

GaAs/GaAlAs 量子阱在电场作用下 光电流谱的研究*

江德生 刘大欣 张耀辉 段海龙 吴荣汉

(中国科学院半导体研究所,北京, 100083)

1991年3月11日收到,同年5月29日修改定稿

我们用室温和低温下电场下的光电流谱研究了 GaAs/AlGaAs 多量子阱 p-i-n 二极管的量子限制斯塔克效应。侧面光照下测量的光电流谱明显地反映出轻重空穴激子峰的偏振效应。对光电流谱和光致发光激发光谱进行对比发现,外加电场不仅影响光吸收,也影响多量子阱中光生载流子的漂移过程。光电流谱的线形用 p^-/n^+ 结的耗尽模型进行了分析,并计入了入射光强度在光传播过程中由于产生吸收跃迁而发生的衰减。光电流谱峰与激发光谱峰的斯塔克位移提供了多量子阱中电场分布的信息,并证明了耗尽区模型的正确性。

PACC: 7865, 7240, 7340L

一、引言

近年来,在实验上和理论上对量子阱在电场下的性质进行了广泛的研究。量子阱中的电子态具有二维特性,在电场作用下其行为与体材料有很大的不同。电场所产生的效应与量子阱材料的结构有关,当外加电场的方向和强度不同时,产生的效应也会有很大的差别。在典型的多量子阱结构中(即各量子阱之间的耦合很小的情况),势垒层对电子波函数具有很强的空间限制效应,当外加电场与量子阱二维平面垂直时,电场的作用主要表现为量子受限斯塔克效应,带间跃迁的能量随电场增大而发生红移^[1]。1988年, E. E. Mendez 等^[2]报道在短周期超晶格结构(其电子态通过阱间耦合形成微带)中观察到电子态在电场作用下出现 Wannier 局域化,微带分裂成一系列斯塔克梯能级,使带间光跃迁出现许多能量间距相等的峰值。随着电场的增大,微带收缩可能导致带间光跃迁发生蓝移。这些现象不仅在物理上具有重要意义,而且对制作新型光电器件也提供了重要的启示。目前利用量子阱结构材料已研制出光电调制器,光电开关等新器件。例如自光电效应器件就是一种很有前途的光电混合型的光学双稳元件,适合于在低电压,低光强条件下工作^[3,4]。事实上,多量子阱材料在电场下的光吸收谱和光电流谱是决定器件性能和负阻效应的物理基础。以多量子阱结构为 i 区形成的 p-i-n 光电二极管中,光电流谱主要取决于多量子阱的结构参数、二极管中的电场分布及光生载流子的产生和输运特性等。外

* 北京超晶格国家重点实验室支持课题。

延层的本底掺杂和界面质量等因素也可能产生重要影响,因而改变二极管的工作性能。总的来说,对量子受限 stark 效应,以及对不同结构的多量子阱材料所形成的 p-i-n 二极管的光电流谱进行研究,是在理论上和应用上受到重视的一个课题。

我们研究了以 GaAs/AlAs 和 GaAs/GaAlAs 多量子阱结构为 i 区的 p-i-n 二极管在室温和低温下的光电流谱,所加偏压方向与结面垂直。光电流谱测量技术是研究多量子阱在电场下光吸收的一种实用方法。光电流谱能灵敏地反映在加不同负偏压时各种带间光跃迁发生变化的细节;从样品侧面进行光照激发还能提供有关偏振效应的信息。我们通过光电流谱测量指认分析了量子阱结构中出现的子带间跃迁,研究了它们在电场下的行为,并分析了当 i 区中耗尽层未扩及整个多量子阱层时光电流谱和光吸收谱的线型,从而提出了多量子阱区中电场分布的证据。

二、实验方法

在光电流谱研究中所测量的样品是典型的 p-i-n 结构。其中 i 区是 MBE 生长的 GaAs/GaAlAs 或 GaAs/AlAs 多量子阱材料。一般先在 n 型 $\langle 100 \rangle$ 取向 GaAs 衬底上外延 $0.5 \mu\text{m}$ 厚的 GaAs (n^+ 型) 缓冲层,然后是未故意掺杂的多量子阱层。多量子阱区以上是 p⁺ 的 GaAlAs 或 AlAs 层。最上方有一层很薄的 P 型 GaAs 顶盖层,对含 Al 的外延层起保护作用。在分子束外延中,所用的 n 型掺杂剂为硅, P 型掺杂剂为 Be。多量子阱结构中势阱和势垒层的厚度由生长过程中反射高能电子衍射 (RHEED) 观察并实时控制,然后通过对多量子阱样品进行 X 光双晶衍射测量,进一步确定其结构参数。

