

光电子学与光电子产业专题系列介绍

量子阱电光调制器和光开关

朱 龙 德

(中国科学院半导体研究所,北京 100083)

讨论了半导体量子阱中量子限制 Stark 效应 (QCSE)——垂直于量子阱层面的电场下吸收边的红移现象。由于这个效应,量子阱材料吸收边附近的光学常数受电场调制,其调制率比体材料大得多。利用吸收系数的变化可以制作光强度调制器和光开关,利用折射率的变化可以制作光相位调制器和光开关。这些器件因其工作电压低、调制率高、插入损耗小、功耗小,可以和其他光器件单片集成,在光通信和光信息处理技术中有实用价值。也讨论了半导体超晶格中 Wannier-Stark 局域化效应,它引起超晶格吸收边的兰移,这一效应也可用于制作光调制器和光开关。

Abstract

The quantum confined Stark effect (QCSE) in semiconductor quantum wells, associated with the red shift of an excitonic absorption peak in an applied electric field, is discussed. The QCSE produces large variations of the absorption coefficient in an applied electric field, resulting in large changes in the optical coefficients. This effect should be usable in electro-optical devices such as light modulators, switches and phase sensitive devices.

一、半导体量子阱中量子限制 Stark 效应 (QCSE)^[1]

半导体量子阱中电子和空穴的运动受量子阱势垒的限制。当阱宽小于体材料中激子的玻尔直径(如 GaAs 中激子直径为 $\sim 300 \text{ \AA}$)时,由于电子和空穴的平均空间距离减少,电子-空穴对的库仑能量增加,激子结合能由体材料的 $\sim 2 \text{ meV}$ 增加到 $\sim 10 \text{ meV}$ 。由于这个能量已经和载流子的室温平均热能相比拟,载流子以一定的几率以激子态存在,量子阱或超晶格的室温吸收光谱和发射光谱中出现激子的共振吸收或发射峰。室温激子的存在,导致了量子阱和超晶格带边附近的特殊光学性质。尤其重要的是,在垂直于量子阱层的电场作用下吸收边附近光学特性有很大改变。对体材料,要观察到

Franz-Keldysh 效应,电场强度要大于 10^4 V/cm ;而对 100 \AA 厚的量子阱, 10^4 V/cm 的电场就能引起光学常数的很大变化。

为了测量电场引起的光吸收系数变化谱(EA),将本征多量子阱夹在 P 和 N 型高能隙材料中间构成 P-i-N 二极管,或在多量子阱表面蒸镀透明 Schottky 电极,选择腐蚀去除吸收性衬底,将单色光垂直入射样品;用锁相技术测量入射和透射光强,就能测出电场下的光吸收谱。对上述样品也可以测量一定反偏压下的光电导谱。实验表明,只要电场扩展至全部量子阱区,光生载流子的收集率是常数($\eta \sim 1$)。因此,光电导谱直接对应光吸收谱。由 95 \AA 厚的 GaAs 阱和 98 \AA 厚 $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 势垒重复 50 次构成的多量子阱样品,在垂直于层面的电场作用下光吸收谱随电场的变化如图 1^[2]所示。它有如下明显的特征: 1. 带边吸收谱由重空穴和轻空

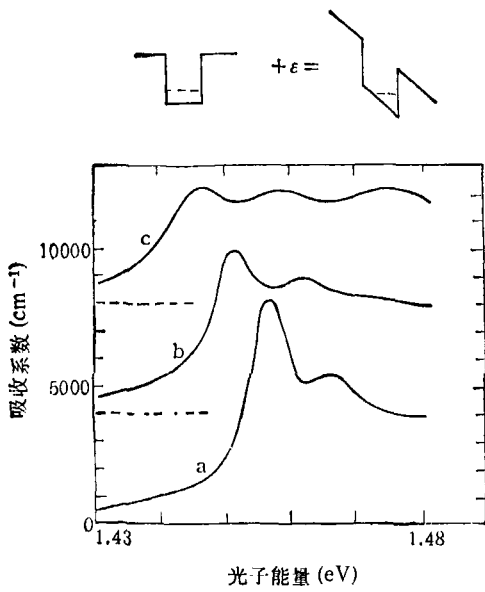


图1 50周期95Å GaAs 阱和98Å Ga_{0.88}Al_{0.12}As 势垒构成的样品在不同电场下的吸收谱
 a——1 × 10⁴V/cm; b——4.7 × 10⁴V/cm;
 c——7.3 × 10⁴V/cm (对b线和c线, 零点 上移了; 插图表示单粒子势阱随电场形变情形)

