

δ 掺杂的赝配 HEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs 结构的光电流谱

沈文忠 黄醒良 唐文国 李自元 沈学础

(中国科学院红外物理国家实验室 上海 200083)

A. Dimoulas

(Foundation for Research and Technology-Hellas, P. O. Box 1527,

Heraklion 71110, Crete, Greece)

摘要 本文首次报道了 δ 掺杂的赝配高电子迁移率晶体管结构 (HEMTs) $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ 的光电流谱研究. 实验观察到了 $n=1$ 重空穴子带到 $n=1$ 电子子带和 $n=2$ 电子子带的激子吸收峰以及 GaAs 本征吸收相位变化所引起的光电流结构, 并对光电流谱随温度和偏压变化的行为进行了讨论.

PACC: 7340L, 7240, 7855

1 引言

近年来, 赝配 HEMTs AlGaAs/InGaAs/GaAs 结构正引起人们浓厚的兴趣, 这主要是由于: 在实际应用上, 它具有高电子迁移率和良好的载流子限制作用, 非常适用于高速或高频器件应用. 在物理特性研究方面, 由于此结构中的电子既受到 AlGaAs 势垒中杂质离子的静电作用, 又受到 InGaAs 势阱中光生空穴的相互作用, 使得光谱测量很适合于研究此系统中的子带带间跃迁及光生载流子间相互作用过程. 对 HEMT 结构人们通常用光致发光方法来研究这种结构中的二维电子气问题^[1-3]. 但近年来人们已认识到通过光电流谱方法也可研究半导体量子阱中的电子性质得到有关子能带结构的信息^[4]并可能具有极高的灵敏度, 已广泛地应用于 GaAs/AlGaAs^[5,6]和 InGaAs/GaAs 超晶格和多量子阱系统^[7].

这里我们报道 δ 掺杂的赝配 HEMT 结构 $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ 的层面内光电流谱. 当入射光子能量正好等于电子从价带子带激发到电子子带所需能量时, 子带内载流子浓度共振地增加, 它们在电场作用下可以在势阱层内作定向运动, 形成层面

沈文忠 男, 1968 年生, 博士生, 当前从事专业为半导体物理与半导体器件

沈学础 男, 1938 年生, 研究员, 博士生导师, 当前从事专业为半导体物理与半导体器件

1993 年 4 月 20 日收到初稿, 1993 年 10 月 17 日收到修改稿

内光电流. 因而层面内光电流谱的谱线可以对应于量子阱中子带间的跃迁^[8]. 通过与理论以及光致发光谱等比较, 有助于确认光电流谱中各激子吸收峰的归属.

2 实验

实验采用的 δ 掺杂赝配 HEMTs $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ 样品是在 VG80H MBE 系统上生长的. 以半绝缘的 GaAs(001) 为衬底, 首先生长 0.8 μm 的 GaAs 缓冲层, 衬底温度为 510 $^{\circ}\text{C}$, 然后依次生长 13 nm 未掺杂的 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 层, 6 nm 未掺杂的 $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$ 隔离层(spacer), 20 秒钟间断后的 δ 掺杂层(掺 Si, 浓度为 $2.5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$), 再经 20 秒钟间断后生长 50 nm 的 $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$ 和 10 nm 的 GaAs, 最后是 50 nm 掺 Si(浓度为 $2.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) 的 $n^+\text{GaAs}$, 生长这些结构的衬底温度为 600 $^{\circ}\text{C}$.

光致发光测量以 Ar^+ 激光器的 514.5 nm 谱线作为激发源, 用 Nicolet 800 型傅里叶变换红外光谱仪(FTIR)测量样品的发光, 分辨率为 2cm^{-1} . 探测器为液氮冷却的 Ge 探测器. 温度测量范围为 4.0 K 到 77.0 K(精度为 $\pm 0.1 \text{K}$).

为了测量样品的横向层面内和界面附近的光电流谱. 经下列工艺过程制作电极: 在样品上蒸镀 AuGeNi, 并经 400 $^{\circ}\text{C}$, 一分钟合金化形成欧姆接触, 以此电极作为保护层, 腐蚀掉其余区域的 $n^+\text{GaAs}$ 高掺杂层, 蒸镀 Au 以形成 Schottky 接触电极, 最后通过金丝 In 球熔焊引出测量线.

