

InAs/GaSb 量子阱的能带结构及光吸收

刘柱 赵志飞 郭浩民 王玉琦[†]

(中国科学院固体物理研究所材料应用技术研究室, 合肥 230031)

(2012年3月29日收到; 2012年5月21日收到修改稿)

采用八能带 K-P 理论以及有限差分方法, 研究了沿 [001] 方向生长的 InAs/GaSb 二类断带量子阱体系的能带结构、波函数分布和对 [110] 方向线性偏振光的吸收特性. 研究发现, 通过改变 InAs 或 GaSb 层的厚度, 可有效调节该量子阱体系的能带结构及波函数分布. 计算结果表明, 当 InAs/GaSb 量子阱的导带底与价带顶处于共振状态时, 导带基态与轻空穴基态杂化效应很小, 且导带基态与第一激发态的波函数存在较大的重叠, 导带基态与第一激发态之间在布里渊区中心处的跃迁概率明显大于导带底与价带顶处于非共振状态时的跃迁概率. 研究结果对基于 InAs/GaSb 二类断带量子阱体系的中远红外波段的新颖级联激光器、探测器等光电器件的设计具有重要意义.

关键词: InAs/GaSb 量子阱, 能带结构, K-P 理论

PACS: 73.21.Ac, 73.21.Fg, 78.55.Cr, 78.67.Pt

1 引言

在过去的二十多年中, 人们通过实验^[1-5]和理论^[6-8]对基于 InAs, GaSb 材料的 II 型断带量子阱结构进行了深入的研究. 在 InAs/GaSb 量子阱中, InAs 层的导带底明显低于 GaSb 层的价带顶^[9,10]. 因此, 量子阱中同时存在着密度很高的电子和空穴两种载流子, 并且这两种载流子被很好地分别局域在 InAs 层和 GaSb 层. 在 InAs/GaSb 量子阱系统中, 电子光跃迁主要分为两种途径: 一种是二类量子阱 GaSb 层中的价带子带和 InAs 层中的导带子带之间的跃迁, 这一过程是发生在不同层之间的带间光跃迁, 主要通过电子和空穴的波函数在 InAs/GaSb 异质结界面处的交叠耦合实现, 且不受波函数的宇称选择定则限制; 另一种是 GaSb 层中价带不同子带之间的跃迁, 或者 InAs 层中导带不同子带之间的跃迁, 这些过程则称为发生在同一层内的带内光跃迁, 类似于传统的第一类量子阱系统中的带内光跃迁, 这一跃迁主要通过电子或空穴的波函数在 InAs 或 GaSb 层内的交叠耦合实现, 受

波函数的宇称选择定则限制. 由于 InAs 层中的束缚电子态和 GaSb 层中的束缚空穴态可以通过改变量子阱层厚来调控, 这些带间和带内的光跃迁通道也可以很方便地通过这一手段来控制. 正是由于这些独特而重要的性质, 基于 InAs/GaSb 异质结的量子阱被认为是新型电子或光电器件的完美候选结构. 人们根据能带工程^[11,12]和波函数工程^[13,14], 基于该结构设计了许多具有优越电学、光学特性的器件^[15-17]. 但现有关于光电器件的研究多侧重于考虑价带与导带间的跃迁, 而没有充分研究导带间的跃迁及其应用前景. 在 II 型断带量子阱中, 通过波函数工程可以实现导带 1 e-2 e 间较大的跃迁概率, 同时避免了价带-导带跃迁过程中俄歇复合较大、跃迁概率较小等缺点, 这为新型中远红外波长范围的光电器件的设计提供了更多的可能性.

本文采用八能带 K-P 理论及有限差分方法^[18]计算了 AlSb/InAs/GaSb/AlSb 量子阱在布里渊区中心附近的能带结构及相应能级在布里渊区中心处的波函数分布, 并且重点探讨了量子阱导带底与价带顶处于共振与非共振状态对波函数分布及导带基态 (1 e) 与第一激发态 (2 e) 间跃迁概率的影响.

[†] E-mail: yqwang@issp.ac.cn

由于 InAs, GaSb, AlSb 三种物质的晶格失配非常小, 计算中忽略了哈密顿量中晶格失配对能带结构的影响.

2 理论方法

2.1 能带计算

我们考虑生长方向为 [001] 的 AlSb/InAs/GaSb/AlSb 量子阱, 生长方向设为 Z 方向, 并将 [100] 和 [010] 方向分别设为 X 和 Y 方向. AlSb/InAs/GaSb/AlSb 量子阱体材料的能带如图 1 所示.

