第 47 卷 第 8 期 1998 年 8 月
1000-3290/98/47(08)/1339-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol. 47, No. 8, August, 1998
©1998 Chin. Phys. Soc.

赝配 $GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 量子阱导带不连续量的 C-V 和电容瞬态测量*

卢励吾[1)] 张砚华[1)] 杨国文[2)] 王占国[1)]

[1)](中国科学院半导体研究所半导体材料科学开放研究实验室,北京 100083)

[2)](国家光电子工程中心,中国科学院半导体研究所,北京 100083)

J. WANG Y. WANG WEIKUN GE

(香港科技大学物理系,香港九龙)

(1997 年 8 月 20 日收到;1998 年 3 月 6 日收到修改稿)

分别采用二种不同方法测量分子束外延(MBE)生长 $GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 单量子阱结构的导带不连续量 ΔE_c:1) 考虑样品界面电荷修正的电容-电压(C-V)分布;2) 量子阱载流子热发射产生的电容瞬态(DLTS). C-V 测得的 $\Delta E_c = 0.227$ eV, 大约相当于 89% ΔE_g. DLTS 测得的 $\Delta E_c = 0.229$ eV, 大约相当于 89.9% ΔE_g. 结果表明, C-V 和 DLTS 获得的导带不连续量 ΔE_c 比较一致.

PACC: 6800; 6860; 7280E

1 引 言

设计异质结量子阱电子和光电子器件最重要参量之一是异质结能带不连续量. 由于器件行为直接取决于异质结特性, 因此有必要对它进行深入研究, 其焦点是能带不连续量[1]. 近来已证明[2]能带不连续量不仅取决于涉及的半导体, 而且还取决于半导体界面不匹配应力大小.

有关电学和光学技术已用于测量能带不连续量. 然而不同的人或采用不同的技术获得的数值均存在着明显的差别. 尤其是赝配异质结构, 如 $GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 系统能带不连续量的实验测定, 则很少见报道. Coon 和 Liu[2]理论计算结果表明, $GaAs/In_xGa_{1-x}As$ 系统导带不连续量 ΔE_c 随 In 组分(即应力)增加而增加.

Kroemer 等[3]首先应用异质结(HJ)的电容-电压(C-V)分布确定异质界面能带不连续量. 与光学方法相比, 该方法具有如下优点, 即 p-p 和 n-n 异质结分别得到的价带不连续量(ΔE_v)和导带不连续量(ΔE_c), 可直接检测它们之和是否等于材料的能带差(ΔE_g).

量子阱的位能变化类似于半导体禁带里的深陷阱. 它能够从垒区与深陷阱相同的方式俘获和发射载流子. 在深能级瞬态谱测量中要确保垒和阱里的深陷阱载流子发射不能

* 国家自然科学基金(批准号:69776014)、香港科技大学和中国科学院半导体研究所半导体材料科学开放研究实验室资助的课题.

掩盖量子阱里载流子的热发射.本实验中我们对特定设计 MBE 生长的赝配 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$量子阱结构样品进行系统 C-V 和电容瞬态(DLTS)测量.DLTS 测量不是建立在常用率窗和锁相技术上而是傅里叶分析的基础上,这项技术也称为深能级瞬态傅里叶谱(DLTFS).

2 实 验

赝配 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 单量子阱结构样品由 MBE(Riber 32p 系统)技术在掺硅(100)晶向 n^+-GaAs 衬底上生长如图 1 所示的多层结构.样品限制层是故意掺杂的 p-$Al_{0.43}Ga_{0.57}As$(浓度为 $1\times10^{19}\ cm^{-3}$)和 n-$Al_{0.43}Ga_{0.57}As$(浓度为 $1\times10^{19}\ cm^{-3}$).组成量子阱的 10 nm $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 阱和相邻的 15 nm GaAs 垒以及 150 nm 折射率缓变 $Al_xGa_{1-x}As$ ($x=0.20$—0.43)层是本征的.为防止 In 分凝,保持样品生长温度为 520 ℃.

为保证量子阱处在 DLTS 测量的反偏压下的耗尽层里,分别仔细控制 p 和 n-$Al_{0.43}Ga_{0.57}As$限制层,$Al_xGa_{1-x}As$($x=0.20$—0.43)折射率缓变层和 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 量子阱载流子浓度和生长厚度.因此该结构具有如下优点:p-$Al_xGa_{1-x}As$ 折射率缓变层($x=0.20$—0.43)里不存在 DX 中心,而 GaAs 和应变 $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 里已验证[4]在缺陷出现的区域里没有观察到来自量子阱的载流子发射.

