第 33 卷 第 4 期 物 理 学 报 Vol. 33, No. 4
1984 年 4 月 ACTA PHYSICA SINICA Apr., 1984

消除载流子分布的不均匀性的影响 准确测量深中心俘获载流子的截面*

陈开茅 秦国刚 王忠安 金泗轩
(北京大学物理系)

1983 年 4 月 20 日收到

提 要

Zylbersztejn 指出在空间电荷区边界层中，由于势垒的存在而引起的载流子分布的不均匀性，对测量深中心对载流子的俘获截面的不良影响，并且提出一种消除这种影响的方法. 可惜的是，他的方法只适用于在能级相当深的情况下，测量低温时载流子的俘获截面. 本文在详细分析结电容瞬态动力过程的基础上，提出一种消除载流子分布不均匀(包括边界层中载流子分布不均匀和体内浅施主或浅受主浓度不均匀)的影响，准确测量俘获截面的方法，不受测量温度及样品中的能级情况的严重限制. 这对于研究俘获截面与温度的关系以及进而研究俘获动力学机制是很关键的. 以硅中的金受主中心为例，应用这种方法进行了测量，结果表明，消除载流子不均匀分布的影响后，确实提高了测量俘获截面的准确性.

一、引 言

p-n 结电容瞬态[1]与恒定电容的电压瞬态[2]技术已成为研究半导体的深中心的强有力工具. 应用这些技术可以直接测量深中心对自由载流子的俘获截面，所得到的结果比用其它技术得来的更为可信. 然而，要发挥这些技术的优势，必须对偏压降低、p-n 结空间电荷区突然缩小时，原空间电荷区中的深中心对载流子的俘获过程作详细的分析. Zylbersztejn[3] 注意到导带中的电子（或价带中的空穴）浓度在空间电荷区边界层中的降低，导致这一区域中的深中心对载流子的俘获速率比体内的慢，因而结电容的变化与俘获时间之间有非指数关系. 为了消除空间电荷区边界层中的慢俘获对测量俘获截面的影响，Zylbersztejn 提出了一个具体的测量方法. 后来，Brotherton 等人[4]在用恒定结电容电压瞬态技术测量铂在硅中的载流子俘获截面时，也注意到这种俘获过程的复杂性，并提出用电压瞬态测量俘获截面的修正方法. Zylbersztejn 提出的方法是以填充载流子、冻结载流子这样的物理过程为基础的，因此，它只能适用于在样品中只包含一两个甚深深能级而且能级间距很大的情况下，测量低温时的载流子的俘获截面，而研究深中心俘获载流子的微观机构，则要求了解俘获截面在尽量宽阔的温度范围内如何随温度变化，用这个方法就

* 本工作得到中国科学院基金委员会部分资助.

难于达到这个目的.

本文在详细分析脉冲期间深中心俘获载流子和脉冲过后束缚载流子的热发射等过程及其相应的电容瞬态的基础上，提出一个消除包括边界层及体内浅杂质分布不均匀所引起的载流子分布不均匀的有害影响，而又不受能级情况及测量温度范围严重限制的测量深能级对载流子的俘获截面的方法，而且以硅中的金受主能级为例，考察了这个方法与传统方法在测量结果方面的差别.

二、原　理

为了方便起见，下面以 n 型半导体中的单能级受主中心为例，讨论深中心对载流子的俘获和发射过程以及与之相应的电容瞬态. 在电容瞬态技术中，常常是对 p-n 结施加一反向偏压 V_R，使 p-n 结的空间电荷区展宽，再加一列脉冲（见图 1），使 p-n 结在脉冲

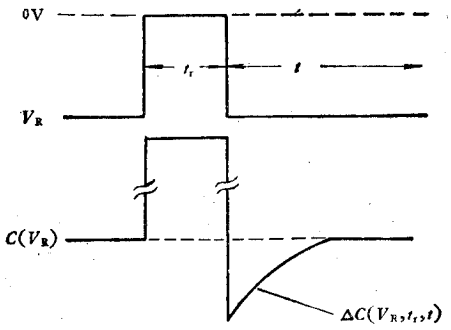

图 1　p^+n 结偏压波形及相应的电容瞬态

期间由反向偏置突然变为零偏置，相应的空间电荷区突然缩小. 假设脉冲间歇的时间足够长，使空间电荷区中深中心上束缚的载流子数目通过热发射过程达到稳定态. 这样，在脉冲期间，原来空间电荷区中的深中心就能最大限度地俘获来自导带的自由电子. 在无少数载流子注入的情况下，对于 n 型半导体中的深中心，束缚电子浓度 n_T 满足的微分方程为