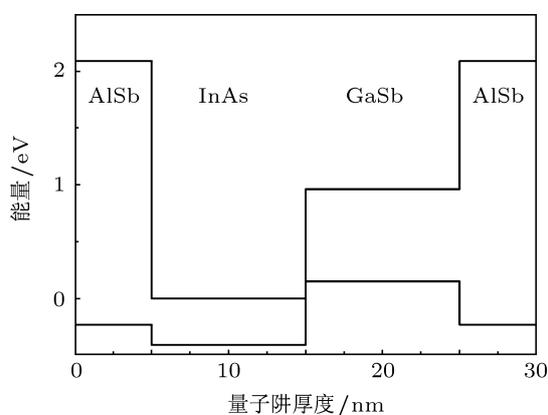


图 1 AlSb/InAs/GaSb/AlSb 量子阱体材料的能带截面图

在这里我们采用适用于闪锌矿结构直接带隙半导体的八能带 K - P 理论模型 (包括两个最低的导带和六个最高的价带), 八个布洛赫基矢函数如下:

$$u_1 = |s_{1/2,1/2}\rangle = |S \uparrow\rangle, \quad (1a)$$

$$u_2 = |s_{1/2,-1/2}\rangle = |iS \downarrow\rangle, \quad (1b)$$

$$u_3 = |p_{3/2,3/2}\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}|(X + iY) \uparrow\rangle, \quad (1c)$$

$$u_4 = |p_{3/2,1/2}\rangle = \frac{i}{\sqrt{6}}|(X + iY) \downarrow - 2Z \uparrow\rangle, \quad (1d)$$

$$u_5 = |p_{3/2,-1/2}\rangle = \frac{i}{\sqrt{6}}|(X + iY) \uparrow + 2Z \downarrow\rangle, \quad (1e)$$

$$u_6 = |p_{3/2,-3/2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|(X - iY) \downarrow\rangle, \quad (1f)$$

$$u_7 = |p_{1/2,1/2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}|(X + iY) \downarrow + Z \uparrow\rangle, \quad (1g)$$

$$u_8 = |p_{1/2,-1/2}\rangle = \frac{i}{\sqrt{3}}|-(X - iY) \uparrow - Z \downarrow\rangle. \quad (1h)$$

因此 8×8 Kane 哈密顿矩阵可以写为

$$H_0(\mathbf{p}) = \begin{bmatrix} R & 0 & i\sqrt{3}S & \sqrt{2}T & iS^* & 0 & iT & \sqrt{2}S^* \\ 0 & R & 0 & iS & \sqrt{2}T & i\sqrt{3}S^* & \sqrt{2}S & iT \\ -i\sqrt{3}S^* & 0 & P+Q & iB & -G & 0 & -B/\sqrt{2} & i\sqrt{2}G \\ \sqrt{2}T & -iS^* & -iB^* & P-Q & 0 & G & -i\sqrt{2}Q & -\sqrt{3}/2B \\ -iS & \sqrt{2}T & -G^* & 0 & P-Q & -iB & -i\sqrt{3}/2B^* & -i\sqrt{2}Q \\ 0 & -i\sqrt{3}S & 0 & -G^* & iB^* & P+Q & i\sqrt{2}G^* & -B^*/\sqrt{2} \\ -iT & \sqrt{2}S^* & -B^*/\sqrt{2} & i\sqrt{2}Q & i\sqrt{3}/2B & -i\sqrt{2}G & P-\Delta & 0 \\ \sqrt{2}S & -iT & -i\sqrt{2}G^* & -\sqrt{3}/2B^* & i\sqrt{2}Q & -B/\sqrt{2} & 0 & P-\Delta \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$R = E_c + \frac{1}{2m'_c}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2),$$

$$P = E_v - \frac{1}{2m_0}\gamma_1(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2),$$

$$Q = -\frac{1}{2m_0}\gamma_2(p_x^2 + p_y^2 - 2p_z^2),$$

$$G = \frac{1}{2m_0}\sqrt{3}[\gamma_2(p_x^2 - p_y^2) - 2i\gamma_3p_xp_y],$$

$$B = \left(\frac{1}{2m_0}\right)2\sqrt{3}\gamma_3(p_x - ip_y)p_z,$$

$$T = \frac{1}{\sqrt{3}\hbar}P_0p_z,$$

$$S = \frac{1}{\sqrt{6}\hbar}P_0(p_x + ip_y),$$

其中 $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$, E_c 和 E_v 分别是导带底和价带顶的能量, Δ 表示自旋劈裂的能量, m_0 是

