

# 电场下量子阱的子能带和光跃迁

夏 建 白      黄 昆

(中国科学院半导体研究所)

1987 年 1 月 14 日收到

## 提      要

在稳定态的假设下,将超晶格的有效质量理论推广到有电场的情形.在隧道穿透比较小的情况下,得到了与隧道共振方法一致的结果.系统地计算了电场下宽量子阱中量子态子能级、波函数和光学矩阵元.发现量子阱中第二激发态的粒子密度偏移和能量位移与基态相反.在电场下,子能带基本形状不变,二重简并解除.随着电场增大, $\Delta n = 0$  跃迁选择定则将被  $\Delta n = \pm 1$  代替,这种转变发生在中等大小的电场下.

## 一、引      言

近年来,在实验和理论上对量子阱在电场下的性质进行了广泛的研究,在这基础上,提出了一些应用器件. Mendez 等人首先研究了电场对 GaAs 量子阱光致荧光的效应<sup>[1]</sup>,他们发现在一个窄量子阱上(宽度  $30 \text{ \AA}$ )加一个中等大小的电场  $10-50 \text{ kV/cm}$ ,就能很灵敏地减小或者甚至完全熄灭 GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As 多量子阱的发光.接着, Bastard 等人在理论上用变分法计算了电场下一个量子阱的子能级和跃迁矩阵元<sup>[2]</sup>.他们用电子和空穴在电场下向相反方向移动,用波函数的重叠积分减小而引起光跃迁的减小来说明电场引起的发光强度减小.但是计算结果表明,当电场为  $50 \text{ kV/cm}$  时,对于宽度为  $30 \text{ \AA}$  的量子阱,发光强度仅减小  $\sim 3\%$ ,不能解释实验.实际上,电场产生的附加势使得量子阱的一侧势垒变成了一三角势垒(见图 1),量子阱中的电子或者空穴可以隧道穿透这一势垒.因此严格说来,这时量子阱中不存在稳定态,而只存在准稳态,它们具有一定的寿命(由隧道穿透几率决定).在窄宽度的量子阱中,由于能级较高,相对来说,三角势垒的宽度和高度较小,因此量子阱中电子态或空穴态寿命较短,造成了发光强度的熄灭.但另一方面,如果量子阱的宽度较大(大于  $100 \text{ \AA}$ ),这时量子阱中最低的电子态和空穴态的寿命较长,近似地可以看作稳定态. Miller Chemla 等人对于宽度为  $100 \text{ \AA}$  左右的量子阱做了室温下电场对光吸收效应的实验<sup>[3,4]</sup>.他们发现,在电场下,三维激子和在量子阱中的二维激子的行为有很大的不同.三维激子在很小的电场下 ( $1 \times 10^4 \text{ V/cm}$ ) 就被电离,而二维激子在电场高达  $8 \times 10^4 \text{ V/cm}$  时仍可分辨.原因是很明显的.对三维激子,势垒是由电场势和激子库仑势形成的,它比量子阱的势垒小得多,因此很容易电离.而对二维激子,虽然电场能引起电子和空穴在阱中位移,但是它们仍被约束在阱中而不易被电离. Miller 等

人称这种现象为量子约束效应<sup>[4]</sup>。他们从理论上计算了无穷势垒和有限势垒的量子阱中量子能级和激子束缚能随电场的变化,得到了与实验符合的激子峰的位置。他们用隧道共振的方法确定了有限势垒量子阱中量子态的半宽度  $\Delta E$ ,发现当阱宽为  $95 \text{ \AA}$ ,电场高达  $10 \times 10^4 \text{ V/cm}$  时,  $\Delta E$  仍是很小的 ( $\leq 0.1 \text{ meV}$ ),也就是寿命 ( $\sim \hbar/\Delta E$ ) 是较长的,证实了量子约束效应。在以上实验和理论研究的基础上,目前已提出了一些非线性的光学器件,例如:利用 GaAs/AlGaAs 多量子阱中电场光吸收效应的光调制器<sup>[5]</sup>和开关<sup>[6]</sup>等。

虽然 Bastard<sup>[2]</sup> 和 Miller<sup>[4]</sup> 等人在理论上计算了电场下量子阱中的量子态,并得到了在一定程度上与实验符合的结果,但是他们的理论都忽略了价带中重、轻空穴的混合,而对重、轻空穴分别计算它们的能级。因此他们的理论只适用于  $k_{\parallel} = 0$  的情形。而事实上,如果电场垂直于界面,  $k_{\parallel}$  仍是一个好量子数。为了计算电场下激子峰(或吸收峰)的宽度,除了考虑隧道穿透引起的线宽外,还必须考虑在  $k_{\parallel}$  方向子带色散引起的线宽。另一方面,他们都只计算了量子阱中最低量子态的能级,而忽略了第二、第三量子能级。正如我们以下将证明的,当电场增大时,  $\Delta n = 0$  的量子跃迁将逐渐地被  $\Delta n = \pm 1$  的量子跃迁所代替,因此第二、第三量子能级将变得逐渐重要。

