

## 半导体微结构物理效应及其应用讲座

# 第 2 讲 量子阱、超晶格物理 及其在光电子领域中的应用\*

夏 建 白<sup>†</sup>

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

**摘 要** 文章介绍了半导体量子阱、超晶格的基本物理,以及它在光电子领域中的应用,包括量子阱、量子线、量子点、激光器、光调制器、自电光效应器件、量子点器件等。

**关键词** 量子阱,超晶格,量子点,光调制器,激光器

## The physics of quantum wells and superlattices and their applications in opto-electronics

XIA Jian-Bai<sup>†</sup>

(Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

**Abstract** The basic physics of semiconductor quantum wells and superlattices and their applications in opto-electronics are reviewed. Topics covered include quantum wells, quantum wires, quantum dots, lasers, modulators, self-electro-optic-effect devices, and quantum dot devices.

**Key words** quantum well, superlattice, quantum dot, modulator, laser

### 1 量子阱和超晶格

自从量子阱、超晶格得到广泛的研究和应用以后,人们开始努力发展一些新的技术,制造能将载流子限制在一个方向(量子线)或者零个方向(量子点)的异质结构。Arakawa 等<sup>[1]</sup>于 1986 年在理论上预言,如果相邻量子线或者量子点之间没有强的耦合,则由它们制造的激光器在阈值电流、调制动力学和谱线特性等方面将优于量子阱激光器。Sakaki<sup>[2]</sup>于 1987 年预言,在量子线中,由于维度限制大大减小了弹性散射概率,就能得到非常高的电子迁移率,因此能用于制作高速电子器件。

作为技术应用的量子异质结构必须满足下列 4 个条件(1)横向尺寸必须在 10nm 以下,这样才有

量子限制效应产生(2)尺寸分布要均匀,使得由尺寸不均匀产生的光谱线非均匀加宽达到最小。这个要求对量子点最为重要,也最难达到(3)两种材料的界面必须整齐、无缺陷,否则将产生大量无辐射的复合中心(4)在结构和化学上是稳定的。

#### 1.1 量子阱和超晶格

两种材料的晶格常数相近,失配度不超过 1%,则由这两种材料组成的超晶格称为匹配超晶格。最常见的匹配超晶格是 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As,当 Al 组分  $x < 0.4$  时,晶格失配度仅为 0.08%。另一种是 InAs/GaSb 超晶格,它的晶格失配度为 0.6%。它是第 II

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号:G2001CB309500),国家自然科学基金(批准号:90301007)资助项目

2003-11-03 收到初稿 2004-04-21 修回

<sup>†</sup> E-mail: xiajb@red.semi.ac.cn

类超晶格,电子和空穴分别限制在 InAs 和 GaSb 中.第三种是多元混晶超晶格,如  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$ , Ga 的组分  $x$  和 As 的组分  $y$  可分别调节,以满足晶格匹配条件和改变导带、价带的相对位置.

自然界中两种晶格常数相近的材料是很少的.实验上发现,利用分子束外延也能生长晶格不匹配的量子阱或超晶格.这时其中一种材料就产生应变.如果这个材料层的厚度超过了一个临界层厚度,则应变产生的能量就会被释放出来,产生位错线.应变将影响超晶格的电子态,可被用来改善激光器的性能.

## 1.2 自组织生长量子点

利用分子束外延(MBE)或者金属有机物化学气相淀积(MOCVD)在一种材料上生长与衬底材料有很大晶格失配的另一种材料.在长了一层很薄的“湿润”层后,由于很大的应变能,接着将生长三维岛(量子点).这种生长模式称为 Stranski-Krastanov 模式.生成的岛中可能有失配的位错,也可能没有.没有位错的岛称为相干岛(coherent islands).

在 GaAs(001)上生长的 InAs 岛(晶格失配 7%)具有截顶的金字塔的形状<sup>[3]</sup>,并且有以下特点(1)尺寸足够小,具有量子限制性质.它的基座直径小于 30nm,高度为 5nm(2)基座直径的分散度为  $\pm 10\%$ ,基座高度的分散度为  $\pm 20\%$ (3)岛的每一个侧面具有确定的取向(4)无位错,也就是相干的,适合于光学应用.

单个 InAs 量子点的荧光谱线是非常窄的( $\ll kT$ )<sup>[4]</sup>,并且具有好的温度特性.这与理论上预言的量子点具有一系列分立能级和大的振子强度是一致的.但是对大量的( $10^6-10^7$ )量子点集合,由于大小和组分的不均匀性,使得荧光峰具有大的非均匀线宽( $\gg kT$ ).因此,提高量子点尺寸的均匀性是量子点生长的关键.