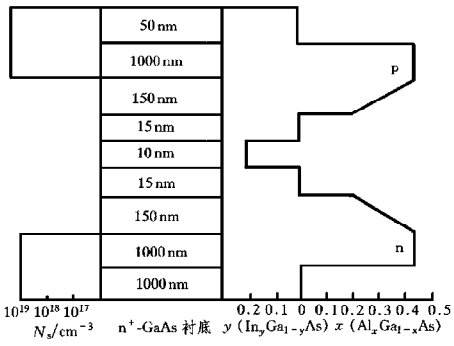

图 1 MBE 生长的带有 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 单量子阱 p-n 结结构示意图

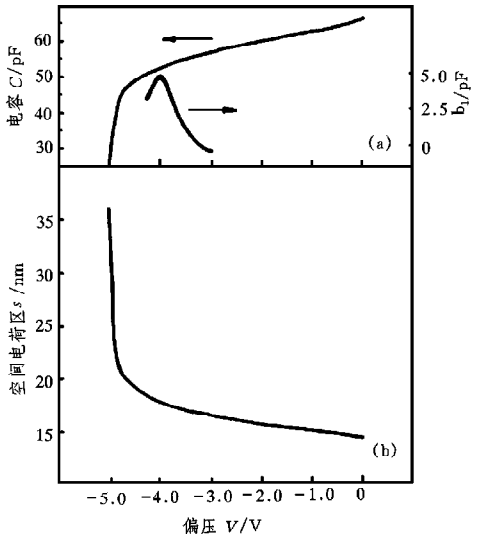

图 2 (a) 反向偏压下的样品耗尽层电容和量子阱发射的 DLTFS 峰高的变化;(b) 反向偏压下的样品空间电荷区分布

C-V 和 DLTS 测量是在高灵敏度 $10^{-7}(N_D-N_A)<N_T<10^{-5}(N_D-N_A)$深能级瞬态傅里叶谱仪(Bio-Rad DL-8000)系统上完成.温度测量范围为 77 到 400 K.DLTFS 技术

是由 Weiss 和 Kassing 提出的[5]，它是建立在温度函数瞬态电容傅里叶分析基础上的数字 DLTS 系统．与传统的率窗和锁相放大器相比，该系统具有较高灵敏度和好的能量分辨率．实验所用的样品具有 6 V 反向击穿电压．在 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 单量子阱结构样品里观察到的耗尽-积累区如图 2(a)所示．

3　C-V 分布：原理，结果与讨论

本工作所采用的单量子阱结构 p-i-n 样品，p-和 n-$Al_{0.43}Ga_{0.57}As$ 限制层分别故意掺杂到 1×10^{19} cm^{-3}．本文第四部分中 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 单量子阱样品的 DLTFS 谱表明在反向偏压下(1—4 V)没有观察到 n-$Al_xGa_{1-x}As$($x\geqslant0.20$)材料的特征缺陷 DX 中心．这说明 DLTFS 的耗尽层是包括 10 nm $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 阱和相邻的 15 nm GaAs 垒的单量子阱区域．虽然 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 量子阱是不掺杂，但 10 nm $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 阱和相邻的 15 nm GaAs 垒则显示弱 n 型特性．n-GaAs/n-$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ HJ 的 C-V 分布是在 p-n 结上通过 Bio-Rad DL8000 系统上完成的．测量温度为 85 K．电容测量信号频率为 1 MHz，微分电压为 30 mV．按照标准的关系，C-V 分布得到的表观载流子浓度分布 $n^*(x)$如下所示：

$$n^*(x) = (2/q\epsilon)[d(C^{-2})/dV]^{-1}, \tag{1}$$

其中

$$x = \epsilon/C \tag{2}$$

为耗尽层宽度，包括 p-n 结耗尽层边缘的距离．(1)式中的符号代表如下的意义：

$n^*(x)$为在 x 处的表观载流子(电子)浓度；V 为反向偏压；C 为单位面积电容；ϵ 为半导体介电常量．

为获得 n-GaAs/n-$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ HJ 的 C-V 分布，在样品上施加反向偏压如图 2(a)所示．图 3 为 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 单量子阱结构(宽带隙和窄带隙半导体 HJ) C-V 分布测量得到的表观载流子浓度．

