

ZnSe-ZnS 应变超晶格的光致发光

江 风 益 潘 传 康

江西工业大学,南昌,330029

范 广 涵 范 希 武

中国科学院长春物理研究所,长春,130021

1991年3月25日收到

本文讨论了使用常压金属氧化物化学汽相沉积 (MOCVD) 技术生长的 ZnSe-ZnS 应变超晶格的发光特性. ZnSe-ZnS 应变超晶格的发射光谱,在高密度激发下通常仅存在一个发射峰;在低密度激发下除带边发射之外,还存在深中心的发射;与低密度激发相比,高激发下发光峰值红移且其半高宽展宽. 高质量的 ZnSe-ZnS 应变超晶格在低激发下,带边发光很强,而深中心发射能被大大抑制. 我们观测到一个新的激子发射峰. 考虑应变效应与量子限制效应,本文将这一新的发射峰归结为与 $n = 1$ 的轻空穴激子有关的复合发光.

PACC: 7340L; 3350; 7855

一、引 言

ZnSe 为直接跃迁型宽禁带半导体材料,室温下它的禁带宽度对应的发光波长处于蓝色范围,加上其激子束缚能较高,利用它组成的超晶格,有希望成为制作蓝色发光器件和激子型快速光学双稳器件的理想材料. 1984年 Fujiyasu^[1] 使用热壁外延法首次成功地生长了 ZnSe-ZnS 应变超晶格. 之后分子束外延、有机金属化学汽相沉积及原子层外延等超薄层生长手段被应用于生长 ZnSe-ZnS_xSe_{1-x}^[2], ZnSe-ZnTe^[3,4], ZnSe-Zn_{1-x}Mn_xSe^[5] 和 ZnS-ZnTe 应变超晶格^[6]等宽禁带 II-VI 族超晶格. ZnSe-ZnS 应变超晶格的研究在短短的六年中进展很快. 强烈的激子发射^[7]、二次离子谱的振荡曲线^[8]、二套 X 射线衍射卫星峰^[9]、低损耗的光波导^[10]、电子束泵浦^[11]、光泵浦激光发射^[12]、Raman 光谱^[13]等已相继报道. 我们曾报道了 ZnSe-ZnS 应变超晶格的光电及结构特性^[14], 观测到多级子能带的重、轻空穴激子吸收及 P 型传导特性^[15-17]. 到目前为止,不同激发密度下 ZnSe-ZnS 应变超晶格的发射光谱之间的比较,仅在文献[18]中提及,未作详细讨论;有关 ZnSe-ZnS 应变超晶格的激子发光报道中,仅存在一个发射峰^[7-12]. 本文讨论不同激发密度下 ZnSe-ZnS 应变超晶格的发光特性和 ZnSe-ZnS 应变超晶格的多级激子发光.

二、实 验

实验中所用的 ZnSe 单晶膜及 ZnSe-ZnS 应变超晶格均为我们实验室使用常压

MOCVD 技术生长的,有关生长条件已有报道^[14]。样品的结构参数如表 1 所示。JF07 样品为 ZnSe 单晶膜, JF01—06 和 JF08 样品为一组阱宽、垒宽不同的 ZnSe-ZnS 应变超晶格。

光致发光在低温 77K 下进行, N_2 激光器 337.1nm 线 ($1MW/cm^2$) 作高密度激发光源, 高压汞灯 365.0nm 线 (500W 汞灯) 作低密度激发光源。发射光谱由 44W 型光栅光谱仪和冷却到 $-30^\circ C$ 的 C31034 型光电倍增管接收。

表 1 ZnSe-ZnS 应变超晶格的结构参数与发光参数

样品号	阱宽 (Å)	垒宽 (Å)	周期数	带边发光			
				N_2 激光器激发		高压汞灯激发	
				波 长 (Å)	半高宽 (meV)	波 长 (Å)	半高宽 (meV)
JF01	10	100	50	3850	120		
JF02	15	50	100	4190	69	4170	80
JF03	20	40	50	4225	75	4220	60
JF04	70	100	100	4347	69	4340	24
JF05	100	20	20	4435	43.5	4430	14
JF06	150	150	100	4456	120	4450	82
JF07	10000	0	1	4456	38	4450	12
JF08	22	23	50	4220	68	4210	18

