

# 瞬态 C-V 方法对 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中 DX 中心的研究\*

贾 英 波

(中国科技大学研究生院, 北京)

李 名 复

(中国科技大学研究生院, 中国科学院半导体研究所, 复旦大学物理系)

周 浩 高季林 孔梅影

(中国科学院半导体研究所, 北京)

1989年8月24日收到 1990年5月15日修改定稿

本文指出 DX 中心电容测量中边区的重要性, 提出一种新的瞬态 C-V 方法, 可以用来测量 DX 中心浓度、导带电子浓度和边区的空间电荷分布及导带电子浓度随温度的变化关系, 并由此导出测量 DX 中心热电离能的方法。另外, 还对 DX 中心正 U 和负 U 两种模型的理论分析和实验结果进行了比较, 得出不同模型所应满足的附加条件。

**主题词** DX 中心, 边区, 瞬态 C-V 测量, 正 U 模型, 负 U 模型

## 一、引言

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  中 DX 中心的研究是近年来很热门的课题<sup>[1,2]</sup>。因为  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  在高速器件诸如 HEMT<sup>[3]</sup> 或者在近来研究很多的异质结、超晶格<sup>[4]</sup>结构中都是一种极为重要的材料。由于 DX 中心的存在, 使  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  材料作成的器件在性能和可靠性方面都受到严重影响。另一方面, 由于 DX 中心作为一种深缺陷中心, 具有很多特殊的物理性质<sup>[1,2]</sup>, 经十年的研究, 仍没有得到统一的解释, 所以引起十分广泛的兴趣<sup>[5]</sup>。本文将从一个特殊的方面来研究与 DX 中心有关的问题, 讨论通常的 C-V 方法用于 DX 中心测量时, 由于严重的边区效应所带来的一些问题; 针对 DX 中心的特殊性, 提出一种瞬态 C-V 方法及分析。

## 二、C-V 测量中边区效应在 DX 中心问题中的重要性 以及改进的瞬态 C-V 方法

C-V 测量中由于存在深能级而引起的边区 (edge region) 效应首先是 C. T. Sah

\* 中国自然科学基金资助。

等人提出来的<sup>[6]</sup>。他们用如图 1 中的一个阶梯形电荷分布来近似地描述一个 P<sup>+</sup>-n 结或 n 型半导体肖特基势垒区中的电荷分布。在这个近似中,对于缺陷为电子陷阱的情况,当缺陷能级  $E_T$  在费米能级  $E_F$  之上时看作全空即深能级上没有电子占据,当  $E_T$  在  $E_F$  之下时看作全满即深能级上占满电子。通常情况深能级的浓度  $N_T$  比起浅施主浓度  $N_d$  (也就是体内的导带电子浓度  $n$ ) 要小得多,所以阶梯形分布往往是一个很好的近似,用来讨论各种有关的物理效应。在很多情况下这个边区的大小  $\lambda$  比整个势垒区宽度  $W$  小很多,边区效应可以完全忽略。对于 DX 中心恰恰是一种相反的情况,由于深能级的浓度  $N_{DX}$  比导带电子浓度  $n$  反而可能大很多,因此,(1) 在阶梯近似中的这个阶高相对于电子浓度  $n$  来说非常之大,此时的阶梯分布与其实际分布相比会有很大的差别;(2) 边区的宽度  $\lambda$  非常之大,甚至可能  $\lambda$  比  $W - \lambda$  要大很多(见图 1)。这可以简单地用阶梯近似作一具体分析,边区宽度  $\lambda$  具体取决于边区的电势差  $V_F = (E_F - E_{DX})/q$  及体内导带电子浓度  $n$ ,可简单推知:  $V_F \approx \frac{q}{2\epsilon} n \lambda^2$ , 而  $W - \lambda$  取决于 DX 中心浓度  $N_{DX}$  及结偏压  $V_B$ , 在条件  $V_B \gg V_F$  满足时,有关系:  $V_B \approx \frac{q}{2\epsilon} N_{DX}(W - \lambda)^2$ <sup>\*</sup>,从而可推得:

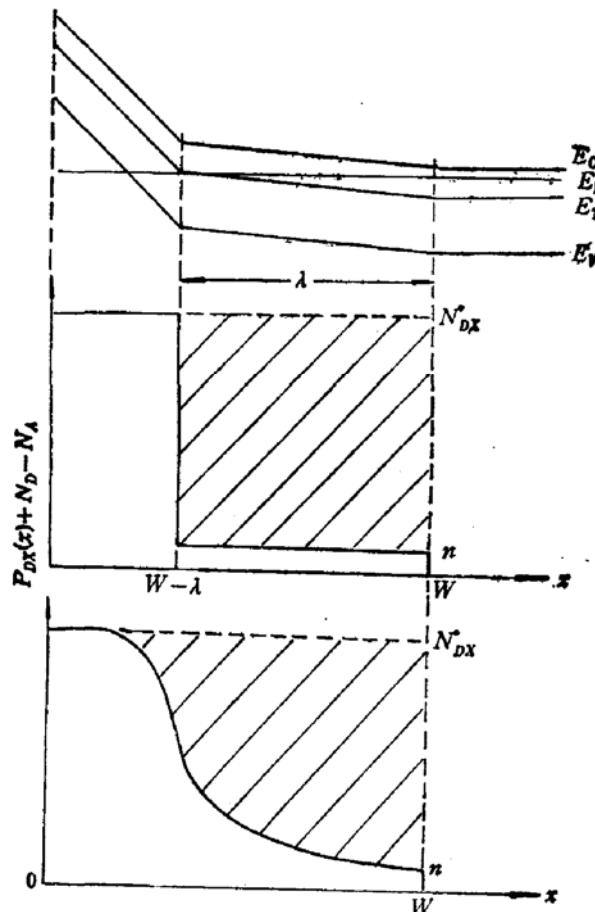


图 1 pn 结势垒区内空间电荷分布示意图

\* 根据目前的理解,在只有一种施主的情况下,每个施主产生一个 DX 能级<sup>[7]</sup>,这里的浓度  $N_{DX}$  即施主浓度。

$$\lambda/(W - \lambda) \approx \left(\frac{N_{DX}}{n}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_F}{V_B}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

下面就后面提到的典型样品 JA33( $x = 0.38$ )的实验结果作一定量分析, 实验测得  $N_{DX} = 1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , 在 180K 时测得导带电子浓度  $n = 7.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , 近似取  $V_F = 0.1 \text{ V}$ ,  $V_B = 3 \text{ V}$ , 代入上述公式可近似得到:  $\lambda/W - \lambda \approx 5$ . 因此, 由于边区的存在将使结电容值大大减小, 而且这个边区的宽度  $\lambda$  是条件灵敏的, 比如与温度密切有关. 因此, 在 DX 中心的 C-V 测量中电容值也是条件灵敏的, 如果不考虑边区效应或者仅用一个阶梯近似往往在分析问题时导致误解, 这在目前的文献中并未得到足够的重视.