实验上发现,当用分子束外延生长多层 InAs 岛时,如果 GaAs 隔离层的厚度不超过 36 分子层(ML),三维岛在垂直方向上有很整齐的安排<sup>[5]</sup>.当 GaAs 层的厚度超过 36ML 时,这种相关性就消失.这是由于在量子点的正上方,应力弛豫最大,应变能也最大,有利于第二层上量子点的形成.

InAs 量子点在同一平面内的分布一般是无序的.如果在 GaAs 衬底上产生一些规则的图形,则将生成 InAs 岛的规则点阵排列.例如将 GaAs 生长表面取为低指数面,实验发现,InAs 三维岛只生长在 V 族原子为端点的小晶面区域<sup>[6]</sup>.

## 1.3 自组织生长量子线

在 GaAs(001)衬底上用化学的方法刻蚀出一排排沿[011]方向的 V 形凹槽,在这种波纹形的衬底上再用 MOCVD 方法生长 GaAs/AlGaAs 量子阱<sup>[7]</sup>.由于沿不同晶面生长速率不同,在凹槽底部上方的 GaAs 量子阱的截面变成了新月状,中间宽,两头窄,于是形成了一条条与槽平行的量子线.

## 2 量子阱的光增益和量子阱激光器

一个 GaAs/AlGaAs 双异质结激光器的示意图如图 1 所示,上、下层分别是 p-AlGaAs 和 n-AlGaAs 层,用于注入电子和空穴,同时用来约束电子和光场.中间是 GaAs 有源区,电子和空穴在其中复合产生激光.两边是解理面镀膜的半透明反射镜,组成 Fabry-Perot 共振腔.它的长度为  $L$ ,典型的为 300 $\mu\text{m}$ .



图 1 双异质结激光器的示意图

假设反射镜的反射率为  $R$ ,如果一束强度为  $I_0$  的光沿平行方向通过有源区,它有光增益因子  $g$  和损失(吸收)因子  $\alpha$ ,则在经过 2 个反射镜反射以后回到原处的光强度为

$$I = I_0 R^2 \exp[2(g - \alpha)L] \quad (1)$$

令  $I = I_0$ , 则得到

$$g = \alpha + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (2)$$

这表明,要达到激光工作,有源区介质的增益必须等于它的损失加两端激光输出的损耗.

以上公式仅仅是光完全在有源区中传播的理想情形,没有考虑到光场在垂直方向上的分布.实际上光场除了在有源区内,还有部分衍射分布在上、下两 AlGaAs 层中.由于只有在有源区中光才能放大,因此要求有源区中光的比例越大越好.为此定义光的限制因子为

$$\Gamma = \frac{\int_{-a/2}^{a/2} |E|^2 dz}{\int_{-\infty}^{\infty} |E|^2 dz} \quad (3)$$

其中  $a$  是有源区的厚度.这就要求两边包复层的折

射率比有源区的小,并且两者相差越大, $\Gamma$ 就越大,在有源区中形成光波导.这就是为什么异质结激光器优于同质结激光器的原因之一.

对一个量子阱激光器,增益与阈值电流的关系为

$$g = b_0 J_0 \ln(J/J_0), \quad (4)$$

其中  $b_0$  是增益-电流系数,  $J_0$  是使增益等于损失,也就是介质变成“透明”时的注入电流.结合(2)式和(4)式,考虑到光的限制因子,就得到阈值电流

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left[\frac{\alpha + (1/L)\ln(1/R)}{\Gamma b_0 J_0}\right], \quad (5)$$

其中  $\eta_i$  是有源介质的内量子效率( ~9% ).在 InP 和 GaAs 基的商品激光器中,  $\alpha \leq 5 \text{ cm}^{-1}$ . 由(5)式可见,阈值电流随腔长  $L$  和光限制因子  $\Gamma$  的增加以及  $\alpha$  的减小而减小.取  $b_0 = 0.5 \text{ cm/A}$ ,  $J_0 = 450 \text{ A/cm}^2$ , 得到  $J_{th}$  约为 600—700  $\text{A/cm}^2$ .

要降低阈值电流  $J_{th}$ , 最关键的是降低  $J_0$ , 也就是介质达到“透明”(  $g = \alpha$  )所需的注入电流.图2中虚线分别是体材料( a )图 ]和量子阱( b )图 ]的态密度,体材料的态密度与  $\sqrt{E}$  成正比,而量子阱的态密度是常数,呈台阶状.  $n_1, n_2, n_3$  是逐渐增加的注入载流子密度.由图2可见,随着注入密度的增加,介质的增益也逐渐增加,但量子阱由于它的陡直的态密度,增加得比体材料快.因此较小的注入密度(例如  $n_2$  )就能达到透明所需的增益  $g_{th}$ .