三、结果与讨论

1. ZnSe 单晶膜在不同激发密度下的发射光谱

为了便于比较,先对 ZnSe-ZnS 应变超晶格中阱材料 ZnSe 的发光特性进行讨论。图 1 为 ZnSe 单晶膜 (JF07) 的光致发光光谱。在高密度激发时,仅存在一个发射峰 A' , 位于 445.6nm 处,低能侧出现带尾,谱峰不对称,没有深中心的发射;低密度激发时,除带边发射 A 带之外,还存在 DA 带、 DA 三级声子伴线和深中心发射 D 带。 A 带的半高宽为 12meV, 表征 ZnSe 单晶膜具有较高质量。

DA 带及其伴线本文不予讨论^[19,20]。 D 带被认为与 GaZn 有关的复合体发光^[21,22]。

高激发下 A' 带比低激发下 A 带红移了 0.6nm, 且 A' 带半高宽为 A 带半高宽的 3 倍。 A' 带被认为是多种发光的混合结果^[26]。因为高激发时,产生大量的激子数,大大增加了激子与激子和激子与自由载流子之间的相互作用。这些相互作用能以许多形式出现,且不同形式下的发光能量均比基态自由激子能量小^[26]。整体效应就使激子发光 A 带展宽成 A' 带,且红移。

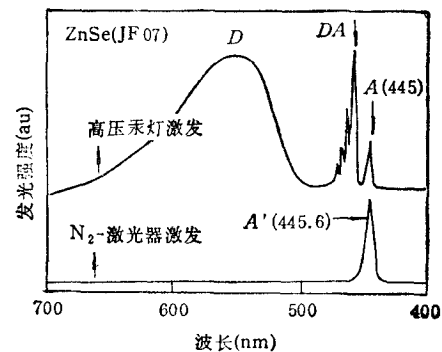


图 1 ZnSe 单晶膜在高密度激发 (N_2 激光器, 337.1nm, $1MW/cm^2$) 和低密度激发 (高压汞灯 365 nm, 500W) 下的发射光谱

2. 高密度激发下 ZnSe-ZnS 应变超晶格的发射光谱

图 2(a) 为不同结构参数的 ZnSe-ZnS 应变超晶格在高密度激发下的发射光谱. 我们仅观测到带边发光, 没有观测到深中心的发射(未画出这一范围). 随着 ZnSe 阱宽的变窄, 发光峰值蓝移增大, 表征量子限制效应的形成.

JF01 样品的发光波长为 385.0nm, 相对 ZnSe 单晶膜的发光波长 445.6nm 蓝移了 438meV. 到目前为止, 还未见文献报道 ZnSe-ZnS 应变超晶格中这么大的量子限制效应.

JF01-05 五个样品的带边发光半高宽随阱宽变窄呈现增大的趋势 ($L_{\text{ZnSe}} < 100 \text{ \AA}$ 时), 如图 3 所示. 但对 JF06 样品来说, $L_{\text{ZnSe}} = 150 \text{ \AA}$, 发光峰半高宽反而很大. 我们