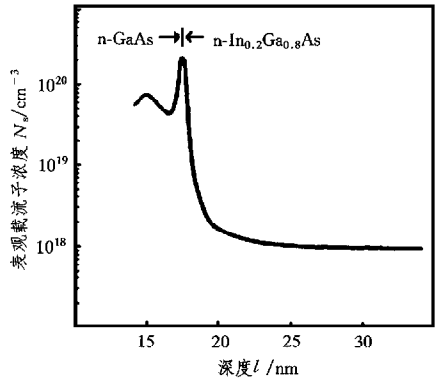

图 3　GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 单量子阱异质结的表观载流子浓度分布　$\Delta E_c=0.227$ eV；$\sigma=4\times10^{11}$ cm^{-2}

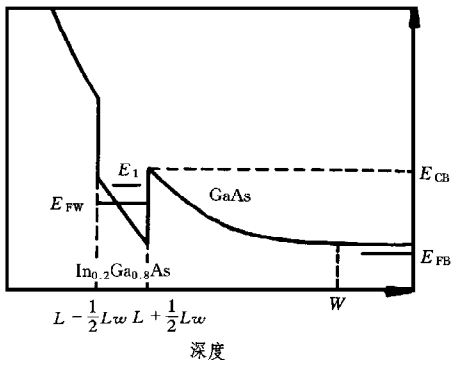

图 4　反向偏置 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 单量子阱 p-n 结样品耗尽区的能带图

在 $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 阱里可观察到电子积累，而 GaAs 垒里出现耗尽区域，这正如图 4 能

带图所示.

ΔE_c 数值可由已知的掺杂分布 $n(x)$ 和 Kroemer 等[3]给出的 $n^*(x)$ 之间与电荷不平衡有关的静电偶极矩关系得到.

$$\Delta E_c = (q^2/\varepsilon)\int_0^{\infty}[n(x) - n^*(x)](x - x_j)\mathrm{d}x - kT\ln(n_2 N_{C_1}/N_{C_2} n_1), \tag{3}$$

其中 ΔE_c 为导带边不连续量; $n(x)$ 为离化施主分布,假定它是已知的且远离于 HJ; $n_{1,2}$ 为区域 1(GaAs)和区域 2($In_{0.2}Ga_{0.8}As$)中掺杂浓度; x_j 为 HJ 界面距 p-n 结的距离; $N_{C_{1,2}}$ 为两个区域里的导带态密度.

公式(3)中假设界面 $x = x_j$ 两侧为均匀掺杂,而在 $x = x_j$ 处具有突变掺杂台阶和局域界面缺陷电荷 σ_i. 对于所给 x_j 数值从电中性出发可得到

$$\sigma_i = \int_0^{\infty}[n^*(x) - n(x)]\mathrm{d}x. \tag{4}$$

在 ΔE_c 计算中, $In_{0.2}Ga_{0.8}As$[6]和 GaAs[6]的电子有效质量 m^* 分别为 $0.032\,m_0$ 和 $0.067\,m_0$. 在 ΔE_c 和 σ_i 计算中,假定异质界面位置为获得的表观载流子分布峰的位置. Rao 等[7]指出在构成异质结的两层中当存在不同掺杂浓度时,界面位置对计算 ΔE_c 和 σ_i 数值是一个重要和关键的因素. 在他们的实验中,当掺杂浓度比值为 3:13 时,获得的 ΔE_c 和 σ_i 数值是异质界面位置的函数. 而我们实验中,掺杂浓度比为 1:40,因此所获得的 ΔE_c 和 σ_i 更加明显地依赖于异质界面的位置. Rao 等[7]证明由于晶格不匹配导致的掺杂浓度的分布梯度对由 C-V 分布技术得到的 ΔE_c 有影响. 对我们样品而言, ΔE_c 数值明显依赖于晶格不匹配.