最近,黄昆等人提出了一个超晶格的有效质量理论<sup>[7]</sup>,利用有限个价带基态平面波展开的方法,直接计算超晶格中价带的子能带和跃迁矩阵元。这方法得到的结果和用赝势计算<sup>[8]</sup>得到的结果是完全一致的,同时还可避免以往的有效质量理论<sup>[9]</sup>中所采用的边界条件,变分法处理等所带来的复杂性。本文将在稳定态近似的假设下,将这一理论推广到有电场的情形,系统地计算电场下量子阱中价带、导带子能带和光跃迁矩阵元随电场的变化规律。

## 二、计算方法

假设超晶格的价带波函数为<sup>[7]</sup>

$$\psi_v = e^{ik_{\parallel} \cdot r_{\parallel} + ik_z z} \sum_{m,i} a_{mj} e^{imKz} |k_{\parallel}, k + mK, j\rangle \cdot \frac{1}{\sqrt{L}}, \quad (1)$$

其中  $k_{\parallel}$  为平行于界面方向的波矢,  $k$  为垂直于界面方向的波矢,  $L$  为超晶格的周期,  $K = 2\pi/L$ 。因此

$$-\frac{K}{2} < k < \frac{K}{2}. \quad (2)$$

$|k_{\parallel}, k + mK, j\rangle$  是在势阱材料中,波矢为  $(k_{\parallel}, k + mK)$  的价带态波函数 ( $j = 1, 2, 3, 4$ )。根据有效质量理论,我们取价带边波函数基矢为

$$\begin{aligned} \varphi_{\frac{1}{2}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (x + iy)\uparrow, \quad \varphi_{\frac{3}{2}} = \frac{i}{\sqrt{6}} [(x + iy)\downarrow - 2z\uparrow], \\ \varphi_{-\frac{1}{2}} &= \frac{1}{\sqrt{6}} [(x - iy)\uparrow + 2z\downarrow], \quad \varphi_{-\frac{3}{2}} = \frac{i}{\sqrt{2}} (x - iy)\downarrow, \end{aligned} \quad (3)$$

则  $|k_{\parallel}, k + mK, j\rangle$  可以表示为

$$\begin{aligned}
|k_x, k_y, 1\rangle &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} ACS\Delta_1 \\ -BC\Delta_2 \\ -ADS\Delta_3 \\ BD\Delta_4 \end{pmatrix}, \\
|k_x, k_y, 2\rangle &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} BD\Delta_1 \\ ADS\Delta_2 \\ -BC\Delta_3 \\ -ACS\Delta_4 \end{pmatrix}, \\
|k_x, k_y, 3\rangle &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} BCS\Delta_1 \\ AC\Delta_2 \\ BDS\Delta_3 \\ AD\Delta_4 \end{pmatrix}, \\
|k_x, k_y, 4\rangle &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} AD\Delta_1 \\ -BDS\Delta_2 \\ AC\Delta_3 \\ -BCS\Delta_4 \end{pmatrix}.
\end{aligned} \quad (4)$$

其中每一函数的四个分量为四个基函数(3)式的展开系数,  $A, B, C, D$  为  $k_x, k_y$  和  $k_z$  的函数, 定义见文献[7].  $S = \text{sign}(k_z)$ ,  $\Delta_i$  为位相因子.

$$\Delta_i = (e^{\frac{i}{2}(q+r)} e^{\frac{i}{2}(-q+r)} e^{\frac{i}{2}(q-r)} e^{\frac{i}{2}(-q-r)}), \quad (5)$$

$q, r$  为复函数  $Q, R$  的位相角

$$\begin{aligned}
Q &= -ik_x - k_y, \\
R &= r_2(k_x^2 - k_y^2) - i2r_3 k_x k_y.
\end{aligned} \quad (6)$$

当  $k_{||} = 0$  时,  $i = 1, 2$  态对应于重空穴,  $i = 3, 4$  态对应于轻空穴. 当  $k_{||} \neq 0$  时, 轻、重空穴态互相混合.