穴激子的吸收线构成; 电场强度高达 10⁵V/cm 时激子吸收线仍明显地可以分辨。而三维体材料中的激子, 由于体积大 ($d \sim 300 \text{ \AA}$)、束缚能小, 容易场电离。其场电离的临界场强仅为 $\sim 2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 。二维激子在平行于阱面的电场作用下场电离的临界场强约为 $2 \times 10^4 \text{ V/cm}$, 因为二维激子束缚能的理论值为 $4Ry$ (Ry 为里德伯常数)。在垂直于阱面的电场作用下激子更不易电离, 因为阱的势垒阻挡了电子-空穴在电场作用下的逃离。2. 由于电场作用下激子波函数的极化及激子总能量的降低, 激子吸收线红移大, 在 $10^4 \sim 10^5 \text{ V/cm}$ 的场强范围内平均红移率约达 $2 \text{ meV}/10^4 \text{ V/cm}$ 。体材料中, 室温吸收边是缓变的, Franz-Keldysh 效应只是展宽吸收边; 而在量子阱中, 由于阶梯状态密度和室温激子的存在, 吸收边是陡峭的。因此, 红移引起的吸收边附近吸收系数的变化约高达 5000 cm^{-1} 。3. 随着电场强度的增大, 吸收谱线展宽; 场强大于 10^5 V/cm 时, 不能分辨。激子谱线在零场下有背景展宽: 电子共振吸收光子形成激子, 激子与光学声子发生散射, 解离成电

子-空穴对。这是谱线的均匀展宽过程, 其谱线宽度为 Γ_p 。由于量子阱厚度的原子层量级的涨落, 在极低温度下观察到的吸收谱线的剩余展宽, 是不均匀展宽, 其谱线宽度记为 Γ_T 。两者引起的谱线在零场下的总展宽 Γ 在 Lorentz 模拟下有 $\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_T$, 而在 Gauss 模拟下, $\Gamma = (\Gamma_p^2 + \Gamma_T^2)^{1/2}$ 。总展宽 $\Gamma \approx$ 谱线宽度 ΔE , 根据测不准原理, 激子寿命 $\tau \sim \hbar/\Delta E$, 即 $\tau \sim \hbar/\Gamma$ 。高斯模拟下得到 $\tau \sim 230 \text{ fs}$, 这与 fs 技术时间分辨测量实验值 300 fs 一致。施加电场之后, 吸收谱线进一步展宽, 这是因为电场引起电子-空穴波函数的分离, 电子和空穴隧道穿透势垒而解离, 从而激子寿命降低, 谱线展宽。因相对于能级的势垒高度和三角形势垒宽度随电场变化而改变, 这个效应随电场的加大而增强, 直到二维激子的解离。另外, 多量子阱中背景杂质的不均匀会引起场的不均匀, 导致附加的谱线展宽。

电场下量子阱中激子能量的理论计算可以帮助理解量子阱的吸收谱随电场强度的变化。激子有一定的寿命, 在量子阱中, 载流子的激子态和单粒子态并存, 吸收谱线由单电子在量子能态之间的跃迁和激子跃迁叠加而成。但是, 因为激子谱线构成吸收谱中的吸收峰和吸收边, 计算激子能级随电场的变化, 就能解释吸收谱在垂直电场下的红移。