图 3 清楚可见, GaAs 和 $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 层里有平坦的掺杂分布. 由图 3 和 Kromer's 分析可得到 $\Delta E_c = 0.227$ eV 和 $\sigma_i = 4.2\times10^{11}\ \mathrm{cm}^{-2}$. ΔE_c 数值相当于 89% 的 ΔE_g. 我们认为在反向偏压(1—4 V)下样品耗尽层是处在 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 单量子阱里,否则 ΔE_c 不可能得到,因为 n-$Al_xGa_{1-x}As$ 折射率缓变层($x \geqslant 0.20$)的主要施主——DX 中心将被电子填充而不再贡献出自由载流子.

4 DLTS 测量:原理,结果与讨论

量子阱位能变化类似于半导体禁带里的深陷阱,因此量子阱里的电子热俘获与发射速率之间的细致平衡原理是有效的. 从细致平衡原理出发,文献[8]给出电子发射速率为

$$e_n = (16\pi^{3/2}/3h^3)\, m_B^*\ \chi(kT)^{1/2}(\Delta E)^{3/2}\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \tag{5}$$

式中 ΔE 是导带阱里的电子发射能量, m_B^* 是阱材料的有效质量, χ 是与阱里载流子俘获有关的参量.

量子阱载流子热发射能量与相应的能带不连续量有关. 我们考虑处在 p-n 结耗尽区域里的单量子阱情形,如图 4 所示. 由于阱里电子的存在影响了耗尽宽度 W, 文献[8]给出具有相应边界条件的阱和垒区泊松方程的解

$$W = W_0^2(1 + 2n_W L_W/N_D W_0^2), \tag{6}$$

其中 $W_0^2=(2\varepsilon/qN_D)V$ 为无单量子阱的耗尽层宽度, N_D 为垒里的净施主密度, $V=V_{app}+V_{bi}$, V_{bi}是内建势而 V_{app}为施加反向偏压.

瞬态电容 ΔC 则由下式给出:

$$\Delta C/C(W) = n_W L L_W/N_D W_0^2. \tag{7}$$

DLTFS 测量是在带有 1 MHz Booton-bridge 的数字 DL8000 系统上进行.在每一个电容瞬态上采集 N 个测量数据,从这些数据里形成离散傅里叶系数,用于计算每一个瞬态的时间常数和振幅.因此时间常数 τ 能够由下式给出[5]:

$$\tau = T_W b_n/2\pi n a_n, \tag{8}$$

其中, a_n, b_n 分别为第 n 次项的余弦和正弦系数; n 为系数的项; T_W 为周期宽度.如果得到瞬态数据 $C(t)$,那末 $f(t)$的傅里叶变换能够使用[5]

$$C(t) = f(t) = a_0/2 + \sum_{n=1}^{N-1} a_n(2\pi nt/t_W) + \sum_{n=1}^{N-1} b_n(2\pi nt/t_W), \tag{9}$$

其中 n 为 0, 1, 2, …, N; N 为测量瞬态数据点的数量; t 为时间; $a_0/2$ 为偏移量.

图 5 为不同脉冲电压(0 和 1 V)和固定反向偏压(4 V)下单量子阱结构样品的 DLTFS 温度扫描图.由图 5 可观察到来自量子阱的主要发射峰 E1.值得注意的是, E1 发射峰最大值与图 2 的 C-V 曲线的耗尽积累层出现几乎是在相同的反向偏压(大约 4 V)下观察到的.图 3 的 C-V 分布中观察到的主要载流子积累峰,它相应于单量子阱(SQW),与反向偏压 4 V 下样品耗尽层位置几乎相同,如图 2(b)所示(距 p-n 结势垒区大约 18 nm).这证明了 DLTFS 温度扫描中获得的主要的峰 E1 应该是单量子阱的电子热发射.图 5 和 6 为样品分别在不同的反向偏压 V_r 和脉冲电压 V_p 下典型的 DLTFS 谱.表 1 总结了在单量子阱结构样品里与热发射有关的能级 E1 的电参量.