光电流测量时来自傅里叶变换光谱仪的光束从样品正上方入射, 电极间加 -3.0 V 到 +3.0 V 的恒偏压, 串联一个 1 M Ω 的电阻. 光电流信号经傅里叶变换红外光谱仪(FTIR)测量并变换成光电流谱在计算机屏幕上显示或直接作图. 分辨率为 8cm^{-1} . 低温测量是将样品装在液氮杜瓦中, 温度范围为 4.0 K 到室温(295 K), 温度测量和控制精度为 $\pm 0.1 \text{K}$.

3 结果与讨论

图 1 示出 HEMTs 样品在低温(4.0—77.0 K)下的光致发光谱(PL)和光电流谱(PC)的比较. 其中 PL 谱的激发功率为 $300 \text{mW}/\text{cm}^2$, PC 谱测量时外加 -3.0 V 的恒偏压(即欧姆电极接正). 可见低温下用于观察 HEMT 结构中电子跃迁时光电流谱灵敏度远低于光致发光光谱. 还可观察到对应 GaAs 缓冲层激子跃迁的 C 峰和能量较低的两个结构. 图 2 示出了样品在室温(295 K)和不同偏压情况下的光电流谱(PC). 由图 1, 2 可见在带间跃迁区域光电流信号随激发光光子能量增大出现台阶形上升, 这反映了光吸收随带间跃迁的台阶形联合态密度上升而变化的依赖关系. 同时, 我们发现温度从室温变化到 100 K, 整个光电流谱强度逐渐减弱, 这是由于除层面内输运过程外, 光激发载流子必须克服电极之一处的 Schottky 势垒以及其它可能的界面势垒才能给出光电流谱信号. 在不是很低的温度下(300—100 K), 热激发是导致光生载流子越过势垒给出光电流信号的主要机制, 而这种热激发随温度下降指数下降. 100 K 以下, 随温度继续下降(100—4.0 K), 光电流信号反而有所增加. 这表明这一温度范围时隧道效应已成为主要的穿越势垒并给出光电流的机制, 随着温度降低, 载流子的声子散射减弱, 导致穿透势垒几率增