$$\frac{dn_T}{dt} = (c_n n + e_p)N_{TT} - (c_n n + e_n + e_p)n_T, \tag{1}$$

其中 e_n 和 e_p 分别为电子和空穴的热发射率，N_{TT} 和 n 分别为深中心浓度和导带中的电子浓度，$c_n n$ 为深中心俘获导带电子的速率.

假设脉冲到来之前的瞬间，束缚电子的浓度已达到稳定，其数值为

$$n_T = e_p \tau_e N_{TT}. \tag{2}$$

以(2)式作为初始条件，从(1)式可以解出在填充过程中深中心束缚的电子浓度与填充时间 t_r 的关系为

$$n_T(t_r) = [e_p\tau_e - (e_p + c_n n)\tau_r]N_{TT}\exp(-t_r/\tau_r) + (e_p + c_n n)\tau_r N_{TT}, \tag{3}$$

其中 τ_e 为热发射过程的时间常数，它与电子和空穴的热发射率关系为

$$\tau_c = (e_n + e_p)^{-1}, \tag{4}$$

τ_r 为深中心俘获来自导带电子时，深中心的电子占据状态趋向稳定的时间常数，它与深中心对电子的俘获系数 c_n 的关系为

$$\tau_r(x) = [e_n + e_p + c_n n(x)]^{-1}, \tag{5}$$

其中

$$c_n = \sigma_n v_n, \tag{6}$$

v_n 为电子的平均热运动速度，σ_n 为深中心的电子俘获截面.

一般情况下，由于浅施主杂质的空间分布是不均匀的，因此导带中的电子浓度 $n(x)$ 是空间位置 x 的函数. 即使浅施主杂质在空间是均匀分布的，在空间电荷区边界层中，由于势垒的存在也会造成载流子浓度随着势能的增加而减少. 这种载流子分布的不均匀性将造成不同位置的深中心俘获载流子的速率不同，图 2 示意地说明了这个问题. 图 2(a)

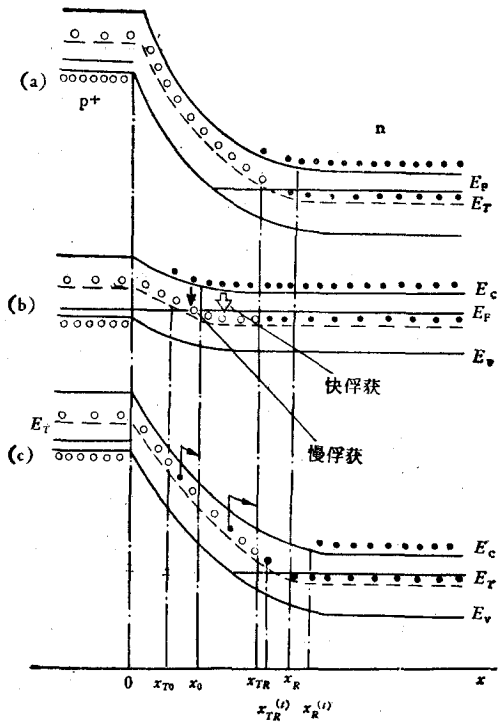

图 2 深中心俘获和发射电子示意图

(a) $V = V_R$, p^+n 结的稳态情况； (b) 脉冲期间深中心俘获来自导带的电子； (c) 脉冲过后深中心向导带发射电子

是反向偏置为 V_R 达到稳定状态 p^+n 结能带图，图中 x_R 表示稳定时 p^+n 结的空间电荷区宽度，x_{TR} 表示这时费密能级 E_F 与深能级 E_A 的交点位置. 由图可见，处于 0 到 x_{TR} 区域内的深能级基本变空了，而处于 x_{TR} 与 x_R 之间的深能级则完全为电子所填充，因为后者是在费密能级之下. 图 2(b) 是脉冲期间 p^+n 结的能带图，其中 x_0 表示零偏置时空间电荷区的宽度，x_{T0} 表示零偏置时费密能级与深能级的交点位置. 在脉冲期间，只有处在 x_{T0} 与 x_{TR} 之间的深能级能俘获来自导带的电子. 因为 x_{T0} 与 x_0 之间的能带向