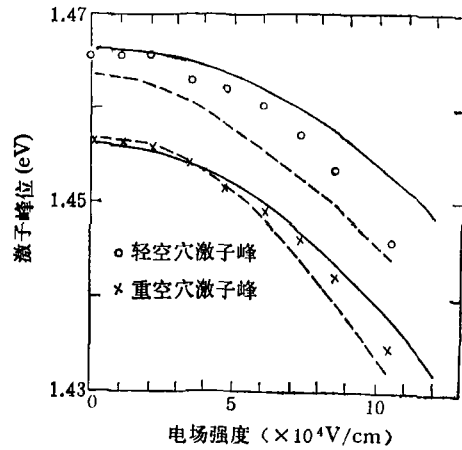


图2 激子峰位置随垂直电场强度变化的理论曲线
 实线: 导带不连续值 $\Delta E_c = 0.57 \Delta E_g$;
 虚线: $\Delta E_c = 0.85 \Delta E_g$

理论分析表明^[3],量子限制 Stark 效应是由单电子和单空穴能级在电场下的降低(红移)和激子束缚能在电场下的降低(蓝移)构成.数量上前者是主导的,后者是次要的,因此总的效果是谱线的红移.激子峰能量随电场变化的理论和实验结果如图 2 所示.

二、利用量子限制 Stark 效应的吸收型光强度调制器和光开关

由于 QCSE 效应,量子阱材料在带边附近 200 Å 波段内吸收系数有 $\sim 5000\text{cm}^{-1}$ 量级的变化,因此可以做出开关比很高的吸收型光强度调制器和光开关.这种器件的偏置电压小于 10V,工作电压 1—2V,功耗小于 $1\mu\text{W}$,已实现 100ps 的开关响应,其响应速度极限由电路的 RC 常数决定.该器件如果作激光二极管的外调制器用,就能克服注入激光器直接调制引起的较大的频率 chirping.因为该器件在材料和工艺上与其他光电子器件相容,从而可以制成单片集成电光学功能组件.由于电光系数谱对 TE 和 TM 模不同,调制特性随光波电场矢量的偏振状态也有所不同^[4],可以制作两种构形的调制器.一种是光垂直入射量子阱平面,这要求多周期的量子阱或超晶格结构,但是作用光程仍然小,开关比不很高;另一种是采用光波导结构,因其作用光程大,开关比可以很大,如 29dB^[4].但是与前者比较,光的耦合效率低,所以要采用集成光路的形式.同时,在设计上要提高光场和电场区的重合度,以提高调制效率.

在吸收介质中,复折射率可以写为

$$\hat{n} = n + ik,$$

且有

$$\kappa = \frac{\alpha\lambda}{4\pi}, \Delta\kappa = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\alpha,$$

其中 $\Delta\alpha$ 是光吸收系数的变化.折射率 n 和消光系数 κ 之间由 Kramers-Kronig 关系联系着,即 QCSE 效应引起的吸收系数的变化伴随着折射率的变化.因此,强度调制总是伴随着

物理

相位调制和相应的频率 chirping,反之亦然.为描述这个关系,引入一个参数 α ,定义为

$$\alpha = \frac{\Delta n}{\Delta\kappa}.$$

由测量的 $\Delta\alpha$ 和 Δn 得到的 100 Å GaAs 量子阱材料的 α 参数和 $\Delta\alpha$ 曲线,如图 3 所示^[5-7].可见对一定的量子阱材料,有一最佳光波长,其 α 参数 ≈ 0 ,而 $\Delta\alpha$ 最大.也就是说,在合适的光波长下可以实现没有频率 chirping 的光强度调制.

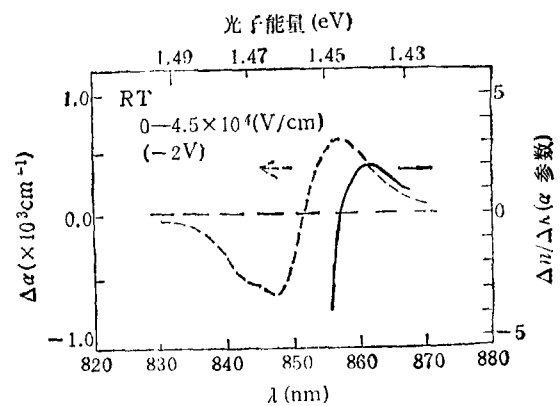


图 3 由 $\Delta\alpha$ 和 Δn 的实验数据计算的 α 参数和场致吸收系数变化 $\Delta\alpha$ 的色散曲线

量子阱调制器的另一优点是插入损耗小.因为量子阱材料的吸收边陡峭,吸收系数随波长指数下降,可以在开关电压幅度和插入损耗之间做折衷,从而降低传输损耗至几个 dB.