电场下, 超晶格的微扰势为

$$V(z) = V_0(z) \pm eFz, \quad (7)$$

其中  $V_0(z)$  为零场下超晶格的微扰势, 它是由势垒材料产生的(见图 1).

$$V_0(z) = \begin{cases} 0 & -\frac{W}{2} < z < \frac{W}{2}, \\ V_1 & -\frac{L}{2} < z < -\frac{W}{2} \text{ 和 } \frac{W}{2} < z < \frac{L}{2}. \end{cases} \quad (8)$$

$F$  为电场强度,  $\pm e$  分别代表空穴和电子电荷. 严格说来, 超晶格加电场的问题是无意义的, 因为超晶格是无限周期排列的, 因此电场势将趋于无穷大. 这里我们假定电场势是一个周期函数, 在一个周期内如(7)式第二项的形式. 这虽然在实际上是不能实现的, 但只要势垒的宽度和高度足够大, 粒子在势阱之间的穿透非常小, 也就是每

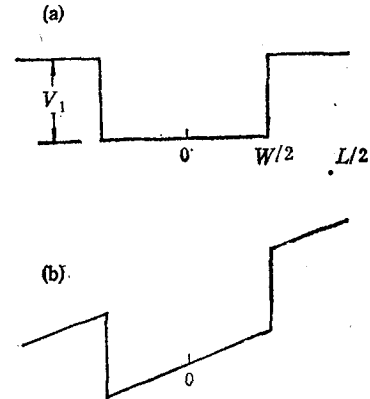


图 1 超晶格的微扰势 (a)  $F=0$ ; (b)  $F \neq 0$

个量子阱是独立的,并且量子阱中的态可看作是稳定态。在这条件满足的情况下,我们可以用计算超晶格的方法来计算单个量子阱在电场下的量子态和跃迁矩阵元。这是本文的基本出发点。

哈密顿量在基函数(1)式之间的矩阵元为

$$\langle n'j'|H_0 + V(x)|nj\rangle = \begin{cases} \left( r_1 k^2 \pm [4r_2^2 k^2 + 12(r_1^2 - r_2^2)(k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2)]^{1/2} + V_1 \cdot \frac{L-W}{L} \right) \delta_{jj'} & n' = n, \\ \langle \mathbf{k}_\parallel, \mathbf{k} + n'K, j' | \mathbf{k}_\parallel, \mathbf{k} + nK, j \rangle \cdot \left[ -V_1 \cdot \frac{\sin(n-n')\pi W/L}{(n-n')\pi L} \right. \\ \left. \pm i e F \frac{(-1)^{n-n'} L}{2(n-n')\pi} \right] & n' \neq n, \end{cases} \quad (9)$$

其中  $\langle \mathbf{k}_\parallel, \mathbf{k} + n'K, j' | \mathbf{k}_\parallel, \mathbf{k} + nK, j \rangle$  对每一对  $n, n'$  是  $4 \times 4$  维的实矩阵<sup>[7]</sup>。

同理可求得超晶格的导带波函数为

$$\phi_c = e^{i\mathbf{k}_\parallel \cdot \mathbf{r}_\parallel + i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp} \sum_n b_n e^{inKz} \cdot \frac{1}{\sqrt{L}}. \quad (10)$$

由(1)和(10)式就可计算跃迁矩阵元。设导带边的波函数为  $s$ , 价带边的波函数为  $x, y, z$ , 跃迁矩阵元

$$P = \langle s | P_x | x \rangle = \langle s | P_y | y \rangle = \langle s | P_z | z \rangle. \quad (11)$$

由(3),(4)式可以将(1)式写为

$$\phi_v = e^{i\mathbf{k}_\parallel \cdot \mathbf{r}_\parallel + i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp} \sum_{m,i} c_{mi} e^{imKz} \varphi_i \cdot \frac{1}{\sqrt{L}}, \quad (12)$$

其中  $\varphi_i$  为(3)式定义的基函数,

$$c_{mi} = \sum_j a_{mj} U_{ji} \Delta_i = d_{mi} \Delta_i, \quad (13)$$

( $U_{ji} \Delta_i$ ) 是(4)式中系数组成的变换矩阵,其中

$$U_{ji} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} ACS & -BC & -ADS & BD \\ BD & ADS & -BC & -ACS \\ BCS & AC & BDS & AD \\ AD & -BDS & AC & -BCS \end{pmatrix} \quad (14)$$

为实矩阵。

因此可求得

$$\begin{aligned} |\langle \phi_c | P_x | \phi_v \rangle|^2 &= \left[ \sum_m b_m^* \left( \frac{c_{m1}}{\sqrt{2}} + \frac{c_{m3}}{\sqrt{6}} \right) \right]^2 P^2 \\ &= \left[ \sum_m b_m^* \left( \frac{d_{m1}}{\sqrt{2}} \Delta_1 + \frac{d_{m3}}{\sqrt{6}} \Delta_3 \right) \right]^2 P^2 \\ &= \left[ \sum_m b_m^* \left( \frac{d_{m1}}{\sqrt{2}} e^{\frac{i}{2}r} + \frac{d_{m3}}{\sqrt{6}} e^{-\frac{i}{2}r} \right) \right]^2 P^2. \end{aligned} \quad (15)$$