下面我们抛开阶梯近似, 先严格地讨论边区效应的有关数学关系, 然后再介绍相应的瞬态 C-V 测量方法. 根据最近的研究, 我们知道在 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 中对于每一个 DX 中心施主杂质<sup>[7]</sup>同时产生一个浅的类氢施主能级  $E_D$  以及一个深的 DX 能级  $E_{DX}$ . 对于  $E_{DX}$  能级最近有人认为是一种负 U 能级<sup>[8,9]</sup>, 也就是占两个电子的带负电的中心, 但是这个结论并未得到统一的认识. 也有的实验<sup>[10]</sup>和理论分析<sup>[11]</sup>认为  $E_{DX}$  是通常的只能容纳一个电子的正 U 中心. 设浓度为  $N_{DX}$  的  $E_{DX}$  能级在势垒区内电势为  $V(x)$  处产生的电荷密度为  $qP_{DX}(x)$ ,  $q$  为电子电荷绝对值. 根据最近的统计分析<sup>[12]</sup>, 对于正 U 和负 U 的  $E_{DX}$  能级,  $P_{DX}(x)$  可分别写为:

$$P_{DX}(x) = \frac{N_{DX} \frac{qV(x)}{kT}}{1 + Ae^{\frac{qV(x)}{kT}}} \quad (1A)$$

$$P_{DX}(x) = N_{DX} \frac{1 - Be^{\frac{-qV(x)}{kT}}}{1 + Be^{\frac{-qV(x)}{kT}}} \quad (1B)$$

(1A)、(1B) 分别为正 U 和负 U 模型的表达式. 其中,

$$A = g e^{\frac{E_F - E_{DX}}{kT}}, \quad B = g e^{\frac{E_F - E_{DX}}{kT}},$$

$g$  为 DX 中心的简并因子, 对于正 U 中心按照 Morgan 的模型<sup>[11]</sup>, 如果只考虑电子的自旋简并度则  $g = 2$ , 再考虑由晶格弛豫的 4 个方向引入的简并度则  $g = 8$ ; 对于负 U 模型, 如按照 Chadi 等的模型<sup>[8]</sup>, 晶格弛豫有四个不同的方向, 所以  $g = 4$ ; 如果晶格弛豫是各向同性的, 则  $g = 1$ .  $V(x)$  为  $x$  点到势垒区边界的电势差. 图 2 为由 (1A)、(1B) 式所作的正 U、负 U 两种模型的  $E_{DX}$  能级  $P_{DX}$  随电势的分布曲线, 可以看出, 两种模型的分布是很不相同的. (1A)、(1B) 式中的势  $V(x)$ , 可由空间电荷区的电荷积分求得:

$$V(x) = -\frac{1}{\epsilon} \int_x^W \int_y^W \rho(z) dz dy \quad (2)$$

其中

$$\rho(z) = q(P_{DX}(z) + N_D - N_A)$$

这里,  $\epsilon$  为介电常数,  $N_A$  为补偿受主浓度, 而且通常是一种空穴陷阱, 所以受主能级全部被电子占满.  $N_D$  是除 DX 中心以外的另外一种浅施主浓度, 对于这种施主杂质, 只产生浅施主能级而没有深的 DX 能级. 这种  $N_D$  的存在, 是我们在[12]中分析 DX 中心为负 U 中心时引入的. 至于  $N_A$ , 对于两性杂质 Si 等, 是必然要引入的, 这相当于占 As 位 Si 的浓度.

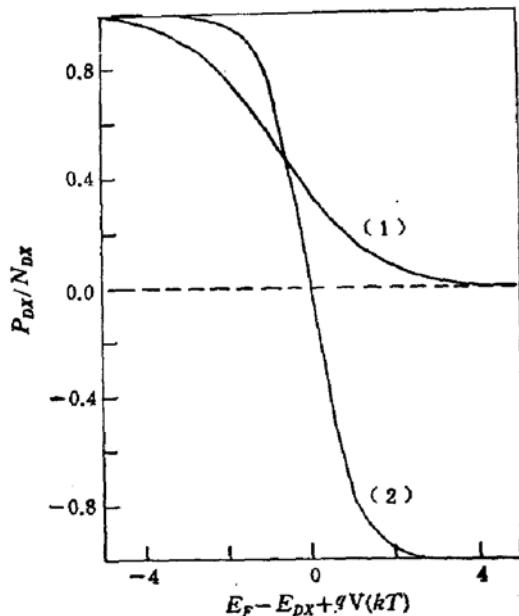


图 2 由 DX 中心产生的空间电荷随电势的分布曲线, 曲线(1)为 +U 模型、(2)为 -U 模型

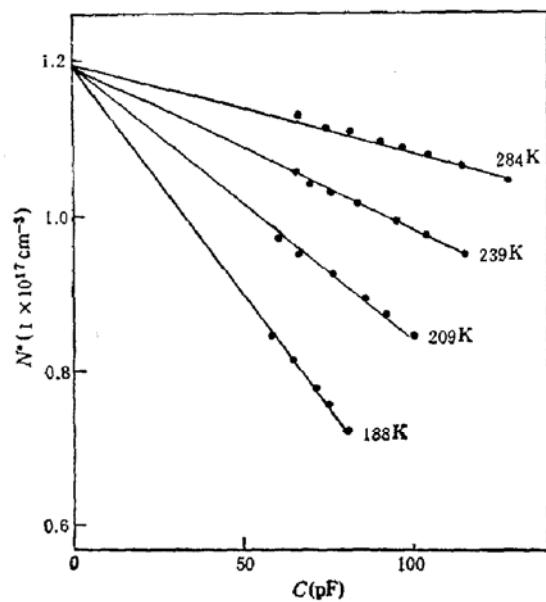


图 3 C-V 测量  $N^* = \frac{2}{A^2 \epsilon_0} \left( \frac{dC^{-2}}{dV} \right)^{-1}$  和电容 C 的关系曲线