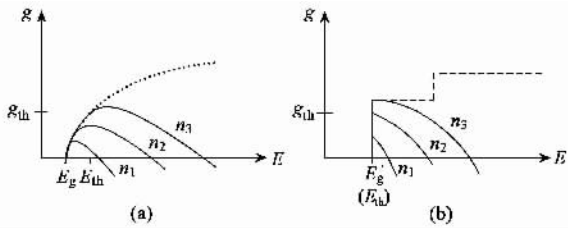


图2 体材料( a )图 ]和量子阱( b )图 ]的增益与注入载流子密度  $n_i$  (  $i = 1, 2, 3$  )的关系(  $g_{th}$  是临界增益,虚线是态密度 )

要使介质的增益  $g$  大于零,必要条件就是导带中的电子数超过价带中的电子数,达到粒子数反转.也就是要求

$$E_{Fc} - E_{Fv} > E'_g, \quad (6)$$

其中  $E_{Fc}, E_{Fv}$  分别是导带和价带的准费米能级,  $E'_g$  是有效带隙.一般的半导体,如 GaAs, 导带的有效质量总是远小于价带的有效质量.对量子阱,它的态密度

$$n(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 w}, \quad (7)$$

其中  $m^*$  是有效质量,  $w$  是量子阱的阱宽.所以导带子带的态密度远小于价带子带的态密度.当增加注入载流子密度时,导带的准费米能级  $E_{Fc}$  增加得比价带的  $E_{Fv}$  快得多,使得粒子数反转的效果变差.最理想的情形应该是两者的有效质量相近,即  $m_c^* \approx m_v^*$ , 使得  $E_{Fc}$  和  $E_{Fv}$  同时达到带边,实现粒子数反转.

利用应变超晶格就能达到这一目的.如果量子阱材料在平面内受到压缩应变,则它的重空穴带和轻空穴带就会分离,重空穴带上升,轻空穴带下降,使得两者之间的耦合减小,成为独立的带.量子阱中重空穴子带 HH1 在限制方向(  $z$  )的有效质量大,而在平面(  $x-y$  )内的有效质量小,接近于电子的有效质量.由(7)式可知,这时重空穴子带的态密度也变小了.实验证明,采用压缩应变超晶格制造的激光器性能得到显著提高.

除了改进激光器的有源介质以外,在激光器的结构上也有许多改进,以提高它的性能.例如,代替介质上下两边一种包复材料(见图1),采用两种  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  材料(  $x = 0.5$  和  $x = 1$  ),对电子和光场分别限制的异质结构( SCH )或者折射率渐变的(  $x$  由 0 至 0.5, 以及由 0.5 至 1 )分别限制异质结构( GRINSCH ),以分别改进对电子和光场的限制.

以上讨论的都是平面激光器结构,光沿着有源区的平面传播和发射.在有些情形下,如系统的光互连,要求有高度平行的光输出,因此需要有垂直于有源区平面发射的激光器.图3是一种垂直腔面发射激光器( VCSEL )的示意图.它由上下部的分布布拉格反射器( DBR )以及中间的腔和有源区组成. DBR 由折射率大和小的两种材料交替排列组成,例如 GaAs(  $n = 3.5$  )和 AlAs(  $n = 2.9$  ),每一层的厚度等于  $1/4$  波长.对于由 16 个周期组成的 DBR,它在中心波长 980nm 附近有 100nm 宽的全反射带.如果腔为 1 个波长厚,则腔模的间距约为 100nm,因此 DBR 除了对 980nm 的基模反射外,对高阶模将不反射.因此 VCSEL 将是一个单纵向模的激光器,它在一个宽的温度范围内产生一个非常稳定的波长输出.当增益谱随温度位移时,它将不在模之间跳动.

与平面激光器相比, VCSEL 具有下列优点 ( 1 ) 在解理之前就能测试激光器的性能 ( 2 ) VCSEL 的直径可以做得很小,便于制成高密度的二维阵列; ( 3 ) VCSEL 的截面可以做成圆的,便于光纤耦合和自由空间通信. VCSEL 的缺点是大的串联电阻,容易导致发热.