垂直于量子阱层方向的光电流测量是在 p-i-n 二极管上进行的。制备二极管的工艺过程为:先把 MBE 生长的样品衬底减薄到 $100 \mu\text{m}$ 左右,在衬底面蒸上 Au-Ge-Ni、Au 以制备电极,并于 400°C 下合金一分钟。再在 P 型表面蒸 Cr-Au,光刻出直径为 50— $100 \mu\text{m}$ 的窗口,然后解理成 $200 \mu\text{m}$ 大小的方形管芯。电极引线用压焊法固定,并用导电胶粘接以改进其低温导电性能。

在对 p-i-n 二极管进行光电流测量时,采用卤钨灯光源经单色仪 HR25 分光,入射光经斩波器斩波后照在样品上。二极管用分压的电池组加偏压,串联在一个 $1M\Omega$ 的取样电阻上。光电流在取样电阻上产生一个电压信号,经锁相放大记录下来。低温测量时,样品装在小型致冷器的低温恒温器内,温度最低达 10 K 。样品光照分正面光照和侧面光照两种,后者适合于进行偏振测量,可利用偏振片使入射光的偏振方向分别取平行和垂直 z 轴方向,经透镜聚焦后照射在二极管样品的侧面解理面上。

三、光电流分析的模型

1. p-i-n 结构中的电场分布

p-i-n 结构的二极管中,在不加偏压时,由于 P 区和 n 区内费米能级在能带中的位置存在差别,在 i 区已存在一定的内建电场。内建电场的分布与 i 区内的掺杂浓度有关,可按泊松方程求解。i 区中由光照所产生的载流子可受到电场的漂移作用而被扫出 i 区,

对光电流作出贡献。如果原来 i 区耗尽层还未扩及整个区域，则当在二极管两端施加负偏压时，耗尽层将逐渐扩展直到穿透整个 i 区为止。随着耗尽层的扩大，越来越多的光生载流子将被电场扫出 i 区，并被电极收集。

当 i 区为多量子阱层时，我们可以用以下简化模型估算 i 区的电场分布：如果耗尽层扩及整个 i 区，则由于在我们的样品中未掺杂 GaAs 和 GaAlAs 分子束外延层呈弱 P 型，我们可用单边突变结模型处理 n⁺/p⁻ 结，计算 p⁻ 区一侧的电场分布。在计算电场时，可把 i 区等效地看成是一个均匀介质，其介电常数为 Ga_{1-x}Al_xAs 固溶体 ($y = \frac{xL_b}{L_b + L_w}$) 的介电常数。如 i 区外延层中本底 P 型杂质浓度为 p⁻ (设已全部电离)，则利用泊松方程：

$$\frac{dE}{dZ} = \frac{\rho(Z)}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (1)$$

式中 $\rho(Z) = q \cdot p^-$ (耗尽层近似)，可求出 $E = \frac{q\rho^-}{\epsilon\epsilon_0} dZ$ 。利用边界条件，当外加电压为 $-V_0$ 时，得耗尽层宽度

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qp^-} (V_0 + V_D)}, \quad (2)$$

式中 V_D 为内建电压。

这里必须指出，当费米能级在 i 区内处于量子阱内第一个量子化能级下方时， $\rho = qp^-$ 成立。若费米能级接近或高于量子阱中第一个子能级时，由于子能带中能填充大量电荷，则泊松方程的 ρ 中还必须计入子带中填充的电荷密度。由于阱中二维态密度很大，

$$\left(\rho_{2D} = \frac{4\pi m^*}{h^2} = 3.3 \times 10^{13}/eV \cdot cm^2 \right),$$

其中填充电荷时将使得大量电荷分布于量子阱内，使这些量子阱区内产生很大的电场梯度和电势降落。但对于该区域之外的大多数量子阱而言，当本底掺杂浓度较低时，电场仍只有较小的梯度。

2. p-i-n 二极管中的光电流分析

在电场作用下，光生载流子可通过各种途径越过多量子阱中的势垒层而发生漂移，最终被扫出 i 区而由电极收集。多量子阱中载流子可能有多种运输机制，如热离子发射，隧穿效应等。在低温