下面我们讨论边区效应对通常 C-V 方法测量掺杂浓度的影响。通常不考虑边区效应, 由 C-V 测量结果求材料掺杂浓度的公式为:

$$N_{DX}^* = \frac{2}{A^2 \epsilon_0} \left( \frac{dC^{-2}}{dV} \right)^{-1} = N_{DX} + N_D - N_A \quad (3)$$

其中  $A$  为 pn 结结面积。由(3)式所求出的浓度实际上是净的施主浓度  $N_{DX}^*$ 。由于 DX 中心边区的重要性, 在分析时必须考虑边区的影响。在均匀分布时用图 1 的阶梯分布来近似空间电荷分布则(3)式应由下式代替: (见附录 A)

$$N_{DX}^* - \frac{\lambda}{W} (N_{DX}^* - n) = \frac{2}{A^2 \epsilon_0} \left( \frac{dC^{-2}}{dV} \right)^{-1} \quad (4)$$

(4)式和(3)式相比由于边区的存在多出了一个边区项  $\frac{\lambda}{W} (N_{DX}^* - n)$ , 在  $\lambda \ll W$  或者当  $N_{DX}^* \gg N_{DX}^* - n$  的条件满足时, 也即是在边区宽度比较小或边区浓度分布的阶梯比较小时, 这一项的影响很小, 可以忽略不计, 这也就是(3)式的情况。而当  $N_{DX}^* \gg n$ ,  $\lambda \sim W$  时, 这一项的影响就变得很大。如果抛开阶梯近似, 而考虑电荷在空间的真实分布, 则(4)式应写成: (见附录 A)

$$N_{DX}^* - \frac{1}{W} \int_0^W [N_{DX} - P_{DX}(x)] dx = \frac{2}{A^2 \epsilon_0} \left( \frac{dC^{-2}}{dV} \right)^{-1} \quad (5)$$

和(4)式相比, 边区项的系数  $\lambda(N_{DX}^* - n)$  由一个积分  $\int_0^W [N_{DX} - P_{DX}(x)] dx$  来代替, 图 1 为两种描述方法空间电荷分布的示意图, 边区项的系数即是图中阴影部分电荷在空间的积分, 对阶梯近似就是  $\lambda(N_{DX}^* - n)$ 。由(4)、(5)式可以看出, 对于 DX 中心的情况, 由通常 C-V 方法求出的浓度既不是导带电子浓度  $n$  也不是净施主浓度  $N_{DX}^*$ 。还要指出,

如令

$$N^* = \frac{2}{A^2 \epsilon q} \left( \frac{dC^{-2}}{dV} \right)^{-1},$$

则在  $N_{DX}^*$  为均匀分布的样品中, 测到的  $N^*$  随深度  $W$  而增大。在温度比较高时, 由于体内 DX 中心电离到导带的电子比较多, 边区比较小, 所测浓度可以近似反映浓度  $N_{DX}^*$ 。由于边区的电荷分布只取决于边区的电势分布, 所以在均匀掺杂情况下, 边区不随偏压改变, 则(4)、(5)式中的边区项系数与偏压无关, 在一定温度下是常数。作

$$N^* = \frac{2}{A^2 \epsilon q} \left( \frac{dC^{-2}}{dV} \right)^{-1}$$

和  $\frac{1}{W}$  或者电容  $C$  的关系曲线, 由(4)、(5)式知应是一直线, 其截距即是  $N_{DX}^*$ , 直线的斜率

即表征了边区效应的大小。图 3 为样品 JA33( $\tau = 0.38$ ) 在不同温度由稳态 C-V 结果所作的  $N^* \sim C$  的关系曲线, 可以看出不同温度所对应的曲线都是很好的直线而且可近似认为具有相同的截距  $N_{DX}^*$  和不同的斜率, 在边区效应严重的低温下具有更大的斜率, 从整体上说理论和实验很好地符合。

下面提出的瞬态 C-V 测量是基于 DX 中心的两个特点: (1)大的边区效应; (2)DX 中心电子的发射率和俘获率在低温都很小<sup>[1]</sup>。可以看到, 瞬态 C-V 方法将普通 C-V 方法测量 DX 中心所暴露的缺点化成了优点。在测量中, 偏压的变化和电容的测量都在很短的时间内完成, 这个时间要远远小于 DX 中心电子发射或俘获的时间常数, 这样在测量中, 可以认为 DX 中心上电子“冻结”。具体测量过程如下: 在选定的恒温条件下, pn 结加某一固定的反偏压  $V_0$ , 并等待足够长的时间, 使势垒区和体内 DX 能级上电子分布达到稳态值, 然后偏压突变到一选定偏压值  $V_1$ ,  $V_1$  可以大于也可以小于  $V_0$ , 在突变后的瞬间测量此时的瞬态电容  $C_1$ , 然后偏压重新回到  $V_0$ , 再等待一段足够长的时间达到稳态后偏压再突变到  $V_2$ , 并测量其瞬态电容  $C_2$ , ……。如图 4 所示。对于这样的一组  $C_i$ 、 $V_i$  联起来可以得到一条瞬态 C-V 曲线。在测量中, 选择比较低的温度和短的测量时间, 即图 4 中偏压处于  $V_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) 的时间比 DX 中心电子的俘获时间常数  $\tau_c$  或发射时间常数  $\tau_e$  相比要短很多, 在测量过程中 DX 中心上电子数保持不变。所以整个测量过程中 DX 中心上电子保持偏压  $V_0$  时的稳态分布情况, 而自由载流子由于其弛豫时间很短约  $10^{-12}$  秒, 在电容测量之前即已达到稳态。这样, 由瞬态 C-V 测量结果所求出的浓度实际上是 DX 中心电子“冻结”在稳态偏压  $V_0$  时所对应的由 DX 中心引起的空间电荷的分布情况, 考虑可能存在的浅施主  $N_D$  和补偿受主  $N_A$ , 可推出以下关系:

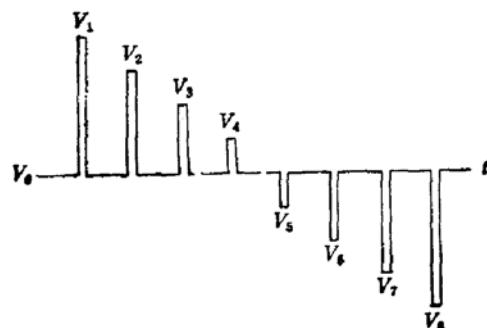


图 4 瞬态 C-V 测量过程示意图

$$P_{DX}(x) + N_D - N_A = \frac{2}{A^2 \epsilon q} \left( \frac{dC^{-2}}{dV} \right)^{-1} \quad (6)$$

$$x = \frac{A\epsilon}{C} \quad (7)$$

### 三、样品的制作和测量仪器

样品为n型低阻GaAs衬底上分子束外延掺Si的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , 铝组分值对于样品JB11,  $x = 0.51$ , 由中国科学院半导体研究所生长。背面蒸金镍作为欧姆接触, 正面蒸金作肖特基结。本实验由瑞典生产的DLTS Innovance AB仪器作DLTS测量, 由HP236计算机控制的HP4280A 1MHz电容仪和HP8116A脉冲发生器作瞬态C-V测量。

### 四、测量结果

图5左下角的小框图为样品JB11的DLTS测量结果, 表明除了DX中心外没有其他深能级可测到。图5为其 $\log \tau_e^{-1}$ 、 $\log \tau_c^{-1}$ 和 $1/T$ 的关系图, 其中 $\tau_e$ 、 $\tau_c$ 分别为DX中心电子的发射和俘获时间常数, 俘获的测量是用D. V. Lang在[2]中提及的作DLTS

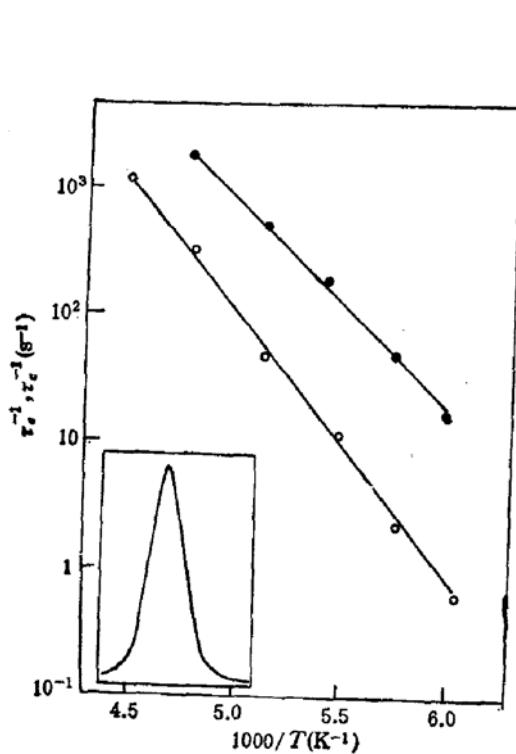


图5 DX中心 $\log \tau_e^{-1}$ (○)、 $\log \tau_c^{-1}$ (●)的关系曲线

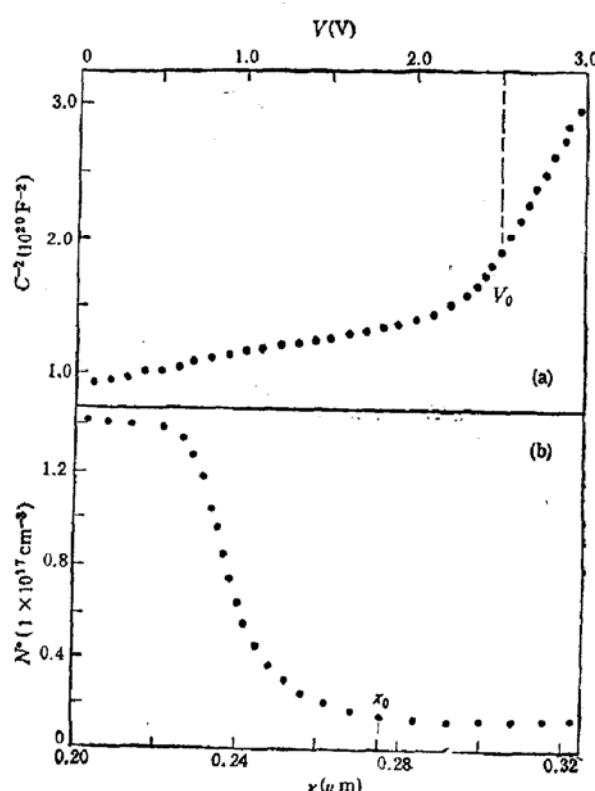


图6 瞬态C-V测量结果 (a)  $C^{-2} \sim V$ ;  
(b)  $N^* = \frac{2}{A^2 \epsilon q} \left( \frac{dC^{-2}}{dV} \right)^{-1} \sim x_0$  ( $T = 140\text{K}$ )

峰高随注入脉宽的变化关系，取峰高为饱和峰高  $1/2$  点的脉冲宽度作为俘获时间常数。由图 5 可求出 DX 中心电子的发射势垒和俘获势垒分别为： $E_e = 0.42 \pm 0.02 \text{ eV}$ ,  $E_c = 0.33 \pm 0.05 \text{ eV}^*$ , 从而可求出 DX 中心电离能  $E_{CBM} - E_{DX} = E_e - E_c = 0.09 \pm 0.05 \text{ eV}$ , 其中  $E_{CBM}$  为导带底。

图 6(a)、(b) 为典型的瞬态， $C-V$  测量结果（样品 JB11），图 6(a) 为  $C^{-2} \sim V$  关系曲线，图 6(b) 为由瞬态  $C-V$  测量数据由(6)、(7)式求出的空间电荷分布。为了在实验中保证测量的是瞬态电容，根据图 5 求出不同温度 DX 中心电子的发射和俘获时间常数并做有关实验来选择瞬态电容测量时间  $t_p$  和回到稳态时的平衡等待时间  $t_w$ ，最后选定：

$$t_p < \tau_e/100, \tau_c/100, t_w > 10\tau_e, 10\tau_c.$$

另外，要保证瞬态，还要求样品中不存在具有比 DX 中心更快的电子发射率和俘获率的深能级，而且这个能级在体内不完全电离，这是因为在瞬态测量中，这个能级上的电子会部分或全部地发射或俘获，使所测电容不再是瞬态电容，从图 5 的 DLTS 结果可以看出没有测到这种能级。而可能存在的一点浓度的补偿受主  $N_A$  或一定浓度的在体内全部电离的浅施主  $N_D$  对瞬态电容的测量没有影响。图 6 中， $V_0$  为选定的稳态偏压； $x_0$  为对应的势垒区宽度。在体内即  $x > x_0$  处所测的浓度就是导带电子浓度  $n$ ，在势垒区里边所测的浓度即是净的施主浓度  $N_{DX}^* = N_{DX} + N_D - N_A$ ，在边区反映了由 DX 中心所产生的空间电荷  $qP_{DX}$  的分布情况。由此可以看出，用改进的瞬态  $C-V$  测量方法可以很方便地求出下列参数：1) 净施主浓度  $N_{DX}^*$ ，由二中的分析可知这将比由通常  $C-V$  所求的浓度更为准确。2) 边区的电荷分布，可以得到比二中提及的阶梯近似更为精确的对边区的描述，同时可以和正 U 或负 U 模型从理论上导出的边区电荷分布进行比较，从而可以得出不同模型所应满足的条件。3) 导带电子浓度  $n$ ，可以作不同温度的瞬态  $C-V$  测量从而求