同理可求得

$$\begin{aligned}
|\langle \phi_{e\downarrow} | P_x | \phi_v \rangle|^2 &= \left[ \sum_m b_m^* \left( \frac{d_{m2}}{\sqrt{6}} e^{\frac{i}{2}r} + \frac{d_{m3}}{\sqrt{2}} e^{-\frac{i}{2}r} \right) \right]^2 P^2, \\
|\langle \phi_{e\uparrow} | P_y | \phi_v \rangle|^2 &= \left[ \sum_m b_m^* \left( \frac{d_{m1}}{\sqrt{2}} e^{\frac{i}{2}r} - \frac{d_{m3}}{\sqrt{6}} e^{-\frac{i}{2}r} \right) \right]^2 P^2, \\
|\langle \phi_{e\downarrow} | P_y | \phi_v \rangle|^2 &= \left[ \sum_m b_m^* \left( \frac{d_{m2}}{\sqrt{6}} e^{\frac{i}{2}r} - \frac{d_{m4}}{\sqrt{2}} e^{-\frac{i}{2}r} \right) \right]^2 P^2, \\
|\langle \phi_{e\uparrow} | P_x | \phi_v \rangle|^2 &= \left[ \sum_m b_m^* \cdot \frac{2}{\sqrt{6}} d_{m2} \right]^2 P^2, \\
|\langle \phi_{e\downarrow} | P_x | \phi_v \rangle|^2 &= \left[ \sum_m b_m^* \cdot \frac{2}{\sqrt{6}} d_{m3} \right]^2 P^2.
\end{aligned} \tag{16}$$

### 三、计算结果

首先为了检验我们模型的正确性,我们取和文献[4]相同的参数计算了量子阱中最低的电子和空穴能级随电场的变化,结果示于图2。其中实线为文献[4]中用隧道共振方法得到的结果,取自文献[4]的图8a;虚线为本文的计算结果。由图2可见,轻

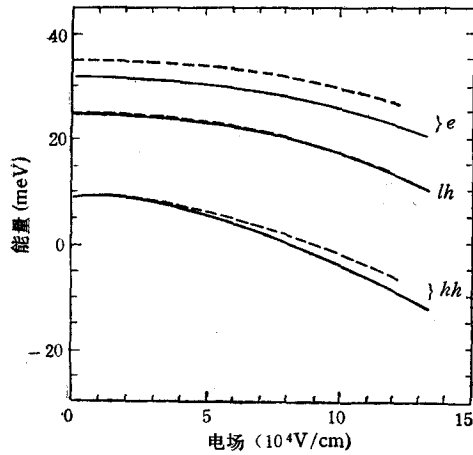


图2 最低电子和空穴能级随电场的变化 计算用参数为:  $V_{1e} = 228 \text{ meV}$ ;  $V_{1h} = 172 \text{ meV}$ ;  $W = 95 \text{ \AA}$ ;  $m_e^* = 0.0665$ ;  $m_{hh}^* = 0.34$ ;  $m_{lh}^* = 0.094$ ;  $r_1 = 6.79$ ;  $r_2 = 1.924$ ;  $r_3 = 2.9$

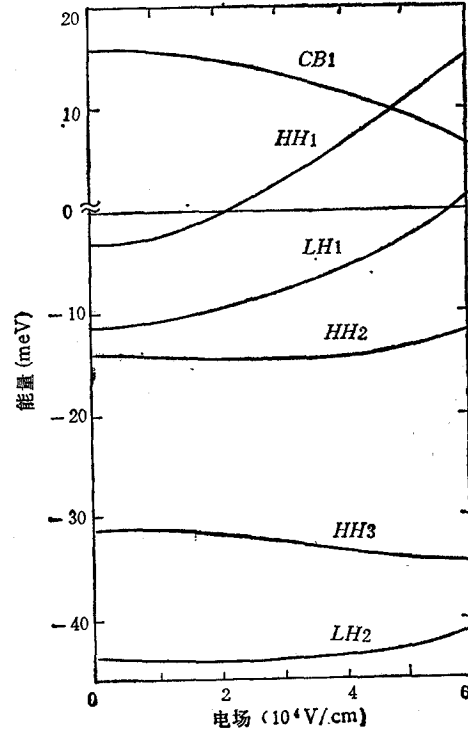


图3

空穴的结果符合最好,重空穴在场强大的时候有一定差异。电子能量绝对值不同,但随电场的变化趋势相同。事实上,在电场为零时量子阱中电子的能量可直接求出。计算结果证实我们的结果(35 meV)是正确的。从这比较可以得出:当隧道穿透较小时,可以用稳态假设计算电场下量子阱的子能带。