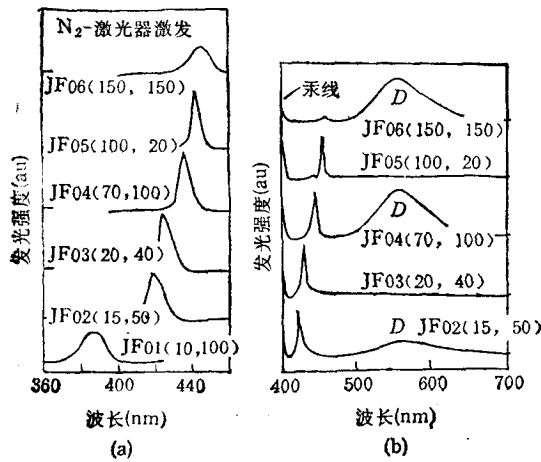


图 2 ZnSe-ZnS 应变超晶格的发射光谱
(a) 为高密度激发下的发射光谱;
(b) 为低密度激发下的发射光谱

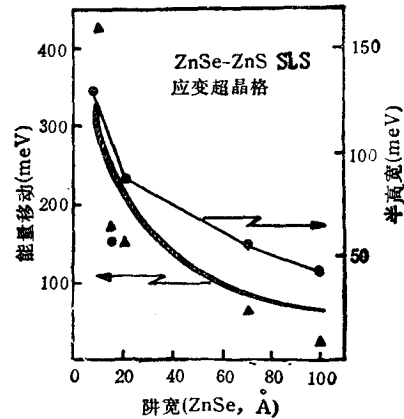


图 3 ZnSe-ZnS 超晶格的发光蓝移及其带边发射半高宽随阱宽变化的关系
▲ 为实验蓝移值; ● 为带边发射半高宽; 阴影曲线为理论蓝移值(设 $L_{\text{ZnS}} = 100 \text{ \AA}$); 折线为半高宽

还发现, 对阱、垒宽度很大的超晶格 ($L_{\text{ZnSe}} > 200 \text{ \AA}$, $L_{\text{ZnS}} > 200 \text{ \AA}$), 甚至观测不到带边发光. 原因可归结为, 阱、垒宽都很大时, 高失配(4.7%)的 ZnSe-ZnS 应变超晶格为一种超过临界厚度的情形 (60 \AA ^[27]), 因而 ZnSe/ZnS 界面产生大量的失配位错, 大大降低了该超晶格的完整性, 致使发光半高宽增大, 同时也增大了无辐射跃迁.

JF01—06 样品超晶格在高激发下的发光半高宽与 ZnSe 单晶膜相比较, 前者大于后者, 如表 1 所示. 这可能与 ZnSe/ZnS 异质交界面的层厚涨落有关^[18], 即界面不是理想的陡界面模型.

3. 低密度激发下 ZnSe-ZnS 应变超晶格的发射光谱

图 2(b) 为 ZnSe-ZnS 应变超晶格在低密度激发下的发射光谱. 与低激发下 ZnSe 单晶膜相比, JF02—JF05 样品的带边发光均发生蓝移, 蓝移随阱宽的减小而增加. JF02—JF06 样品中没有观测到 DA 带及其声子伴线. JF02, JF04, JF06 三个样品均

出现深中心 D 带, 其中以 JF06 样品中 D 带最强, JF02 样品中 D 带最弱。非常有意义的是, JF03 和 JF05 中没有观测到 D 带。我们认为, 之所以 JF03, JF05 和 JF02 样品无深中心 D 带或 D 带较小, 是因为这三个样品具有较高的晶体质量。而 JF04 和 JF06 样品则被认为是结晶不好的超晶格。

ZnSe-ZnS 应变超晶格在低密度激发下深中心发射是否受到抑制, 原因可能是多方面的。文献[30]认为, 当 ZnSe 很薄而 ZnS 较厚时, ZnSe 应变很大, 从而大大减少了深中心缺陷在 ZnSe 阱层内的浓度, 使 D 带发光减弱。我们的结果并不完全如此。从图 2(b) 可以看出, 深中心 D 带的有无与 ZnSe 层厚无明显的依赖关系。从 JF02, JF04 和 JF06 三个样品中的 D 带来看, 深中心 D 带发光强度 I_D 与同一样品的带边发光强度 I_{BE} 之比 I_D/I_{BE} 随着 ZnSe 层厚的增大而增大。我们实验中还发现, 当 ZnSe, ZnS 层厚均大于 200 \AA 时, 低激发下 ZnSe-ZnS 应变超晶格的发射光谱中仅存在深中心的发射 (D 带), 而观测不到带边发光(图 2(b) 未画出)。我们的这些结果与文献[30]中的讨论在定性上是一致的。但是 JF03 与 JF05 两个样品中没有观测到 D 带, 其 ZnSe 层厚处在 JF02 和 JF06 样品之间, 不符合文献[30]中讨论得出的规律。我们认为, ZnSe-ZnS 应变超晶格中深中心发射是否受到抑制, 关键在于它们的结晶特性是否良好, 而不完全取决于 ZnSe 层应变的大小。只要结晶完好(即应变完全而不弛豫), 深中心 D 带就能得到抑制或部分抑制。阱、垒宽度都很大的超晶格, 超过临界厚度时就变为弛豫的超晶格, 晶性就不好, 如 JF04 和 JF06 样品; 阱、垒宽度都较小时, 可发生完全应变, 晶性就好, 如 JF03 和 JF02 样品。JF05 样品的阱宽较大而垒宽较小, 组成 free standing 状态下的应变超晶格时, 厚层 ZnSe 应变较小, 薄层 ZnS 应变较大, 也可满足完全应变而不弛豫的条件^[31]。文献[32]生长 ZnSe(200 \AA)-ZnS(10 \AA) 应变超晶格而得到高质量的超晶格就是一例。综上所述, ZnSe-ZnS 应变超晶格在低激发下深中心发射是否受到抑制, 或超晶格的结晶特性有关。应变较好的超晶格, 深中心发射受到抑制或部分抑制; 弛豫的超晶格深中心发射不能被抑制。至于结晶完好的 ZnSe-ZnS 应变超晶格的深中心发射为什么会受到抑制, 目前还不甚清楚。

