第13卷 第3期 半 导 体 学 报 Vol. 13, No. 3
1992 年 3 月 CHINESE JOURNAL OF SEMICONDUCTORS Mar., 1992

$In_xGa_{1-x}As/GaAs$ 应变超晶格的电子结构

范卫军 夏建白
(中国科学院半导体研究所，北京，100083)

1991 年 1 月 4 日收到

用有效质量理论研究了[001]和[111]方向生长的 $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ 应变超晶格的电子结构．具体计算了价带能级的色散曲线和光吸收曲线．沿[001]方向生长的光吸收曲线与实验进行了比较．内应变使重轻空穴能级发生上升和下降．由于压电效应，[111]方向生长的超晶格应变层内存在很强的内电场（1.5×10^5V/cm)，而对[001]方向生长的应变超晶格不产生内电场．

PACC: 7360F, 7865, 6865

一、引 言

对于晶格失配材料系统，Matthews 等人[1]提出了临界厚度 L_c 的概念．当晶格失配材料的厚度 $L<L_c$ 时，在生长界面不会产生失配位错，材料通过弹性应变而适应了晶格失配．当 $L>L_c$ 时，生长界面会产生大量失配位错．根据这一理论，1982 年 Osbourn[2] 首次用 MBE 方法生长出高质量的 GaAs/GaAs P 应变超晶格．由于晶格常数的失配，在应变层界面上存在双轴应变．这种应变可分解成流体静压力应变和垂直于界面的单轴应变两个分量．其中流体静压应变使原材料的禁带宽度改变，而单轴分量使价带顶 Γ 点的简并解除．应变的大小和方向不同，会出现不同的能带结构，这为半导体器件的设计提供了新的手段．

近几年，对应变超晶格的理论和实验研究已有了不少报道．Houng[3] 用键轨道模型计算了 [001] 方向生长的 InGaAs/GaAs 应变超晶格的电子结构，但其价带不连续性 $\Delta V_h=0.07$ eV 似乎取值偏大．Marizn 等人[4]报道了 [001] 方向生长的 InGaAs/GaAs 应变超晶格的光吸收实验，实验表明重轻空穴基态分别受限在 InGaAs 层和 GaAs 层中．Smith[5] 在理论上计算了 [111] 方向生长的 $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ 超晶格的内电场强度（大于 10^5 V/cm)．Laurich 等人[6]对[001] 和 [111] 方向生长的 GaInAs/GaAs 应变超晶格做了光吸收实验，并进行了比较．Mailhiot 等人[7]用 $k\cdot p$ 理论对 [001] 和 [111] 方向生长的 $Ga_{1-x}In_xAs/Al_{1-y}In_yAs$ 超晶格做了详细的理论计算，考虑了势阱层和势垒层都有应变的情况，但没有具体计算光吸收谱线，无法和光吸收实验进行比较．

本文在有效质量理论的基础上，假定应变只发生在 InGaAs 层中，计算了 [001] 和 [111] 方向生长的 InGaAs/GaAs 超晶格的价带子能带色散关系．并且具体计算了光吸收谱线，并与有关的实验曲线进行了比较．

二、价带子能带计算

首先我们计算 [001] 方向生长的应变超晶格的价带子能级. 采用 L-K 有效质量近似来描述半导体价带空穴. 假设生长方向沿 z 轴，见图 1. 超晶格的哈密顿量可以写成没有应变能量项 H_k 和应变能量项 H_ε 之和[8,9,10]:

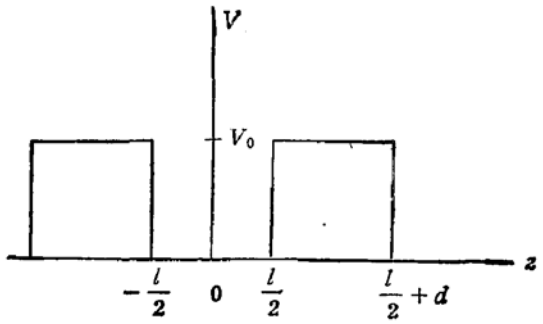

图 1 超晶格的周期势

$$H = H_k + H_\varepsilon. \tag{1}$$

其中，
$$H_k = H_0 + V(z), \tag{2}$$

$$\begin{aligned} H_0 = \frac{\hbar^2}{2m_0}\Big\{&\Big(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2\Big)k^2 \\ &- 2\gamma_2(k_x^2J_x^2 + k_y^2J_y^2 + k_z^2J_z^2) \\ &- 4\gamma_3(\{k_xk_y\}\{J_xJ_y\} \\ &+ \{k_yk_z\}\{J_yJ_z\} + \{k_xk_z\}\{J_xJ_z\})\Big\}, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned} H_\varepsilon = &-D_d(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) - \frac{2}{3}D_u\Big[\Big(J_x^2 - \frac{1}{3}J^2\Big)\varepsilon_{xx} \\ &+ \Big(J_y^2 - \frac{1}{3}J^2\Big)\varepsilon_{yy} + \Big(J_z^2 - \frac{1}{3}J^2\Big)\varepsilon_{zz}\Big] \\ &- \frac{2}{3}D_u'[2\{J_xJ_y\}\varepsilon_{xy} + 2\{J_yJ_z\}\varepsilon_{yz} + 2\{J_zJ_x\}\varepsilon_{zz}], \end{aligned} \tag{4}$$

$$V(z) = \begin{cases} V_0 & \frac{l}{2} + m(d+l) < z < \frac{l}{2} + m(d+l) + d \\ 0 & -\frac{l}{2} + m(d+l) \leqslant z \leqslant \frac{l}{2} + m(d+l). \end{cases} \tag{5}$$

上式已把空穴能量取正. $V(z)$ 为超晶格周期势，见图 1. l 为阱宽，d 为垒宽，V_0 为势垒高度. $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, $\{J_i, J_j\} = \frac{1}{2}(J_iJ_j + J_jJ_i)$, $\{k_ik_j\} = \frac{1}{2}(k_ik_j + k_jk_i)$, $(i, j = x, y, z)$. $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 为有效质量参数. m_0 为电子静止质量. D_d, D_u, D_u' 为形变势参数. $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \cdots\cdots$ 为应变张量分量. (4) 式中第一项为流体静压力项，此项只使禁带宽度发生改变，而不影响价带子能带形状，故在计算价带子能带色散曲线时忽略此项，但在计算光吸收谱线中要考虑此项对禁带宽度的影响.

对 [001] 方向生长的 InGaAs/GaAs 超晶格有: $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$, $\varepsilon_{ij} = 0$ $(i \neq j)$. InGaAs/GaAs 超晶格的衬底材料是 GaAs，可近似认为应变只发生在 InGaAs 层中，而 GaAs 层中无应变，则有[11]:

$$(1 + \varepsilon_{xx}) \cdot \frac{a}{2} = \frac{a_0}{2}, \tag{6}$$

其中 a 为 InGaAs 的晶格常数，a_0 为 GaAs 的晶格常数. 应变能量密度为:

$$U = \frac{1}{2} c_{11}(2\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{zz}^2) + c_{12}(2\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{zz}^2). \tag{7}$$

根据应变能量密度(7)式在(6)式条件下应取最小值，可推出：

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{2c_{12}}{c_{11}} \varepsilon_{xx}, \tag{8}$$

由(6)式得：

$$\varepsilon_{xx} \approx (a_0 - a)/a_0, \tag{9}$$

式中 c_{11}, c_{12} 为弹性常数.

J_x, J_y, J_z 的表象选取参考文献[8]中的(39)式，则哈密顿量 H 可写成：

$$H = \begin{bmatrix} P_1 - D & R & Q & O \\ R^* & P_2 + D & 0 & -Q \\ Q^* & O & P_2 + D & R \\ O & -Q^* & R^* & P_1 - D \end{bmatrix} + V(z), \tag{10}$$

其中，

$$P_1 = \frac{\hbar^2}{2m_0}[(\gamma_1 + \gamma_2)k_{//}^2 + (\gamma_1 - 2\gamma_2)k_z^2], \tag{11}$$

$$P_2 = \frac{\hbar^2}{2m_0}[(\gamma_1 - \gamma_2)k_{//}^2 + (\gamma_1 + 2\gamma_2)k_z^2], \tag{12}$$

$$R = \frac{\hbar^2}{2m_0}[2\sqrt{3}\, i\gamma_3 k_x k_y - \sqrt{3}\gamma_2(k_x^2 - k_y^2)], \tag{13}$$

$$Q = \frac{\hbar^2}{2m_0}[-2\sqrt{3}\gamma_3(k_x - ik_y)k_z], \tag{14}$$

$$D = \begin{cases} -\frac{2}{3} D_u\left(1 + \frac{2c_{12}}{c_{11}}\right) \cdot \frac{a_0 - a}{a_0}, \\ \qquad -\frac{l}{2} + m(d+l) \leqslant z \leqslant \frac{l}{2} + m(d+l) \\ 0, \qquad \frac{l}{2} + m(d+l) < z < \frac{l}{2} + m(d+l) + d_a \end{cases} \tag{15}$$