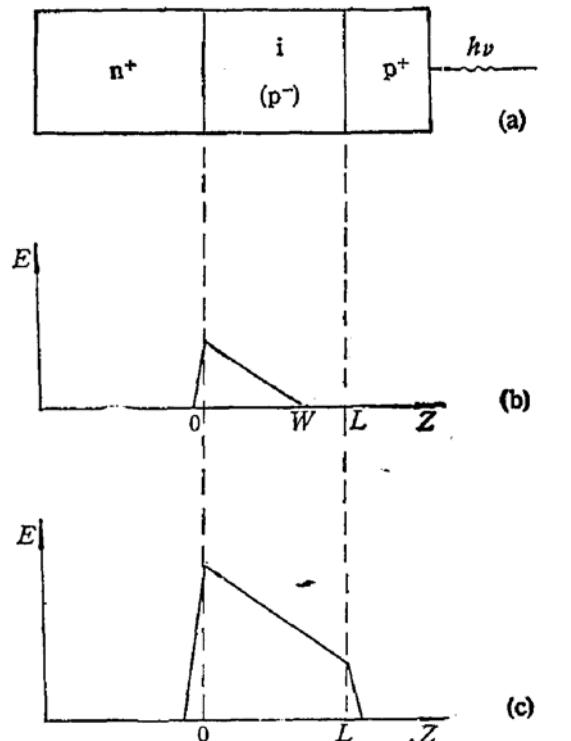


图 1 p-i-n 结构中电场分布的示意图 a) p-i-n 管与入射光示意图，其中 i 区为多量子阱层。b) 当 i 区未全部耗尽时的电场分布，图中 E 为电场强度，Z 为位置坐标，多量子阱层宽度为 L，其中耗尽区宽度为 W。c) 当 i 区全部耗尽时的电场分布

下可能以隧穿为主^[9]。据实验观察得到的结果可以假定，在电场较强的耗尽区，光吸收所产生的大部分光生载流子可被很快扫出；区而对光电流产生贡献，只有很小部分产生发光和非发光复合。量子效率接近于 1。而在耗尽层外的弱电场区，光生载流子在被扫出前绝大部分已通过发光复合或非发光复合被复合掉。在这种情况下，载流子在阱中的复合速度显然远远大于漂移流失速度。

设 p-i-n 结构如图 1 所示。p⁺ 区主要由禁带宽度较大的 GaAlAs 组成。当光子能量小于带隙的激发光从 p⁺ 区表面入射时，p⁺ 区对入射光产生的吸收很小，可以忽略不计。如 i 区内耗尽层尚未扩及整个 i 区，耗尽层内外场强相差很大，应考虑由于量子受限 stark 效应引起的差别，可设耗尽层内外的吸收系数分别为 $\alpha_2(\lambda)$ 和 $\alpha_1(\lambda)$ 。则耗尽层内光强分布为：

$$I(Z) = I_{0p} \cdot e^{-(L-W)\alpha_1} \cdot e^{-(W-Z)\alpha_2}, \quad (3)$$

式中 L 为 i 区总厚度，W 为耗尽层宽度。

i 区电子空穴对的产生率为（设每吸收一个光子产生一个电子空穴对）。

$$\frac{dI}{dZ} = G(Z) = \frac{I_{0p}}{h\nu} \alpha_2 \cdot e^{(W-L)\alpha_1} \cdot e^{(Z-W)\alpha_2}, \quad (4)$$

对光电流产生的贡献为：

$$J(\lambda) = q \cdot \eta \int_0^W G(Z) dZ = q \cdot \eta \frac{I_{0p}}{h\nu} e^{(W-L)\alpha_1} (1 - e^{-\alpha_2 W}), \quad (5)$$

式中 η 为内量子效率， $\eta \approx 1$ 。

由此可见，光电流的大小随耗尽层宽度 W 的增大而增大，当 $W = L$ 时，

$$J(\nu) = q\eta \frac{I_{0p}}{h\nu} (1 - e^{-L\alpha_2}) \quad (6)$$

达到饱和状态。当 $\alpha_2 L \ll 1$ 时， $e^{-\alpha_2 L} \approx 1 - \alpha_2 L$ ，

$$J(\lambda) = q\eta \frac{I_{0p}}{h\nu} L \cdot \alpha_2(\lambda), \quad (7)$$

此时 $J(\lambda)$ 与 $\alpha_2(\lambda)$ 成正比，光电流谱的线型与光吸收谱完全一致。

四、结果和讨论

图 2 示出多量子阱样品 133-1 在低温 20 K 下的光电流谱。该样品中 GaAs 阵层厚为 68 Å，Ga_{1-x}Al_xAs 堆层 ($X=0.65$) 为 70 Å，共 50 周期。测量时 p-i-n 二极管的外加偏压分别为 0、-2、-4、-8、-10 V。在零偏压下，该样品的光电流谱的响应曲线非常接近于典型的多量子阱吸收光谱线形，在光谱中出现带间激子跃迁的共振吸收所引起的峰值结构。同时，光电流随激发光光子能量增大而出现台阶形上升，反映了光吸收随带间跃迁的台阶形态密度上升而变化的依赖关系。在 1.95 eV 附近光电流迅速减小，这是因为入射光子能量大于 P 型 GaAlAs 顶盖层带隙时产生本征吸收，该区光生载流子对光电流不产生贡献。我们指认在 1.578 eV 和 1.599 eV 处的两个锐峰分别为 1HH 和 1LH 激子跃迁所引起的（此处 nHH 和 nLH 分别表示第 n 个电子能级到第 n 个重空