上弯曲，处在 x_{T0} 与 x_0 之间的深中心对电子的俘获率较处在 x_0 与 x_{TR} 之间的为慢．这时结电容瞬态与时间 t_r 之间的关系是许多个时间常数不同的指数函数的叠加．

在填充(或俘获)时间 t_r（脉冲宽度）之后，p-n 结上的偏压突然回到原来的反向偏置 V_R，此后，深能级在脉冲期间俘获到的电子将被热激发到导带，并被结电场扫出空间电荷区．若以偏压回到 V_R 的时刻作为描述发射过程的时间起点，则在发射过程的任一时刻 t，深中心上的束缚电子浓度为

$$n_T(t_r, t) = [n_T(t_r) - e_p\tau_e N_{TT}]\exp(-t/\tau_e) + e_p\tau_e N_{TT}. \tag{7}$$

由(7)式和泊松方程的积分形式可以推演出结电容瞬态与深中心对载流子的俘获和发射过程的关系．当反向偏置的 p-n 结处在稳定态时，由空间电荷区的泊松方程得到

$$V_R + V_{bi} = -(q/\varepsilon_s)\left[\int_0^{x_R} N_D^+(x)x\,dx - \int_0^{x_{TR}} e_p\tau_e N_{TT}(x)x\,dx - \int_{x_{T0}}^{x_R} N_{TT}(x)x\,dx\right], \tag{8}$$

其中 $N_D^+(x)$ 为 x 处的离化浅施主浓度，q 为电子电荷的绝对值，ε_s 为半导体的介电常数，V_{bi} 为结的自建势．在发射过程的 t 时刻，结空间电荷区的泊松方程为

$$V_R + V_{bi} = -(q/\varepsilon_s)\left[\int_0^{x_R(t)} N_D^+(x)x\,dx - \int_0^{x_{T0}} e_p\tau_e N_{TT}(x)x\,dx - \int_{x_{T0}}^{x_{TR}} n_T(x, t_r, t)x\,dx - \int_{x_{TR}}^{x_{TR}(t)} n_T'(x, t)x\,dx - \int_{x_{TR}(t)}^{x_R(t)} N_{TT}(x)x\,dx\right], \tag{9}$$

其中 $n_T'(x, t) = N_{TT}(x)\exp(-t/\tau_e)$，积分限 $x_R(t)$ 为 p^+n 结处在反向偏置 V_R，t 时刻的空间电荷区宽度，$x_{TR}(t)$ 为此时费密能级与深能级的交点位置．将(9)式减去(8)式并对所得差式加以整理可以得到

$$\int_{x_{T0}}^{x_{TR}} [n_T(x, t_r, t) - e_p\tau_e N_{TT}(x)]x\,dx = \int_{x_R}^{x_R(t)} [N_D^+(x) - N_{TT}(x)]x\,dx + \int_{x_{TR}}^{x_{TR}(t)} [N_{TT}(x) - n_T'(x, t)]x\,dx. \tag{10}$$

如果被测样品的深中心和浅施主的浓度比能满足 $N_D \gg N_{TT}(x)$，则我们可以将(10)式简化，并利用单位面积结电容和空间电荷区宽度的关系，$C(V_R, t_r, t) = \varepsilon_s/x_R(t_r, t)$，进一步简化成反映电容瞬态与深中心俘获和发射载流子过程紧密相关的方程

$$N_D^+(x_R)\Delta C(V_R, t_r, t)/C^3(V_R) = -(1/\varepsilon_s^2)\int_{x_{T0}}^{x_{TR}} [n_T(x, t_r, t) - e_p\tau_e N_{TT}(x)]x\,dx. \tag{11}$$

将(3)和(7)式代入方程(11)，可得

$$N_D^+(x_R)\Delta C(V_R, t_r, t)/C^3(V_R) = -\int_{x_{T0}}^{x_{TR}} [1 - \exp(-t_r/\tau_r)]\exp(-t/\tau_e)A(x)dx, \tag{12}$$