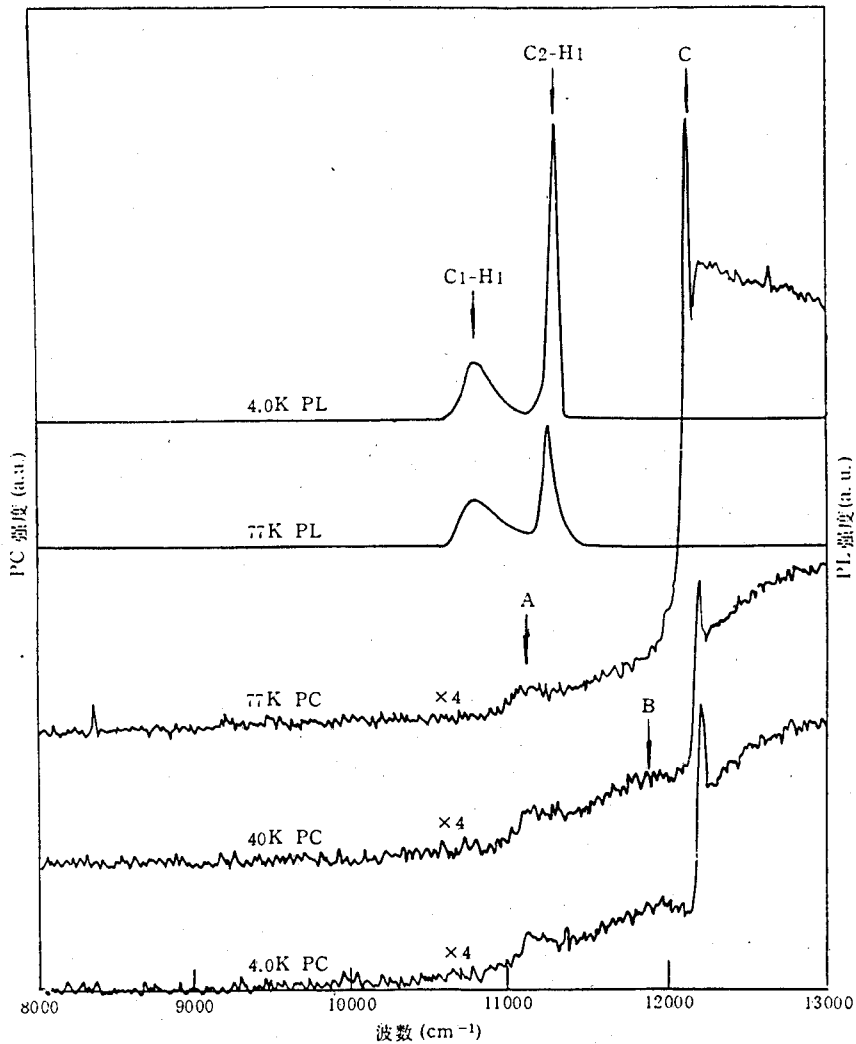


图1 HEMTs $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ 激发功率为 $300 \text{ mW}/\text{cm}^2$ 的光致发光光谱和偏压为 -3.0 V 的光电流谱

加. 这种现象已在 GaAs/AlGaAs 多量子阱中的光电流谱中有过报道^[6].

我们的实验还发现, 不同偏压下激子峰能量位置并没有发生可测量的移动. 这是由于在样品上施加的是平行界面的横向电场. 平行电场首先是使垂直界面方向的激子波函数压缩状态逐渐发生变化, 然后才能使激子半径增大, 导致激子峰向低能方向漂移 (Stark 效应). 所以与垂直界面的电场不同, 低偏压下激子峰位置几乎不发生移动. Chemla 等人^[9]关于 GaAs/AlGaAs 多量子阱结构的研究也表明, 这种层面光电流谱情况下偏压在 200 V 以上激子峰才会发生较大的位移.

下面讨论光电流谱中各个峰的归属. 我们已经用光致发光光谱详细地研究过这种 HEMT 结构中的子能带跃迁情况^[10]. 理论和实验都表明, 掺杂能使结构中子能带发生移动, 加之本文研究的 HEMT 结构的不对称性, 严重削弱了跃迁定则 $\Delta n = 0$. 我们已