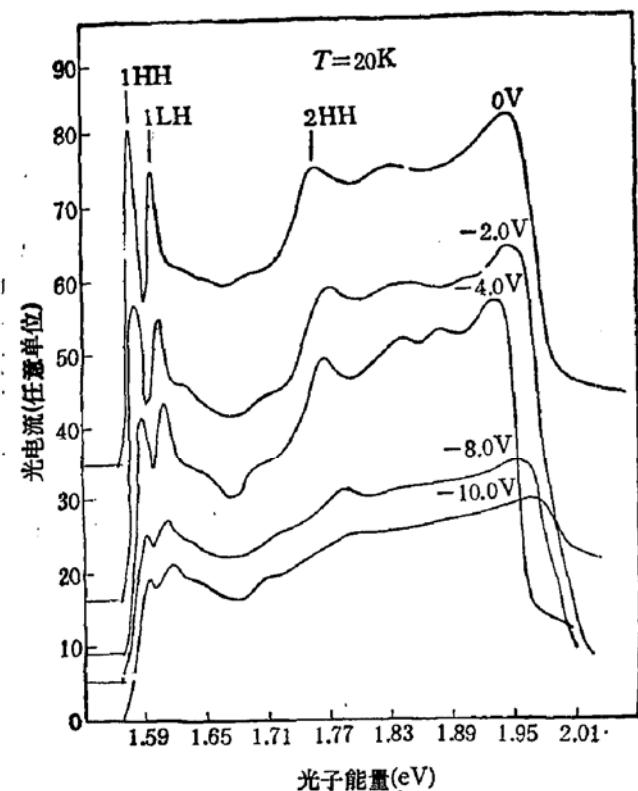


图2 样品 133-1 的低温光电流谱曲线,自上至下所加偏压分别为 0, -2, -4, -8, -10 V, 基线位置已分别作位移

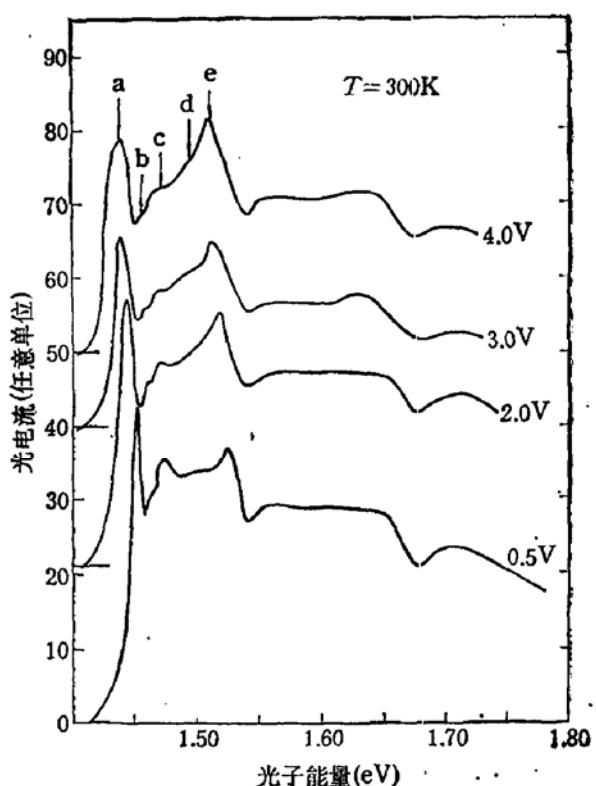


图3 样品 412 在室温下的光电流谱曲线,自下至上所加偏压分别为 -0.5, -2, -3, -4 V, 基线位置已分别位移

穴和轻空穴子能级之间的激子跃迁。)在 1.765 eV 处的峰则相当于 2HH 激子跃迁。上述指认与根据多量子阱结构参数按 Kronig-Penney 模型计算的跃迁能量值基本一致。图 2 中光电流谱随外加负偏压增大而发生明显变化, 其特点为轻重空穴激子峰峰值强度变弱(峰谷比减小)。其中, 轻空穴激子峰虽然减小, 但变化较弱, 与重空穴激子峰相比其相对强度增大, 在负偏压较高时, 其强度甚至超过重空穴激子峰强度。此外, 在 2HH 激子峰低能侧相当于禁戒跃迁的光子能量区, 光电流值增加很快。