三、半导体量子阱中电场引起的折射率变化^[8-10]

以可调谐染料激光器作光源,把样品(垂直透光或波导结构)放入 Mach-Zender 干涉光路的一臂中,就可测量电场 E 引起的折射率和吸收系数的变化.在由两个 94 Å 的 GaAs 量子阱处于 3.7 μm 波导层内的样品上测得的结果示于图 4.考虑到光限制因子和波导层折射率的变化,每个量子阱折射率相对变化的最大值约为 1%.对于体材料, Franz-Keldish 效应使吸收边尾部扩展,因此在宽波段内出现 $\Delta\alpha$,

相应的 $\Delta\kappa \equiv \frac{\lambda\Delta\alpha}{4\pi}$ 也是较大的。与此相应,在带边波长附近, $\frac{\Delta n}{E} \sim 100 \times 10^{-12} \text{m/V}$, 因此有 $\frac{\Delta n}{\Delta\kappa} \sim 1$ 。对于量子阱材料,由于 QCSE 效应,当光波长离零场激子峰几个激子线宽时, $\Delta n > 0$, 而且仍然较大;而吸收系数随波长指数下降(见图 4)。例如, 95 \AA 、50 周期的多量子阱在 $1.5 \mu\text{m}$ 厚的 i 区内,当器件长度为 $150 \mu\text{m}$,光波长偏离激子 66meV 时,传输损耗只有 4.5dB ,而且此时 $\Delta\alpha$ 也小,有 $\frac{\Delta n}{\Delta\kappa} \approx 10$ 。所以,可以实现相位调制,而伴随的强度调制很小。

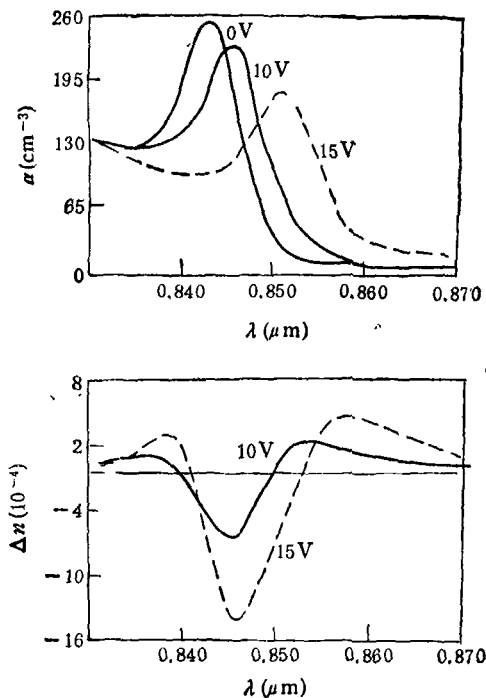


图 4 两个 94 \AA 量子阱在 $1.0 \mu\text{m}$ 厚的 i 区中的波导样品上测得的 $0, 10, 15 \text{V}$ 偏压下的 TM 吸收谱 $\alpha(\lambda)$ 和相应的场致折射率变化谱

50 周期 95 \AA GaAs 阱样品,在比基态激子峰低 $20\text{--}70 \text{meV}$ 的透明波段内,折射率的改变随波长 λ 变化如图 5 所示。可见,折射率的改变反比于波长偏移:

$$\Delta n \propto \frac{1}{h\nu - h\nu_{0x}}$$

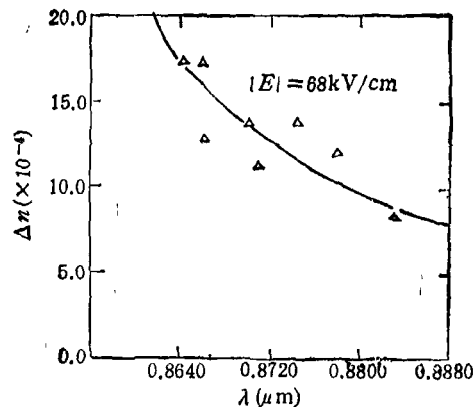


图 5 50 周期 95 \AA GaAs 量子阱波导样品上 TM 偏振场致折射率变化 Δn 的长波长区色散曲线

透明区中折射率改变随电场强度的变化如图 6 所示,满足条件:

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n_0^2(rE + sE^2).$$

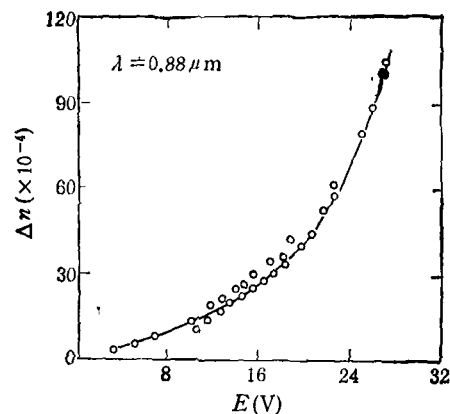


图 6 50 周期 95 \AA GaAs 量子阱波导样品上,入射光子能量低于激子峰 66meV 时 TM 偏振场致折射率变化随垂直电场的变化

($\lambda = 0.88 \mu\text{m}$; 电压加在 $1.55 \mu\text{m}$ 厚的 i 区)

对上述样品,线性系数 $r = 7.34 \times 10^{-10} \text{cm/V}$,平方变化系数 $s = -1.87 \times 10^{-14} \text{cm}^2/\text{V}^2$ 。但是对体材料, $s \leq 10^{-16} \text{cm}^2/\text{V}^2$,即平方效应比量子阱材料小得多。在线性电光效应上量子阱和 GaAs, InP, InGaAs, InGaAsP 是比拟的,对前者, $r \sim 10 \times 10^{-12} \text{m/V}$ 量级,而对后者 $\frac{\Delta n}{E} \approx \frac{1}{2} n^2 r_{41} \approx 30 \times 10^{-12} \text{m/V}$ 。但是,量子阱材料中 Δn 对电场有很强的平方关系,

即 s 大, 因此当 $E > 10\text{V}/\mu\text{m}$ 时, 在透明区可以得到 $\Delta n/E \sim 100 \times 10^{-12}\text{m}/\text{V}$ 量级, 如表 1 所示。一般来说, 量子阱材料在透明区 $\Delta n/E$ 比线性电光效应大 10 倍, 而在靠近激子吸收边

处这个比值可达 100 倍。依据上述数据, 在透明区, 在大的 DC 偏置下用小信号调相位, 已得到 $520^\circ/\text{V} \cdot \text{mm}$ 的相位移率^[11], 这比最好的双异质结体材料器件大一个数量级。

表 1 量子阱电光效应

材 料	$r_{\text{TE}}(10^{-14}\text{cm}^2/\text{V}^2)$	$\Delta n/E(\text{pm}/\text{V})$	$\lambda(\mu\text{m})$	$h\nu - h\nu_{\text{ex}}(\text{meV})$	$E(\text{V}/\mu\text{m})$
GaAs/AlGaAs	1.27	371	0.88	55	9.5
InGaAs/InP	2.30	500	1.68	32	9.0
InGaAsP/InP	15.4	806	1.3	43	13.0
InGaAsP/InP	6.14	730	1.54	44	10.7

也可以用电反射方法 (ER) 测量量子阱中电场引起的折射率变化^[5-7]。在量子阱材料上蒸镀 200\AA Au 膜做透明的 Schottky 电极, 单色光近垂直入射此表面, 用光电倍增管接受电调制的反射光, 也即测量反射率的相对变化 $\Delta R/R$ 。这就构成一种量子阱空间光调制器。可以证明

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{n^2 - 1}{4n} \frac{\Delta R}{R}$$

因此, 由反射率的测量可以得到折射率的相对变化谱 $\frac{\Delta n}{n}(\lambda)$ 。图 7 示出用 ER 和 EA 法测量的吸收系数和折射率变化谱的相对关系。可以从理论上计算这个关系, 即由量子跃迁计算吸收系数, 再由 K-K 关系计算折射率的色散曲