与图 2(a) 相比, 图 2(b) 中发光峰值蓝移且半高宽呈现减小的趋势, 如表 1 所示。这种特性与 ZnSe 单晶膜(如图 1 所示)相类似。我们曾对 ZnSe 单晶膜在不同激发密度下的带边发光特性进行了较详细的讨论, 指出高激发下激子与激子之间的散射和激子与电子之间的散射并存, 而低激发下激子与电子的散射占主导地位^[43]。同样的解释能否适用于 ZnSe-ZnS 超晶格中, 目前还不能肯定。我们的这个结果与文献[18]报道的情况正好相反。他们观测的结果是, 不同激发密度下半高宽基本不变, 高激发下峰值蓝移(相对低激发)。

4. ZnSe-ZnS 应变超晶格的子能带计算

文献[33]给出了应变对超晶格能带结构的变化关系。如图 4 所示, ZnSe 受双轴压缩应变, 导带向上移动, 价带重、轻空穴分裂, 重空穴位于轻空穴之上; ZnS 受双轴伸张应变, 导带向下移动, 价带重、轻空穴分裂, 轻空穴带位于重空穴带之上。

应变引起的各项移动如下^[33]:

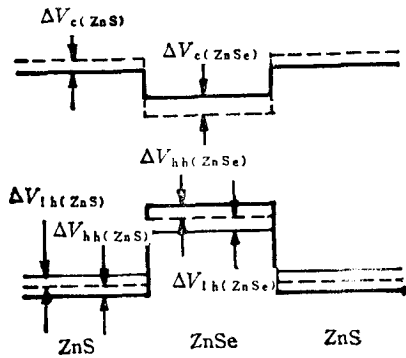


图4 ZnSe-ZnS 应变超晶格的能带结构示意图虚线为未应变时的情形；粗实线为应变时导带和重空穴带的位置；细实线为应变时轻空穴带的位置

$$\Delta V_c = 2a_c(S_{11} + 2S_{12})X, \quad (1)$$

$$\Delta V_{hh} = 2a_p(S_{11} + 2S_{12})X - b(S_{11} - S_{12})X, \quad (2)$$

$$\Delta V_{lh} = 2a_p(S_{11} + 2S_{12})X + b(S_{11} - S_{12})X, \quad (3)$$

$$X = (a_{||} - a_c)/(a_0(S_{11} + S_{12})), \quad (4)$$

$$a_{||} = (a_1G_1L_1 + a_2G_2L_2)/(G_1L_1 + G_2L_2), \quad (5)$$

其中 ΔV_c , ΔV_{hh} 和 ΔV_{lh} 分别为导带、重空穴带和轻空穴带的应变感应移动值, a_c , a_p 和 b 分别为导带流体静压力畸变势、价带流体静压力畸变势和剪切畸变势, S_{11} 和 S_{12} 为塑性顺度 (compliance) 常数, X 为应变强度, a_0 为未应变时的晶格常数, $a_{||}$ 为平行于超晶格表面的晶格常数, a_1, a_2, L_1, L_2, G_1 和 G_2 分别为阱和垒材料的未应变时的晶格常数、宽度和切变模常数. ZnSe, ZnS 的

S_{11}, S_{12}, G 等常数见文献[39]和文献[38].

使用 Kronig-Penney 模型^[35], 再考虑上述应变对能带结构的影响, 就可计算 ZnSe-ZnS 应变超晶格阱中子能带. 计算中所用的参数 band offsets 和电子、重空穴、轻空穴的有效质量分别来自于文献[30]和文献[8]; 畸变势来自于文献[39—41].