光电流随电场的这些变化, 基本上可用多量子阱光吸收在外加电场作用下所产生的量子限制 Stark 效应加以解释^[1]。夏建白等的计算表明^[2], 当多量子阱处于电场作用下时, 电子波将不再很好地保持原来的奇偶对称性, 而将随电场增大逐渐混入另一种对称性的成份, 使得禁戒跃迁 ($\Delta n \neq 0$) 的振子强度明显增强, 而允许跃迁 ($\Delta n = 0$) 的振子强度逐渐减小。这种吸收强度的变化是在相当于禁戒跃迁的光子能量区中光电流信号增大的原因。计算还表明, 在无电场作用时, 激子跃迁的振子强度随平行于二维平面的动量分量 k_{\parallel} 变化而很快变化, 而在电场作用下, 振子强度随 k_{\parallel} 的变化趋向平缓; 同时, 由于电子波函数较多地渗透进入势垒, 激子态将只是一种准束缚态, 激子寿命减小。这些过程都将使激子吸收谱展宽。同时, 这些过程对于折合质量较大的重空穴激子峰的影响比对折合质量较小的轻空穴激子峰的影响更大, 因而在光电流谱中, 随负偏压增大, 重空穴激子峰的展宽比轻空穴激子峰的展宽更明显。按照 D. A. B. Miller 等所证明的吸收的求和法则^[3], 即电场作用下总的积分吸收面积与无电场作用时相等, 展宽较大的重空穴激

子峰的峰值强度将发生较快的衰减,这正是实验上观测到的现象。但是我们注意到,对此样品来说,我们并未观察到子带间激子跃迁能量随偏压增大而发生明显的移动。尽管一般说来,当量子阱宽度较小时,阱区电压降很小,电场引起的激子峰红移相对较小。但此处电场引起的 Stark 移动比预期的小,这可能是由于该样品中电离杂质浓度较大,多量子阱区存在不均匀电场(以及平行于二维平面分量的电场),因而使表观的 Stark 移动减小^[4]。

图 3 示出了 p-i-n 二极管样品 412 在室温下的光电流谱,外加的负偏压分别为 0.5 V, 2.0V, 3.0V 和 4.0V, 该样品的 i 区为 GaAs/AlAs 多量子阱结构,阱宽为 150 Å, 垒宽为 60 Å, 共 100 周期。室温下该二极管的光电流谱中最明显的特征是,在低能端 1.472 eV 附近有激子峰“a”,该峰的能量位置随电场增加而向低能方向发生红移。当电压从 0.5V 改变到 3.0V 时,峰值移动达 11 meV,同时峰宽逐渐增大。这种变化显然是由于量子限制的斯塔克效应引起的。在负偏压为 4.0V 时,峰宽增至 30 meV,峰值移动不明显。按 Kronig-Penney 模型计算,当取 $Q = \frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} = 0.67$ 时,该多量子阱样品的 1HH 和 1LH 跃迁的间隔为 5 meV。由于室温下激子峰“a”与其相邻峰之间间距很大,因此我们指认“a”峰应是未能分辨的轻重空穴激子峰合在一起形成的。而其相邻的高能侧峰“b”、“c”、“d”峰可能是禁戒跃迁引起的。随电场增大,“b”、“c”、“d”峰及它们所在能量区间的吸收强度与“a”峰相比有较大的增强。“e”峰则相应于 2HH 激子跃迁。上述对“a”峰的指派的正确性在低温光电流谱中可以看得更为明显。图 4 是温度为 20K 时同一样品在零偏压下的光电流谱,其中基态的激子峰向高能方向移动到 1.535 eV,并可以清楚地看到裂距为 5 meV 的重、轻空穴两激子峰的分裂。从室温到 20K 的能量移动约为 90 meV,这种移动主要是由于 GaAs 阵层和 AlAs 垒层的禁带宽度随温度降低而增大引起的^[5]。在低温下激子峰半高宽变小,这对光谱结构的指认更为有利。表 1 是用 Kronig-Penney 模型计算的量子阱的几个主要激子跃迁的能量和实验值的比较,两者符合得比较好。

表 1 零偏压下光电流谱和 PL 激发光谱中测量到的几个主要峰值的能量位置,理论值是按 Kronig-Penney 模型计算的激子跃迁能量值

峰值	1HH (eV)	1LH (eV)	2HH (eV)
光电流谱	1.535	1.543	1.611
PLE 谱	/	1.550	1.619
理论计算值	1.541	1.546	1.620

图 5 是样品 412 在侧面偏振光照射下的低温光电流谱。两条曲线分别是偏振光的电矢量平行于生长方向和垂直于生长方向 Z 的情形。由图可以看到,这两个光谱曲线的主要差别在于 1HH 和 1LH 峰的相对强度不同。当 $e \perp Z$ 时,1HH 峰很强,1LH 峰较弱。当 $e \parallel Z$ 时,1LH 峰强度相对增大,其高度与 1HH 峰高度接近。光电流谱的偏振特性主要由布里渊区中心吸收跃迁的选择规则所决定。多量子阱子带间光跃迁对偏振的依赖关系主要取决于导带和价带本征态的跃迁矩阵元。在有效质量近似成立的范围内,理