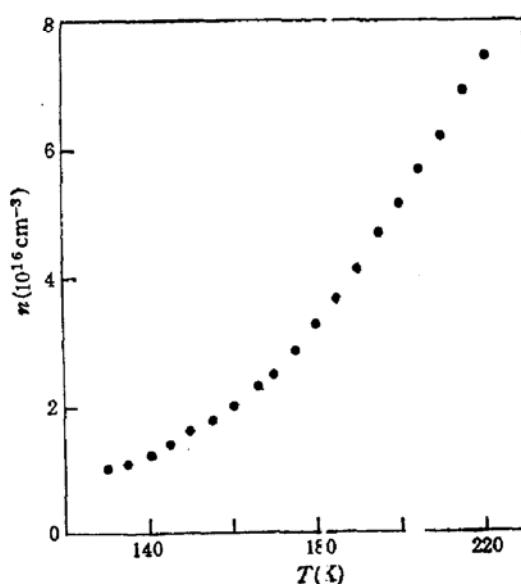


图 7 由瞬态  $C-V$  测出的导带电子浓度  $n$  随温度的变化曲线

\* 由于这种方法测量  $E_c$  所包含的原理上的含糊性，我们给予较大的测量误差。

得  $n$  随温度  $T$  的变化关系。 $n$  的测量相当于瞬态  $C-V$  测量过程中大反偏压即  $V > V_0$  的情况。根据二中的说明，在 DX 中心电子的发射率不是太快的温度范围可以由瞬态  $C-V$  准确测得导带电子浓度  $n$ 。可以由图 5 中的  $\log \tau_e^{-1} \sim 1/T$  关系确定测量温度范围。在更高的温度由于电子发射太快，已不能实现瞬态测量，在更低的温度，由于 DX 中心电子的俘获发射很慢，不可能在有限的时间内达到热平衡值。由瞬态  $C-V$  所测的导带电子浓度和 Hall 测量相比将更为直接、准确，这是因为 Hall 测量所得电子浓度  $n_H$  和实际电子浓度  $n$  之间还相差一个因子<sup>[13,14]</sup>，这个因子随电子的不同散射机制和不同导带谷的比重而有不同数值，所以是一个随温度变化的有很大不确定性的参数。图 7 是样品 JB11 由瞬态  $C-V$  所测的  $n-T$  结果。

## 五、瞬态 $C-V$ 测量方法的应用和讨论

我们利用下面几个例子来说明瞬态  $C-V$  方法的应用，并对有关测量结果进一步进行了讨论。

### 1. 正 U 负 U 模型的比较

由 (1A)、(1B) 式及图 2 可以看出，不同模型电荷随电势的分布有很大不同。这里将讨论由 (1A)、(1B) 式导出的空间电荷理论分布和由瞬态  $C-V$  求出的实验值进行的比较。(1A)、(1B) 式中的电势  $V(x)$  由实验点数值积分求得。根据(2)、(6)、(7)式得：

$$V(x) = -\frac{2}{A^2 e^2} \int_x^{x_0} \int_y^{x_0} \left( \frac{dV}{dC^{-2}} \right)_z dz dy \quad (8)$$

在比较过程中， $N_D - N_A$  作为一个调整参数，取势垒区内  $x_1$  处  $|qV(x_1)| \gg kT$  以及体内  $x_2$  处  $|qV(x_2)| = 0$  的两个  $x$  点，利用 (6) 式测量到的  $P_{DX}(x_1) + N_D - N_A$  和  $P_{DX}(x_2) + N_D - N_A$  两个值，以及一个一定的  $(N_D - N_A)$  值，由 (1A) 式(或 (1B) 式)可以决定  $N_{DX}$  和 A(或 B) 两个参数，再反过来利用 (1A) (或 (1B) 式) 和 (8) 式可以算得  $P_{DX}(x) + N_D - N_A$  的理论分布曲线，并和 (6) 式所决定的实验分布曲线比较，结果如图 8 所示。在上述比较过程中发现，对于正 U 模型的情况，如图 8(b)，当加入一定的受主  $N_A$ ， $N_A/N_{DX} \sim \frac{1}{20}$ ，可以使理论分布和实验分布更好地符合。由图 8(a) 的负 U 模型情况可以看出  $N_D - N_A = 0$  的情况，理论分布和实验分布有很大差别，但加入一个和 DX 中心浓度相当的浅施主  $\frac{N_D}{N_{DX}} \sim 1$ ，可以使实验和理论分布基本符合。由以上分析可以看出，正 U 和负 U 模型所给出的理论曲线都能和测得的实验曲线基本符合，但两种模型应附加的条件不一样，对于负 U 模型附加条件和我们过去在 Hall 分析中所得到的结论是一致的<sup>[12]</sup>。需要指出，上述的计算只是一个粗略的近似，这是因为瞬态  $C-V$  测量实际上等效于一个固定的冻结浓度分布的普通  $C-V$  测量，由于这个浓度分布的梯度比较大，在测量中会存在自由载流子的扩散效应<sup>[15]</sup>，同时，耗尽层近似也应作修正<sup>[16]</sup>，这都将给所测的浓度分布引入误差，所以由式(6)、(7)给出的  $P_{DX}(x)$  分布虽较过去的阶梯近似有了很大改进，但仍有一定的误差。但在势垒区里面以及势垒区以外的体内，由于没有大的浓度梯度，瞬态  $C-V$  将能给出很准确的测量结果。

