac{G}{\omega} = \bar{C}_{\text{虚部}} = \frac{\Delta C_j \omega \tau_j}{1 + (\omega \tau_j)^2} \quad (29)$$

其中,

$$\Delta C_j = C_j - C_{j-1} \quad (30)$$

$$\tau_j^{-1} = 2e_{nj} \left(1 + \frac{N_j x_j}{N_s W + \sum_{k=1}^{j-1} N_k x_k} \right) \quad (31)$$

(3) 浅能级冻结时结电容的表示

随着温度降低, 费米能级 E_f 向导带方向移动. 当 E_f 移到离 E_i 仅 $2kT$ 时开始发生冻结, 这时耗尽区变宽. 当 E_f 移过 E_i 并超过 $2kT$ 时, 浅能级上电子完全冻结. 因此, 在浅能级冻结过程中, 肖特基二极管仍有类似图 2(a) 的能带图, 但这时 W 随浅能级冻结而增大^[4]. 在浅能级的冻结过程中, 体内深能级全部被电子占据, $f_i = 1$. 而体内浅能级上电子占据几率 $f_i < 1$. 类似(1)的分析, x_i 处的电荷密度 $(1 - f_i)N_i$ 可相当于(1)中深能级的贡献, 于是得到浅能级冻结过程中结电容的表示:

$$C = \bar{C}_{\text{实部}} = \frac{\Delta C_j}{1 + (\omega \tau_j)^2} + C_1 \quad (32)$$

$$\frac{G}{\omega} = \bar{C}_{\text{eff}} = \frac{\Delta C_s \omega \tau_s}{1 + (\omega \tau_s)^2} \quad (33)$$

其中,

$$\Delta C_s = C_2 - C_1 \quad (34)$$

$$C_1 = \frac{\epsilon}{W} \quad (35)$$

$$C_2 = \frac{\epsilon}{W - f_s(W - x_s)} \quad (36)$$

$$\tau_s^{-1} = 2e_n \left[1 + \frac{f_s N_s x_s}{(1 - f_s) N_s W} \right] \quad (37)$$

因为 E_s 没有和 E_i 相交时就已发生冻结,因此我们取 x_s 为 $E_i + kT$ 和 E_s 的交点。

2. 漏电导 G_D 和体电阻 R_s

从热电子发射理论,肖特基二极管电流为:^[9]

$$J = J_s (e^{qV/kT} - 1) \quad (38)$$

其中

$$J_s = AT^2 e^{-q\phi_i/kT} \quad (39)$$

V 和 V_i 分别为外加偏压和势垒高度。于是漏电导为:

$$G_D = \frac{\partial J}{\partial V} = \frac{qJ_s}{kT} e^{qV/kT} = Aqk^{-1} T e^{q(V-V_i)/kT} \quad (40)$$

体电阻一般表示为:

$$R_s = B\rho = B(q\mu n)^{-1} \quad (41)$$

B 仅与结的形状有关(如半径为 r 的圆形结, $B = (4r)^{-1}$), μ 和 n 分别为电子迁移率和自由电子密度。

二、从导纳测量确定能级参数

1. 浅能级位置

Losse 指出,低温电导峰和电容阶由浅能级电子冻结引起。(40)式表示的漏电导随温度指数变化,所以在讨论浅能级对应低温峰时可忽略漏电导 G_D ; 同时浅能级上电子发射很快(如 Si 中 B 在 20 K 时 $C_p^{-1} \sim 7 \times 10^{-3}$ 厘米³秒⁻¹, 相当于 $e_p^{-1} \sim 5 \times 10^3$ 秒⁻¹)^[10], 因此在较低的测量频率下,浅能级上电子在刚开始明显激发时就满足条件 $\frac{\omega}{2e_s} \ll 1$, 这时 (33) 式表示的 G 可忽略,结电容为 (36) 式表示的 C_s 。于是肖特基二极管等效于 C_s 和 R_s 的串联,这时 (1) 式变为:

$$G_e = G_s \left[1 + \left(\frac{G_s}{\omega C_s} \right)^2 \right]^{-1} \quad (42a)$$

$$C_e = C_s \left[1 + \left(\frac{\omega C_s}{G_s} \right)^2 \right]^{-1} \quad (42b)$$

反过来, G_s 可用测量值 G_e 和 C_e 表示为:

$$G_s = G_e \left[1 + \left(\frac{\omega C_e}{G_e} \right)^2 \right] \quad (43)$$