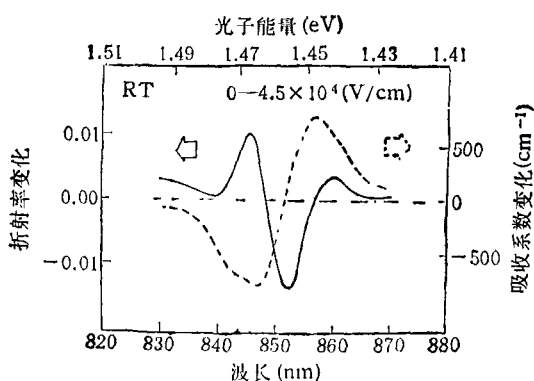


图 7 室温下 ER 和 EA 法测得的量子阱材料场致折射率变化色散曲线和场致吸收系数变化色散曲线的关系

线^[5,12,13]。此外, 波导结构多量子阱样品的折射率变化谱对偏振的依赖性大。这是由于 TE 模是由重空穴激子贡献为主, 轻空穴激子也参与贡献, 而 TM 模则仅是由轻空穴激子贡献, 这两种激子的电光行为是不同的^[14]。

四、量子阱相位调制器和利用折射率变化的光开关

在带边附近电场引起的折射率的大的改变可以用来制作相位调制器。人们所关心的主要问题是, 相位移率要大, 插入损耗要小, 伴随的强度调制要小。前面的分析和测量表明, 这些要求是可以实现的。由二个 94\AA GaAs 阱构成的波导型调制器相位移率做到了 $26^\circ/\text{V} \cdot \text{mm}$ ^[8]。GaAs/GaAlAs 量子阱调制器的插入损耗也做到了小于 $1\text{dB}/\text{cm}$ ^[15]。由 60 周期 30\AA InGaAs 和 230\AA InP 势垒层构成的脊形波导 P-i-N 调制器在 $1.52\mu\text{m}$ 波长相移率做到 $12^\circ/\text{V} \cdot \text{mm}$, 半波电压为 1.5V , 传输损耗大约为 $1.5-2.5\text{dB}/\text{cm}$, α 参数 $= \frac{\Delta n}{\Delta \kappa} \sim 40$ ^[16]。

在 $1.5\mu\text{m}$ 波段工作的相位调制器, 如用 InGaAs 做量子阱, 为使工作波长偏离吸收边, 其量子阱宽度应为 $\sim 30\text{\AA}$ 。这时阱宽涨落引起的谱线的不均匀展宽大, Stark 红移也小。采用 InGaAsP 作量子阱材料, 则可以调节阱宽和组分来达到所要工作波长, 且 QCSE 效应保持很大, 这是

因为阱宽仍可以较大($\sim 100 \text{ \AA}$),而且阱深可以降低。另外发现,四元材料比起 InGaAs 在相同阱宽下场致红移更大^[16]。由 10 周期 85 \AA 阱, $1.57 \mu\text{m}$ 组分 InGaAsP 和 85 \AA InP 势垒构成的多量子阱,在垂直入射条件下离激子峰低 44 meV 处 $\Delta n/E(1.55 \mu\text{m}) = 730 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, 它比 Franz-Keldish 效应的 $\Delta n/E = 185 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 大四倍^[16]。

对于分立的量子阱相位调制器,光的输入输出耦合效率低。因此,单片集成功能器件的研制是实用化的必经之路。Koren 等人把 InGaAs/InGaAsP DFB 量子阱激光器和相位调制器单片集成,其中 4 周期 80 \AA InGaAs 量子阱发射 $1.52 \mu\text{m}$ 激光,4 周期 60 \AA 量子阱作为相位调制器放入激光器腔内,用掺 Fe-InP 做埋层。调制器和激光器之间腐蚀沟槽,隔离电阻为 $\sim 1 \text{ k}\Omega$ 。相位调制器可以用来做 DFB 激光器的单纵模控制和调频。在几个 GHz 范围内其 FM/IM 比值为 $15-35$ ^[17]。