其中

$$A(x) = [(e_p + c_n n)\tau_r - e_p\tau_e]N_{TT}(x)x/\varepsilon_s^2. \tag{13}$$

在被积函数中 $[1 - \exp(-t_r/\tau_r)]$ 和 $\exp(-t/\tau_e)$ 两个因子分别表示深中心对载流子俘获和发射过程．(12)式右方的积分表明瞬态电容 $\Delta C(V_R, t_r, t)$ 是空间电荷区中，处在各个部位的深能级俘获和发射载流子的效果的叠加．如果空间不同部位的俘获时间常数

τ_r 和发射时间常数 τ_e 是不同的，则这种关系将是十分复杂的. τ_e 的空间不均匀性主要是强的结电场造成的. 电场对热发射率影响的研究结果[5,6]表明，当电场强度 $\mathscr{E}(x) \leqslant 4 \times 10^4$V/cm 时，热发射率与电场无关，也就是说发射时间常数 τ_e 与电场无关. 因此在结电场强度 $\leqslant 4 \times 10^4$V/cm 的条件下，(12)式可以写为

$$N_D^+(x_R)\Delta C(V_R,t_r,t)/C^3(V_R) = -\exp(-t/\tau_e)\int_{x_{T0}}^{x_{TR}}[1-\exp(-t_r/\tau_r)]A(x)dx. \quad (14)$$

如果导带中电子浓度 $n(x)$ 在空间的分布很不均匀，我们很难直接根据(14)式准确地测定深中心对载流子的俘获截面. 但是只要在空间的一部分中导带电子浓度是近似于均匀的，则可进行如下：先测定浅施主（或浅受主）的空间分布，然后选择适当的反向偏压 V_{R1} 和 V_{R2}，使在相应的深能级与费密能级的交点 x_{TR1} 与 x_{TR2} 之间，导带电子浓度近似为均匀的，将它记作为 n_0，相应的俘获时间常数 $\tau_r = \tau_{r0} = (e_n + e_p + c_n n_0)^{-1}$. 定义 F 函数为

$$\begin{aligned} F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, t) &\equiv N_D^+(x_{R2})\Delta C(V_{R2}, t_r, t)/C^3(V_{R2}) \\ &\quad - N_D^+(x_{R1})\Delta C(V_{R1}, t_r, t)/C^3(V_{R1}) \\ &\simeq n_0[\Delta C(V_{R2}, t_r, t)/C^3(V_{R2}) \\ &\quad - \Delta C(V_{R1}, t_r, t)/C^3(V_{R1})]. \end{aligned} \quad (15)$$

由(14)及(15)式得

$$F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, t) = -a(V_{R2}, V_{R1})\exp(-t/\tau_e)[1-\exp(-t_r/\tau_{r0})], \quad (16)$$

其中

$$a(V_{R2}, V_{R1}) = \int_{x_{TR1}}^{x_{TR2}} A(x)dx.$$

由(16)式得

$$\ln\left[1 - \frac{F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, t)}{F(V_{R2}, V_{R1}, \infty, t)}\right] = -t_r/\tau_{r0}. \quad (17)$$

这是 $\ln\left[1 - \frac{F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, t)}{F(V_{R2}, V_{R1}, \infty, t)}\right]$ 对 t_r 的线性方程，其斜率为 τ_{r0}^{-1}. 实测电容瞬态 $\Delta C(V_{R2}, t_r, t)$，$\Delta C(V_{R1}, t_r, t)$，结电容 $C(V_{R2})$，$C(V_{R1})$ 以及导带电子浓度 n_0，算出 $F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, t)$ 作为 t_r 的函数，就可以求出 τ_{r0}，一般情况下 $\tau_e^{-1} = e_n + e_p \ll c_n n_0$，因此 $\tau_{r0} \cong c_n n_0$，由 τ_{r0} 可以求出 c_n，即求出了 σ_n. 只有当费密能级非常接近于深能级或甚至低于深能级的时候，$\tau_e^{-1} \gtrsim c_n n_0$，此时可以测量 τ_e，根据 τ_e，τ_{r0} 计算出 $c_n n_0$.