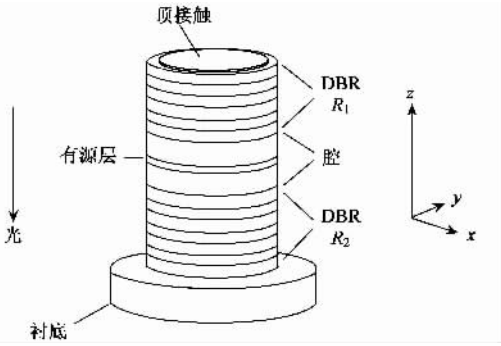


图3 垂直腔面发射激光器示意图

### 3 量子阱的激子效应及光开关、调制器的应用

在光的作用下,当电子由价带激发到导带时,在价带中留下一个带正电的空穴.导带中的电子与价带中的空穴由于库仑相互作用形成一个束缚态——激子.形成激子所需的能量称为激子的结合能.在体材料中,激子类似于氢原子中的质子和电子,激子的结合能

$$E_{ex} = \frac{\mu}{\epsilon_0^2} R, \quad (8)$$

其中  $R = 13.6\text{eV}$  是里德伯常数,  $\epsilon_0$  是半导体的介电常数,  $\mu$  是电子和空穴的折合质量,

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}, \quad (9)$$

式中  $m_e^*$ ,  $m_h^*$  分别是电子和空穴的有效质量.代入 GaAs 的值,得到  $E_{ex} = 5\text{meV}$  左右.激子的轨道半径为有效玻尔半径,

$$a_{ex} = \frac{\epsilon_0}{\mu} a_B \approx 10\text{nm}, \quad (10)$$

其中  $a_B$  是玻尔半径.在体材料中,由于激子的结合能很小,它很容易被晶格振动或无规静电场所离解,所以实验上不容易被观察到.

量子阱中的电子和空穴可以近似地看作在量子阱的平面内运动.如果我们忽略量子阱的宽度,则可看作是一个二维激子.可以证明,二维激子的结合能是三维激子的4倍,实际量子阱中激子的结合能要稍小一些,但仍比三维激子的要大得多,它与量子阱的宽度、势垒高度有关.

由于量子阱中激子结合能较大,就容易观察到激子的吸收峰.它通常有重空穴激子和轻空穴激子2个峰,峰的能量比吸收边的能量小.实验发现当激

发光的功率逐渐增加时,激子峰逐渐变平,最后消失<sup>[8]</sup>.这种现象称为激子吸收饱和,这时的光激发功率约为  $800\text{Wcm}^{-2}$ .这是由于大功率光激发时量子阱中的激子密度越来越大.假定量子阱中每一个激子占据的面积为  $\pi a_{ex}^2$ ,则如果激子密度  $n_{ex}$  超过了  $(\pi a_{ex}^2)^{-1}$  时,激子之间就会有相互作用,使激子离解,产生吸收饱和.一个  $10\text{nm}$  宽的量子阱在重空穴激子峰的吸收系数为  $10^6\text{m}^{-1}$ ,因此它吸收 10% 的光.在达到饱和时,

$$n_{ex} \approx (P/\hbar\omega)0.01\tau_{ex} \geq (\pi a_{ex}^2)^{-1}, \quad (11)$$

代入 GaAs 的值,  $\hbar\omega = 1.5\text{eV}$ , 激子寿命  $\tau_{ex} = 10^{-8}\text{s}$ ,  $a_{ex} = 10\text{nm}$ , 得到  $P = 765\text{Wcm}^{-2}$ , 与实验结果  $800\text{Wcm}^{-2}$  相符.

由吸收系数的变化  $\Delta\alpha(\hbar\omega)$ , 并利用 Kramers-Kronig 关系就可算出折射率的变化,

$$\Delta n(\hbar\omega) = \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega')d\omega'}{\omega'(\omega - \omega')}, \quad (12)$$

利用折射率的变化可以制造光开关、调制器.

另一种比较容易实现折射率变化的方法是外加垂直电场.在外加垂直电场下,量子阱的底部(导带和价带边)发生倾斜,但是由于电子和空穴都限制在量子阱中,各子带对应的电子和空穴波函数的变化不大,因此仍能观察到很强的激子吸收峰.但是由于在电场下能级的位置会下降,因此吸收峰会发生一定的位移.这种效应称为量子限制 Stark 效应.

由于量子阱激子吸收峰能量随电场有较大的变化,因此在电场下吸收峰能量附近的吸收系数和折射率将会有较大的变化,产生光学非线性.图4是  $9.5\text{nm}$  宽的量子阱在垂直电场  $6.4 \times 10^4\text{Vcm}^{-1}$  下吸收系数和折射率的改变  $\Delta n$ <sup>[9]</sup>.由图4可见,在吸收峰附近,折射率的相对变化可达到 4%.