发生在第 n 级电子子带到第 n 级重空穴子带 (或轻空穴子带) 之间的带带 (band to band) 跃迁值为

$$E_{e, n, h, n} = E_{g_0}(\text{ZnSe}) + \Delta V_{c, \text{ZnSe}} - \Delta V_{hh, \text{ZnSe}} + E_{e, n} + E_{h, n}$$

或

$$E_{e, n, l, n} = E_{g_0}(\text{ZnSe}) + \Delta V_{c, \text{ZnSe}} + \Delta V_{lh, \text{ZnSe}} + E_{e, n} + E_{l, n}, \quad (6)$$

其中 $E_{e, n}$, $E_{h, n}$ 和 $E_{l, n}$ 分别为第 n 级电子、重空穴和轻空穴状态的量子限制能量.

图3为 ZnSe-ZnS 应变超晶格的理论和实验蓝移 (与 ZnSe 单晶膜比较) 和半高宽随阱宽变化的关系 (设 $L_{\text{ZnS}} = 100 \text{ \AA}$). 理论蓝移指应变超晶格重空穴带带跃迁能量 $E_{e, 1, h, 1}$ 与 ZnSe 单晶膜的禁带宽度 E_{g_0} 之差; 实验蓝移为应变超晶格与 ZnSe 单晶膜在高激发下的发光峰能量之差, 用 \blacktriangle 表示. 由图3可以看出, 理论蓝移值比实验蓝移值大 (JF01 样品除外). 这可由超晶格中激子束缚能比体材料的激子束缚能大来解释^[23].

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{实验}} &= [E_{e, 1, h, 1} - E_{b, \text{应变超晶格}}] - [E_{g_0} - E_b] \\ &= \Delta E_{\text{理论}} - [E_{b, \text{应变超晶格}} - E_b], \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $(E_{e, 1, h, 1} - E_{b, \text{应变超晶格}})$ 和 $(E_{g_0} - E_b)$ 分别为应变超晶格和 ZnSe 膜的 $n = 1$ 重空穴激子能量, $\Delta E_{\text{实验}}$ 和 $\Delta E_{\text{理论}}$ 分别为发光峰蓝移值和理论蓝移值, E_{g_0} 和 E_b 分别为 ZnSe 单晶膜的禁带宽度和激子束缚能, $E_{b, \text{应变超晶格}}$ 为应变超晶格的激子束缚能. 由方程(7)可以看出, 当 $E_{b, \text{应变超晶格}} > E_b$ 时, $\Delta E_{\text{实验}}$ 比 $\Delta E_{\text{理论}}$ 小. 也就是说, 实验蓝移值比理论蓝移值小. 从而定性地解释了图3中有关蓝移值的差别. 目前还很难定量计算 ZnSe-ZnS 应变超晶格的激子束缚能. 文献[18]曾报道了 ZnSe-ZnS 应变超晶格的激子束缚能为 ZnSe 膜的四倍 (ZnSe 膜的自由激子束缚能为 $19 \text{ meV}^{[18]}$).

5. ZnSe-ZnS 应变超晶格的多级激子发光

图 5 和图 6 分别为 JF05 和 JF08 两个样品的发射光谱。除了带边发光之外,还在高能端有一个发射峰。到目前为止,还未见文献报道 ZnSe-ZnS 应变超晶格中多级激子发光。图 5(a) 为低激发下 JF05 样品的发射光谱,出现两个发射谱,分别位于 443 和 435nm 处;图 5(b) 为高激发下 JF05 样品的发射光谱, A' 带峰值红移(443.5nm)且半高宽很大(相对低激发), 435nm 峰不能与 A' 带明显区分开来(原因可归结为 A' 带的展宽)。图 6(b) 为高激发下 JF08 样品的发射光谱,出现两个发射峰,分别位于 422 和 390nm 处;在低激发下,仅看到一个发射峰,位于 421nm 处,而 390nm 峰被激发光源汞线 365nm 峰尾所掩盖。