本文计算所取的参数为: 量子阱宽度( $W$ )和势垒宽度( $L - W$ )都为  $150 \text{ \AA}$ , 导带

和价带的不连续性  $V_{1c}$  和  $V_{1a}$  分别为 150 meV 和 100 meV (60:40). 导带和价带的有效质量参数为:  $m_c^* = 0.067$ ,  $\gamma_1 = 6.85$ ,  $\gamma_2 = 2.1$ ,  $\gamma_3 = 2.9$ . 量子阱和势垒较宽, 这样不仅最低能级而且第二、第三能级的隧道穿透都较小, 满足稳定态假设要求.

图 3 表示  $k_{||} = 0$  时量子阱中的子能级随电场的变化. 由图 3 可见, 最低的电子 (CB1)、重空穴 (HH1) 和轻空穴 (LH1) 的能量都随电场增大而减小, 而且在电场较小时, 能量位移与电场强度的平方成正比, 与有效质量也成正比, 这与微扰论的结果<sup>[2]</sup>是

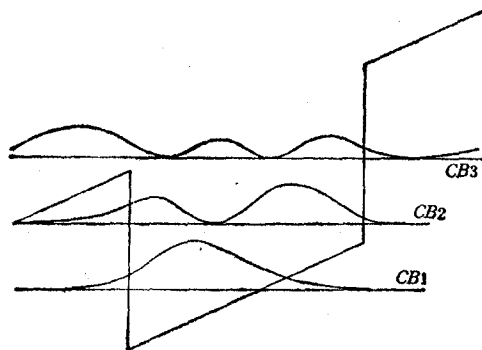


图 4 电场  $F = 6 \times 10^4 \text{ V/cm}$  下量子阱中电子密度分布

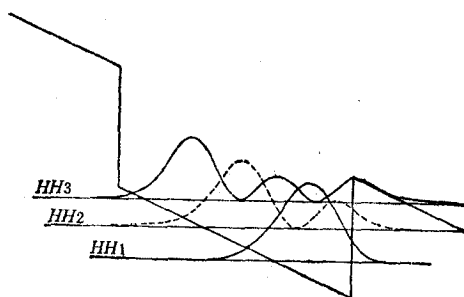
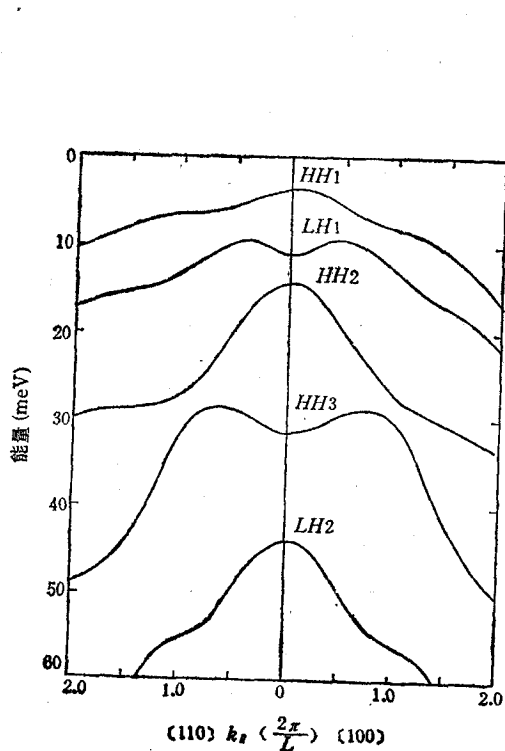
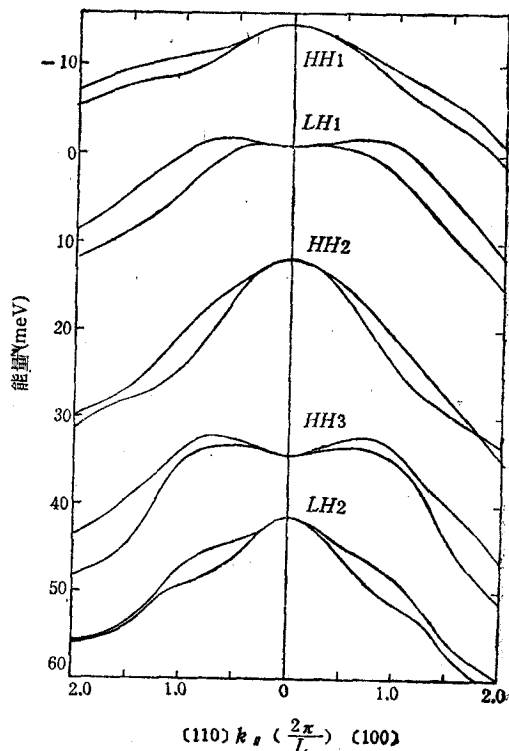