空穴波函数 ψ_h 用平面波函数展开，

$$\psi_h = e^{i(k_x x + k_y y)} \sum_n \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \\ c_n \\ d_n \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{L}} e^{i(k_z + n\frac{2\pi}{L})z}, \tag{16}$$

其中 $L = l + d$ 为超晶格周期. 把(16)式代入

$$H\psi_n = E\psi_n, \tag{17}$$

可求出能量本征值 E.

对 [111] 方向生长的 InGaAs/GaAs 超晶格有：$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$, $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{xz}$, 同样假定应变只发生在 InGaAs 层中. 则，

$$[(1 + \varepsilon_{xx}) - \varepsilon_{xy}]\frac{a}{2} = \frac{a_0}{2}. \tag{18}$$

应变能量密度 U 可写成

$$U = \left(\frac{3}{2}c_{11} + 3c_{12}\right)\varepsilon_{xx}^2 + 6c_{44}\varepsilon_{xy}^2. \tag{19}$$

由应变能量密度 U 在(18)式条件下有极小值可推出:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{1}{1+A}\frac{a_0 - a}{a_0}, \tag{20}$$

$$\varepsilon_{xy} = -\frac{A}{1+A}\frac{a_0 - a}{a_0}, \tag{21}$$

其中,

$$A = \frac{c_{11} + 2c_{12}}{4c_{44}}. \tag{22}$$

同样哈密顿量 H 具有(10)式的形式,此时 P_1, P_2, Q, R, D 具有如下形式[12]:

$$P_1 = \frac{\hbar^2}{2m_0}[(\gamma_1 + \gamma_3)k_{//}^2 + (\gamma_1 - 2\gamma_3)k_z^2], \tag{23}$$

$$P_2 = \frac{\hbar^2}{2m_0}[(\gamma_1 - \gamma_3)k_{//}^2 + (\gamma_1 + 2\gamma_3)k_z^2], \tag{24}$$

$$Q = \frac{\hbar^2}{2m_0}\left[-\sqrt{\frac{2}{3}}(\gamma_3 - \gamma_2)(k_x + ik_y)^2 - \frac{2}{\sqrt{3}}(\gamma_3 + 2\gamma_2)k_z(k_x - ik_y)\right], \tag{25}$$

$$R = \frac{\hbar^2}{2m_0}\left[-\frac{1}{\sqrt{3}}(\gamma_2 + 2\gamma_3)(k_x - ik_y)^2 - \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}}(\gamma_3 - \gamma_2)k_z(k_x + ik_y)\right], \tag{26}$$

$$D = -2D_u'\frac{A}{1+A}\frac{a_0 - a}{a_0}(\text{在 InGaAs 层中}). \tag{27}$$

同样解(17)式可求出能量本征值.

三、光吸收系数计算

在零级近似下,光吸收系数

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{2}{\hbar\omega m_0}\sum_{nn'}|\hat{\epsilon}\cdot P_{nn'}(0)|^2\Delta(E_n' - E_n - \hbar\omega). \tag{28}$$

式中 $\hat{\epsilon}$ 为偏振方向单位矢量, $\hbar\omega$ 为光子能量. $|\hat{\epsilon}\cdot P_{nn'}|$ 为导带第 n' 子能带到价带第 n 子能带的光跃迁矩阵元. 我们把电子波函数 ϕ_e 写成:

$$\phi_e = e^{i(k_x x + k_y y)}\sum_n g_n\frac{1}{\sqrt{L}}e^{i(k_z + n\frac{2\pi}{L})z}. \tag{29}$$

光跃迁矩阵元的平方[12]

$$|\hat{\varepsilon}\cdot P_{nn'}|^2 = P^2\left[\left|\sum_m a_m g_m^*\right|^2+\left|\sum_m b_m g_m^*\right|^2 + \left|\sum_m c_m g_m^*\right|^2+\left|\sum_m d_m g_m^*\right|^2\right]. \tag{30}$$