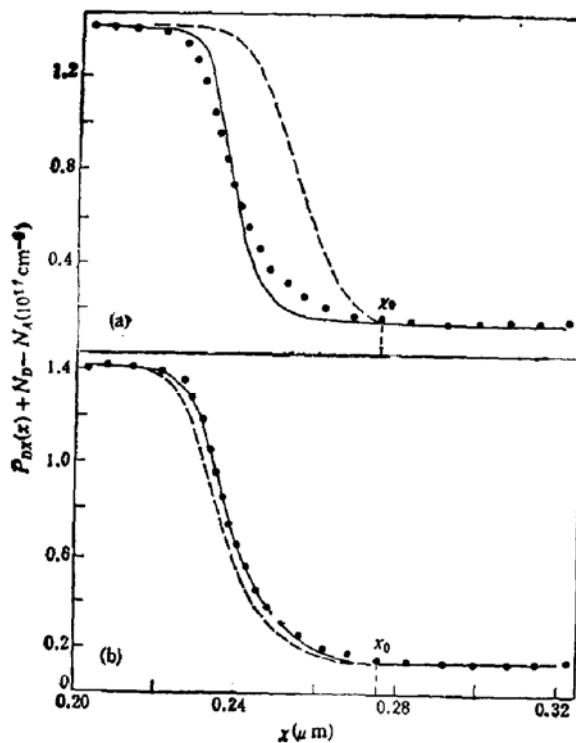


图8 边区电荷分布拟合结果: (a) -U 模型,  
 $(—) N_D/N_{DX} \sim 1, (----) N_D - N_A = 0;$   
(b) +U 模型, ( $—$ )  $N_A/N_{DX} \sim 0.05,$   
 $(----) N_A - N_D = 0$

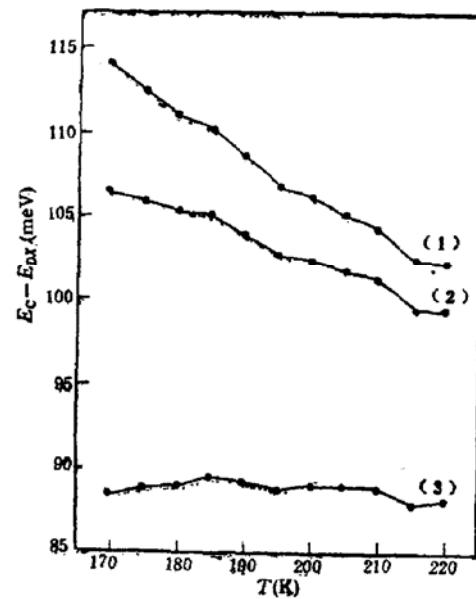


图9 电离能随温度分布拟合曲线:  
 $(+U, g = 2), (1) N_D/N_{DX} \sim 0.05,$   
 $(2) N_A - N_D = 0,$   
 $(3) N_A/N_{DX} \sim 0.2$

## 2. 求 DX 中心电离能

通常电离能的测量方法有 DLTS<sup>[1]</sup> 和 Hall 测量<sup>[13,14]</sup>。DLTS 测量由于 DX 中心浓度远大于导带电子浓度以及边区的存在将会给电子的发射和俘获瞬态过程带来严重的非指数性, 尤其是俘获的测量由于电子俘获率  $C_s \cdot n$  在整个瞬变过程中是变化的, 将给俘获势垒的测量带来很大误差, 所以由公式  $E_{CBM} - E_{DX} = E_e - E_c$  求出的电离能也会有很大误差。Hall 测量由于前面所提及的问题也会引入一定的误差。由于瞬态 C-V 方法可以同时求出浓度  $N_{DX}^*$  和导带电子  $n$ , 从而可以用下面所讨论的方法求出 DX 中心的电离能。

一定温度下  $N_{DX}^*$  以及导带电子由电中性条件可得:

$$E_{DX} = E_F + kT \ln \left[ \frac{1}{g} \cdot \frac{N_{DX}^* - n}{n + (N_A - N_D)} \right] \quad (9A)$$

$$E_{DX} = E_F + \frac{kT}{2} \ln \left[ \frac{1}{g} \cdot \frac{N_{DX}^* - n}{N_{DX}^* + n + 2(N_A - N_D)} \right] \quad (9B)$$

其中,(9A)为正U模型、(9B)为负U模型表达式, 由(9A)或(9B)式可以求得  $E_{DX}$ , 其中  $N_{DX}^*$  和  $n$  都是直接由瞬态 C-V 测到的值。 $E_F$  由下列公式以及  $n$  的值决定<sup>[14]</sup>:

$$n = N_{DX} e^{-\frac{(E_{CX} - E_F)}{kT}} \left[ 1 + \left( \frac{m_L^*}{m_X^*} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{(E_{CL} - E_{CX})}{kT}} + \left( \frac{m_L^*}{m_X^*} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{(E_{CL} - E_{CX})}{kT}} \right] \quad (10)$$

(9A)、(9B) 式中还有一个不确定参数  $N_A - N_D$ , 可以把  $N_A - N_D$  作为一个拟合参数, 将图 7 的  $n \sim T$  关系代入 (9A)、(9B) 式由电离能不随温度变化这一条件通过拟合求出  $N_A - N_D$  从而可以求出不同模型不同  $g$  因子所应满足的附加条件及电离能。图 9 为正 U 模型的拟合情况, 以  $g = 2$  为例, 可以看出当简并因子  $g = 2$  时, 要加一浓度为

$$\frac{N_A}{N_{DX}} = 0.20$$

的补偿受主才能得到比较好的拟合结果, 而当简并因子取  $g = 8$  时, 无论加什么条件  $N_A - N_D$  都不能得到比较好的拟合。图 10 为负 U 模型 ( $g=1$ ) 的拟合结果, 对于  $g=1, g=4$  两种情况都需要加入一个和 DX 中心浓度相当的浅施主  $N_D$ , 即  $\frac{N_D}{N_{DX}} \sim 1$ , 其拟合结果都能和实验很好地符合。有关的数据列于表 1 中。

可以看出, 在五-1 节中为了拟合在一定温度下电荷在空间的分布曲线, 以及在本节中为了使求得的  $E_{DX}$  不依赖于温度, 都导致了一个共同的结果, 即对于正 U 模型, 需要引入少量的补偿受主  $N_A$ , 对于负 U 模型, 需要引入大致与  $N_{DX}$  相当浓度的其他浅施主  $N_D$ 。最后, 从表 1 中可以看到,