自由电子密度满足关系式: [11]

$$\frac{n(n + N_A)}{N_D - N_A - n} = gN_c e^{-(E_c - E_D)/kT} \quad (44)$$

迁移率 μ 和态密度随温度的变化为, $\mu \propto T^*$, $N_c \propto T^{3/2}$. 与(44)式中指数因子 $e^{-(E_c - E_D)/kT}$ 相比, μ 和 N_c 随温度的变化可忽略. 于是, 从(41)、(43)和(44)可知, 在无补偿和高补偿的情况下有:

$$\begin{aligned} G_s &\propto e^{-(E_c - E_D)/2kT} \quad (\text{无补偿}) \\ G_s &\propto e^{-(E_c - E_D)/kT} \quad (\text{高补偿}) \end{aligned} \quad (45)$$

因此, 作出低温峰对应的 $\ln G_s \sim T^{-1}$ 曲线, 从其斜率可得浅能级的位置.

2. 深能级的位置

低温峰过后, 随着温度升高, 浅能级上电子几乎完全电离. 这时体电阻变得很小, 满足条件 $\frac{\omega C_c}{G_s} \ll 1$, 可忽略, (1)式变为:

$$C_c = C \quad (46a)$$

$$G_c = G + G_D \quad (46b)$$

由于 G_D 随温度单调变化, 因此 G_c/ω 的峰值由 G/ω 的峰值决定. 从(29)得 G_c/ω 出现峰值的条件是 $\omega\tau_j = 1$, 即,

$$\omega = \tau_j^{-1} = 2c_{n_j} \left(1 + \frac{N_j x_j}{N_j W + \sum_{k=1}^{j-1} N_k x_k} \right) \quad (47)$$

从而当外讯号频率 ω 改变时, E_j 对应电导峰温度 T_{mj} 也变化. 结合(26)和(47), 作出 $\ln(\omega T_{mj}^{-2}) \sim T_{mj}^{-1}$ 曲线, 其斜率给出深能级 E_j 的值.

3. 深、浅能级的浓度

低温电导峰过后, $G_c/\omega \sim 0$, 这时满足条件 $\frac{\omega C_2}{G_s} \ll 1$. 从(42b)得:

$$C_s = C_2 = \frac{\epsilon}{W - f_s(W - x_s)} \quad (48)$$

注意到 $\Delta W = \Delta x_s$, 有:

$$\Delta C_s^{-2} = \frac{2[W - f_s(W - x_s)]\Delta W}{\epsilon^2} \quad (49)$$

类似(15)的讨论:

$$\Delta V = \frac{N_s q}{\epsilon} [W - f_s(W - x_s)]\Delta W \quad (50)$$

因此低温峰过后的 $C-V$ 测量给出 $C_s^{-2}-V$ 曲线的斜率:

$$\frac{\Delta C_s^{-2}}{\Delta V} = \frac{2}{\epsilon q N_s} \quad (51)$$

从而得浅能级的浓度 N_s .

第一个深能级 E_1 对应的电导峰过后进行 $C-V$ 测量,从(27)得:

$$C_1 = \frac{\epsilon(N_s + N_1)}{N_s W + N_1 x_1} \quad (52)$$

仍注意到 $\Delta W = \Delta x_1$, 得

$$\Delta C_1^{-2} = \frac{2(N_s W + N_1 x_1) \Delta W}{\epsilon^2(N_s + N_1)} \quad (53)$$

从(24), 得:

$$\Delta V = \frac{q}{\epsilon} (N_s W + N_1 x_1) \Delta W \quad (54)$$

于是, $C_1^{-2}-V$ 曲线的斜率:

$$\frac{\Delta C_1^{-2}}{\Delta V} = \frac{2}{\epsilon q(N_s + N_1)} \quad (55)$$

给出浓度 $N_s + N_1$.

类似地,在第 j 个深能级 E_j 的电导峰过后进行 $C-V$ 测量,可得浓度

$$N_s + N_1 + \dots + N_j.$$

三、实验结果

1. 含 P 和 Pd 的 Si-1 的导纳测量结果

Si-1 的导纳谱如图 3 所示。很明显,两个电导峰分别对应 P 和 Pd。对低温峰,根据(43) 求出 G_s , 并作出 $\ln G_s \sim T^{-1}$ 曲线(见图 4), 其斜率为 22 meV。由于 Si-1 的补偿度低于 1%, 故低温峰对应能级 44 meV, 和已报道的 P 的能级相符^[11]。50 K 温度下的 $C-V$ 测量给出浓度 2×10^{15} 原子/cm³, 和 Si-1 中 P 的浓度相符。