电场引起的折射率的改变也可以用来做光开关。一种是脊形波导定向耦合器开关,即在耦合长度只有 $450 \mu\text{m}$ 的短器件上,加 20 V 电压实现了 85% 的光开关,这是因为量子阱平方电光系数比体材料大 13 倍之故^[18];另一种是交叉形波导全反射型开关,交叉部位电极上加电压导致折射率的降低,引起输入光的全反射^[19]。

五、半导体超晶格的 Wannier-Stark 局域化和超晶格电光调制器^[20]

半导体超晶格是由共振隧道效应耦合起来的一系列量子阱。在超晶格中每个量子阱的分立能级通过共振隧道耦合扩展成宽度为 Δ_c 和 Δ_v 的导带和价带的子带,从而超晶格的带隙 E_g^{SL} 比分立量子阱能隙 E_g^{QW} 降低 $\frac{1}{2}(\Delta_c + \Delta_v)$ 。

超晶格上加垂直于阱面的电场 F , 相邻量子阱的能级错开 eFd , 其中 d 为周期,共振条件被破坏,隧道几率急剧降低,这意味着超晶格的本征波函数趋于在几个相邻量子阱范围内局域化。

这时超晶格子带特征的光谱变成均匀相隔的 Stark 阶梯。这就是从前的 Wannier-Stark 局域化概念在新的超晶格上的表现^[21]。超晶格中改变材料组分和势垒宽度就能改变子带宽度 Δ , 这个宽度一般有几十 meV , 超晶格周期为几十 \AA , 因此局域化高场极限为 $F \approx \frac{\Delta_e(v)}{ed}$, 约为几十 kV/cm 。实验上测量超晶格的吸收谱的原理是,当电场强度从零增加到几万 V/cm 时,吸收边从 $\eta = \frac{eFd}{\Delta_c + \Delta_v} = 0$ 时带隙为 E_g^{SL} 的子带特征曲线,转变成当 $\eta = 1$ 时 E_g^{QW} 处的阶跃函数形,同时吸收边能量蓝移 $\frac{1}{2}(\Delta_c + \Delta_v)$ 。在这个过程中吸收边除了有能量为 E_g^{QW} 的主阶梯外,还出现能量为 $E_g^{\text{QW}} + PeFd$ ($P = \pm 1, \pm 2, \dots$) 的小阶梯伴随。这种实空间中的异位电子-空穴复合跃迁,当电场强度增大时,由于局域化增强而急剧降低。图 8 表示这个变化的示意图。另外电场引起的局域化把激子的束缚能 E_b 从零场时的近似三维里德伯

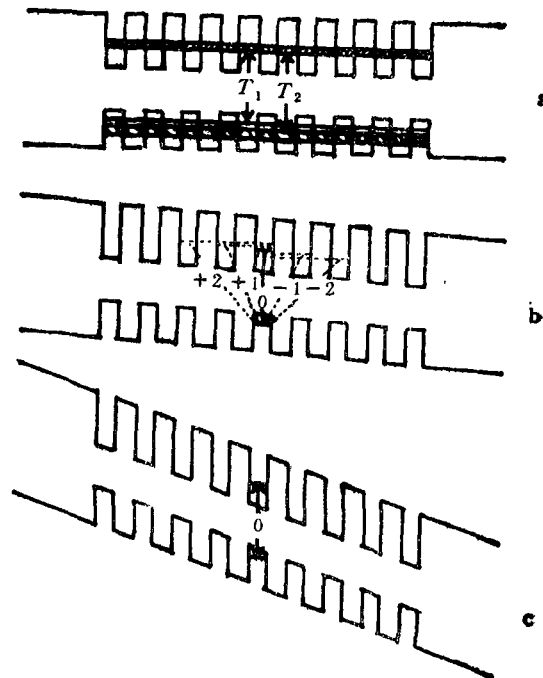


图 8 $\text{GaAs/Ga}_{0.45}\text{Al}_{0.55}\text{As}$ 超晶格在零场(a)、中等电场(b)和高场(c)下的导带和价带能态分布和允许的各种跃迁

值(如 2.5meV)增强到高场时单量子阱中的束缚能(如 50 Å 阱的 8meV)。实验上观察到的吸收边的蓝移是 $\frac{1}{2}(\Delta_c + \Delta_v) - (E_b^{QW} - E_b^{SL})$ 。

利用超晶格的 Wannier-Stark 局域化效应, Bigan 等人已做出驱动电压只有 0.8V 的 1.55 波段波导型调制器,其消光比为 20dB,损耗为 3dB^[22]。

- [1] D. A. B. Miller et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2173.
 [2] D. A. B. Miller et al., *Phys. Rev. B*, **32**(1985), 1043.
 [3] G. Bastard et al., *Phys. Rev. B*, **28**(1983), 3241.
 [4] 朱龙德等, *半导体学报*, **11-3**(1990), 202.
 [5] Y. Kan et al., *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-23**(1987), 2167.