自由电子质量, m'_c 是修正的导带电子有效质量, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 分别是修正的 Luttinger 参数, $\mathbf{P}_0 = -i(\hbar/m_0)\langle S|p_x|X\rangle$ 则表示带间矩阵元. 从参考文献 [18] 可以得知, 修正过的电子有效质量和 Luttinger 参数与真实的电子有效质量 m_e^* 和 Luttinger 参数 $\gamma_1^L, \gamma_2^L, \gamma_3^L$ 存在以下关系: $1/m'_c = 1/m_e^* - 2E_p/3E_g - E_p/3(E_g + \Delta)$; $\gamma_1 = \gamma_1^L - E_p/3E_g$; $\gamma_2 = \gamma_2^L - E_p/6E_g$; $\gamma_3 = \gamma_3^L - E_p/6E_g$, 其中 E_g 为带隙, $E_p = 2m_0(\mathbf{P}_0)^2/\hbar^2$. 将波函数 $\Psi_{\mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{R})$ 进行如下展开 [19]:

$$\Psi_{\mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{R}) = \sum_{n=1}^8 e^{i\mathbf{k}_{\parallel}\cdot\mathbf{r}} u_n(\mathbf{r}) F_n(\mathbf{k}_{\parallel}, z), \quad (3)$$

这里 $\mathbf{R} = (\mathbf{r}, z) = (x, y, z)$, $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$, $F_n(\mathbf{k}_{\parallel}, z)$ 是电子和空穴在 Z 方向的波函数. 因此, 薛定谔方程可以写为

$$[H_0(\mathbf{k}_{\parallel}, p_z) + U(z) - E(\mathbf{k}_{\parallel})]F(\mathbf{k}_{\parallel}, z) = 0. \quad (4)$$

再利用参考文献 [18] 中的有限差分处理方法及布洛赫边界条件, 就可以通过求解薛定谔方程简单地计算出能带结构和波函数分布.

2.2 光学吸收

光吸收的强度正比于光学矩阵元的平方, 因此在得到量子阱的能带结构和波函数之后, 将计算光学矩阵元. 带间跃迁过程的初态和末态分别记为 $\Psi_n(\mathbf{k}, q, \mathbf{r}, z)$ 和 $\Psi_{n'}(\mathbf{k}, q, \mathbf{r}, z)$. 对于一个给定方向的线偏振光 ε , 初态和末态间的光学矩阵元可以写为 [20]

$$\varepsilon \cdot \mathbf{M}_{nn'}(\mathbf{k}, q) = \langle \Psi_{n'}(\mathbf{k}, q, \mathbf{r}, z) | \varepsilon \cdot \mathbf{p} | \Psi_n(\mathbf{k}, q, \mathbf{r}, z) \rangle. \quad (5)$$

将光学矩阵元代入费米黄金定则中, 那么对应的跃迁概率 $W_{nn'}(\mathbf{k}, q)$ 可以写为

$$W_{nn'}(\mathbf{k}, q) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eF_0}{m_0\omega} \right)^2 |\varepsilon \cdot \mathbf{M}_{nn'}(\mathbf{k}, q)|^2 \times \delta[E_{n'}(\mathbf{k}, q) - E_n(\mathbf{k}, q) - \hbar\omega], \quad (6)$$

其中 F_0 和 ω 分别代表光场的强度和频率.

3 数值结果与讨论

由于量子阱的能带结构及波函数分布均会影响带间跃迁概率, 因此我们详细计算了不同结构量

子阱的能带结构和波函数分布及其对跃迁概率的影响. 表 1 是计算所需要的参数.

表 1 AlSb, InAs, GaSb 体材料的能带参数

参数	AlSb	InAs	GaSb
E_g/eV	2.32	0.41	0.81
E_p/eV	18.7	22.2	22.4
Δ_{so}/eV	0.75	0.38	0.75
m_e^*/m_0	0.18	0.023	0.042
γ_1^L	4.15	19.67	11.80
γ_2^L	1.01	8.37	4.03
γ_3^L	1.75	9.26	5.26

调节量子阱的厚度, 可以有效调节量子阱的能带结构及带隙. 所以我们首先计算研究了 InAs, GaSb 层的厚度对量子阱能带结构的影响. 图 2 是 AlSb/InAs/GaSb/AlSb 量子阱的能级在布里渊区中心处随 InAs, GaSb 层厚度的变化关系, AlSb 层的厚度定为 5 nm.