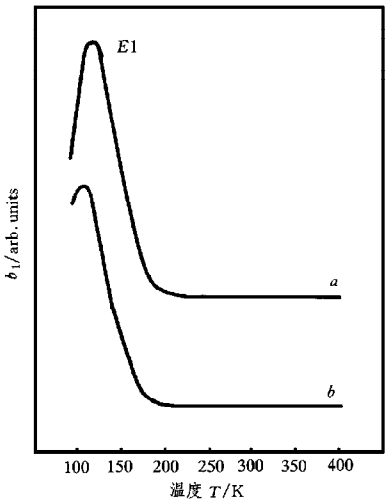

图 5　在不同的脉冲电压下单量子阱里电子热发射的 DLTFS 峰　a 为 $V_r=-4.0$ V, $V_p=0$ V; b 为 $V_r=-4.0$ V, $V_p=1.0$ V

表 1　GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ QSW 结构样品里观察到的 E1 能级的电学参量

反向偏压 V_r/V	脉冲电压 V_p/V	能级位置 E/eV	浓度 N_T/cm^{-3}	俘获截面 σ_n/cm^2
−1	1	$E_c-0.126$	3.5×10^{19}	3.0×10^{-18}
−2	1	$E_c-0.119$	4.0×10^{19}	3.0×10^{-18}
−3	1	$E_c-0.118$	4.45×10^{19}	3.0×10^{-18}
−4	1	$E_c-0.112$	2.65×10^{20}	3.0×10^{-18}
−4	0	$E_c-0.124$	1.13×10^{20}	3.0×10^{-18}

GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ SQW 结构样品的温度扫描揭示一个主要的能级 E1,其能级位置

分别为 $E_c-0.112$ eV($V_r=-4$ V, $V_p=1$ V)和 $E_c-0.124$ eV($V_r=-4$ V, $V_p=0$ V)(图5). b_1 系数代表电容瞬态的傅里叶变换的第一项正弦系数. 按照等式(8)它同具有时间常量为 64 ms 的传统 DLTS 讯号相当. 由于时间常量是直接来自 DLTFS 测量中的瞬态, 且测量期间信号周期宽度能调整到瞬态发射时间常量以便有较大温度范围贡献给待测定的能级[5]. 从图 5 和表 1 可以看到来自 SQW 的电子热发射 E1 峰位置移动到较低温度($E_c-0.112$ eV, 在 $V_r=-4$ V 和 $V_p=1$ V; $E_c-0.124$ eV 在 $V_r=-4$ V 和 $V_p=0$ V)和 E1 浓度(2.65×10^{20} cm^{-3}在 $V_r=-4$ V 和 $V_p=1$ V; 1.13×10^{20} cm^{-3}在 $V_r=-4$ V 和 $V_p=0$ V)随脉冲幅度(从 0 到 1 V)增加而增加. 具有较高脉冲电压 V_p 的 DLTFS 信号峰 E1 位置移动到较低的温度, 这是因为随脉冲电压增加在较高电场区域里的陷阱(具有较快的发射速率)被填充. 如这个能级与界面态有关的活, 由于在高正向电压下界面态可能被部分填充, 这也是脉冲幅度增加时, 陷阱浓度增加的原因.

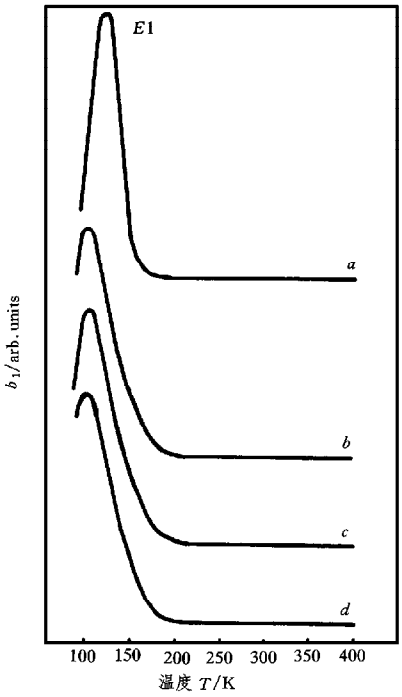

图 6 在不同的反向偏压下量子阱电子热发射激活能的变化 a 为 $V_r=-1.0$ V, $V_p=1.0$ V; b 为 $V_r=-2.0$ V, $V_p=1.0$V; c 为 $V_r=-3.0$ V, $V_p=1.0$ V; d 为 $V_r=-4.0$ V, $V_p=1.0$V

从图 6 和表 1 可看出, 在固定脉冲电压 $V_p=1$ V 情况下改变反向偏压(从 1 到 4 V)对样品量子阱发射性质的影响. 当 $V_r=-4$ V 和 $V_p=1$ V 时, E1 浓度达到最大值和 E1 能级位置的变化也是最快的. E1 能级位置随反向偏压增加而降低是由于能带弯曲和 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ SQW 结构中的第一子带能量 E_{e_1} 随施加电场的增加而减小[9](相对于量子阱的底)造成的. E1 的变化将改变(5)式所决定的发射率.