把 $\Delta(E)$ 写成洛仑兹函数：

$$\Delta(E)=\frac{\Gamma}{\pi}\frac{1}{E^2+\Gamma^2}, \tag{31}$$

其中 Γ 为谱线展宽半宽度，

$$\Gamma = c_0 n_e n_h \ (\text{meV}), \tag{32}$$

n_e, n_h 为电子和空穴子能带的主量子数，c_0 为数量级为 1 的常数。

四、结果和讨论

$In_xGa_{1-x}As$ 没有应变的晶格常数 a 为[14]：

$$a = 6.0583 - 0.40505(1-x) \tag{33}$$

取 $x=0.15$，则 $a=5.714$ Å。GaAs 晶格常数 $a_0=5.653$ Å。晶格失配度 $(a_0-a)/a_0=-1.07\%$。取有效质量参数 $\gamma_1=6.85$，$\gamma_2=2.1$，$\gamma_3=2.9$，电子有效质量 $m_e=0.067m_0$。形变势参数 $D_d=6.70$ eV，$\frac{2}{3}D_u=1.71$eV，$\frac{2}{3}D'_u=4.55$eV。

首先计算了量子阱宽度 $l=100$ Å，垒宽 $d=200$ Å，沿[001]方向生长的情况。取导带的不连续值 $\Delta V_c=0.11$ eV，价带的不连续平均值 $\Delta V_h=0.017$ eV。应变后价带顶 Γ 点的简并解除，重轻空穴能级分别向上向下移动，见图 2，但平均的价带不连续值 ΔV_h 不改变[15]。图 3 为 [001] 方向生长没有考虑应变的价带子能带的色散曲线。图 4 为考虑了应变的结果。考虑应变后，重空穴能级向禁带方向移动，而轻空穴能级背离禁带移动。这样造成重轻空穴的能级次序改变。不考虑应变，前四个能级分别是 HH1, LH1, HH2, HH3。考虑应变，前四个能级为 HH1, HH2, HH3, LH1。

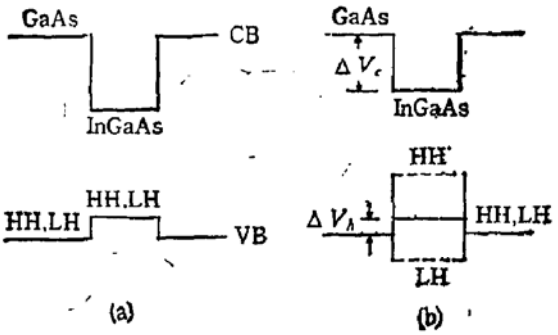

图 2　无应变 (a)，应变后 (b) 的导带和价带能带图

由于应变，价带顶的重轻空穴能级简并解除(见图 2)，重轻空穴对应的价带不连续性分别为[4]：$\Delta V_{hh}=0.052$ eV，$\Delta V_{lh}=-0.018$ eV。这意味着对于轻空穴来说势阱区在 GaAs 层中，势垒区在 InGaAs 层中；对重空穴来说 InGaAs 层是势阱区，GaAs 层是势垒区。因此重空穴的基态波函数的平方应主要分布在 InGaAs 层中，而轻空穴的基态波函数的平方主要分布在 GaAs 层中。图 5 的重轻空穴的基态波函数平方的分布曲线清楚地反映了这一点。

在计算光吸收谱线时要考虑应变对禁带宽度的影响。应变后 $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ 层的禁带宽度 E_g 为[16]：