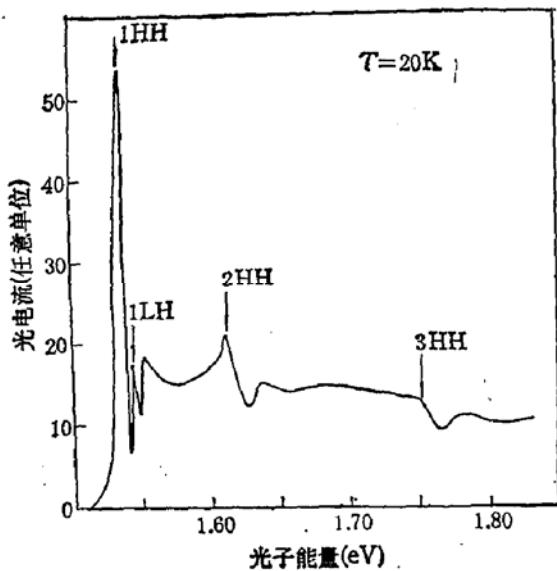


图4 样品412在20K下的光电流谱曲线,外加偏压为零

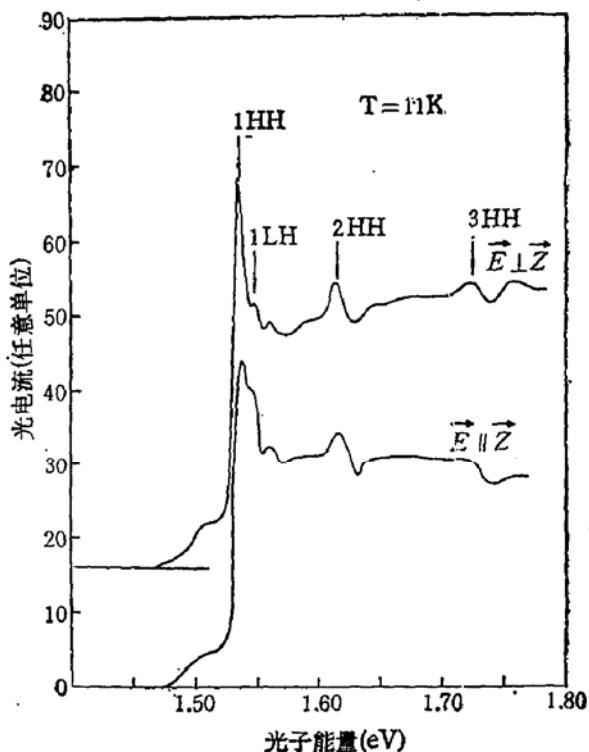


图5 样品412在20K下加侧面偏振光照时测量到的光电流谱。外加偏压为零。图中两条曲线分别相应于入射光电矢量的两种不同偏振方向

论计算预言^[8], 在 $k = 0$ 附近, 重空穴和轻空穴分别具有纯的 $\left| \frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle$ 和 $\left| \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle$ 的性质, 在 $e \parallel Z$ 时, 重空穴激子跃迁和轻空穴激子跃迁的强度分别为 0 和 1. 我们在实验上测量到的结果与理论上的预言定性上是一致的。即 $e \perp Z$ 时, 重空穴激子吸收大于轻空穴激子吸收, 因此, 当光子能量与重空穴激子跃迁能量共振时, 光电流出现很强的峰值, 峰值高度大于轻空穴激子峰高度。当 $e \parallel Z$ 时, 光电流谱中轻空穴激子峰大大增强, 几乎与重空穴激子峰相等。但重空穴激子峰并未降低至零, 这说明, 光电流谱的偏振效应是不完全的, 上述各跃迁过程并不是纯的重空穴或轻空穴跃迁。价带的空穴子带存在着明显的混合效应。这种混合效应可能是由于超晶格中电子态的一种本征性质, 即由于电子态在空间的局域化导致在动量空间的弥散, 吸收跃迁所涉及的电子态并非只集中在布里渊区中心 $k = 0$ 处, 还可能涉及 $k = 0$ 附近的能态; 也可能是由于生长参数的涨落或界面不完整性, 导致量子阱中子能级能量的扰动, 使轻、重空穴态之间的混合加强。这两种效应都能使观察到的偏振效应偏离理论预计值。

我们注意到图3和图4所示的光电流谱与典型的多量子阱的光吸收谱具有明显的差别。在这两个光电流谱中, 光电流没有随光子能量增大而出现台阶形上升。当光子能量大于 E_{2HH} 时, 光电流反而逐渐下降, 光谱响应是一种下降的台阶形曲线形状。同时, 在光电流谱中可以看到存在一些凹陷, 其能量位置分别位于带间激子跃迁能量 E_{2HH} 和 E_{3HH} 附近。它们伴随峰值一起出现, 一般出现于峰值的高能侧。 $1LH$ 基态激子跃迁峰高能侧附近也出现凹陷, 但不明显。上述现象表明, 该样品中的多量子阱层中的电场分布