利用这种光学非线性,可设计光调制器,例如一个 p-i-n 结构量子阱的波导方向耦合开关<sup>[10]</sup>,其中间是不掺杂的 InGaAs/InP 量子阱(i区),上下两边分别是 n 型和 p 型的 InP 结的上面是定向耦合器开关.当 p-n 电极上不加电场时,光可以通过两个相邻波导之间的能量耦合从一个波导的输入端输入,而从另一个波导的输出端输出.如果加一个电场,则在它下面量子阱的折射率发生变化,破坏了两个臂之间的相匹配条件,使得光从输入波导的输出端输出.因此通过在电极上加一电场,就能完成光的开关作用.

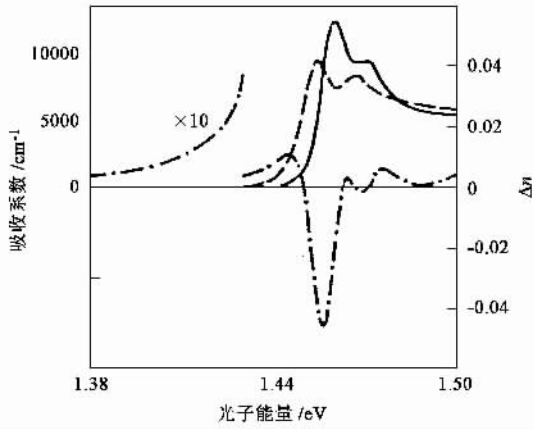


图4 9.5nm 宽 GaAs 量子阱在垂直电场下吸收系数和折射率的变化(实线和虚线分别是在 0 和  $6.4 \times 10^4 \text{ Vcm}^{-1}$  电场下的吸收系数,点-虚线是计算的折射率的变化)

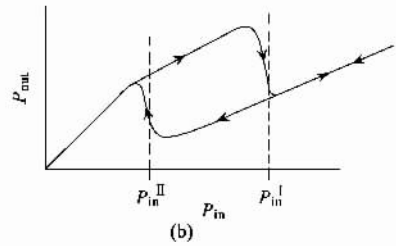
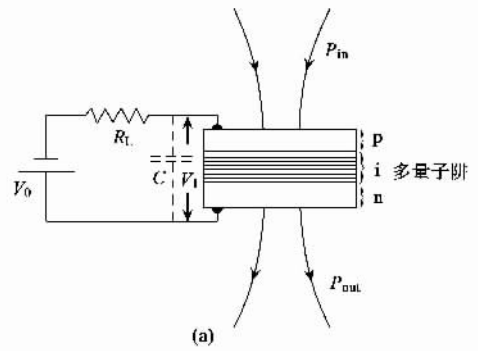


图5 (a)SEED 器件示意图 (b)SEED 器件的光输入输出特性

### 4 量子阱双稳态光开关器件

GaAs/AlGaAs 量子阱在电场下的激子吸收效应又导致了另一类非线性光学器件——自电光效应器件( SEED )<sup>[11]</sup>的出现,其基本结构如图 5( a )所示. 量子阱是在一个 p-i-n 二极管的 i 区,二极管串联在一个反向偏压的回路中,回路中还串联一个  $1\text{M}\Omega$  的电阻. 由于光电流响应率随外加偏压的变化是非线性的,对应于某一入射光功率  $P_{in}$ ,可能有两种不同的状态. 取输入光的能量为电场为零时重空穴激子吸收峰对应的能量  $E_0$ (见图 4 中的实线),第一种状态是量子阱中的电场小,吸收大,因此光电流大,在回路中,串联电阻  $R_L$  上的压降大,二极管上的电压  $V_j = V_0 - I_L R_L$  就小,这种状态称为 I 状态. 第二种状态是量子阱中的电场大,激子吸收曲线如图 4 中的虚线所示,对能量为  $E_0$  的输入光,吸收系数变小,因此光电流小,在  $R_L$  上的压降小,这种状态称为 II 状态.

以上说的是在一定的光输入功率  $P_{in}$  下两种可能的稳定态. 输出功率  $P_{out}$  随  $P_{in}$  变化的动态特性如图 5( b )所示,当  $P_{in}$  由 0 逐渐增加时,SEED 最初处于 II 状态  $P_{out}$  大. 一直到  $P_{in}$  增加到  $P_{in}^I$ ,  $P_{out}$  突然下降,SEED 转变为 I 状态. 当  $P_{in}$  继续增大时,  $P_{out}$  增加,SEED 保持在 I 状态. 如果  $P_{in}$  减小,则  $P_{out}$  单调地减小,而不沿原路回去. 一直到  $P_{in}$  减小到  $P_{in}^{II}$ ,  $P_{out}$  突然增加,SEED 回复到 II 状态. 从图 5( b )可以看到类似于磁滞回线那样的曲线,这就是光学双稳现象. 利用这种特性,可制造光开关器件. 开关时间

由串联电阻  $R_L$  和电容  $C$  的时间常数决定. 对一个  $100\mu\text{m}$  直径的器件,开关时间为  $20\text{ns}$ ,开关的能量密度为  $50\text{pJcm}^{-2}$ .