三、硅中金受主中心电子俘获截面的测量

1. 样品的制备

在这个工作中，我们制备了 Au-Si_{303} 和 Au-Si_{402} 两种实验样品. 制作 Au-Si_{303} 的材料是电阻率为 20—30Ω·cm 的直拉的 n 型单晶硅，硅片的晶向为〈111〉. 另一种样品的材料，除电阻率为 5—8Ω·cm 之外，其它的和 Au-Si_{303} 的相同. 两种样品的制作工艺是相同的. 先在硅片的正面上作好 p^+n 结的扩散和氧化，去掉片子背面的氧化层，将纯度为 99.999% 的金蒸发在硅片的背面上. 然后将样品 Au-Si_{303} 和 Au-Si_{402} 分别在 810℃ 和

850℃ 的氮气气氛中扩金 1 小时，最后，烧结、封装在 BT3 型金属管壳中，并用 Model 410 C-V Plotter 测试分析，得到它们的浅施主杂质浓度分布 $N_D(x)$（见图 3），用结电容瞬态技术测出 Au-Si303 样品中，金的浓度约为浅施主浓度的 1/20，在 Au-Si402 中，约为 1/40．由此可见，这些样品中的深、浅杂质浓度比满足深中心浓度远小于浅杂质的假设．

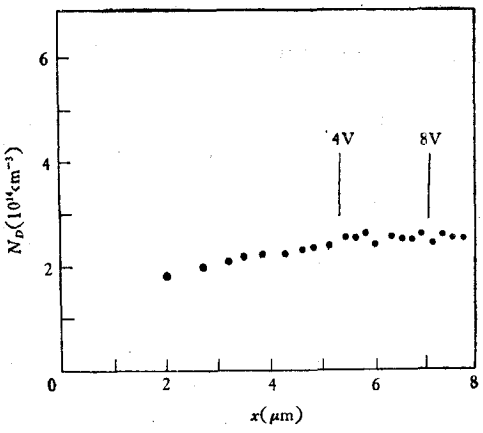

图 3　p^+n 结磷施主杂质的分布
(Au-Si303)

2. 测量方法简述

由第二节中的原理可知，要准确测量某个温度下，深中心对载流子的俘获截面，就需测量两个不同反向偏压所对应的电容瞬态在任一时刻 t 的数值随填充时间 t_r 的变化，并进一步求出 $F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, t)$．为此，可采用下述实验步骤：

首先，根据待测样品的浅杂质浓度分布，选定反向偏压 V_{R1} 和 V_{R2}，例如，对于 Au-Si303 样品，我们取这两个偏压分别为 −4V 和 −8V，在两偏压所对应的深能级与费密能级交点 x_{TR1} 和 x_{TR2} 之间杂质的分布基本上是均匀的．

其次，分别测出两偏压所对应的电容瞬态在某一时刻 t 的值随填充时间 t_r 的变化．对于不同的能级情况和不同的测量温度范围，可以选取不同的 t 时刻和不同的测量方法．例如，对于样品中只包含两个深能级且能级间距比较大的情况，在测量深度较浅能级的低温载流子俘获截面时，为避免两个能级同时俘获载流子所造成的信号互相混淆，可以利用两个能级的载流子冻结温度范围的差别进行测量[7]．在测量中，用 X-Y 记录仪记录电容瞬态在 $t = 0$ 时的值随填充时间 t_r 的变化．在测量深度较深的能级的低温俘获截面时，在电容瞬态初值随 t_r 的变化中扣除较浅能级的贡献之后，即可得到较深能级的电容信号随 t_r 的变化．在测量它们较高温度的载流子俘获截面时，因这时的电容瞬态快到和测量仪器的响应时间可以比拟，不能对电容瞬态的初值作直接测量，只能测量瞬态在某一大于零的 t 时刻的值与填充时间 t_r 的关系．对于这种情况，用 BOXCAR 平均积分器记录信息是比较好的，因为它能很好地消除噪声对信息的干扰，提高测量结果的准确性．如果样品中所含能级数目较多而且能级间距不很大，要测量各能级较低温时载流子俘获截面是很难的．但是，只要各能级在温度扫描的 DLTS 图上对应的峰的高度不受邻近能级的显著干扰，就可以分别观察两个偏压下峰的高度随填充时间 t_r 的变化，进而求出各能级的 $F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, 0)$ 作为 t_r 的函数，并定出各能级在不同温度范围的载流子俘获截面．