是不均匀的,即在靠近光入射表面一侧可能存在着吸收很强,但对光电流不产生贡献的低电场区。也就是说,在所加偏压范围内,多量子阱区中的耗尽层未扩及整个 i 区,只存在

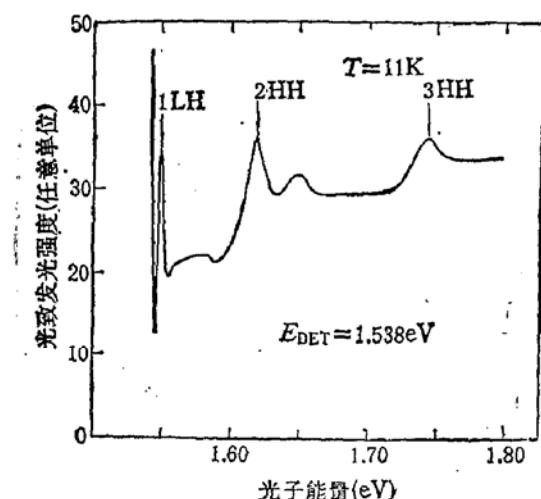


图 6 样品 412 在 11K 下的光致发光激发光谱, 探测光能量固定在 $E_{det} = 1.538\text{eV}$ 处

于靠近衬底一侧。这种情况下光电流可用(5)式表示。在耗尽层外弱电场区的吸收使人射到耗尽层区的光强减弱,使光电流表达式中出现 $e^{-(L-W)\alpha_1}$ 的因子,(其中 $\alpha_1(\lambda)$ 是弱电场区多量子阱的吸收系数),因而引起光电流信号的减小和产生凹陷式的“负”峰。该区的激子吸收峰能量比电场较强的耗尽层区的激子吸收峰能量高(两者能量的差异是激子峰在电场下的斯塔克移动),因而,在光电流谱中凹陷出现在峰值的高能侧。该区多量子阱具有台阶形上升的吸收曲线,因而使光电流谱中相应出现台阶形下降。但在 2HH 峰能量之前的禁戒跃

迁吸收区,由于在低电场条件下吸收很小,而在耗尽层区吸收较大,因而光电流谱中仍呈上升台阶的形状。另外,在图 3 的光电流谱中,随着外加负偏压的增加,光电流谱中的凹陷变浅,出现台阶形下降的趋势变小。这是由于外加负偏压增加,使弱场区变窄造成的。我们认为,图 3 和图 4 所示的光电流谱的线形为多量子阱区中的电场分布提供了明确的实验证据。为了对比起见,我们测量了样品 412 的光致发光激发光谱。激发光照射在 P 区表面上,并探测从同一面发出的光。在测量激发光谱时,探测光的能量固定在 1HH 发光峰的能量位置,而激发光的光子能量则从 1HH 峰的高能侧开始向光子能量增大的方向扫描。在测量到的激发光谱(如图 6 所示)中,我们除了观察到 1LH 峰以外,在与光电流谱凹陷的能量位置相近的能量位置处均出现峰值,其能量高于光电流谱中相应激子跃迁峰的能量(见表 1),只有 3HH 峰的能量近似与光电流谱中的凹陷能量相同,峰宽也较大。在激发光谱中未出现凹陷,同时,发光信号随激发光子能量增大而出现台阶形上升。这一结果表明,激发光谱与光电流谱存在明显的差别。我们认为,激发光谱和光电流谱一样,两者都与多量子阱中的光吸收过程紧密相关,信号的大小取决于载流子的产生过程。但在激发光谱中,电子空穴对在产生之后在原地复合,产生发光信号,因而如果漂移电场越小,则发光复合几率越大。在光电流谱中,光电流信号的大小则依赖于电场对载流子的漂移作用。正如第二节所述,在简化的模型中,当电场足够强时(如耗尽层中),光生载流子有可能全部被扫到 p-i-n 二极管两端,被电极收集,量子效率为 1;而在耗尽层外的区域,光生载流子主要靠发光复合或非发光复合途径被复合掉,对光电流几乎不产生贡献。因此,在多量子阱区未全部变成耗尽层时,实际上只有耗尽层内产生的光生载流子对光电流产生贡献;而耗尽层外产生的光生载流子则主要对发光(激发光谱)产生贡献。此两过程是一种相互竞争的过程。它们在多量子阱中产生的信号分别起源于多量子阱中耗尽区内,具有互补的关系。同时,由于两个区域电场的大小不同,其光谱响应有很大的

差别,两个区的吸收谱分别由 $\alpha_1(\lambda)$ 和 $\alpha_2(\lambda)$ 决定。由于多量子阱中激子跃迁在电场作用下向低能方向发生斯塔克移动,因此,光电流谱峰值能量比激发光谱峰值能量低也就可理解了。

