

结区中存在量子阱结构样品的 C-V 特性分析*

陆 防 王勤华 王建宝 蒋家禹 孙恒慧

(复旦大学李政道物理学综合实验室 上海 200433)

摘要 对不同组分、阱宽和垒宽的锗硅单量子阱和多量子阱样品的 C-V 特性及其与温度的关系进行了测量，并用数值方法解泊松方程模拟计算了单量子阱样品的 C-V 特性及其 C-V 载流子浓度分布。实验和模拟计算的结果均表明，C-V 载流子浓度分布在量子阱位置有一个浓度较高的峰值，它反映了被限制在阱中的载流子的积累，峰高随着量子阱异质界面的能带偏移的增加而增加。低温时由于阱中载流子的热发射几率变小，阱中载流子浓度的变化跟不上测试电压的频率，造成电容值显著变小。

PACC: 7340L

1 引言

C-V 法是测量半导体材料中载流子浓度分布的一种常规方法。Kroemer 等^[1]用该方法测量异质界面的能带偏移和界面电荷密度。Letartre 等^[2]应用二维系统的载流子浓度分布，用解析法解泊松方程，模拟计算了结区中存在单量子阱（阱宽为 9nm）时的 C-V 曲线，并由此得出能带偏移值。Tittlebach-Helmrich^[3]用三维近似解泊松方程，模拟计算了阱宽为 80nm 时单量子阱样品（实为一双异质结样品）的 C-V 特性、C-V 载流子浓度分布及其与温度的关系，由于阱宽较大可采用三维的计算公式。本文在前人工作的基础上，测量了一组具有不同组分、阱宽和垒宽的锗硅单量子阱和多量子阱样品的 C-V 特性及其与温度的关系，通过数值解泊松方程模拟计算了单量子阱结构样品在不同偏压下的载流子浓度分布和 C-V 特性。对比实验和模拟计算结果，分析了当耗尽区中存在由单量子阱引起的一薄层载流子的积累层时，样品的 C-V 特性及相应的物理图象，及 C-V 载流子浓度分布的峰位和峰高与量子阱样品的结构、组分、阱宽和垒宽的关系。另外对单量子阱样品的 C-V 特性随温度的变化也作了分析。

* 国家自然科学基金及上海市科技启明星计划资助项目

陆 防 男，1957 年生，副教授，理学硕士，主要从事半导体量子阱、超晶格的物理性质的研究

王建宝 男，1968 年生，讲师，从事半导体量子阱、超晶格的物理性质的研究

1994 年 11 月 21 日收到初稿，1995 年 3 月 10 日收到修改稿

2 实验方法

样品是用分子束外延(MBE)方法生长在 p-(100)硅衬底上。在生长量子阱结构前后，分别生长100到300nm的硅表层和300nm左右的缓冲层。整个外延层均为 p 型。单量子阱和多量子阱样品的结构分别如表1和表2所示。其中多数样品的阱宽为15nm，阱中载流子浓度可近似用三维的计算公式^[4,5]。生长后用 X 射线衍射测试对样品的参数进行校准。外延后的样品背面蒸铝合金形成欧姆接触，正面蒸铝形成肖特基接触。C-V 测试中使用的电容仪为 Boston 7200 电容仪，测试频率为 1MHz。测量过程与数据处理均由计算机控制。

表 1 单量子阱样品的结构

样品编号	sa	sb	sc	sd	se
阱宽/nm	15	15	15	15	3.5
组分 x	0.33	0.40	0.45	0.53	0.33

表 2 多量子阱样品的结构

样品编号	组分	阱宽/nm	垒宽/nm	阱的个数
ma	0.33	15	25	10
mb	0.33	3.5	25	5

在耗尽近似下，C-V 载流子浓度的分布 $p^*(x^*)$ 由 C-V 曲线通过下式求得：

$$x^* = \frac{\epsilon A}{C} \quad (1)$$

$$p^* = \frac{-C^3}{q\epsilon A^2} \left(\frac{dC}{dV} \right)^{-1} \quad (2)$$

其中 ϵ 为半导体的介电常数； x^* 为表观耗尽区宽度，是样品在一定偏压下交流探测信号 dV 引起的载流子浓度分布变化 $\delta p(x)$ 的平均位置^[1]； A 为肖特基二极管的面积； q 为电子电荷。