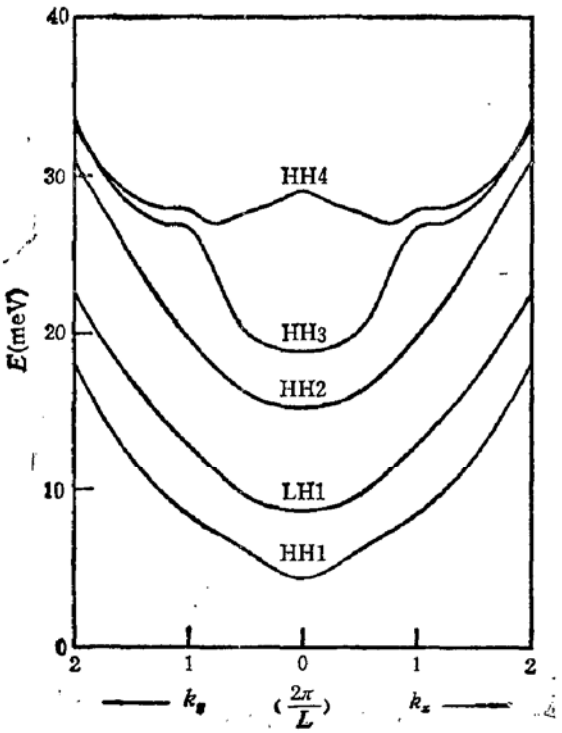

图 3 没有考虑应变价带子能带色散曲线

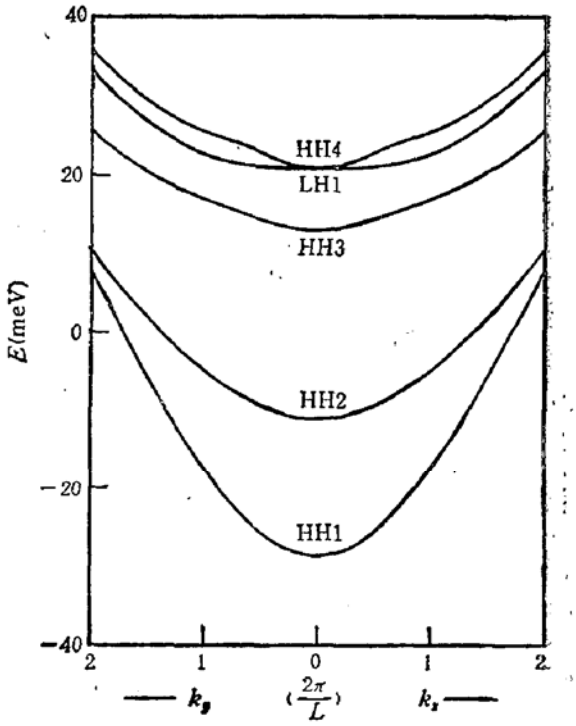

图 4 考虑应变价带子能带色散曲线

$$E_g = E_{g0} - 2D_d\left(1 - \frac{c_{12}}{c_{11}}\right)\frac{a_0 - a}{a_0}. \tag{34}$$

E_{g0} 为没有应变的 $In_xGa_{1-x}As$ 材料的禁带宽度[4]:

$$E_{g0} = 1.508 - 1.47x + 0.375x^2. \tag{35}$$

取 $x = 0.15$, $E_g = 1.3758$eV. 计算中取(30)式中的 $\frac{2}{m_0}P^2 = 18.71$ eV. 图 6 为势阱为 100 Å,垒宽为 200 Å,生长方向沿 [001]方向的 $In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$ 超晶格的光吸收实验和理论谱线.实验曲线取自文献[4]. 理论曲线计算中没有考虑激子效应，且计算中采用了零级近似，理论和实验曲线仍基本符合. 从图中可看出光吸收满足 $\Delta n = 0$ 规律. 图 7 为势阱宽度为 120 Å,垒宽为 200 Å,生长方向沿 [001] 方向的 $In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$ 的光吸收实验和理论谱线.

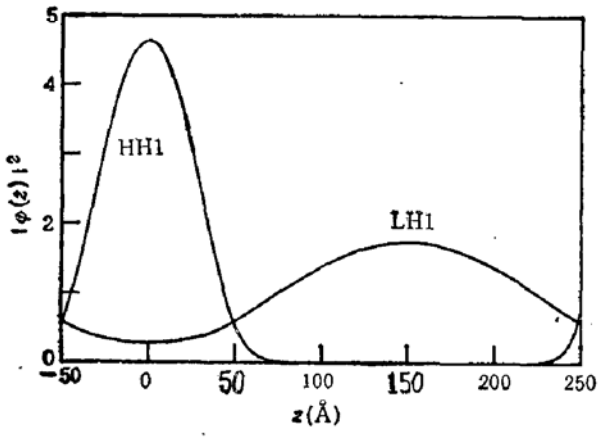

图 5 基态波函数平方的分布曲线

下面是 [111]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As/GaAs$ 的计算结果，阱宽取 100 Å,垒宽取 200 Å. 应变后[111]-$Ga_{1-x}In_xAs/GaAs$ 的禁带宽度 E_g 为:

$$E_g = E_{g0} - 3D_d\frac{1}{1+A}\frac{a_0 - a}{a_0}. \tag{36}$$

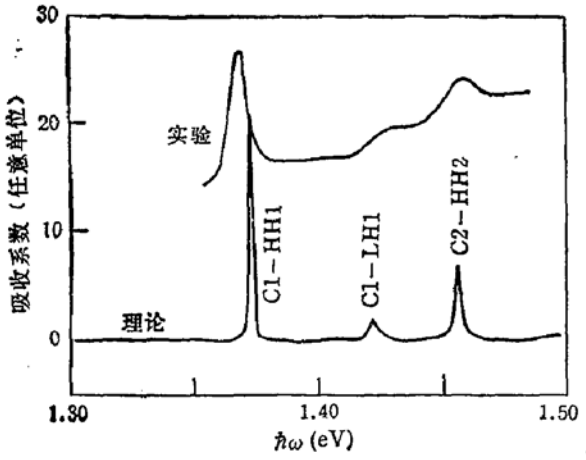

图 6　$l = 100$ Å，$d = 200$ Å
[001]-$In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$
的理论和实验光吸收谱

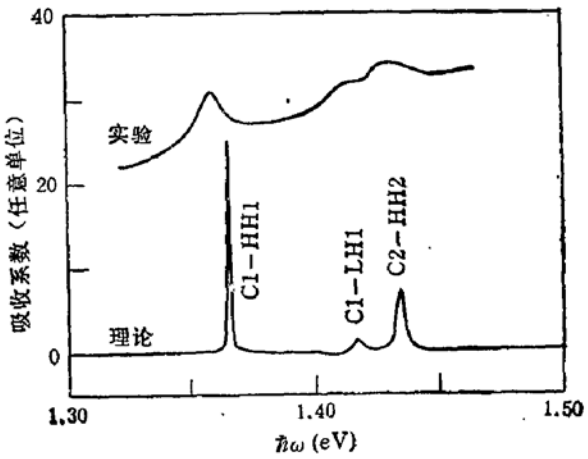

图 7　$l = 120$ Å，$d = 200$ Å
[001]-$In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$
的理论和实验光吸收谱

取 $x = 0.15$，则 $E_g = 1.408$eV．根据价带的不连续性平均值不依赖于生长方向和应变，则平均价带不连续性值仍为 $\Delta V_h = 0.017$eV，则 $\Delta V_c = 0.083$eV．应变引起压电效应，[111]-$Ga_{1-x}In_xAs/GaAs$ 的应变层中会产生方向沿生长方向的内电场F[11]：

$$F = -\frac{2\varepsilon_{14}\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_0\varepsilon}. \tag{37}$$

此时(1)式中应附加一内电场势 H_F，

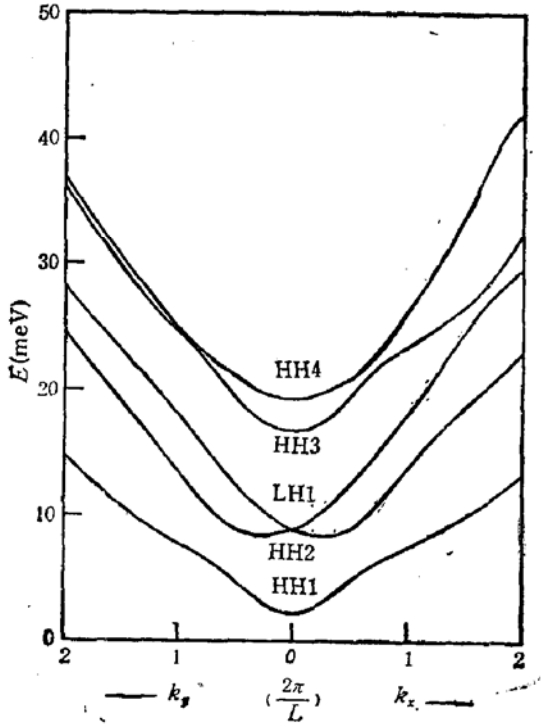

图 8　没有考虑应变
[111]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As/GaAs$
价带子能带色散曲线