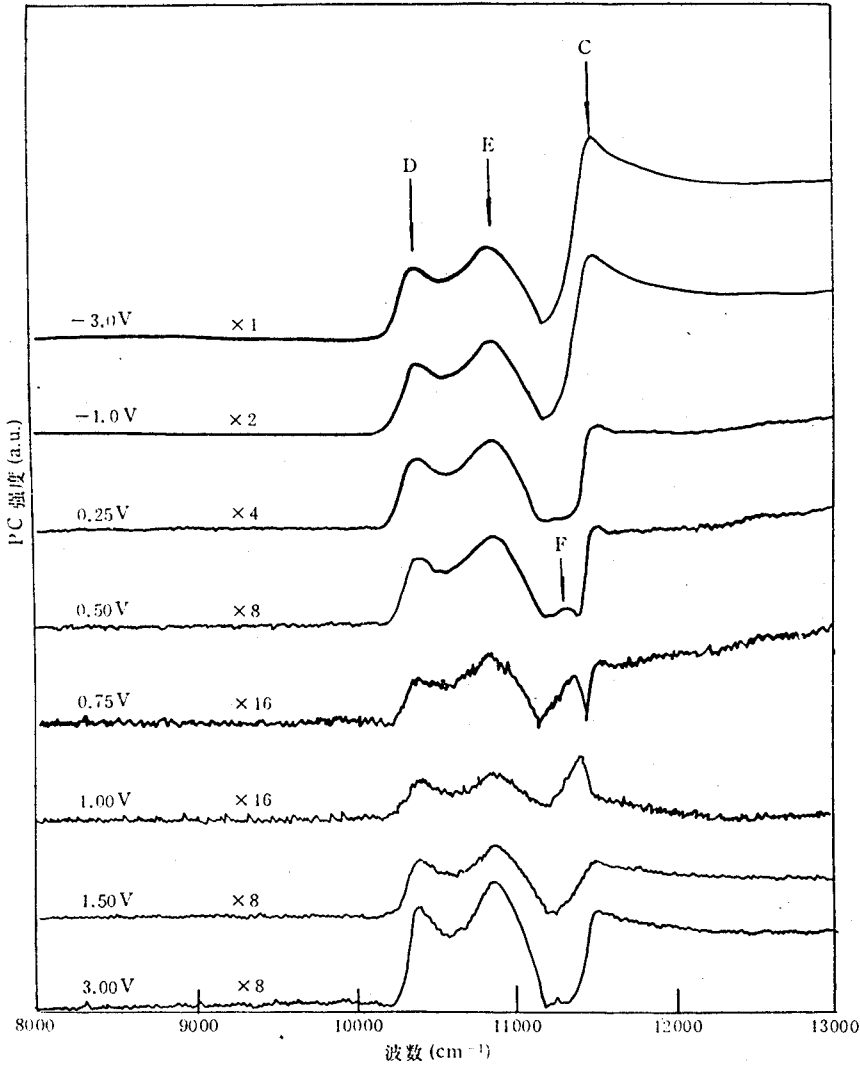


图 2 室温不同偏压下 HEMTs $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ 的光电流谱

确认了 PL 谱中的两个激子发光峰分别为 $n_c=1$ 导带到 $n_v=1$ 重空穴的 C1-H1 和 $n_c=2$ 导带到 $n_v=1$ 重空穴的 C2-H1 跃迁发光峰. 对照光致发光光谱结果和简单理论计算, 不难判定图 1, 2 中峰 C 显然是 GaAs 的带间激子吸收峰; D 和 E 峰则是 C1-H1 和 C2-H1 激子吸收峰. 可以进一步阐明这种判断的依据, 例如激子峰 D, E 的能量间隔为 60.6 meV, 与 PL 谱中 C1-H1, C2-H1 发光峰的能量间隔 61.1 meV 相当. 另一方面, 根据线性外推 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ 的禁带宽度 E_g 的温度行为:

$$E_g(x, T) = [0.42 - 2.5 \times 10^{-4} T^2 / (T + 75)] + \{1.099 + 10^{-4} T^2 [5.405(T + 75) - 2.5(T + 204)] / [(T + 204)(T + 75)]\}x \quad (1)$$

由室温时激子峰 D, E 的能量位置推算低温下的激子峰能量位置, 可以发现与 77.0 K 时 PL 谱上两发光峰的能量位置相符. 低温 PC 谱中仅观察到 C2-H1 激子吸收峰(峰 A). 而

不出现 C1-H1 吸收峰, 这是容易理解的: 由于低温下 Fermi 能级高于第一电子子带^[10], 第一电子子带是完全填满的, 根据 Pauli 原理, 不再能发生吸收光子跃迁和对光电流谱产生贡献.

外加正偏压(即 Schottky 电极接正), 要求光生载流子越过高得多的 Schottky 势垒, 所以与外加负偏压情形相比, 整体光电流信号明显减弱并且在 +1.0 V 左右降到极小值, 然后随正偏压增大而略有上升(见图 2). 从图 2 给出的光电流谱还可观察到一个有趣的现象, 即在某一狭窄的正偏压范围(+0.5—+1.0 V)内出现了光电流结构 F, 根据其能量位置介于子带跃迁和 GaAs 带间跃迁能量之间, 在不同偏压下能量位置有所移动和它在负偏压下不出现这些实验事实, 我们排除了它来自阱中更高电子和空穴子能带贡献的可能性. 同时, 我们注意到在结构 F 出现的正偏压范围(+0.5—+1.0 V)内, 光电流信号最弱, 继续增加正偏压, 光电流信号又有所增加. 这表明此时外加电场正好抵消了此 HEMT 结构中的内建电场, 使光电流信号达到极小. 而此时出现结构 F 其能量位置在 GaAs 本征吸收峰下侧, 其强度增大以 GaAs 本征跃迁峰的减弱为代价, 并在 +1.0 V 时演变为能量位置与 GaAs 吸收台阶一致的一个峰. 而后随正偏压进一步升高演变为台阶形结构. 在图 2 正偏压为 +0.5—+1.0 V 曲线中, 可以明显地看到随正偏压的增加, 结构 F 的能量位置逐渐移向 GaAs 的激子跃迁峰 C, 到正偏压为 +1.5 V 时与峰 C 重合. 这样 F 连同 C 结构实际上反映了实验观察到的 GaAs 缓冲层中跃迁信号的相位变化. 这种相位变化还反映在某一狭窄正偏压内, GaAs 缓冲层中层内横向电场方向可以和 InGaAs 势阱层中的不一样. 在出现结构 F 的正偏压区间内外加电场正好或部分抵消了 HEMT 结构中的内建电场使得光电流信号比较弱, 所以偏压为 +3.0 V 时光电流信号反而比 +1.5 V 时略有增加. 但偏压为 +3.0 V 时的光电流信号明显比偏压为 +0.25 V 时弱, 这与光电流信号随正偏压升高而减弱相符. 低温光电流谱中的弱结构 B 与这种相位变化无关, 它可能来自更高电子和空穴子带的贡献. 由于电子填充效应和低温下隧道效应的增强, 使得它勉强可被观察出来. 但由于光致发光光谱记录的是非平衡载流子的复合而不是载流子的隧道效应, 所以在 PL 谱上观察不到更高电子和空穴子带的贡献.