图 2(a) 中, 保持 GaSb 层厚度为 10 nm, 以 1 nm 为间隔改变 InAs 层的厚度. 发现随着 InAs 层厚度的增加, 导带能级显著下降, 空穴能级几乎不改变, 但轻空穴基态 (1lh) 由于与 1e 存在明显的杂化, 故其也表现出较为明显的变化. 此时, 1e-2e 间的带隙随着层厚度的增加而减小, 有效带隙 (导带底与价带顶间的带隙) 也随着 InAs 层厚度的增加而减小, 并已被试验所证实 [21]. 与此相反, 在图 2(b) 中, 保持 InAs 层厚度为 10 nm, 以 1 nm 为间隔改变 GaSb 层的厚度. 随着 GaSb 层厚度的增加, 空穴能级升高, 导带能级几乎不变, 但 1e 与 1lh 之间存在杂化效应, 故 1e 也显示出明显的不同. 此时, 1e-2e 间的带隙随着 GaSb 层厚度的增加而略有增加, 有效带隙仍然随着 InAs 层厚度的增加而减小.

不同能带结构的量子阱表现出不同的光吸收性质, 目前基于 InAs/GaSb 异质结而设计的光电器件多是利用其导带-价带间的跃迁. 但对于 InAs/GaSb 量子阱的带间跃迁, 由于电子、空穴被分别局域在 InAs 和 GaSb 层, 波函数重叠较小, 带间跃迁概率也因而较小 [22]. 因此, 对于 InAs/GaSb 量子阱导带带内跃迁的研究对于新型光电器件的设计就具有重要的作用. 这里

计算了图 2(b) 中两种情况下 1 e-2 e 间的光跃迁: $E_{1e} > E_{1hh}$; $E_{1e} < E_{1hh}$, 并与 1 e 和 1hh 处于共振状态 ($E_{1e} = E_{1hh}$) 时 1 e-2 e 间的光跃迁做了对比. 由于光吸收的强度正比于光学矩阵元的平方, 因此我们只需计算跃迁的光学矩阵元.

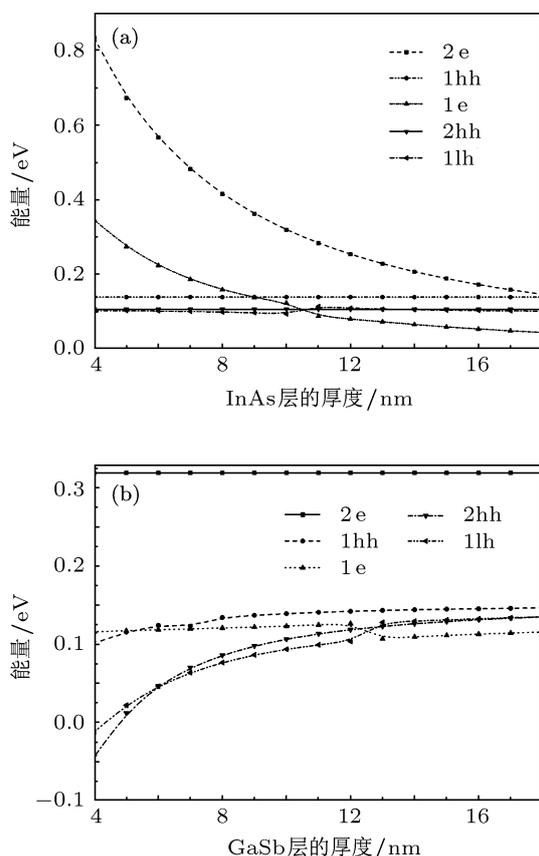


图 2 AlSb/InAs/GaSb/AlSb 量子阱的能级在布里渊区中心处随 InAs, GaSb 层厚度的变化关系 (a) GaSb 层厚度为 10 nm; (b) InAs 层厚度为 10 nm

在布里渊区中心, 电子能带是自旋简并的. 但在 $K \neq 0$ 处, 每个子能级劈裂为自旋向上和向下的两个能级, 因此带间跃迁就存在四种可能: 自旋相同的两种跃迁和自旋相反的一种跃迁. 在布里渊区的低对称性方向上, 比如 [120] 方向, 四种跃迁同时存在 [23]. 但在高对称性方向 [110]、[100], 如果在哈密顿量中不考虑体反演不对称性 (BIA) 及界面哈密顿量 (IH) 的影响, 自旋相反的跃迁是不允许的 [24]. 因此, 这里只需要计算 1 e-2 e 间自旋相同的光学矩阵元, 并且在布里渊区中心处, 两种自旋相同的光学矩阵元是相同的, 计算结果如图 3 所示.