3 实验结果

3.1 单量子阱样品的 C-V 特性和温度的关系

单量子阱样品的 C-V 曲线与体材料显著不同；样品 sa 室温的 C-V 曲线如图1(a)，偏压较小时，C-V 曲线近似成一平台；只有当偏压大于 2.5V 时，电容才迅速下降。相应的 C-V 载流子浓度分布如图1(b)，在量子阱位置有一个载流子的积累峰。其峰高约为 $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。在 77K 时 sa 的 C-V 曲线电容随偏压变化仍然很小，而电容值却变小很多，如图1(a')。

3.2 不同组分和阱宽的单量子阱样品的 C-V 特性

表1中的单量子阱样品的 C-V 曲线在某一电压范围内都存在一个坡度很小的斜坡，但随着阱中锗的组分增加，电容缓变的电压范围变大、坡度减小。各个样品的 C-V 载流子浓度分布如图2，随着锗组分的增加，与量子阱位置相对应的 C-V 载流子积累峰的峰高增加，但当组分增加到 0.53 时，其峰高反而有所下降。样品 sd 的漏电流较大，未能得出偏压较大时的

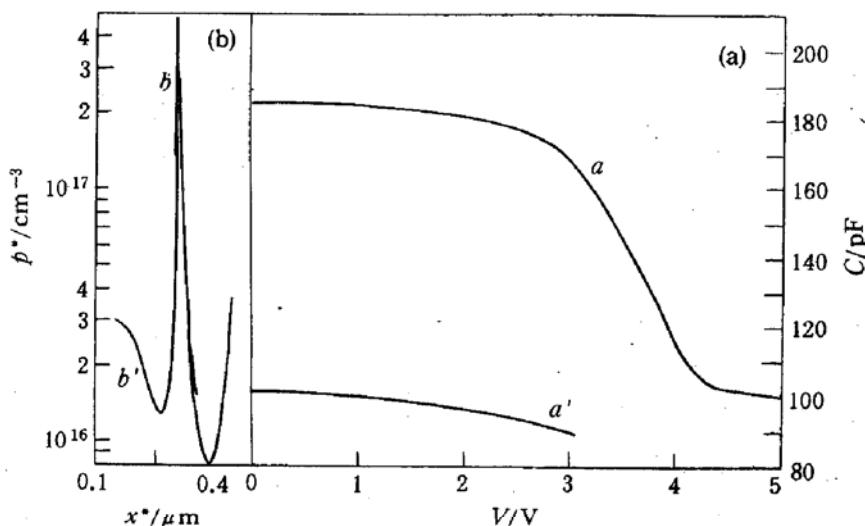


图 1 不同温度时样品 sa 的 C-V 曲线(a)以及室温时样品 sa 的 C-V 载流子浓度分布(b)

a 室温, \$a'\$ 77K; b 实验, \$b'\$ 理论.

C-V 曲线. 阵宽为 3.5nm 组分为 0.33 的样品 se 的 C-V 载流子浓度分布如图 2e, 与同样组分阵宽为 15nm 的量子阱样品 sa 相比, 峰高从 \$4 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}\$ 下降到 \$4 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}\$.

3.3 多量子阱样品的 C-V 特性

与单量子阱样品类似, 多量子阱样品的 C-V 曲线存在多个坡度较小的斜坡, 斜坡的范围、坡度和阵宽、垒宽有密切的关系. 阵宽为 15nm, 垒宽为 25nm 的多量子阱样品 ma 的 C-V 曲线中存在三个明显的斜坡(图 3 曲线 a), 相应的 C-V 载流子浓度分布有三个积累峰(图 4a), 由于受肖特基二极管的击穿电压的限制, 只能观察到靠近表面部分的量子阱. 样品 mb 的阵宽减小为 3.5nm, 垒宽仍为 25nm 的 C-V 曲线(图 3 曲线 b)没有明显的斜坡, 只有三个拐点, 但从相应的 C-V 载流子浓度分布上仍可清楚地看到四个载流子积累峰(图 4b).