将 SEED 用传统的光刻技术做成阵列,并将开关功率设计成与现有的二极管激光器光源相匹配,已经制成了光子计算机的原型. 目前虽然开关速度限制在  $\text{MHz}$  范围,但它的有效计算功率已经比传统的电子计算机降低了几个数量级. 它的主要问题是与传统的大规模集成电路工艺不相容,例如,要对一个阵列中大量(  $> 10^6$  )的单个 SEED 器件作电连接是一个技术上的难题.

### 5 量子点器件及展望

理论上预言,由于量子点在三维方向上受到限制,因此量子点器件将比量子阱器件有更大的优越性<sup>[1]</sup>. 但是目前由于制备工艺的限制,量子点尺寸的均匀性仍是量子点器件应用的一个瓶颈. 下面主要介绍用 S - K 方法自组织生长的量子点器件方面所取得的一些进展.

#### 5.1 量子点红外探测器

量子阱中导带子能级之间的能量间距为  $100\text{meV}$  左右,相当于中红外波段  $12.4\mu\text{m}$  范围. 红外线的大气窗口为  $3\text{--}5\mu\text{m}$  和  $8\text{--}12\mu\text{m}$ ,因此利用量子阱导带子带之间的跃迁,可设计制造红外探测

器。量子阱红外探测器和传统的 HgCdTe 探测器相比,具有大面积均匀和与现有的 GaAs 光电子工艺兼容等优点。它的缺点是红外光不能正入射,也就是不能从量子阱平面的垂直方向入射,这给探测器制作带来一定困难。导带和子带之间的跃迁振子强度为

$$f_{ij} = | \langle \psi_j | \hat{\epsilon} \mathbf{p} | \psi_i \rangle |^2 = \frac{2m_0 E_{ij}}{\hbar^2} | \mu_{ij} |^2 ,$$

$$\mu_{ij} = \langle \psi_j(z) | z | \psi_i(z) \rangle \hat{\epsilon} \cdot \hat{z} , \quad (13)$$

其中  $\psi_i, \psi_j$  是子能级的包络函数,  $\hat{\epsilon}$  是光的偏振方向单位矢量。由上式可见,只有偏振沿  $z$  方向(量子阱平面的垂直方向)的红外光才能引起子能级之间的跃迁。而正入射光的偏振方向只可能在  $x-y$  平面内,因此通常的量子阱红外探测器都要在量子阱的侧面磨一斜角,以使光能从斜方向入射。

而量子点红外探测器就不受这一限制,因为在量子点中电子在所有方向上都受到限制,因此解除了(13)式给出的选择定则的限制。实验上已经观察到量子点对正入射红外光的有效吸收<sup>[12]</sup>。结构是由 3 层 InAs 量子点和一个 InGaAs 单量子阱组成,量子阱是用作导电电子的通道,以增加光电流。这种结构称为侧向光电流结构。观察到的光效应是大的,光电流峰对应的波长是  $6.5 \mu\text{m}$ ,在  $T = 30\text{K}$  时,光电流峰值达到  $2.5\text{A/W}$ 。它随着温度增加而减小,这表明电子的寿命或迁移率减小。

### 5.2 量子点光存储器件

在半导体中利用电荷分离来达到信息存储的目的,这一思想早就有了,其中最典型的器件是光电二极管和 CCD 探测器,它们都是利用电场使得电子和空穴分离。但是利用这种方法入射光子的信息(如相位、能量、数目等)在存储过程中都不可逆地丧失了,无法读出。目前除了对量子计算机特别重要的相位还无法存储以外,其他一些信息已经能够通过量子点来存储和读出了。因为量子点具有分立的量子能级,它能保证在吸收-存储-发射-读出循环过程中能量和光子数守恒。

第一个利用量子点完成光读出实验的是 Lundsstrom 等<sup>[13]</sup>。在 InAs 量子点中,由光子产生的激子在外加偏压下分解成电子和空穴对,分别存储在 InAs 量子点和相邻的 GaAs 量子阱中应力感应的势能极小处。读出过程是加一个反向偏压,将空穴从 GaAs 量子阱中赶回到 InAs 量子点中,与电子复合,产生一个光子,由光子探测器记录。实验发现,电荷存储时间高达  $10\text{s}$ ,比激子的寿命  $5\text{ns}$  长得多。