图 5 电场  $F = 6 \times 10^4 \text{ V/cm}$  下量子阱中重空穴密度分布



(a) 电场  $F = 0$



(b) 电场  $F = 6 \times 10^4 \text{ V/cm}$

图 6

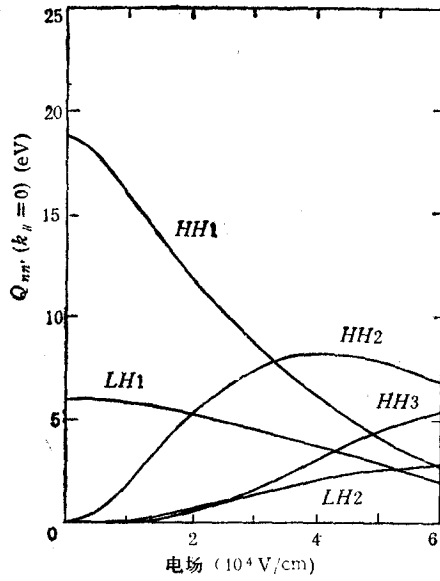


图 7

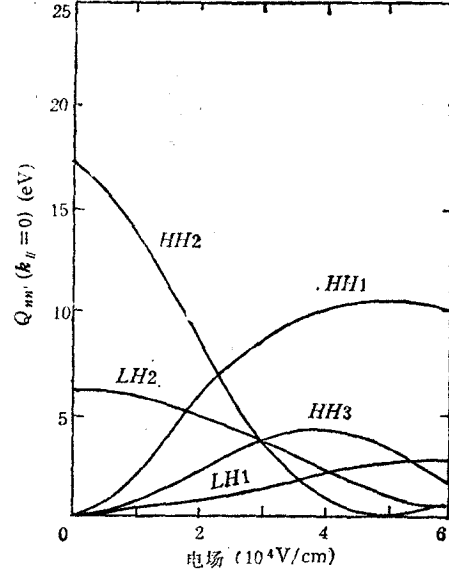


图 8

一致的。而第二激发态(例如  $CB2$ ,  $HH2$ ) 的能量随着电场增大而略有增大。图 4 和图 5 分别为电场下量子阱中的电子和重空穴的密度分布。由图可见, 在相同的电场强度下, 有效质量越大, 密度分布偏移得越大, 而第二激发态由于与基态正交, 它的密度分布向电场的反方向偏移, 造成能量的升高。

图 6 为零场和电场下量子阱中价带子能带在  $k_{||}$  方向的色散。由图 6 可见, 在电场为零时, 子能带是二重简并的(在有效质量近似下)。加电场后, 除了能量位移外, 子能带的基本形状保持不变, 但二重简并解除, 自旋分裂的能量随电场增大而增大。

已知了量子阱中空穴和电子的波函数, 我们还计算了光跃迁矩阵元平方随电场的变化

$$Q_{nn'}(k_{||}) = \frac{2}{m_0} |\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{P}_{nn'}(k_{||})|^2, \quad (17)$$

其中  $\hat{\epsilon}$  为光的偏振方向。  $|\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{P}_{nn}|^2$  已由(15)和(16)式给出, 唯一的参量是  $P^2$  (见(11)

式)。根据和微观的赝势计算结果<sup>[3]</sup>比较, 我们取  $\frac{2}{m_0} P^2 = 18.17 \text{ eV}$ 。图 7 和图 8 为光学矩阵元平方 ( $k_{||} = 0$ ) 的 ( $x$ ,  $y$ ) 分量随电场的变化, 束态分别为  $CB1$  和  $CB2$ 。由图可见, 当电场增大时,  $\Delta n = 0$  的跃迁逐渐减小, 而  $\Delta n = \pm 1$  的跃迁逐渐增强。在更强的