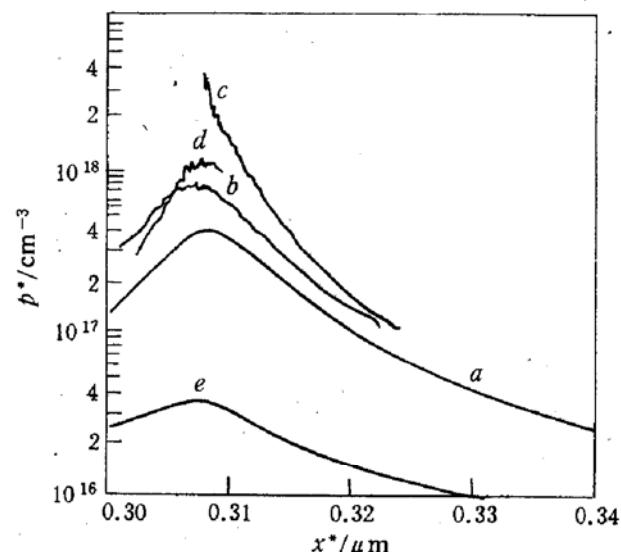


图 2 不同组分和阱宽的单量子阱

样品的 C-V 载流子浓度分布

a 样品 sa; b 样品 sb; c 样品 sc;
d 样品 sd; e 样品 se.

4 分析与讨论

4.1 单量子阱结构样品的 C-V 特性的模拟计算

p型半导体表面形成肖特基势垒后, 平衡时满足泊松方程:

$$\frac{d^2 E_V(x)}{dx^2} = \frac{-q^2}{\epsilon} (N_A - p(x)) \quad (3)$$

其中 \$N_A\$ 为掺杂浓度, \$p\$ 为载流子浓度, \$E_V(x)\$ 为价带顶的能量,

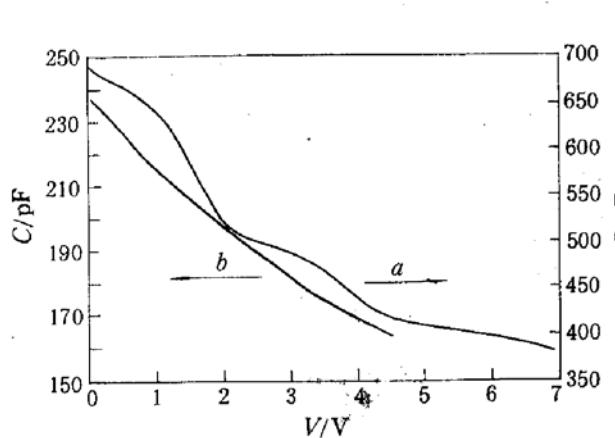


图3 多量子阱样品的C-V曲线

a 样品ma; b 样品mb.

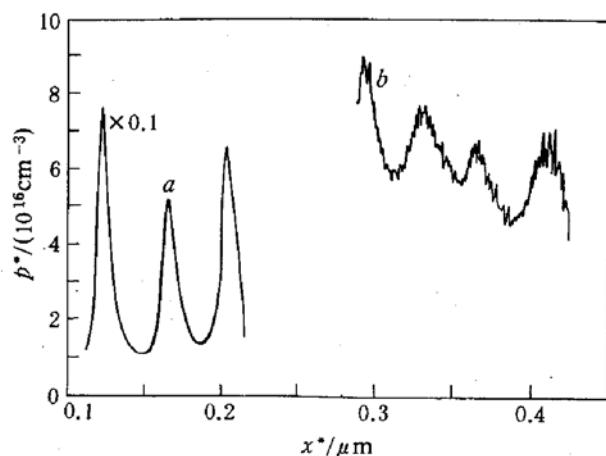


图4 多量子阱样品的C-V载流子浓度分布

a 样品ma; b 样品mb.

$$E_V(0) = -q(V_D + V_B) + E_V(\infty)$$

V_D 为内建势, V_B 为外加偏压. 取表面为 $x = 0$. 当量子阱阱宽 $\geq 15\text{nm}$ 时, 量子限制效应可忽略^[4,5], 在非简并的条件下, 阵内外的载流子浓度分布均可用玻尔兹曼分布来描述:

$$p(x) = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_V(x)}{k_B T}\right) \quad (4)$$

其中 N_v 为价带顶有效状态密度, E_F 为费米能级.