在图 3(a) 图中, $E_{1e} < E_{1hh}$, 光学矩阵元的数值对 GaSb 层厚的变化比较敏感, 在 GaSb

层厚为 10 nm 时处于极大值. 而在图 3(b) 中, $E_{1e} > E_{1hh}$, 随着 GaSb 层厚的不同, 1 e-2 e 间的光学矩阵元变化幅度较小, 在 GaSb 层厚为 4.7 nm 时达到峰值. 此外, 比较两图可知, 图 3(a) 中 1 e-2 e 间的光学矩阵元普遍低于图 3(b) 中的光学矩阵元, 但二者均明显小于独立值 \blacktriangle 代表的 1 e 和 1hh 处于共振状态时 1 e-2 e 间的光学矩阵元. 为了说明其中的物理原因, 计算了图 3(a), (b) 中曲线峰值所对应的量子阱结构及 1 e 和 1hh 处于共振状态时的量子阱结构, 其结构参数分别为 5/10/10/5 nm, 5/10/4.7/5 nm, 5/10.1/5/5 nm. 图 4, 图 5 和图 6 分别为三个量子阱结构对应的能带结构和相应能级在布里渊区中心处的波函数分布. 为了便于比较波函数的变化, 对各能级的波函数做了能量平移.

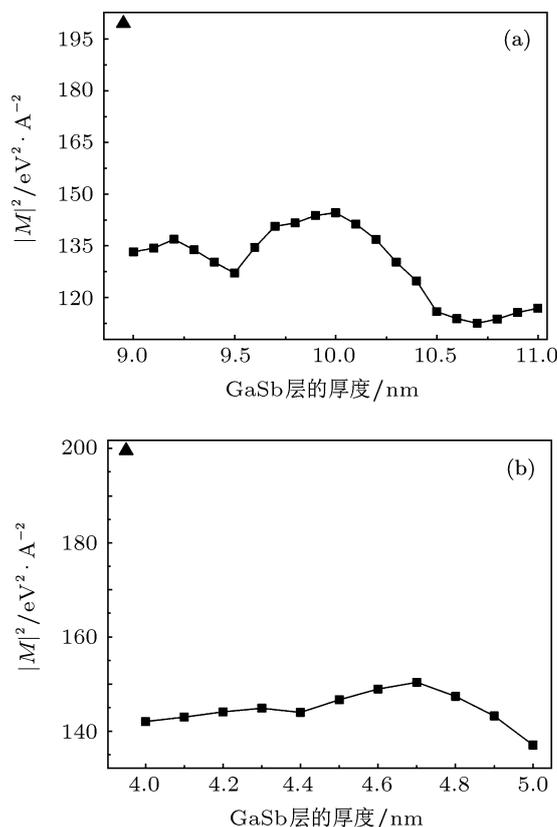


图 3 1 e-2 e 间光学矩阵元随 GaSb 层厚度的变化关系, 独立值 \blacktriangle 代表 $E_{1e} = E_{1hh}$ 时 1 e-2 e 间的光学矩阵元, 偏振光方向为 [110] (a) $E_{1e} < E_{1hh}$; (b) $E_{1e} > E_{1hh}$

图 4 是结构为 5/10/10/5 nm 的 AlSb/InAs/GaSb/AlSb 量子阱的能带结构和波函数分布, 此时 $E_{1e} < E_{1hh}$. 在图 4(a) 中共标示了 [100] 和 [110] 方向的 5 个子能级, 其中 1hh, 2hh 分别为第一、第二重空穴