对高温峰,变频测量结果给出 $E_s = 370$ meV(见图 5) 和文献报道的 Pd 在 Si 中的一个能级相符^[12]。漏电导随温度上升掩盖了更深能级的探测。200 K 时的 $C-V$ 测量给出浓度 2.1×10^{15} 原子/cm³, 于是高温峰对应浓度约为 1.0×10^{16} 原子/cm³。

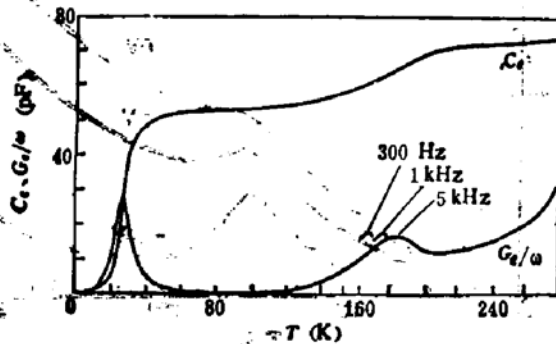


图 3 Si-1 的导纳谱

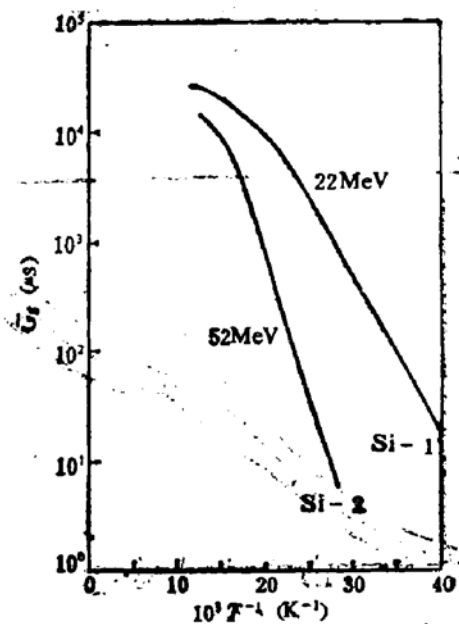


图 4 Si-1 和 Si-2 的低温峰对应的 $\ln G_s \sim T^{-1}$ 曲线

2. Si-2 中热施主的导纳测量结果

Si-2 的导纳谱如图 6 所示。低温峰过后, 50 K 时的 C-V 测量给出浓度 3.0×10^{15} 原子/cm³。由于 Si-2 中含有 1.3×10^{15} 原子/cm³ 的受主杂质 B, 因此这是一块高补偿度的样品, 低温峰对应的 $\ln G_p \sim T^{-1}$ 曲线的斜率 52 meV 给出的就是该峰对应的能级 (见图 4)。变温测量给出高温峰对应能级 120 meV (见图 5)。85 K 时 C-V 测量给出浓度 4.2×10^{15} 原子/cm³, 故该峰对应浓度 1.2×10^{15} 原子/cm³。导纳谱方法给出的热施主能级和其他方法得到的结果很好地符合^[3]。

四、讨 论

1. (42) 式表明, 漏电导的值随温度指数变化。反偏和零偏下, 肖特基二极管的漏电导很小, 低温下可完全忽略。图 3 和图 6 表明: $\omega = 5\text{Hz}$ 时, Si-1 的漏电导在 100 K 以下可忽略。图 3 表明, 220 K 以上, G_D 的影响将变得越来越显著。为了减少漏电导的影响, 必须增大比值 G/G_D 。图 7 表明, ω 的增大并不明显减少 G_D 的影响。因为 (29) 式给出的 G 随 ω 增大而增时, 电导峰出现温度也升高, 从而 G_D 也增大。图 8 表明, 增加反