在量子阱异质界面处存在能带偏移, 界面处满足的边界条件为:

$$E_{V1} - E_{V2} = \Delta E_V \quad (5)$$

$$\epsilon_1 \frac{dE_{V1}}{dx} = \epsilon_2 \frac{dE_{V2}}{dx} \quad (6)$$

其中 E_{V1}, E_{V2} 为异质界面两侧的价带顶能量, ϵ_1, ϵ_2 为两侧的介电常数. 合金的介电常数由锗和硅的介电常数线性插值得到. 结合上述边界条件, 用数值方法迭代计算解泊松方程就可得到样品在各个偏压 V ($V = V_D + V_B$) 时的能带结构, 再由(4)式可求出各个偏压 V 时的载流子浓度分布. 由上述计算结果结合(1)、(2)式可进一步计算出其 C-V 曲线和 C-V 载流子浓度分布. 对硅表层为 300nm 样品 sa, C-V 载流子浓度分布的计算结果如图 1b' 所示. 计算时 ΔE_V 取为 0.24eV , 掺杂浓度取为 $1 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$.

图5为由计算得到的不同偏压下单量子阱样品 sa 的载流子度分布 $p(x)$. 样品表面金属半导体接触形成肖特基势垒后, 在样品表面部分形成耗尽区, 随着偏压的增大, 该耗尽区逐渐扩展到量子阱. 在偏压 $V = 0.32\text{V}$ 时 $p(x)$ 的情况如图 5a, 在整个耗尽区边缘附近, 夹有一层载流子浓度很高的量子阱. 当偏压增大如图 5b、c, 这时耗尽区边缘处载流子耗尽较少, 即耗尽区向体内的扩展较小, 这与图 1a 的 C-V 曲线在一定电压范围内电容变化很小相一致. 这时外加偏压的变化, 主要是引起阱中载流子浓度的变化, 即 $\delta p(x)$ 主要来源于量子阱, 因此位于量子阱的 C-V 载流子浓度分布的峰位正是反映了阱中载流子的积累, 而 x^* 反映了阱的位置. 随着偏压进一步增大, 阵中载流子逐步耗尽(图 5d, e), 耗尽区也开始向外扩展, 直至耗尽区中不再有载流子(图 5f), 此时的 C-V 特性与体材料一致. 由上述计算结果和分析可见, 图 1(a) 的室温 C-V 特性中, 电容缓变区域是反映位于耗尽区中一薄层量子阱中载流子的纵向耗尽过程, 因此用常规的 C-V 分布法能观察到被限制于量子阱内的载流子浓度的积累. 但阱中载流子并不是横向逐层耗尽, 因此在量子阱处用式(2)得出的 C-V 载流子

浓度的分布 $p^*(x^*)$ 同体材料时的意义是不同的, 它并不代表载流子浓度的真实分布, 但可以反映出载流子的积累。

4.2 量子阱样品的组分、阱宽、垒宽对其 C-V 载流子浓度分布的影响

阱宽相同的单量子阱样品的组分(或能带偏移)增大, 向阱中转移的载流子增多, 阈中载流子浓度增大, 这时 C-V 特性中电容值缓变的电压范围增大, 坡度变小, 亦可以用上节结果解释。当耗尽层中存在一薄层载流子浓度很高的积累层时, 形成了类似于中间夹有介质的金属平板电容, 这时测得的电容主要由肖特基铝电极和这一薄层间的电容值决定。阱中载流子浓度愈大, 要使阱中载流子完全耗尽的电压范围亦愈大。图 2 中各样品的组分不同, 其它结构相同, 即阱中载流子浓度不同, 因此峰位相同, 峰高随组分而增大。样品 sd 由于组分较大, 阈宽超过临界厚度值, 应力部分释放, 因此能带偏移变小, 阈中载流子浓度变小, 峰高亦变小; 并且应力的部分释放形成较多的缺陷, 造成了