图 10 电离能随温度分布拟合曲线  
(-U,  $g = 1$ ), (1)  $N_D/N_{DX} \sim 1$ , (2)  
 $N_D/N_{DX} \sim 0.3$  (3)  $N_D - N_A = 0$ ,  
(4)  $N_A/N_{DX} \sim 0.2$

我们用 DLTS 和用 C-V 方法定出的  $\text{Al}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As:Si}$  中 DX 中心热电离能  $E_c - E_{DX}$

表 1 不同方法所求出的 DX 中心电离能 (meV)

	+U			-U		
	$g = 2$	$g = 8$	附加条件	$g = 1$	$g = 4$	附加条件
瞬态 C-V	$89 \pm 1$	$65 \pm 5$	$N_A/N_{DX} \sim 0.2$	$106 \pm 1$	$91 \pm 1$	$N_D/N_{DX} \sim 1$
DLTS	$90 \pm 50$					
Hall <sup>[4]</sup> ( $x = 0.50$ )	154					

的值, 较过去的 Hall 实验结果要小, 值得指出, Hall 实验决定  $E_c - E_{DX}$  值由于引入不同的补偿受主而可以有 100% 的误差<sup>[4]</sup>。我们的结果从完全不同的角度来考虑, 因而具有参考价值。

## 六、结 论

- 指出在通常的 C-V 测量中, 由于 DX 中心的存在引起的边区效应的重要性。通

常的阶梯近似电荷分布描述边区效应已经不够准确，通常的 C-V 方法测量杂质浓度公式也不够准确。给出边区存在时 C-V 测量求浓度的公式并与实验值进行了比较。

2) 利用 DX 中心的特有性质，提出一种瞬态 C-V 测量方法，可以准确测得体内导带电子浓度  $n$  以及净施主浓度  $N_{DX}^*$ ，在没有其他补偿受主和浅施主的情况下， $N_{DX}^*$  相当于 DX 中心杂质浓度。同时还可以测得势垒区的边区电荷分布。与 Hall 测量相比，载流子浓度  $n$  的测量更为直接因此其绝对值也更为可靠。

3) 由瞬态 C-V 测量结果，分析了正 U 和负 U 模型所导致的理论值和实验值的种种比较，从不同的角度所作的独立的比较得到基本一致的结论：正 U 和负 U 模型都能得到与实验基本相符的结果，但是有不同的附加条件，对于正 U 模型，需要引入少量补偿受主浓度  $N_A$ ， $N_A/N_{DX}$  在 0.05~0.2 范围之内。对于负 U 模型，需要引入大量只产生浅施主能级而不产生 DX 深能级的其他浅施主杂质浓度  $N_D$ ， $N_D$  的浓度与  $N_{DX}$  的浓度大致相当。这样的结论，与我们用负 U 模型分析过去的 Hall 实验时所得到的结论是一致的<sup>[12]</sup>。

作者感谢黄昆教授对本工作的支持，感谢于鑫教授、葛维昆老师、王华龙、韩志勇对于本工作的有益讨论和李树英、吉秀江、谢茂海在实验方面所给予的大力协助。同时感谢 HP 公司的陈锦泰先生给我们提供了有关样品，感谢 E. R. Weber 教授提供了尚未发表的结果。

### 附录 A C-V 测量过程分析

下面的分析将导出有边区存在时通常 C-V 求掺杂浓度所应满足的公式，就边区电荷分布的两种描述：阶梯近似分布和其实际分布分别进行讨论，下面的推导只限于掺杂浓度均匀的情况。

一个 p<sup>+</sup>n 结势垒区的电势差为：

$$V = V_B + V_D = - \frac{1}{\epsilon} \int_0^W Q(x) dx \quad (A1)$$

$$Q(x) = q \int_x^W \rho(x) dx = -\epsilon E(x) \quad (A2)$$

其中， $V_B$  为外加偏压， $V_D$  为自建电势， $\rho(x)$  为势垒区内的空间电荷密度， $E(x)$  为电场。

假设势垒区偏压改变  $\Delta V$ ，则势垒区宽度相应改变  $\Delta W$ 。图 A1(a)、(b) 为两种电荷分布描述情况在偏压  $V$ 、 $V + \Delta V$  的电荷分布示意图。由于边区的电荷分布只取决于边区的电势分布，在均匀掺杂的情况下，边区不随偏压改变，即偏压  $V$  和  $V + \Delta V$  的边区电荷分布的形状是完全相同的，所以可以通过坐标变换将图 A1(a)、(b) 的电荷分布变为图 A1(A)、(B) 的电荷分布。则  $\Delta V$  可表示为：

$$\Delta V = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{W+\Delta W} Q(x) dx - \frac{1}{\epsilon} \int_0^W Q(x) dx = \frac{1}{\epsilon} Q(W) \Delta W \quad (A3)$$

(A3) 式变为微分并换算成有关电容  $C$  的微分形式：

$$\frac{1}{W} Q(W) = \frac{2}{A^2 \epsilon} \left( \frac{dC^{-1}}{dV} \right)^{-1} \quad (A4)$$

将两种描述的电荷分布代入 (A2) 式求出  $Q(W)$  再代入 (A4) 式可分别得到：

$$N_{DX}^* - \frac{\lambda}{W} (N_{DX}^* - n) = \frac{2}{A^2 \epsilon q} \left( \frac{dC^{-1}}{dV} \right)^{-1}$$

$$N_{DX}^* - \frac{1}{W} \int_0^W (N_{DX} - P_{DX}(x)) dx = \frac{2}{A^2 \epsilon q} \left( \frac{dC^{-1}}{dV} \right)^{-1}$$

这就是前面的(4)式和(5)式。

由以上分析看出，在C-V测量求浓度的问题中，用一个阶梯电荷近似分布来代替真正的电荷分布，可以得到很好地结果。原因是公式(A4)等式左端只决定于总的电荷量 $Q(W)$ ，而不决定于电荷的空间分布情况。但在很多其他问题的分析场合，不仅决定于电荷，而且决定于电荷矩，此时用一个阶梯近似与用一个真实的电荷分布会带来很大的定量差别。