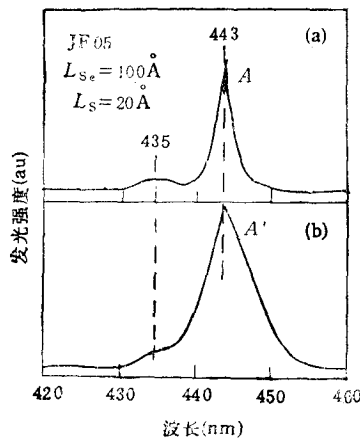


图 5 JF05 样品 ZnSe-ZnS 超晶格的发射光谱
(a) 为汞灯激发; (b) 为 N_2 激光器激发

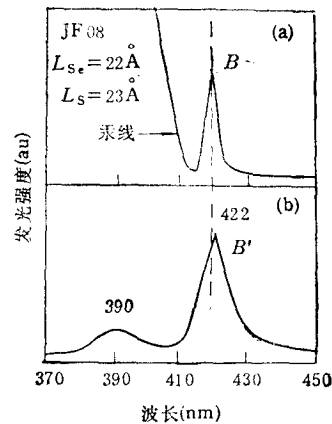


图 6 JF08 样品 ZnSe-ZnS 超晶格的发射光谱
(a) 为汞灯激发; (b) 为 N_2 激光器激发

对图 5(a) 和图 6(b) 中出现的两个发射峰,我们进行了理论探讨。通过子能带计算获知, JF05 样品超晶格阱中存在两个电子子能带 E_1 和 E_2 , 价带空穴带的排列顺序为 $H_1, H_2, H_3, L_1, \dots$, 其中 H_1, H_2 和 H_3 表示重空穴 $n = 1, 2, 3$ 三个子能带, L_1 表示 $n = 1$ 轻空穴子能带。JF08 样品超晶格阱中仅存在 $n = 1$ 的电子子能带 E_1 , 价带空穴带的排列顺序为 $H_1, H_2, L_1, H_3, \dots$ 。表 2 列出它们的具体数值及带带跃迁值。 $E_{c1}, E_{c2}, E_{h1}, E_{h2}, E_{l1}$ 和 E_{l2} 分别表示相应的电子、重空穴和轻空穴状态的量子限制能量。

JF08 样品超晶格的发光峰 422nm 和 390nm, 对应能量分别为 2.938eV 和 3.180eV。它们加上一激子束缚能(至少 19meV), 就分别与表 2 中带带跃迁值 E_{c1h1} 和 E_{c1l1} 接近。所以,有理由认为图 6(b) 两个发射峰分别为与 $n = 1$ 重空穴激子和 $n = 1$ 轻空穴激子有关的复合发光。

JF05 样品超晶格的发光峰 443nm 和 435nm, 对应能量分别为 2.799eV 和 2.851eV。它们加上一激子束缚能(至少 19meV)以后,就分别与表 2 中带带跃迁值 E_{c1h1} 和 E_{c1l1} 或 E_{c2h2} 相接近。第一个峰(443nm)可认为与 $n = 1$ 重空穴激子有关的复合发光。第二个峰为 $n = 1$ 轻空穴激子复合还是 $n = 2$ 重空穴激子复合,从上面的数值比较并不能得出

表 2 量子限制能量,应变感应带结构移动及带带跃迁能量(JF05 和 JF08 样品)

meV	JF05	JF08
E_{e1}	14—18	61—101
E_{e2}	48—69	
E_{h1}	4	38
E_{h2}	11	148
E_{h3}	23	331
E_{11}	22—23	234—242
E_{12}	85—86	646—687
$\Delta V_{c(\text{ZnSe})}$	18	51
$\Delta V_{hh(\text{ZnSe})}$	2	4
$\Delta V_{lh(\text{ZnSe})}$	24	69
E_{e1h1}	2846—2850	2958—2998
E_{e111}	2892—2897	3231—3279
E_{e2h2}	2887—2908	
E_{e212}	2989—3010	
$E_{gs}(\text{ZnSe})^{[42]}$	2812(77K)	2812(77K)

结论。我们知道,电子处在 $n = 2$ 状态的寿命是很短的(0.1ps 数量级^[36]),远小于在 $n = 1$ 状态的寿命(10—100ps^[74])。电子一旦被激发到 $n = 2$ 的状态,在很短的时间内(0.1ps)就会弛豫到 $n = 1$ 的状态。因此, $n = 2$ 的电子跃迁到 $n = 2$ 重空穴子能带的几率是非常小的,远小于 $n = 1$ 的电子跃迁到 $n = 1$ 轻空穴子带的几率。所以,可以认为,图 5(a) 中第二个峰为与 $n = 1$ 轻空穴激子有关的复合发光,而不是与 $n = 2$ 重空穴激子有关的复合发光。