图 6 是一个用电信号读出的量子点光存储器件的结构能带图<sup>[14]</sup>,左边是 GaAs/In<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As 调制掺杂杂质结构(产生二维电子气),右边是 InAs 量子点,其余部分是由 GaAs/AlAs 超晶格和 Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As 组成的势垒层。图 6(a)是写的过程,在零偏置电压下,近红外光在 InAs 量子点中产生了电子-空穴对,空穴通过隧穿离开了量子点。图 6(b)是存储过程,由于量子点中只留下了电子,引起了二维电子气层中的电子耗尽,使得电阻改变,通过电信号完成记录过程。图 6(c)是擦去过程,加一个恢复脉冲电压  $V_{\text{pn}}$ ,使得空穴漂移回量子点,与电子复合发射一个光子。因此将存储的电子“擦去”,系统恢复原状。实验发现,在  $T = 145\text{K}$  下,电子存储时间可高达  $100\text{s}$ 。

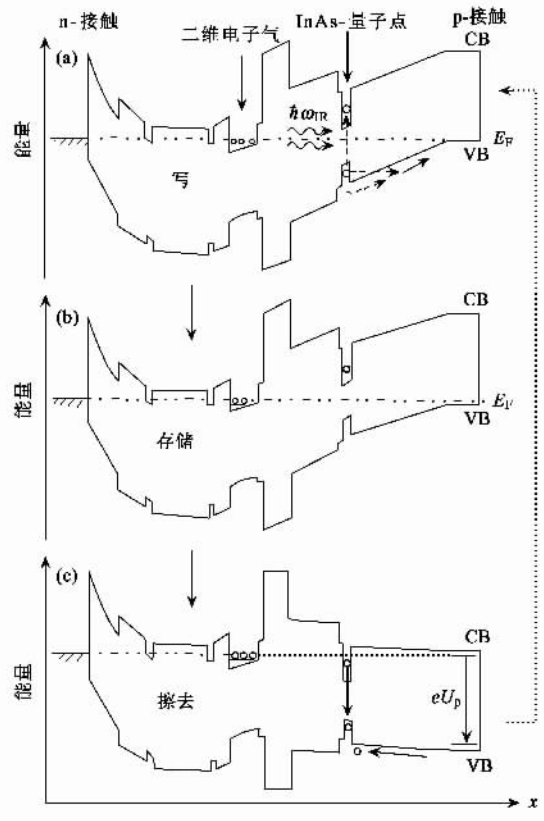


图 6 电读出的量子点光存储器的能带示意图[(a)(b)(c)分别是写、存储和擦去过程]

### 5.3 单量子点光电二极管

单量子点光电二极管是一个 GaAs 的 p-i-Schottky 结二极管<sup>[15]</sup>,在 i-GaAs 区中有一层 InGaAs 量子点。在作为 Schottky 结的一面有一个开窗口的掩模,窗口孔径为  $150$  至  $500\text{nm}$ 。只有窗口下面的量子点用来测量光电流(PC)和荧光谱(PL)。测量的 PC 峰和 PL 峰能量与外加电场之间的关系如图 7 所示。在低电场下,量子点中光激发的电子和空穴复合,产

生荧光. 在高电场下, 电子和空穴分别隧穿出量子点, 产生光电流. 其工作原理示于图 7 的插图中. 由图可见, PL 峰和 PC 峰的能量曲线能衔接起来, 并且随着电场增加而减小. 这是由量子限制 Stark 效应引起的.

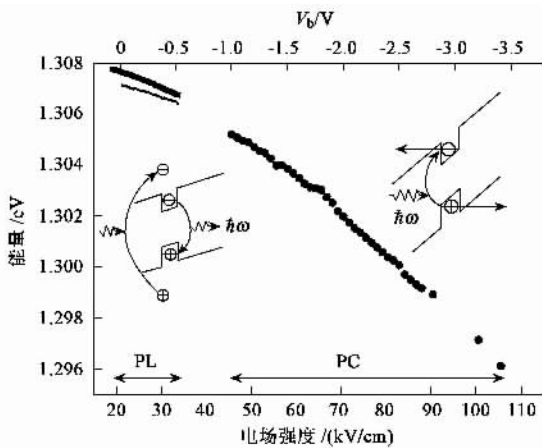


图 7 量子点探测器的 PL 和 PC 峰能量与外加电场的关系(插图是 PL 和 PC 过程的示意图)

与一般的光电探测器相比, 量子点光探测器提供了电场调节的可测量不同波长光的功能. 同时量子点光探测器的吸收面积是非常小的, 具有最高的空间分辨率.