3. 测量结果

在处理数据中，取电子的平均热运动速度为 $v_n = (3kT/m^*)^{1/2}$ 以及电子的态密度有效质量 $m^* = 0.33m_0$，m_0 为自由电子质量，k 为玻耳兹曼常数，T 为绝对温度．测量结果示于图 4 至图 6．在图 4 和图 5 中分别表示了两种样品的 F 函数与填充时间 t_r 的简单

指数关系，或者说 $\ln\left[1-\frac{F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, t)}{F(V_{R2}, V_{R1}, \infty, t)}\right]$ 与 t_r 的线性关系. 从图 4 和 5 可见，当 $F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, t)$ 从 0 变化到 92% $F(V_{R2}, V_{R1}, \infty, t)$ 时，$\ln\left[1-\frac{F(V_{R2}, V_{R1}, t_r, t)}{F(V_{R2}, V_{R1}, \infty, t)}\right]$ 与 t_r 确实满足线性关系，这说明在消除了载流子的不均匀分布的影响之后，F 函数是对应于

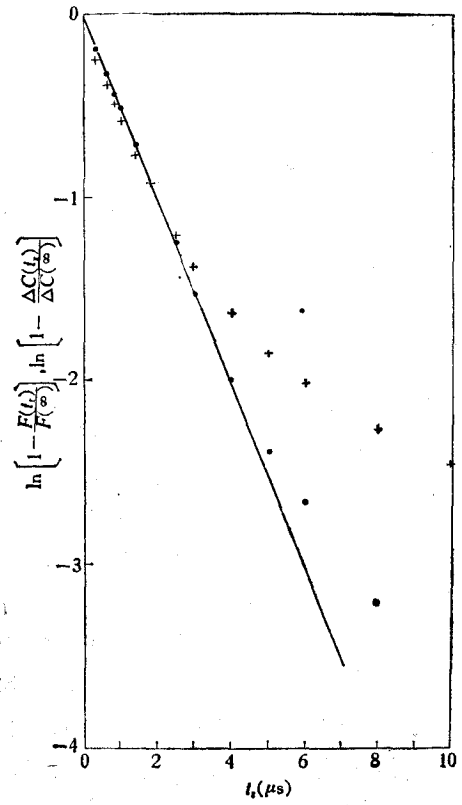

图 4 Au-Si303 结电容改变量与填充时间的关系
● 为本文方法；＋为传统方法

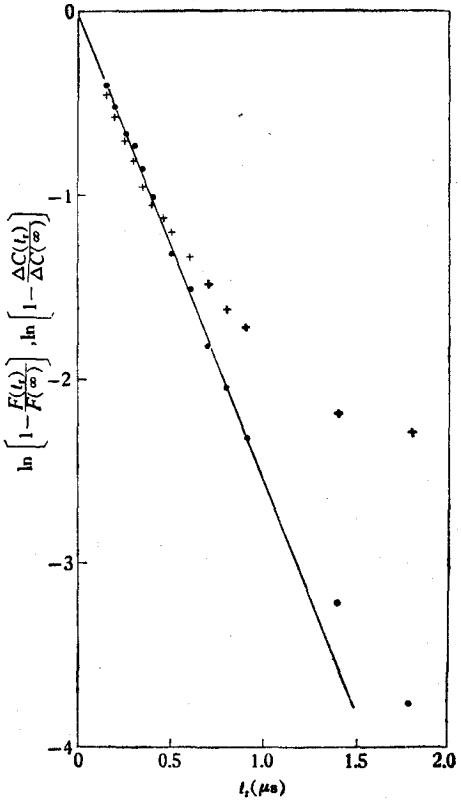

图 5 Au-Si402 结电容改变量与填充时间的关系
● 为本文方法；＋为传统方法

一定时间常数的指数函数. 当 F 变得更大时，图中的线性关系变坏，这主要是测量误差造成的. 过去一般是把结电容瞬态在某一时刻 t 的值随填充时间 t_r 的变化看成是简单的指数关系，并利用 $\ln\left[1-\frac{\Delta C(t_r, t)}{\Delta C(\infty, t)}\right]=-t_r/\tau_r$ 去求俘获截面，我们称之为传统方法. 为了比较，图中还给出用传统方法所得到的结果，见符号“＋”所示的数据. 从图 4 和 5 可见，$\ln\left[1-\frac{\Delta C(t_r, t)}{\Delta C(\infty, t)}\right]$ 与 t_r 的关系中呈线性的范围远比用本文提出的方法所得的结果小，这说明实际的结电容瞬态与 t_r 的关系不是指数的[3]. 本文提出的方法的线性范围大，说明它能较好地消除载流子分布不均匀所造成的测量俘获截面的误差. 图 6 示出 Au-Si303 中金受主中心对电子的俘获截面 σ_n，其中实心圆点表示本文方法测量的结果，＋表示按传统方法处理的结果. 应该说明的是，图 6 中的所有俘获截面数据都是取 t_r 比较小时的十个数据点，按最小二乘法处理的结果. 由图 6 可见，两者的差别是显著的，在 260—