四、结 论

我们详细地讨论了 ZnSe-ZnS 应变超晶格在不同激发密度下的发光特性。高激发下带边发光红移且展宽。低激发下,结晶质量高的超晶格,其深中心发射大大受到抑制;而晶格弛豫的超晶格深中心发射很强。考虑应变对能带结构的影响及量子限制效应,计算了 ZnSe-ZnS 应变超晶格阱中子能带。理论计算蓝移值比发光峰值蓝移要大,这个结果可由“超晶格中激子束缚能比体材料大”来解释。我们观测到 ZnSe-ZnS 应变超晶格的二级激子发射峰,通过子能带计算及有关跃迁几率的讨论,把它们分别归结为与 $n = 1$ 重空穴激子及 $n = 1$ 轻空穴激子有关的复合发光。

本文得到江西省科学技术委员会、教育委员会课题经费的资助。工作中张吉英、杨宝钧、吕有明等同志给予了热情帮助,在此表示感谢。

- [1] H. Fujiyasu, H. Takahashi, H. Shimiyu and A. Sasaki, the 17th Inter. Conf. on the Physics of Semiconductors (1984), ThA-23.
- [2] Y. Kawakami, T. Taguchi and A. Hiraki, *Technol. Rep. Osaka Univ. (Japan)*, 38(1988), 109.
- [3] M. Kobayashi, N. Mino, H. Katagiri, R. Kimura, M. Konagai and K. Takahashi, *Appl. Phys. Lett.*, 48(1986), 296.
- [4] S. Disho, Y. Takamura, M. Konagai and K. Takahashi, *J. Cryst. Growth*, 95(1989), 580.
- [5] Y. Hefetz, J. Nakahara, A. V. Nurmikko, L. A. Kolodziejski, R. L. Gunshor and S. Datta, *Appl. Phys. Lett.*, 47(1985), 989.
- [6] T. Karasawa, K. Ohkama and T. Mitsuyu, *J. Cryst. Growth*, 101(1990), 118.
- [7] S. Fujita, Y. Matsuda and A. Sasaki, *Appl. Phys. Lett.*, 47(1985), 955.
- [8] T. Yokogawa, M. Ogura and T. Kajiwara, *Appl. Phys. Lett.*, 49(1986), 1702.
- [9] A. Taïke, N. Treraguchi, M. Konagai and K. Takahashi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 26(1987), L989.
- [10] T. Yokogawa, M. Ogura and T. Kajiwara, *Appl. Phys. Lett.*, 52(1988), 120.
- [11] D. A. Cammack, R. J. Dalby, H. J. Cornclissen, J. Khurgin, *J. Appl. Phys.*, 62(1987), 3071.
- [12] I. Seumune, K. Yamada, H. Masato, Y. Kan and M. Yamanishi, *Appl. Phys. Lett.*, 54(1989), 981.
- [13] D. J. Olego, K. Shahzad, D. A. Cammack and H. Cornclissen, *Phys. Rev.*, B38(1988), 5554.
- [14] 范广涵, 关郑平, 江风益, 宋士惠, 范希武, *人工晶体学报*, 19(1990), 10.
- [15] 江风益, 范希武, 范广涵, *发光学报*, 11(1990), 174.
- [16] 江风益, 范希武, 杨爱华, 范广涵, *发光学报*, 11(1990), 295.
- [17] F. Y. Jiang, C. K. Pan, G. H. Fan and X. W. Fan, Presented at the 1990 Fall Meeting of MRS (U. S. A.), Extended Abstract (1990), p. 21.
- [18] Y. Yamada and T. Taguchi, *J. Cryst. Growth*, 104(1990), 661.
- [19] K. Akimoto, T. Miyajima and Y. Mori, *Optoelectronics-Devices and Technologies*, 4(1989), 89.
- [20] Y. Shirakawa and H. Kukimoto, *J. Appl. Phys.*, 51(1980), 2014.
- [21] J. C. Bouley, *J. Appl. Phys.*, 46(1975), 3549.
- [22] P. Lilley, M. R. Cezerniak, J. E. Nicholls and J. J. Davies, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 85(1984), 235.
- [23] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang and L. Esaki, *Phys. Rev.*, B26(1982), 1974; R. L. Greene, K. K. Bajaj, *Solid Stat. Comm.* 45(1983), 831.
- [24] J. W. Wu and A. V. Nurmikko, *Phys. Rev.*, B37(1988), 2711.
- [25] R. M. Park, *Appl. Phys. Lett.*, 46(1985), 386.
- [26] R. Baltramiejunas, E. Kuokstis and A. Zukauskas, *Solid Stat Comm.*, 44(1982), 955.
- [27] 江风益, 范广涵, 范希武, 第三届全国超晶格微结构学术会议, 论文摘要集, D30(1990), 北京.
- [28] Y. Kawakami, T. Taguchi and A. Hiraki, *J. Cryst. Growth*, 93(1988), 331; 714.
- [29] T. Yokogawa, T. Saitoh and T. Narusawa, *J. Cryst. Growth*, 101(1990), 550.
- [30] H. Kuwabara, H. Fujiyasu, H. Shimizu and A. Sasaki, *J. Cryst. Growth*, 72(1985), 299.
- [31] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, *J. Val. Sci. Technol.*, 14(1977), 989.
- [32] H. Oniyama, S. Yamada, A. Yoshikawa, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28(1989), L2137.
- [33] H. Mariette, F. Dalbo, N. Magnea, G. Lentz and H. Tuffigo, *Phys. Rev.*, B33(1988), 12443.
- [34] W. A. Harrison, *J. Val. Sci. Technol.*, 14(1977), 1016.
- [35] R. Kronig and W. G. Penney, *Proc. Roy. Soc.*, A130(1931), 409; G. Bastard, *Phys. Rev.*, B24(1981), 5693.
- [36] L. C. West, *Appl. Phys. Lett.*, 46(1985), 1156.
- [37] R. M. Martin, *Phys. Rev.*, B1(1973), 4007.
- [38] $G = 2x (C_{11} + 2C_{12}) \times (1 - C_{12}/C_{11})$, from C. G. Van de Walle. *Phys. Rev.*, B34(1986), 5622; C_{11} and C_{12} from ref. [37].
- [39] D. W. Langer, R. N. Euwema, *Phys. Rev.*, B2(1970), 4005.
- [40] A. Blacha, H. Presting and M. Cardona, *Phys. Stat. Sol. (b)*, 126(1984), 11.
- [41] $a_v = a - a_c$, a from ref. [40] and a_c from ref. [39].
- [42] $E_g(\text{ZnSe}, 77\text{K}) = E_x + E_b$. E_x from ref. [20]. E_b from ref. [18].
- [43] 范希武, 汤子康, 马力, *发光学报*, 7(1986), 340.