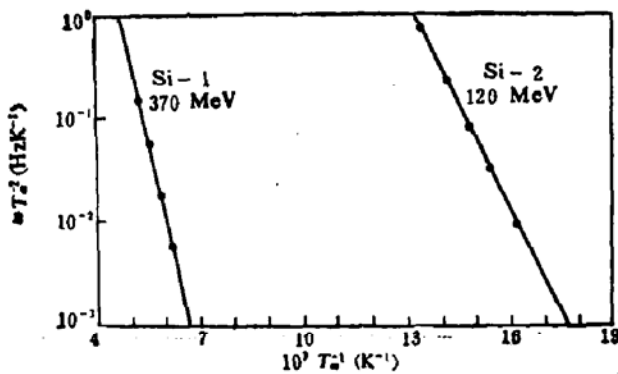


图 5 Si-1 和 Si-2 的高温峰对应的 $\ln(\omega T_m^{-2}) \sim T_m^{-1}$ 曲线

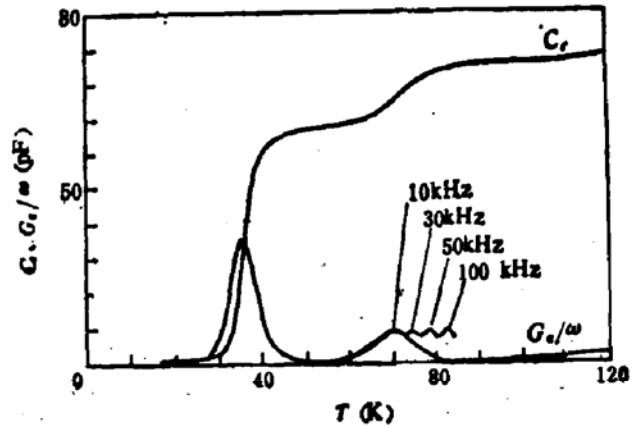


图 6 Si-2 的导纳谱

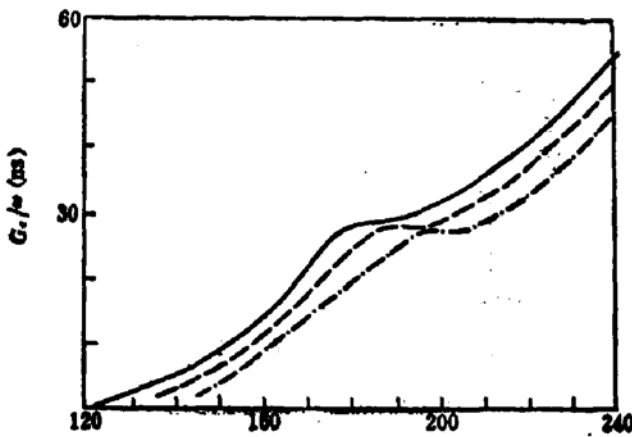


图 7 Si-2 中高温电导峰随测量频率 ω 的变化
 — 5kHz --- 50kHz -.- 500kHz

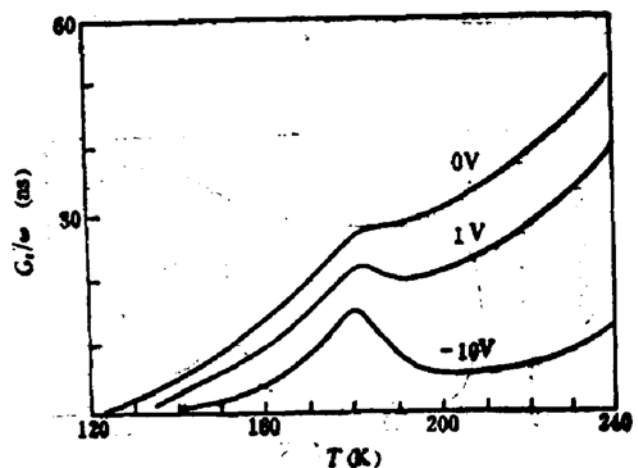


图 8 Si-2 中高温电导峰随外加反偏的变化

偏能明显减少 G_D 的影响。因为 (29) 式给出的 G 和反偏关系为 $\Delta C_i \propto |V|^{-1/2}$, 比 (40) 式给出的 G_D 随反偏的指数衰减相比小得多。

2. 在分析浅能级对应低温导纳时, 为简化, 忽略了图 1 (b) 中 G_D 和 G 的贡献。这时, (42) 式给出, $\frac{G_e}{\omega C_e} = \frac{\omega C_2}{G_e}$ 。温度确定, G_e 和 C_2 也确定。当 ω 改变时, 曲线

$$\ln\left(\frac{G_e}{\omega C_e}\right) \sim \ln \omega$$

的斜率为 1。因此, 从曲线 $\ln\left(\frac{G_e}{\omega C_e}\right) \sim \ln \omega$ 的斜率是否为 1 可判断 G 和 G_D 能否忽略。

图 9 表明, ω 低于 10 kHz 时, Si-1 中的 G 和 G_D 可忽略; ω 低于 30 kHz 时, Si-2 中的 G 和 G_D 可忽略。因此, 在处理 Si-1 和 Si-2 中的浅能级时, 我们前面所用的测量频率是合适时。