- [6] M. Yamanishi and I. Suemune, *Japan. J. Appl. Phys.*, **23**(1984), L35.
 [7] H. Nagai et al., *Japan. J. Appl. Phys.*, **25**(1986), L640
 [8] J. E. Jucker et al., *Appl. Phys. Lett.*, **52**(1988), 945.
 [9] J. E. Jucker, *SPIE*, **994**(1988), 142.
 [10] J. E. Jucker et al., *Appl. Phys. Lett.*, **54**(1989), 10.
 [11] A. Von Lehmen et al., *Phys. Rev. B*, **35**(1987), 6479.
 [12] H. Yamamoto et al., *Electron. Lett.*, **21**(1985), 579.
 [13] H. C. Casey and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Part A, New York, Academic, (1978), 146.
 [14] J. Shimizu et al., *Appl. Phys. Lett.*, **53**(1988), 86.
 [15] R. J. Deri et al., *Appl. Phys. Lett.*, **53**(1988), 1803.
 [16] U. Koren et al., *Appl. Phys. Lett.*, **50**(1987), 368.
 [17] U. Koren et al., *Appl. Phys. Lett.*, **53**(1988), 2132.
 [18] J. E. Jucker et al., *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 2280.
 [19] K. G. Ravikumar et al., *Electron. Lett.*, **24**(1988), 415.
 [20] J. Bleuse et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988) 220.
 [21] G. H. Wannier, *Rev. Mod. Phys.*, **34**(1962), 645.
 [22] E. Bigan et al., *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990), 327.

稳定的转换效率

——非晶硅太阳能电池的新课题

李长健 高卫东 徐温元

(南开大学电子系,天津 300071)

从 1976 年开始,非晶硅太阳能电池有了惊人飞速的发展,但是至今它的严重的光致衰退一直妨碍着它的实际应用。本文首先回顾了非晶硅太阳能电池的发展历史,提出了妨碍非晶硅电池发展的关键问题——稳定效率问题,介绍了提高稳定效率的措施,同时介绍了 CuInSe₂/CdS 太阳能电池等新型电池。

一、非晶硅太阳能电池的发展简史

1976 年,美国的 Carlson 和 Wronski 报道了第一个非晶硅太阳能电池的问世^[1]。短短 15 年,非晶硅太阳能电池飞速发展,世界各大国都投入相当多的人力和物力进行研究,使非晶硅太阳能电池不只在各实验室中有广泛的研究,而且很快达到商品化,成为光伏工业中一支重要的生力军。

1980 年,日本三洋公司首先研制出串联集成型非晶硅太阳能电池并用于手表和小型计算器上,使非晶硅太阳能电池在民用产品方面跨出了一大步,也使非晶硅太阳能电池的工业产量大幅

度增长。图 1 给出 1983 到 1988 年世界非晶硅太阳能电池产量占世界上单晶、多晶和非晶硅太阳能电池总产量的比例^[2]。在 1983 年非晶硅太阳能电池产量占世界电池产量的 14.3%,到 1987 年就增加到 37.4%。到 1988 年这个比例又跃增到 53%。可见其发展之快。

与此同时,非晶硅太阳能电池的光电转换效率也逐年增加。1988 年,小面积单结非晶硅太阳能电池的效率已达 12%,而叠层电池的效率高达 15.6%,如图 2 所示^[2]。我国非晶硅太阳能电池的研究经过“六五”和“七五”攻关,其技术水

1) Yukinori Kuwano, Progress of Amorphous Silicon Solar Cells 4th PVSEC, (1989).