对样品 412 中耗尽层扩展的深度可作一估计,样品 412 是一个多量子阱层较厚的样品,每一周期的厚度为 210 \AA ,共 100 个周期,i 区总厚度为 $2.1 \mu\text{m}$ 。分子束外延层的本底掺杂一般是弱 P 型,存在负偏压时,外延层与 n 型衬底之间形成单边 $p^- - n^+$ 结。在(2)式中设 $p^- = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$,当外加偏压加大到 10V 时,耗尽层宽度 $W = 1.6 \mu\text{m}$,尚未扩及整个多量子阱区。(若多量子阱区本底掺杂浓度更高,则耗尽层宽度还可能更窄)。我们在实验上观察到,在激发光强保持不变的情况下,样品 412 在室温下的光电流随负偏压增大而不断增大,光电流响应曲线整体上移。(当负偏压达 4 伏时,尚未达到饱和)。这与耗尽层尚未扩及整个多量子阱区的分析是一致的:由于在这种情况下,如(5)式所示,随负偏压增大,耗尽层范围逐渐扩大,光电流也逐渐扩大。

五、结 论

我们在室温和低温下对 GaAs/GaAlAs 和 GaAs/AlAs 多量子阱的光电流谱进行了测量,观察到了量子阱中的电子态在纵向电场下所发生的量子受限 Stark 效应。侧面光照的偏振光电流谱测试表明,偏振电矢量平行或垂直二维平面时,轻、重空穴激子峰相对强度发生变化,定性上与理论的预言一致。但偏振效应是不完全的,我们对此作了解释。对多量子阱层总厚度较大的样品所测量到的光电流谱与多量子阱典型的吸收谱曲线有很大差别。通过光电流谱和激发光谱比较发现:两种光谱中峰值错开,激发光谱峰相对地出现蓝移。我们认为这是由于耗尽区未扩展到整个 MQW 区造成的。耗尽区内外有不同的光谱响应(耗尽区内发生量子受限 Stark 效应,耗尽区外弱场区则没有发生);耗尽区内的光生载流子主要对光电流作贡献,对发光贡献很小;耗尽区外的光生载流子则与之相反。实验结果与上述分析一致,进一步证明耗尽区内光生载流子的复合速率远大于漂移流失的速率,与耗尽层内的情况正好相反。上述结果说明,多量子阱层中耗尽层的扩展范围对光照下产生的物理过程和量子阱光电器件的工作状态有重要影响。这些因素在选择量子阱的结构参数(包括本底掺杂浓度和总厚度等)时是必须仔细加以考虑的。

致谢: 作者感谢夏建白富有启发性的讨论,徐仲英和韩志勇先生在实验工作中的帮助。

参 考 文 献

- [1] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus, *Phys. Rev.*, **B32**, 1043(1985).
- [2] E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 2426(1988).
- [3] 吴荣汉、段海龙、曾一平、王启明、林世鸣、孔梅影、张权生、江德生、谢茂海,半导体学报 Vol.11,659(1990).
- [4] D. A. B. Miller, Josephs, Weiner, and D. S. Chemla, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-22**, 1816(1986).
- [5] 夏建白、黄昆,物理学报, Vol. 37 No. 1, P1(1988).
- [6] A. J. Mosley, D. J. Robbins, A. C. Marshall, M. Q. Kearley and J. I. Davies, *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 184(1989).

- [7] D. S. Jiang, H. Jung, and K. Ploog, *J. Appl. Phys.*, **64**(3), 1371(1988).
 [8] K. Fujiwara, N. Tsukada, and T. Nakagama, *Appl. Phys. Lett.*, **51**(21), 1717(1987).
 [9] E. Pelve, F. Beltram, C. G. Bethea, B. F. Levine, V. O. Shen, S. J. Hsieh and R. R. Abbott, *J. Appl. Phys.*, **66**, 5656(1989).

Study on photocurrent Spectra of GaAs/AlGaAs Quantum Wells in Electric Field*

Jiang Desheng, Liu Daxin, Zhang Yaohui, Duan Hailong and Wu Ronghan

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing, 100083)

Abstract

The quantum-confined Stark effect of GaAs/AlGaAs multiple quantum well (MQW) p-i-n diodes are investigated with photocurrent (PC) spectra under electric field at room and low temperatures. The polarization effect of light and heavy hole exciton peaks is observed by side-illumination measurements. The comparison of PC and photoluminescence excitation (PLE) spectra indicates that the applied electric field has large influence not only on the optical absorption, but also on the drift processes of the photo-generated carriers in MQWs. The spectral line shape of PC is analysed by a depletion model of p-/n+ junction with the consideration of the attenuation of the incident light beam due to absorption transitions. The Stark shift of PC peaks relative to PLE ones gives a clear indication to the distribution of electric field in MQW region and the validity of depletion model.

PACC: 7865, 7240, 7340L

* work supported by National Laboratory of Superlattices and Microstructures.