我们的目的是从 DLTFS 测量来确定能带不连续量 ΔE_c. 能带不连续量是热发射能量, 第一子带能量和施加反向偏压引起的阱能带弯曲之和. 在上面简化的假设中有一个明显的错误来源, 即发射期间子带能量扩展和高于垒的载流子过剩能量或者由于隧穿而减少能量. E_{e_1} 数值是从理论分析得到的, ΔE_g 数值是从理论计算得到, 它考虑了赝势阱里应力的影响. 从这个简化公式得到的 ΔE_c 数值为 0.229 eV, 它相应于 89.9% 的 ΔE_g.

从我们的实验和计算, 可以得到这样一个结论: C-V 和 DLTFS 技术可用于适当设计的样品里确定能带不连续量. 我们使用 C-V 和 DLTFS 技术估算赝势 GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 量子阱里的异质结能带不连续量, 并且获得的结果是比较一致的.

[1] R. C. Miller, A. C. Gossard, D. A. Kleinman and O. Munteanu, *Phys. Rev.*, **B29** (1984), 3740; R. C. Miller, D. A. Kleinman and A. C. Gossard, *Phys. Rev.*, **B29** (1984), 7085.

[2] D. D. Coon and H. C. Liu, *J. Appl. Phys.*, **60**(1986), 2893.
[3] H. Kroemer, W. Y. Chien, J. S. Harris, Jr. and D. D. Edwall, *Appl. Phys. Lett.*, **36**(1980), 295.
[4] D. V. Lang, A. Y. Cho, A. C. Gossard, M. Ilegems and W. Wiegmanu, *J. Appl. Phys.*, **47**(1976), 2558; S. Dhar, U. Das and P. K. Bhattacharya, *J. Appl. Phys.*, **60**(1986), 639.
[5] S. Weiss and R. Kassing, *Solid State Electron.*, **31**(1988), 1733.
[6] Landolt-Bornstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, (New Series) (Springer-Verlag, Berlin, 1982), p. 17a.
[7] M. A. Rao, E. J. Caine, H. Kromer, S. I. Long and D. I. Babic, *J. Appl. Phys.*, **61**(1987), 643.
[8] N. Debbar, D. Biswas and P. K. Bhattacharya, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 1058.
[9] Xia Jianbai and Huang Kun, *Acta Physica Sinica*, **37**(1988), 1 (in Chinese).

CONDUCTION-BAND OFFSET IN PSEUDOMORPHIC $GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As$ QUANTUM WELL DETERMINED BY C-V PROFILING AND DLTS TECHNIQUES*

LU LI-WU[a)] ZHANG YAN-HUA[a)] YANG GUO-WEN[b)] WANG ZHAN-GUO[a)]

[a)] (*Laboratory of Semiconductor Material Sciences, Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing* 100083)

[b)] (*National Optoelectronic Engineering Center, Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing* 100083)

J. WANG Y. WANG WEIKUN GE

(*Department of Physics, The Hong Kong University of Science and Technology, Clear Water Bay, Kowloon, Hong Kong*)

(Received 20 August 1997; revised manuscript received 6 March 1998)

ABSTRACT

The conduction-band offset ΔE_c has been determined for molecular beam epitaxy (MBE) grown $GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As$ single quantum well structure, by measuring the capacitance-voltage profiling, while taking into account a correction for the interface charge density, and the capacitance transient resulting from thermal emission of carrier from the quantum well, respectively. We found that $\Delta E_c = 0.227$ eV, corresponding to about 89% ΔE_g, from the C-V profiling; and $\Delta E_c = 0.229$ eV, corresponding to about 89.9% ΔE_g, from the deep level transient spectroscopy (DLTS) technique. The results suggest that the conduction-band discontinuity ΔE_c obtained from the C-V profiling is in good agreement with that obtained from the DLTS technique.

PACC: 6800; 6860; 7280E

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China under the Grant No. 69776014, by the Hong Kong University of Science and Technology, and also by the Laboratory of Semiconductor Material Sciences, Institute of Semiconductors, Academia Sinica, China.