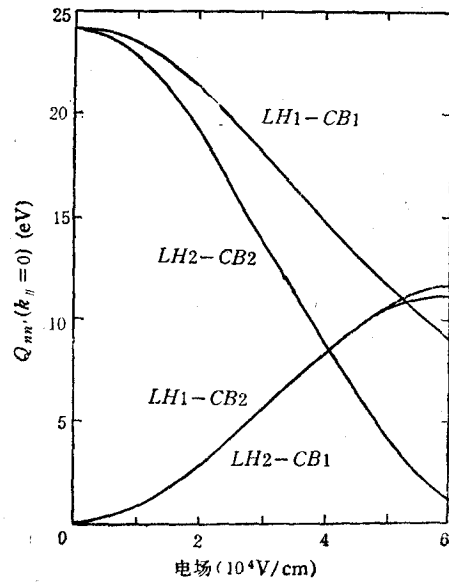


图 9

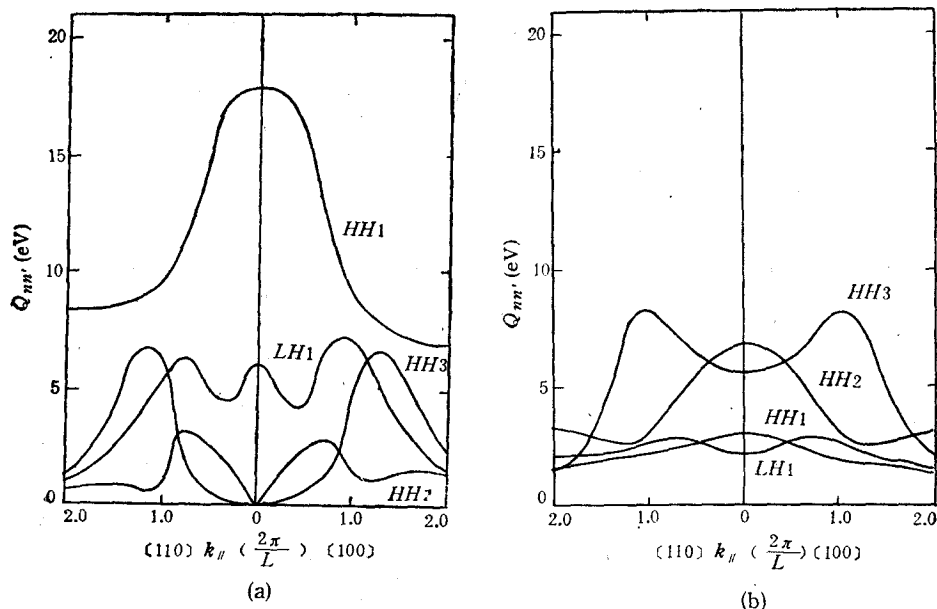


图 10

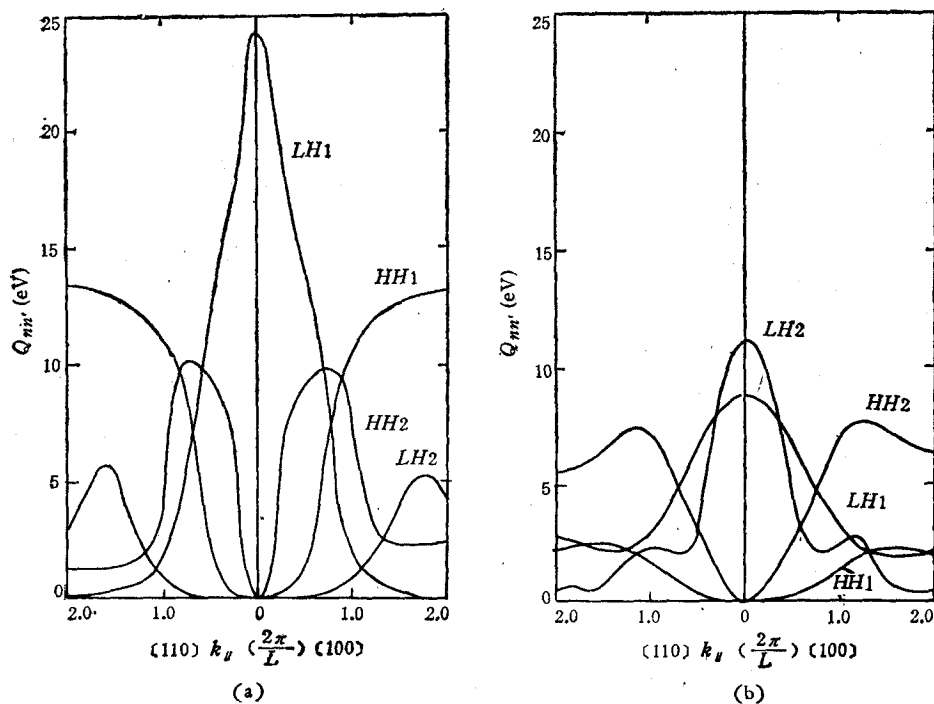


图 11

电场下,还会出现  $\Delta n = \pm 2$  的跃迁。这是不难理解的,因为量子阱的势垒相对于原点是偶对称的,而电场势是奇对称的。当加电场后,原来的偶(奇)对称态中必然混入奇(偶)对称的态,致使出现  $\Delta n = \pm 1$  的跃迁。电场越大,这种混合就越强,使得  $\Delta n = \pm 1$  的跃迁超过了  $\Delta n = 0$  的跃迁。值得注意的是,这种转变发生在中等大小的电场强度下。

对于宽度为  $150 \text{ \AA}$  的量子阱, 电场强度为  $3-4 \times 10^4 \text{ V/cm}$ , 这在实验上是不难实现的. 图 9 为光学矩阵元平方 ( $k_{\parallel} = 0$ ) 的  $z$  分量随电场的变化. 随着电场的增大, 同样也是  $\Delta n = 0$  的跃迁减小,  $\Delta n = \pm 1$  的跃迁增强.