量子点光探测器更有意义的应用在于它可以制作单电子源或单光子源. 量子点光探测器的工作原理是这样的: 当光在单量子点中激发出一对电子和空穴以后(见图 7 的插图), 它们在量子点中, 不论是复合还是隧穿, 都有一定的寿命(大约几十至几百 ps 的范围). 在这段时间内, 由于量子点中已经有电子和空穴, 它们之间的库仑相互作用使得光不可能再激发出第二对电子和空穴. 如果用一个锁模激光器产生的 ps 脉冲在量子点中产生电子空穴对, 并且脉冲的重复时间大于它们的寿命, 则在高电场下, 在电路中将产生单电子流, 光电流  $I = f \times e \times f$  是重复频率. 同样在低电场下将产生单光子流.

#### 5.4 量子点激光器

由于量子点尺寸的不均匀性, 至今量子点激光器的性能没有达到理论预期的目标. 量子点激光器的结构类似于量子阱激光器(见图 1), 只不过用 3 个 InGaAs 量子点层代替了其中的量子阱作为有源区<sup>[16]</sup>. 此外它是一种分别限制的异质结构(SCH), 电子限制在量子点中, 光场限制在 GaAs 层中. 实验测量的平均单层的阈值电流随着量子点层数的增加以及腔长的增加而减小. 在 600 $\mu\text{m}$  和 900 $\mu\text{m}$  长的、

由三层量子点和高反射镜面组成的激光器中, 阈值电流密度已低于  $1\text{kA}/\text{cm}^2$ , 达到室温下连续工作.

阈值电流的温度关系是激光器的一个重要指标, 它可以表示为

$$I_{\text{th}} = I_{\text{th0}} \exp(T/T_0), \quad (14)$$

其中  $T_0$  称为特征温度.  $T_0$  应该越高越好, 表示激光器在高温下不受影响. 如果  $T_0$  低, 则阈值电流将随温度升高而呈指数增加. 图 8 是 900 $\mu\text{m}$  长量子点激光器的阈值电流与温度的关系, A 型是高反射镜面, B 型是解理面. 对 A 型激光器: 在 60—110K 范围,  $T_0 = 477\text{K}$ ; 在 110—200K 范围,  $T_0 = 323\text{K}$ ; 当  $T > 200\text{K}$  时,  $T_0 = 81\text{K}$ ; 在室温下,  $T_0 = 48\text{K}$ , 性能迅速变坏. B 型激光器比 A 型激光器的阈值电流大, 相应的  $T_0$  小.

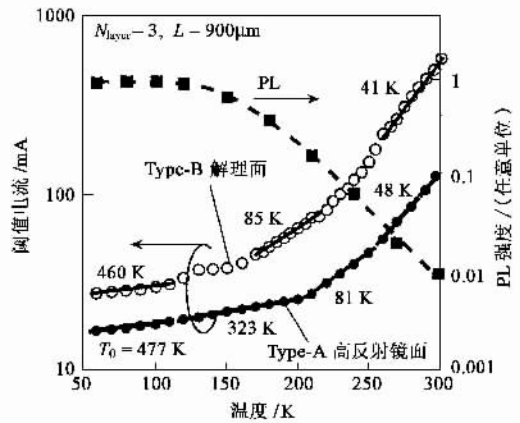


图 8 900 $\mu\text{m}$  长量子点激光器的阈值电流与温度的关系

阈值电流与荧光强度 PL 密切相关, 所以图 8 上还画出了 PL 强度与温度的关系. 随着温度增加, PL 强度减小, 这是由于量子点中无辐射复合率增加, 同时造成了阈值电流成比例地增加.

目前将 InAs 量子点层之间的 GaAs 隔离层厚度减小, 制成密排的量子点激光器, 甚至柱状的量子点激光器, 得到了比较好的性能. 量子点激光器的另一个发展方向是制造 1.3—1.7 $\mu\text{m}$  的长波长激光器和量子点垂直腔面发射激光器(VCSEL)<sup>[17]</sup>. 量子点 VCSEL 由 10 层 InGaAs 量子点组成有源层, 激光波长 960nm. 室温下连续工作, 器件孔径为 25 $\mu\text{m}$   $\times$  25 $\mu\text{m}$ , 阈值电流为 32mA. 归一至一层量子点的阈值电流密度为  $512\text{A}/\text{cm}^2$ .

30 多年前, 量子阱、超晶格的提出和发展引起了固态器件技术的一次革命. 现代的光电子和微电子工业要求器件极小化、低功耗、高频率, 使人们越来越清楚地感到下一代的固态器件将利用更低维的