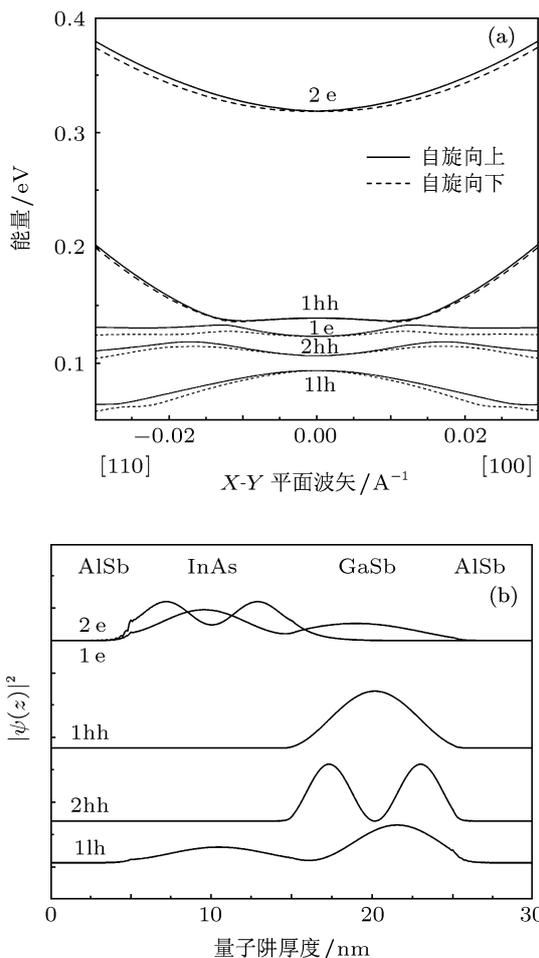


图4 结构为 5/10/10/5 nm 的 AlSb/InAs/GaSb/ AlSb 量子阱的能带结构及波函数分布 (a) 布里渊区中心附近的能带结构; (b) 子能级在布里渊区中心处 $K = 0$ 的波函数分布

态, 实线和虚线分别代表自旋向上和向下的能级。从图 4(a) 中可以看出, 能带在布里渊区中心处是简并的, 由于自旋-轨道耦合作用, $K \neq 0$ 时, 能级开始出现自旋劈裂。1e 与 1hh 之间在布里渊区中心不存在耦合, 但随着 K 增大, 1e 与 1hh 间的耦合作用显著增强, 导致在 $K \approx 0.011 \text{ \AA}^{-1}$ 处 1e 与 1hh 出现反交叉现象, 产生了大约 10 meV 左右的带隙, 并且已经被实验所证实^[25-27]。能带在 [100]、[110] 两个高对称性方向上的各向异性十分微弱。而在图 4(b) 中, 1hh, 2hh 均被限制在 GaSb 层, 与其他能级之间不存在耦合作用。1e 与 1lh 主要被分别局域在 InAs 层和 GaSb 层, 但存在较大的杂化效应, 1e 的波函数渗透到了 GaSb 层, 1lh 的波函数渗透到了 InAs 层, 分别产生了较多的类电子、类空穴的杂化态, 一定程度上限制了 1e-2e 的光跃迁。此外, 1e 与 2e 波函数之间的交迭较小。因此 1e-2e 此时

跃迁概率较小。文献 [28, 29] 对此结构的 InAs/GaSb 量子阱进行了深入的研究, 本文的计算结果与其结果十分一致。

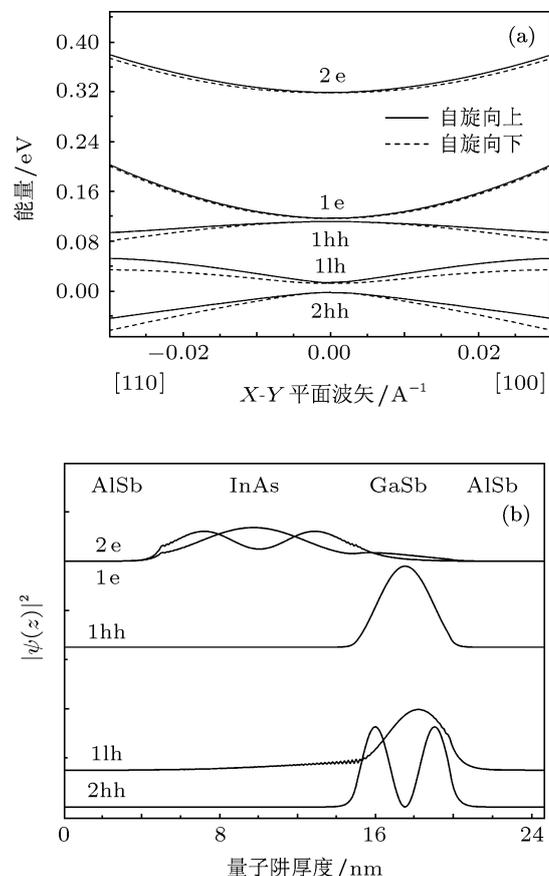


图5 结构为 5/10/4.7/5 nm 的 AlSb/InAs/GaSb/ AlSb 量子阱的能带结构及波函数分布 (a) 布里渊区中心附近的能带结构; (b) 子能级在布里渊区中心处 $K = 0$ 的波函数分布