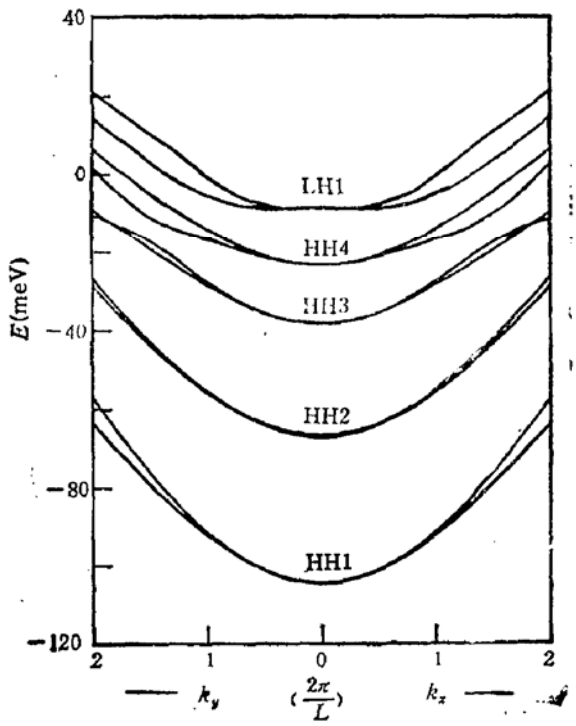

图 9　考虑应变
[111]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As/GaAs$
价带子能带色散曲线

$$H_F=\begin{cases} eFz, & \text{InGaAs 层中.} \\ -eFz\cdot\dfrac{l}{d}, & \text{GaAs 层中.} \end{cases} \tag{38}$$

ε_{14}为压电系数，取 $\varepsilon_{14}=1.6\times10^{-1}\text{c/m}^2$，$\varepsilon=12.5$，$\varepsilon_0=8.8542\times10^{-12}$ As/Vm，$x=0.15$，则 $F\approx150$kV/cm. 图 8、图 9 分别为没有考虑应变和考虑应变的[111]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As$/GaAs 的价带子能带色散曲线. 考虑应变后重空穴能级向禁带移动，轻空穴能级背离禁带移动. 这样造成重轻空穴能级次序改变. 与[001]情况不同，由于内电场存在，空穴能级在 $k_{//}\neq0$ 处的简并解除，空穴能级有更明显的移动.

图 10 为重轻空穴基态波函数平方的分布曲线. 可见重空穴主要分布在 InGaAs 层中，轻空穴主要分布在 GaAs 层中. 其原因与[001]情况相同. 与 [001] 情况不同，由于内电场的作用重轻空穴波函数平方分布曲线不再以 InGaAs 层中心（$z=0$）和 GaAs 层中心（$z=150$ Å）对称.

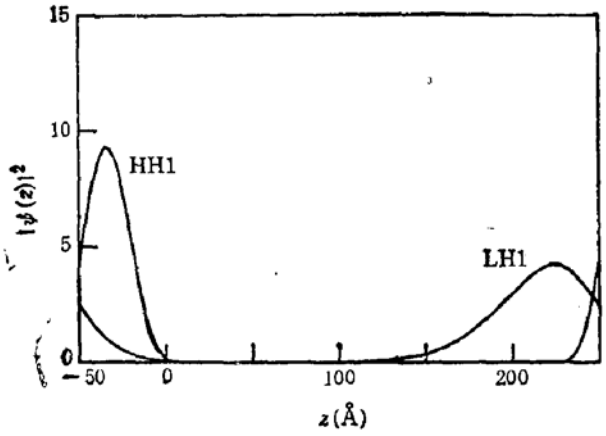

图 10 [111]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As$/GaAs 重轻空穴基态波函数平方的分布曲线

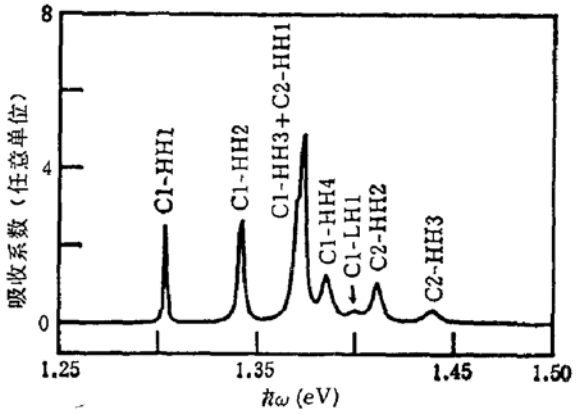

图 11 [111]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As$/GaAs 的光吸收理论谱线

图 11 为光吸收的理论谱线. 与[001]情况不同，由于内电场的存在，吸收谱线不满足 $\Delta n=0$ 规律. 一些 $\Delta n\neq0$ 的吸收成为可能. 且谱线有明显的红移. 图 6、图 7 和图 11 的光吸收谱线中轻空穴的光吸收谱线强度都很弱. 这是因为电子和轻空穴不处在同一材料层中，造成跃迁概率减小. 而重空穴和电子同处在同一材料层中，故重空穴的光吸收谱线相对来讲很强.