样品 sd 的漏电流较大而影响了偏压较大时的 C-V 特性测量。样品 sd 的能带偏移减小已由导纳谱的测试得到证实^[6]。当样品的组分相同, 阈宽减小时, 阈中载流子浓度变小, 更易于被外加偏压耗尽, C-V 载流子浓度峰高应变小。样品 sa 和 se 的组分相同, 阈宽分别为 15nm 和 3.5nm, 因此图 2 中曲线 e 的峰高比曲线 a 小。对多量子阱样品 ma 和 mb, 它们的组分相同, 阈宽分别为 15nm 和 3.5nm, ma 的 C-V 载流子浓度要比 mb 大(图 4), 与单量子阱样品的结论相同。

4.3 单量子阱样品的 C-V 特性与温度的关系

要解释量子阱样品 C-V 特性与温度的关系, 必须区分在 C-V 特性测量时的二个时间: 1. 样品在一定偏压下载流子浓度达到稳态所需的时间 τ ; 2. 测量微分电容时迭加的交流测试电压的周期 t , 在 C-V 测试时要求 $\tau < t$ 。在量子阱结构中, 阈中载流子的变化是热发射越过 ΔE_V 的势垒来进行的, 它所需时间为 τ , 由 Debbar 等的推导^[5], τ 随温度指数变化。当温度较高时 τ 很小, 即 $t > \tau$, 这时阱中载流子分布的变化跟得上测试电压的频率, 因此能测得