图 5(a), (b) 分别是结构为 5/10/4.7/5 nm 的 AlSb/ InAs/GaSb/AlSb 量子阱的能带结构和相应能级在布里渊区中心处的波函数分布, 此时 $E_{1e} > E_{1hh}$, 实线和虚线分别代表自旋向上和向下的电子空穴态。在图 5(a) 中, 导带底 1e 的能量略大于价带顶 1hh, 接近共振状态; 1e, 2e 能级的自旋劈裂比较微弱, 空穴态的自旋劈裂较强。而从图 5(b) 中可以看出, 1e 与 1lh 之间杂化效应较小, 因而出现的类空穴、类电子杂化态较少; 1e 与 2e 的波函数之间存在较大程度的交迭, 明显大于图 4(b) 中 1e-2e 间波函数的重叠程度, 从而增加了 1e 到 2e 的跃迁概率, 所以产生了图 3 所示的结果, 即 $E_{1e} > E_{1hh}$ 时 1e-2e 间的光学矩阵元普遍大于 $E_{1e} < E_{1hh}$ 时的光学矩阵元。

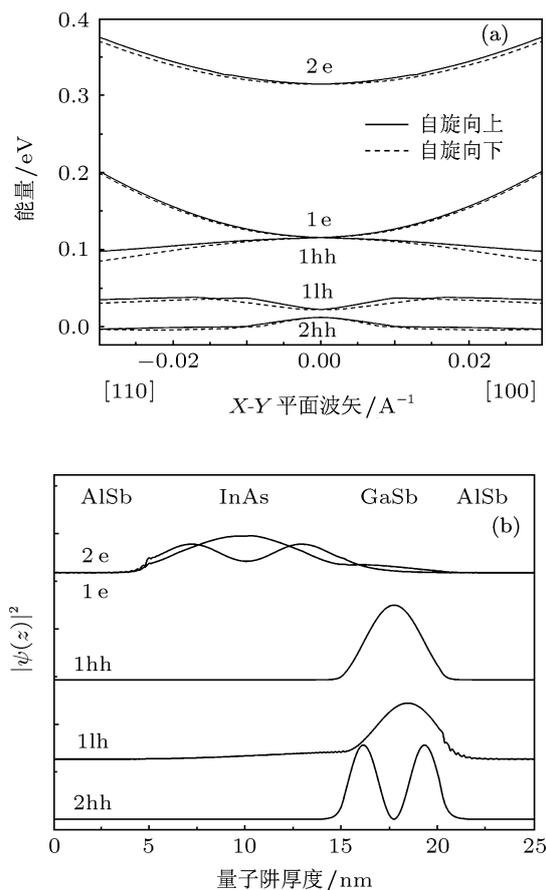


图 6 结构为 5/10.1/5/5 nm 的 AlSb/InAs/GaSb/AlSb 量子阱的能带结构及波函数分布 (a) 布里渊区中心附近的能带结构; (b) 子能级在布里渊区中心处 $K = 0$ 的波函数分布

图 6 是结构为 5/10.1/5/5 nm 的 AlSb/InAs/

GaSb/AlSb 量子阱的能带结构和波函数分布, 此时 $E_{1e} = E_{1hh}$. 在图 6(a) 中, 导带底 1e 与价带顶 1hh 能量相同, 处于共振状态; 5 个能级的自旋劈裂都比较小; 1hh 和 2hh 能级变化比较平缓. 而从图 6(b) 可以看出, 1e 与 1hh 间的杂化效应进一步变弱, 类电子、类空穴的杂化态减少, 更多的电子态符合跃迁定则, 杂化效应对电子跃迁的影响变弱. 此外, 与图 4(b)、图 5(b) 相比, 1e 和 2e 间的波函数交迭明显增强, 根据波函数工程的理论, 这进一步增加了 1e-2e 的跃迁概率. 因此, 共振状态时 1e-2e 的光学矩阵元明显大于非共振状态时的光学矩阵元.

4 结论

本文采用八能带 K-P 理论及有限差分方法计算了 AlSb/InAs/GaSb/AlSb 量子阱的能带结构及波函数分布, 并重点讨论了能级波函数的分布对导带 1e-2e 间跃迁概率的影响. 计算结果表明, 通过改变量子阱的结构, 可以有效调节量子阱的能带结构和波函数分布, 使得 1e, 2e 间波函数最大程度地重叠, 从而显著地提高 1e-2e 间的跃迁概率. 这对于中远红外波长范围的新型级联激光器、探测器的研究应用具有重要的意义.