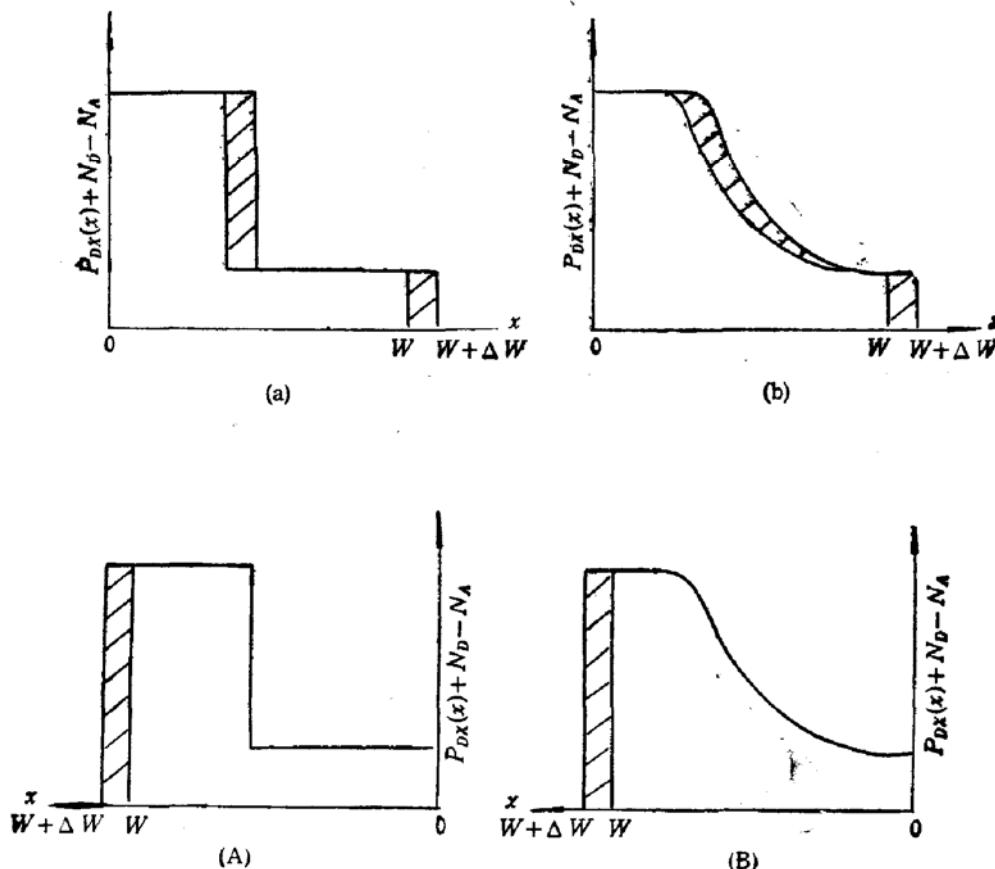


图 A1 pn 结势垒区内空间电荷分布示意图

### 参 考 文 献

- [1] D. V. Lang and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 635(1977).
- D. V. Lang, R. A. Logan and M. Jaros, *Phys. Rev.*, **B19**, 1015(1979).
- [2] D. V. Lang, Deep Centers in Semiconductors, edited by S. T. Pantelides (Gorden and Breach, New York, 1985), p. 489.
- [3] P. M. Solomon and H. Morkoc, *IEEE Trans.*, **ED-31**, 1015(1984).
- [4] L. L. Chang and K. Ploog, Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures, Martinus Nijhoff Publishers, 1985.
- [5] 最近的工作，可参考下列两个国际会议：  
Defects in Semiconductors 15, Proc. 15, Int. Conf. on Defects in Semiconductors, Budapest, 1988. Ed. G. Ferenczi, *Mat. Sci. Forum*, **38—41**, Trans. Tech. Publications Ltd. Switzerland, 1989.  
19th. Int. Conf. Phys. Semiconductors, Warsaw, Ed. W. Zawadzki, Inst. Phys. Polish Academy of Sciences, 1988.
- [6] C. T. Sah and V. G. K. Reddi, *IEEE Trans.*, **ED-11**, 345(1964).
- [7] T. N. Theis, T. F. Kuech, L. P. Palmateer and P. M. Mooney, *Inst. Phys. Conf. Ser.* no. 74, p. 241, 1984, Adam Hilger (1985).

- [8] D. J. Chadi and K. J. Chang, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 873(1988).
- [9] K. Khachaturyan, E. R. Weber and M. Kaminska, *Mat. Sci. Forum*, **38—41**, 1067(1989) Trans. Tech. Publications, Switzerland.
- [10] K. A. Khachaturyan, D. D. Awschalom, J. R. Rosen and E. R. Weber, unpublished.
- [11] T. N. Morgan, *Mat. Sci. Forum*, **38—41**, 1079, Trans. Tech. Publications, Switzerland, 1989.
- [12] M. F. Li, Y. B. Jia, P. Y. Yu, J. Zhou and J. L. Gao, *Phys. Rev.*, **B40**, 1430(1989).
- [13] N. Lifshitz, A. Jayaraman and R. A. Logan, *Phys. Rev.*, **B21**, 670(1980).  
S. Azema et al., *Mat. Soc. Forum*, **38—41**, 857(1989). Trans. Tech. Publications, Switzerland.
- [14] N. Chand et al., *Phys. Rev.*, **B30**, 4481(1984).
- [15] W. C. Johnson and P. T. Panousis, *IEEE Trans.*, **ED-28**, 965(1971).
- [16] H. Kroemer and W. Y. Chien, *Solid State Electronics*, **24**, 655(1981).

## A New Transient V-C Method for Study of DX Centers in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Jia Yingbo

(Graduate School, University of Science and Technology of China, Beijing, China)

Li Mingfu

(Graduate School, University of Science and Technology of China, Beijing)

Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing

Department of Physics, Fudan University, Shanghai, China)

Zhou Jie, Gao Jilin and Kong Meiying

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing, China)

### Abstract

We present in this paper the importance of the edge region in capacitance measurement of DX centers and the improvement of the step-wise charge distribution of the edge region. A new transient C-V method is used to measure the density of DX centers, density of bulk electrons in conduction band and the space charge distribution in the depletion region at a constant reverse bias. The temperature dependence of the density of bulk electrons in conduction band has also been obtained. The thermal ionization energy of DX centers can be derived from these results. On the other hand, the comparison of the experiments and the theoretical curves derived from the negative U and positive U models of DX centers have been made and the conclusions are consistent with our previous analysis of Hall experiments. In order to fit the theoretical curves to the experimental data, compensating acceptors in the case of +U model, or other kind of shallow donors in the case of -U model should be considered.

**Key words** DX center, Edge region, Transient C-V method, Positive U model, Negative U model