325K 的温度范围内，后者较前者偏低约 30% 到 10%，而且前者基本上与温度无关，可以用 $\sigma_n = (10.46 \pm 0.33) \times 10^{-17}\text{cm}^2$ 表示之，后者则有随温度的升高而变大的趋势．对于浅施主浓度比较高的 Au-Si402 样品，也同时用两种方法对金受主中心的电子俘获截面作了测量，在温度为 283K 时，本文方法的结果为 $12.9 \times 10^{-17}\text{cm}^2$，传统方法的结果为 $9.4 \times 10^{-17}\text{cm}^2$．

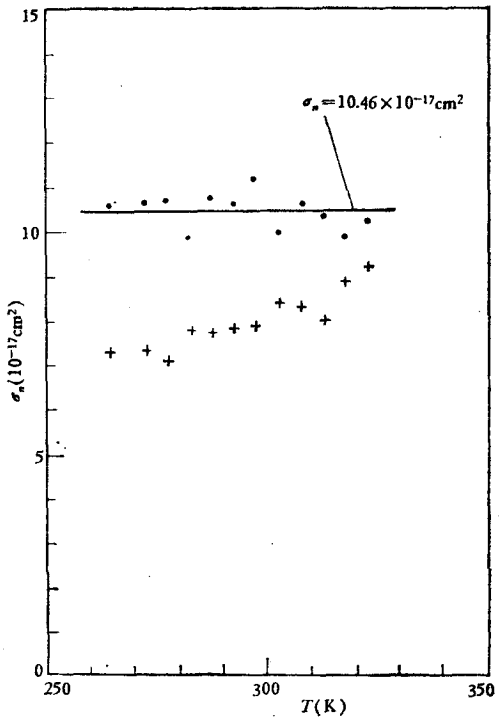

图 6

四、讨　论

Zylbersztejn[3] 注意到 p-n 结空间电荷区突然缩小时，处于边界势垒区中的深中心俘获截流子的速率比体内的慢，影响了俘获截面的正确测量，并且提出消除这种影响的方法．但他的工作有如下不足之处：1)只利用载流子的填充和冻结过程来测量俘获截面，因而只能测量低温时的俘获截面，例如，对他举例的砷化镓中 $\Delta E = 0.67\text{eV}$ 的能级来说，测出的是 179K 的电子俘获截面．如果能级较浅，则能测到的是更低温度下的俘获截面．2)只适用于样品中只有一两个甚深深能级且能级间距很大的简单情况，否则两个能级的载流子冻结温度范围相差不大，两个能级俘获载流子所造成的电容信号不好分开．

本文在详细分析空间电荷区变动时载流子的俘获和发射的动力学过程的基础上，推进了测量俘获截面的方法：(1) 注意到除了空间电荷区边界层中载流子的分布不均匀之外，浅施主密度的不均匀分布同样会妨碍俘获截面的准确测量．认识到这一点的意义在于，如果后者没有影响，就可以用尽量大的偏压来减小边界层的影响．事实上，如果浅施主(或受主)浓度的分布不是在大的反向偏压对应的整个空间电荷区均匀，这样做同样不能测到准确的俘获截面．在目前这个方法中只要浅施主浓度在一个小范围内近似均匀分布，就可以适当选择两个偏压 V_{R1} 和 V_{R2}，利用这一均匀区来准确测量俘获截面．(2)本文方法是利用载流子的填充和发射所对应的电容瞬态来测量俘获截面的，把观测瞬态电容的初值 ($t = 0$ 的值)随填充时间 t_r 的变化，推广到观测瞬态在任一时刻 t 的值随填充时间 t_r 的变化．这样，应用这个方法，就可准确地测出一个能级从低到高比较宽的一个温度范围内的俘获截面，大大扩大了测量俘获截面的温度范围，这对研究俘获过程的微观机构十分有利．(3)由于同(2)的原因，如果不要求都在很宽阔的温度范围内测量各能级的俘获截面，则对样品中的深能级数目与能级间距也没有很严格的限制(详见第三节的测量方法简述)．