- [1] Luo J, Munekata H, Fang F F, Stiles J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 7685
- [2] Yang R Q 1995 *Superlatt. Microstr.* **17** 77
- [3] Chian H C, Tsay S F, Chau Z M, Lo I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2053
- [4] Yang M J, Yang C H, Bennett B R, Shanabrook B V 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4613
- [5] Cooper L J, Patel N K, Drouot V 1998 *Phys. Rev. B* **57** 11915
- [6] Zakharova A, Yen S T, Chao K A 2001 *Phys. Rev. B* **64** 235332
- [7] Magri R, Wang L W, Zunger A, Vurgaftman I, Meyer J R 2000 *Phys. Rev. B* **61** 10235
- [8] Cartoixa X, Ting D Z Y, McGill T C 2003 *Phys. Rev. B* **68** 235319
- [9] Munekata H, Maan J C, Chang L L, Esaki L 1987 *J. Vac. Sci. Technol. B* **5** 809
- [10] Altarelli M 1983 *Phys. Rev. B* **28** 842
- [11] Capasso F 1987 *Science* **235** 172
- [12] Asif Khan M, Yang J W, Simin G, Gaska R, Shur M S 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 1161
- [13] Ram-Mohan L R, Yoo K H 2006 *J. Phys. Condens. Matter* **18** R901
- [14] Helgesen P, Sizmman R, Løvold S, Paulsen A 1992 *Spie. Vol.* **1675** 271
- [15] Cheng J P, Kono J, McCombe B D, Lo I, Mitchel W C, Stutz C E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 450
- [16] Halvorsen E, Galperin Y, Chao K A 2000 *Phys. Rev. B* **61** 16743
- [17] Lo I, Mitchel W C, Kaspi R, Elhamri S, Newrock R S 1994 *Appl. Phys. Lett.* **65** 1024
- [18] Xu W, Li L L, Dong H M, Gumbs G, Folkes P A 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 053709
- [19] Bastard G 1981 *Phys. Rev. B* **24** 5693
- [20] Li L L, Xu W, Peeters F M 2010 *Phys. Rev. B* **82** 235422
- [21] Li L L, Xu W, Zeng Z, Wright A R, Zhang C, Zhang J, Shi Y L, Lu T C 2009 *Microelectronics Journal* **40** 812
- [22] Wei X F, Xu W, Zhang J, Zeng Z, Zhang C 2008 *Physics E* **40** 1069
- [23] Semenikhin I, Zakharova A, Nilsson K, Chao K A 2007 *Phys. Rev. B* **76** 035335

- [24] Semenikhin I, Zakharova A, Chao K A 2008 *Phys. Rev. B* **77** 113307
- [25] Lakrimi M, Khym S, Nicholas R J, Symons D M, Peeters F M, Mason N J, Walker P J 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 3034
- [26] Poulter A J L, Lakrimi M, Nicholas R J, Mason N J, Walker P J 1999 *Phys. Rev. B* **60** 1884
- [27] Marlow T P, Cooper L J, Arnone D D, Patel N K, Whittaker D M, Linfield E H, Ritchie D A, Pepper M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2362
- [28] Zakharova A, Yen S T, Chao K A 2002 *Phys. Rev. B* **66** 085312
- [29] Zakharova A, Semenikhin I, Chao K A 2011 *JETP Lett.* **94** 660

Band structure and optical absorption in InAs/GaSb quantum well

Liu Zhu Zhao Zhi-Fei Guo Hao-Min Wang Yu-Qi[†]

(Applied Technology Laboratory of Materials, Institute of Solid State Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

(Received 29 March 2012; revised manuscript received 21 May 2012)

Abstract

An analysis of band structure, wave function distribution and absorption of linearly polarized light along the [110] direction in InAs/GaSb quantum well grown along the [001] direction is performed by the eight-band K-P model and finite difference method. Our study shows that the band structure and wave function distribution could be regulated effectively by changing the thickness of InAs or GaSb layer. When the bottom of conduction subband and the top of the valence subband are in resonance, the hybridization of ground electron and light-hole state at the zone-center is very weak, and the overlap between the wave function of the ground and the first-excited electron state is considerable, according to the theory of wave function engineering, so the transition rate between the ground and the first-excited electron state at the zone-center is larger than that when the bottom of conduction subband and the top of the valence subband are not in resonance. This is very important for designing advanced optoelectronic devices such as far-infrared or mid-infrared cascade lasers and detectors based on InAs/GaSb quantum wells.

Keywords: InAs/GaSb quantum wells, band structure, K-P method

PACS: 73.21.Ac, 73.21.Fg, 78.55.Cr, 78.67.Pt

[†] E-mail: yqwang@issp.ac.cn