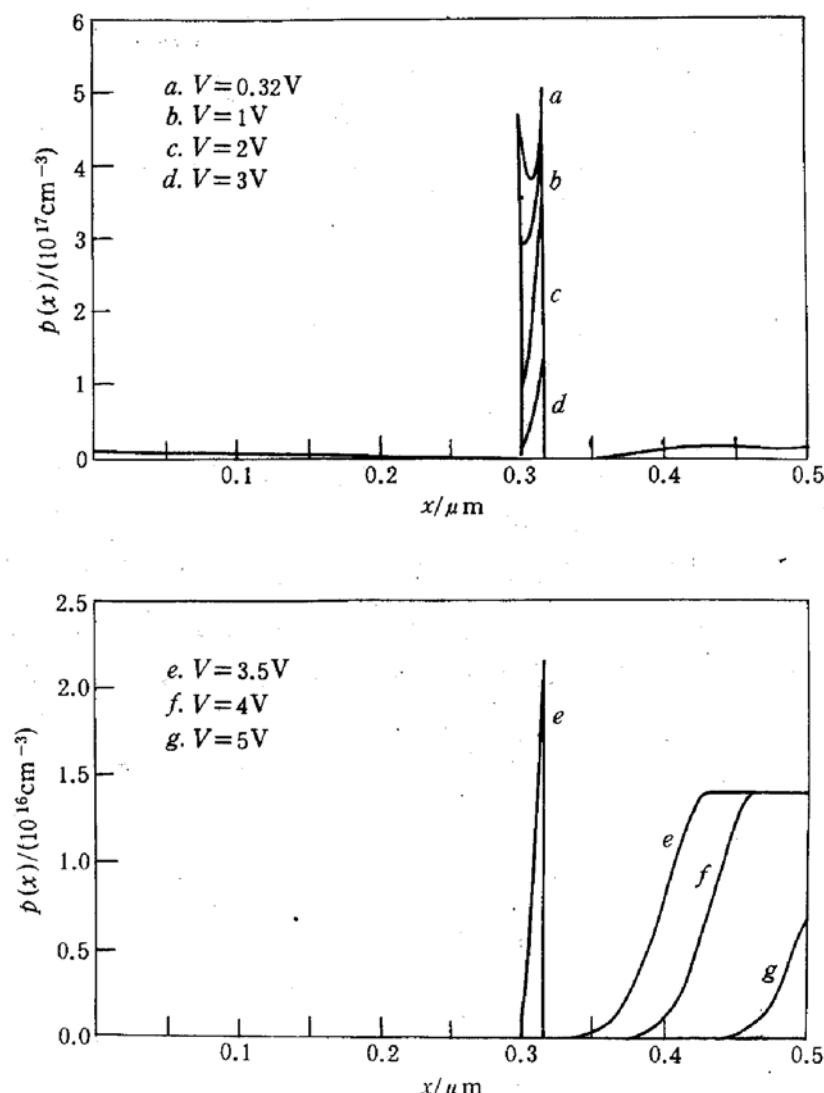


图 5 模拟计算单量子阱样品在不同偏压下的载流子浓度分布
 a. $V=0.32\text{V}$; b. $V=1\text{V}$; c. $V=2\text{V}$; d. $V=3\text{V}$;
 e. $V=3.5\text{V}$; f. $V=4\text{V}$; g. $V=5\text{V}$.

量子阱位置载流子的积累峰。随着温度的下降 τ 迅速增加, 当 $\tau > t$ 时, 对于微分电容测试信号而言, 阵中载流子分布不随交流电压变化, 如同电荷被“冻住”在阱内^[4,7,8], 而在阱外样品耗尽区边缘的载流子是由浅杂质提供, 因此 $t > \tau$ 仍然成立。所以在低温下进行 C-V 测试时样品微分电容对应的位置是整个耗尽区的边缘。在直流偏压较小时, 反向偏压主要使阱中载流子耗尽, 只有当阱中载流子全部耗尽后, 整个耗尽区的宽度才会有明显的变化, 因此低温时样品 C-V 特性仍存在一个电容随电压缓变的范围(如图1a'), 但电容值比室温时小得多。

5 结论

本文测量了单量子阱和多量子阱样品的 C-V 特性及其与组分、阱宽、垒宽、温度的关系。在室温时, 量子阱样品的 C-V 特性在一定电压范围内电容变化很小, 其相应的 C-V 载流子浓度分布在量子阱位置有一个积累峰。对比实验和模拟计算的结果表明该峰反映了被限制在阱中载流子的积累, 峰高随着量子阱异质界面的能带偏移的增加而增加。在77K 时, 量子阱样品的电容显著减小。这是由于低温时, 阵中载流子浓度的变化跟不上测试电压的频率, 载流子浓度分布的变化主要由势垒层耗尽区边缘引起的。

参 考 文 献

- [1] H. Kroemer, W. Y. Chien, J. S. Harris *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**: 295~297.
- [2] X. Letartre, D. Stievenard and E. Barbier, *J. Appl. Phys.*, 1991, **69**: 7912~7914.
- [3] K. Tittelbach-Helmrich, *Semicond. Sci. Technol.*, 1993, **8**: 1372~1376.
- [4] F. Lu, J. Jiang, H. Sun *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 1992, **75**: 2957~2962.
- [5] N. Debbar, D. Biswas and P. Bhattacharya, *Phys. Rev.*, 1989, **B40**: 1058~1063.
- [6] 龚大卫博士论文, 复旦大学, 1994, 33.
- [7] K. Nauka, T. I. Kamins, J. E. Turner *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **60**: 195~197.
- [8] D. V. Lang, M. B. Panish, F. Capasso *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol.*, 1987, **B5**: 1215~1217.

C-V Characteristics Associated with Quantum Wells Located in a Junction

Lu Fang, Wang Qinhua, Wang Jianbao, Jiang Jiayu and Sun Henghui

(Fudan T. D. Lee Physics Laboratory, Fudan University, Shanghai 200433)

Received 21 November 1994, revised manuscript received 10 March 1995

Abstract The capacitance-voltage(C-V)characteristics of single quantum wells and multiple quantum wells with various Ge components , well widths and barrier widths at different temperatures have been measured. They are also simulated by numerically solving the Poisson equation. By comparing the results of experiment and simulation , it can be seen that the C-V profile exhibits a peak corresponding to a location of quantum well in its distribution. The height of peak varies with the valence band offset at the heterointerface. At liquid nitrogen temperature , the capacitance becomes much smaller than that at room temperature. It can be explained by that the emission rate of the holes in the well at low temperature becomes so small that it can't match the alternative detective signal in the capacitance measurement.

PACC: 7340L