传统测量俘获截面的方法粗略地把结电容瞬态与填充时间之间的关系当作简单的指

数关系，并以此作为测量俘获截面方法的基础．应用这个方法测量硅中金受主中心在较高温度时的电子俘获截面，结果俘获截面随温度的升高而有增大的趋势．然而，对同一样品用本文建议的方法测量的结果是俘获截面与温度无关，这与 Lax 的中性中心俘获载流子的截面与温度无关的理论[8]是一致的．传统方法测量的金受主中心电子俘获截面随温度升高而增大的物理原因，可以说明如下：温度上升，费密能级下降，它与深能级的距离逐渐变小(例如，具体计算指出，当温度由 260K 变至 325K 时，费密能级与金受主能级的距离由 0.24eV 降为 0.14eV)，相应地空间电荷区边界层逐渐变薄，处于边界势垒区中的深中心数目也就逐渐减少，这一区域中深中心对载流子的慢俘获对测量所造成的影响也就变小，结果传统方法测量的误差就随温度的上升而下降，造成俘获截面随温度的上升而变大的假象．应该指出，这种由传统测量方法造成俘获截面对温度的依赖关系上的误差，对于研究半导体中深中心俘获载流子的动力学机制的工作是有害的．

工作过程中，武兰青同志参加了部分工作，姚秀琛、曾树荣和元民华等同志进行了帮助，邢妙香、常锦莲、程秋立及北京市半导体器件五厂一车间的许多同志为我们作了实验样品．在此对他们表示衷心的感谢．

参 考 文 献

[1] C. T. Sah, L. Forbes, L. I. Rosier and A. F. Tasch, Jr., *Solid State Electron.*, **13**(1970), 759.
[2] J. A. Pals, *Solid State Electron.*, **17**(1974), 1139.
[3] A. Zylbersztejn, *Appl. Phys. Lett.*, **33**(1978), 200.
[4] S. D. Brotherton, P. Bradley and J. Bicknell, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 3396.
[5] A. F. Tasch, Jr. and C. T. Sah., *Phys. Rev. B*, **1**(1970), 800.
[6] 陈开茅、毛晋昌，半导体学报，**4**(1983)，142.
[7] 陈开茅、毛晋昌、晏懋洵、吴 恩、曾奇勇，北京大学学报(自然科学版)，第 2 期，(1983)，70.
[8] M. Lax, *Phys. Rev.*, **119**(1960), 1502.

A METHOD FOR MEASURING CARRIER CAPTURE CROSS SECTIONS OF DEEP CENTERS WITH ELIMINATING THE INFLUENCE OF INHOMOGENEOUS CARRIER DISTRIBUTION

CHEN KAI-MAO QIN GUO-GANG WANG ZHONG-AN JIN SI-XUAN
(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

Zylbersztejn had pointed out that the inhomogeneous distribution of carriers in the edge region of the space charge region exerts a disadvantageous influence on the measurement of carrier capture cross sections of deep centers and suggested a method to eliminate this effect. However, his method can only be used to measure carrier capture cross sections at low temperature for quite deep levels. We suggest a new method to remove the harmful impact of inhomogeneous distribution of carriers (including both the inhomogeneous distribution of the carriers in the edge region and that due to nonuniform shallow donors and acceptors) on the basis of an analysis of the dynamic process of capacitance transient. This method is not subject to the serious restriction of the temperature range of measurement and the situation of the levels under measuring. This is important for the study of the temperature dependence of carrier capture cross sections and the tudy of the carrier capture dynamices. As an example, the method has been used to measure the electron capture cross section of gold acceptor in silicon. The results show that the accuracy of measurement is improved.