PHOTOLUMINESCENCE OF ZnSe-ZnS STRAINED-LAYER SUPERLATTICES

JIANG FENG-YI PAN CHUAN-KANG

Jiangxi Polytechnic University, Nanchang, 330029

FAN GUANG-HAI FAN XI-WU

Changchun Institute of Physics, Academia Sinica, Changchun, 130021

(Received 25 March 1991)

ABSTRACT

The photoluminescence (PL) emission spectra of ZnSe-ZnS strained-layer superlattices (SLS) grown by atmospheric pressure metal organic chemical vapor deposition (AP-MOCVD) have been studied in this paper. With the high density excitation (N_2 -Laser 337.1nm), the PL of the SLS consist in only one emission peak due to the $n=1$ heavy hole excitons recombination, and with the low density excitation (high pressure Hg-Lamp 365.nm) the PL consist of both the band-edge emission and the deep-centre emission. One gap-edge emission peak without the deep-centre emission have been observed in the low-excitation PL, and the sample was thought to have good crystalline quality. The subbands of ZnSe-ZnS SLS were calculated using the theories of the stress-induced band structures and the Kronig-Penney band model. The two emission peaks, the energy of which are greater than the energy-gap of ZnSe single crystal films in the absence of strain, were observed in the PL spectra of ZnSe-ZnS SLS for the first time. According to the subband calculation, the two peaks were thought to be caused by the transitions between the $n=1$ electronic subband and the $n=1$ heavy, light holes' subbands, respectively.

PACC: 7340L; 3350; 7855