五、结 论

本文在有效质量的理论基础上，计算了 [001]-和 [111]-InGaAs/GaAs 应变超晶格的价带子能带的色散曲线，光吸收谱线，可得到以下结论:

(1) 应变使价带顶 Γ 点的能级简并解除，重轻空穴能级分别向上向下移动. 这样 InGaAs 层中轻空穴价带顶能级比 GaAs 层中的还要低（见图 2）. 对轻空穴来讲 GaAs 层是势阱区. 轻空穴波函数平方主要分布在 GaAs 层中. 而重空穴波函数平方主要分布

在 InGaAs 层中。

(2) 应变使价带空穴能级的次序发生改变。对 [001] 情况空穴的前四个能级由没有考虑应变的 HH1, LH1, HH2, HH3 变为应变后的 HH1, HH2, HH3, LH1。对[111]情况空穴的前四个能级由没有考虑应变的 HH1,HH2,LH1, HH3 变为应变后的 HH1, HH2, HH3, HH4。

(3) 应变对[001]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As/GaAs$ 不产生压电效应，而在 [111]- $Ga_{0.85}In_{0.15}As/GaAs$ 的应变层中产生很强的内电场 (150kV/cm)。

(4) [001]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As/GaAs$ 的光吸收谱线满足 $\Delta n = 0$ 的跃迁规律。而 [111]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As/GaAs$ 的光吸收谱线不满足 $\Delta n = 0$ 的跃迁规律，吸收谱线中出现了一些 $\Delta n \neq 0$ 的禁止跃迁。

(5) [001]-和 [111]-$Ga_{0.85}In_{0.15}As/GaAs$ 的光吸收谱线中轻空穴的光吸收谱线强度相对重空穴的光吸收谱线强度要小许多。

参　考　文　献

[1] J. M. Matthews, *et al., J. Crystal Growth*, **27**, 118(1974); 29, 273(1975).
[2] G. C. Osbourn, *J. Appl. Phys.*, **53**, 1586(1982).
[3] M. P. Houng, *Superlattices and Microstructures*, **6**, 42(1989).
[4] J. Y. Marzin, M. N. Chrasses and B. Sermage, *Phys. Rev.*, **B31**, 8298(1985).
[5] D. L. Smith, *Solid State Communi.*, **57**, 919(1986).
[6] B. K. Laurich, *et al., Superlattices and Microstructures*, 5, 341(1989).
[7] C. Mailhiot and D. L. Smith, *Phys. Rev.*, **B35**, 1242(1987).
[8] J. M. Luttinger, *Phys. Rev.*, 102, 1030(1956).
[9] K. Suzuki and J. C. Hensel, *Phys. Rev.*, **B9**, 4184(1974).
[10] H. Mathieu, P. Mele, E. L. Ameziane, B. Archila and J. Camassel, *Phys. Rev.*, **B19**, 2209(1970).
[11] D. L. Smith and C. MailHiot, *Rev. Mod. Phys.*, **62**, 173(1990).
[12] J. B. Xia, *Phys. Rev.*, **B**, to be published.
[13] Y. C. Chang, J. N. Schulman, *Phys. Rev.*, **B31**, 2069(1985).
[14] D. Von Bimberg, in Physics of Group IV Elements and III-V Compounds, Vol. 17a of Landolt-Bornstein, ed. by O. Madelung (Springer-Verlag, Berlin, 1982).
[15] C. G. Van der Walle and R. M. Martin, *Phys. Rev.*, **B34**, 5621(1986).
[16] A. Gavini and M. Cardona, *Phys. Rev.*, **B31**, 672(1970).

Electronic Structure of $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ Strained-Layer Superlattices

Fan Weijun and Xia Jianbai

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

Abstract

The electronic structures of [001] - and [111] -oriented strained-layer superlattices are studied by using effective mass theory. The dispersion curves of valance energy levels and optical absorption curves are obtained. The optical absorption curves for the [001] case are compared with experimental results. Under the internal strains, the energy levels of the heavy and light holes shift up and down. The internal strains in [111] - oriented strained-layer superlattices generate polarization field (1.5×10^5 V/cm) by the piezoelectric effect. Such strain-induced fields do not occur for the [001] case.

PACC: 7360F, 7865, 6865