图 10 和图 11 为零场和电场(同图 6(b)) 光学矩阵元平方的  $(x, y)$  分量和  $z$  分量与  $k_{\parallel}$  的关系. 末态都是  $CB1$ . 由图可见, 当电场为零时, 一旦  $k_{\parallel}$  偏离  $k_{\parallel} = 0$ , 就会出现  $\Delta n \neq 0$  的跃迁和  $HH1-CB1$  的  $z$  分量跃迁, 这就是轻、重空穴混合的结果. 当加电场后,  $\Delta n \neq 0$  的跃迁在  $k_{\parallel} = 0$  点将超过  $\Delta n = 0$  的跃迁, 同时, 矩阵元平方随  $k_{\parallel}$  的变化将趋于平缓, 不再出现像电场为零时那样的尖峰结构. 这些因素在计算电场下吸收峰宽度时也是必须考虑的.

## 四、结 论

本文在稳定态的假设下, 将超晶格有效质量理论<sup>[7]</sup>推广到有电场的情形. 它可以系统地计算电场下量子阱中量子态子能级、波函数和光学矩阵元. 在隧道穿透比较小的情况下, 得到了与隧道共振方法一致的结果. 这种方法适用于量子阱宽度比较大 ( $\geq 100 \text{ \AA}$ ), 中等大小的电场范围 ( $< 10^5 \text{ V/cm}$ ). 从本文的结果得到如下的结论.

1. 电场下, 最低电子、空穴能级随电场增大而降低, 能量位移与电场强度平方和有效质量成正比. 而第二激发态能级随电场增大而升高.
2. 量子阱中最低态的电子或空穴密度向电场方向偏移, 有效质量越大, 偏移越大. 而第二激发态由于与基态正交, 向相反方向偏移, 造成能量的升高.
3. 价带子能带(沿  $k_{\parallel}$  方向的色散)在电场下发生位移, 但基本形状保持不变. 二重简并被电场解除, 自旋分裂大小随电场增大而增大.
4.  $k_{\parallel} = 0$  处光学矩阵元平方随着电场的增大,  $\Delta n = 0$  跃迁选择定则将被  $\Delta n = \pm 1$  所代替, 这种转变发生在中等大小的电场下.
5. 随着电场的增大, 光学矩阵元平方随  $k_{\parallel}$  的变化逐渐平缓, 在零场时的尖峰结构消失.

作者之一夏建白参考了汤蕙的程序, 特此致谢.

## 参 考 文 献

- [1] E. E. Mendez, G. Bastard, L. L. Chang, L. Esaki, H. Morkoc and R. Fisher, *Phys. Rev.*, **B26**(1982), 7101; *Physica (Utrecht)*, **117 & 118**(1983), 711.
- [2] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, L. Esaki, *Phys. Rev.*, **B28**(1983), 3241.
- [3] D. S. Chemla, *Appl. Phys. Lett.*, **42**(1983), 864.
- [4] 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**(1985), 1043.
- [5] T. H. Wood, C. A. Burrus, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.*, **44**(1983), 16.
- [6] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus, *Appl. Phys. Lett.*, **45**(1984), 13.
- [7] 汤 蕙、黄 昆, 半导体学报, **8**(1987), 1.

- [8] 夏建白, A. Baldereschi, 长周期超晶格的赝势计算, 待发表.  
[9] M. Altarelli, *Phys. Rev.*, B28(1983), 842.

## SUBBANDS AND OPTICAL TRANSITIONS OF SUPERLATTICES IN ELECTRIC FIELD

XIA JIAN-BAI HUANG KUN

(*Institute of Semiconductors, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

On the assumption of stationary states, the effective mass theory is extended to the case of superlattices in electric field. When the tunnel penetration factors are small, the calculation results are in agreement with those of tunnel resonance method. Subbands, wavefunctions and optical matrix elements are calculated. It is found that the shifts of particle densities and energies of the second excited states are opposite to that of ground states. In the electric field the overall shape of subbands is close to that without electric field but the double degeneracy is removed. With the increase of electric field, the selection rule  $\Delta n=0$  goes over to  $\Delta n=\pm 1$  gradually, this change-over occurs at moderate electric field.