4 结论

我们在这里首次报道了 δ 掺杂赝配 HEMT 结构 AlGaAs/InGaAs/GaAs 中的平面光电流谱, 对于我们的 HEMT 结构显示了室温光电流技术具有极高的灵敏度, 尽管低温时灵敏度远不如光致发光光谱. 通过与简单理论和光致发光光谱等比较, 确认了光电流谱中 $n=1$ 重空穴子带到 $n=1, 2$ 电子子带的激子吸收峰. 实验也观察到了 GaAs 本征吸收附近的光电流谱结构的有趣的变化, 并将之归诸为 GaAs 缓冲层带间跃迁光电流信号随偏压即电场方向的相位变化. 此外还对光电流谱随温度和偏压行为进行了讨论.

参 考 文 献

- [1] C. Colvard, N. Nouri, H. Lee and D. Ackley, Phys. Rev., 1989, **B39**(11): 8033.
- [2] W. Chen, M. Fritze, A. V. Narmikko, D. Ackley, C. Colvard and H. Lee, Phys., Rev., Lett., 1990, **64**

(20) : 2434.

- [3] W. Chen, M. Fritze, W. Walecki, A. V. Nurmikko, D. Ackley, M. H. Hong and L. L. Chang, Phys. Rev., 1992, **B45** : 8408—8464.
- [4] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Weigmann, T. H. Wood and C. A. Burrus, Phys. Rev., 1985, **B32** : 1043.
- [5] L. Vina, R. T. Collins, E. E. Mendez and W. I. Wang, Phys. Rev., 1986, **B33** : 5939.
- [6] R. T. Collins, K. Von Klitzing and K. Ploog, Phys. Rev., 1986, **B33** : 4378.
- [7] P. W. Yu, G. D. Sanders, K. R. Evans, D. C. Reynolds, K. K. Bajaj, C. E. Stutz and R. L. Jones, Appl. Phys. Lett., 1989, **54** : 2230.
- [8] X. M. Fang, X. C. Shen, H. Q. Hou, W. Feng and J. M. Zhou, Surface Science, 1990, **228** : 351.
- [9] D. S. Chemla, T. C. Damen, D. A. B. Miller, A. C. Gossard and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett., 1983, **42** : 864.
- [10] 沈文忠等, 半导体学报, 1994, 12 : 814.

Photocurrent Spectroscopy of δ -Doped HEMTs

$\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$

Shen Wenzhong, Huang Xingliang, Tang Wenguo, Li Ziyuan and Shen Xuechu

(National Laboratory for Infrared Physics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083)

A. Dimoulaas

(Foundation for Research and Technology-Hellas, P. O. Box 1527,

Heraklion 71110, Crete, Greece)

Received 20 April 1993, revised manuscript received 17 October 1993

Abstract A photocurrent spectroscopy study has been made in δ -doped pseudomorphic HEMTs $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ at temperatures ranging from 4.0 K to room temperature under different bias (-3.0 V — $+3.0\text{ V}$). By aid of photoluminescence (PL) studies; two excitonic absorption peaks which are related to the transitions between $n=1$ heavy holes and $n=1, 2$ electrons, as well as a photocurrent structure due to the phase variation of the GaAs intrinsic absorption have been observed. The behavior of the temperature and bias dependence of PC spectroscopy has also been discussed.

PACC: 7340L, 7240, 7855