3. Pautrat 等人分析过浅能级冻结时肖特基二极管的测量导纳^[7], 他们忽略了浅能级冻结过程中结电容 C 的变化。实际上, 象 R , 一样, C 也随温度变化。同时, 他们将在电导 G_e/ω 的低温峰温度附近得到的 $E_f - E_c$ 外推到 $T = 0$ 而求得的浅能级有较大误差, 因为费米能级也随温度变化。我们的分析则避免了上述两个弱点。

4. 图 3 和图 6 表明, 低温下浅能级完全冻结后, 测量电容 C_e 并不完全为零, 而趋于某一固定值 C_0 (1pF 左右), 这是分布电容所致。由于分布电容和图 1 (b) 的电路并联^[14], 所以确定浅能级位置时, (43) 式中 C_e 用 $C_e - C_0$ 代替更准确。

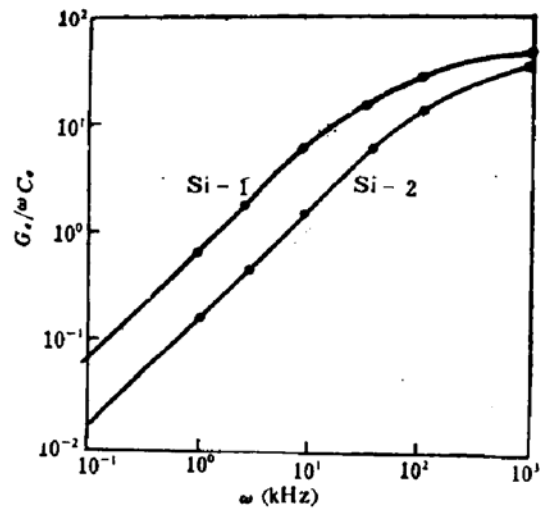


图 9 低温下 Si-1 和 Si-2 的 $\ln(G_e/\omega C_e) \sim \ln \omega$ 曲线

对葛惟银, 吴荣汉同志的有益讨论, 高季林同志在实验装置上的帮助, 卢励吾, 杨占坤, 荣文岐同志在样品制备上的支持, 致以衷心的感谢!

参 考 文 献

- [1] C. T. Sah and V. G. K. Reddi, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, ED12, 345(1964).
- [2] M. Beguwala and C. R. Croweli, *Solid-St. Electron.*, 17, 203(1974).
- [3] D. L. Losee, *Appl. Phys. Lett.*, 21, 54(1972).
- [4] G. Vincent, D. Bois and P. Pinard, *J. Appl. Phys.*, 46, 5173(1975).
- [5] D. L. Losee, *J. Appl. Phys.*, 46, 2204(1975).
- [6] J. R. Morant, J. E. Caroceller, P. Cartujo and J. Barbol'a, *Solid-St. Electron.*, 26, 1(1983).
- [7] J. L. Pautrat, B. Katircioglu, N. Magnea, D. Bensahel, J. C. Pfister and L. Revoic, *Solid-St. Electron.*, 23, 1159(1980).
- [8] G. H. Glover, *Solid-St. Electron.*, 16, 973(1973).
- [9] E. H. Rhoderick, "Metal-Semiconductor Contacts", Oxford, Clarendon Pr. 1978. 201 p. illus. Ref.
- [10] A. G. Milnes, "Deep Impurities in Semiconductors" (1973) p. 296.
- [11] 同[10], p. 77.

- [12] 阮圣央, 周洁, 张砚华, 吉秀江, 郑秉如, 李树英, 杨锡权, 谭飞, 半导体学报, **5**, 266(1984).
[13] 许振嘉, 孙伯康, 王万年, 江德生, 宋春英, 物理学报, **31**, 1362(1982).
[14] 王家骅, 李长健, 牛文成, 半导体器件物理, p. 186, 科学出版社, (1983).

Admittance of a Schottky Diode and Its Application in Measuring Energy Levels

Gao Xiaoping, Zhou Jie and Hsu Chenchia

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Abstract

The admittance of a Schottky diode has been studied theoretically. An analytical expression of admittance is given and the influence of deep and shallow energy levels on the measurement using a Schottky diode has been discussed. Experimental method to measure different parameters of deep and shallow levels using admittance spectroscopy is described. The results of shallow impurity P and thermal donor as well as deep impurity Pd in Si using this method are consistent with those reported in the literatures.