

# 不同阱宽的 $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ 应变量子阱的压力行为

李国华 郑宝真 韩和相 汪兆平

(半导体超晶格国家重点实验室,中国科学院半导体研究所,北京,100083)

1990年6月26日收到

在77K下测量了不同阱宽(30—160 Å)的  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  应变量子阱的静压下光致发光谱。静压范围为0—60kbar。发现导带第一子带到重空穴第一子带的激子发光峰的压力系数从160 Å 阵的9.74meV/kbar 增加到30 Å 阵的10.12meV/kbar。计算表明, 阵变窄时电子波函数向压力系数较大的势垒层中的逐步扩展是压力系数随阱宽变小而增加的原因之一。在压力超过50kbar后观察到两个与间接跃迁有关的发光峰。

主题词 量子阱, 光致发光, 压力

## 一、引言

用分子束外延方法在 GaAs 衬底上生长的  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  量子阱是一种应变量子阱。由于  $In_xGa_{1-x}As$  和 GaAs 的晶格常数不匹配。当  $In_xGa_{1-x}As$  层厚度小于临界厚度时  $In_xGa_{1-x}As$  层发生二维弹性应变, 从而使它的能带结构发生畸变。这使  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  应变量子阱具有一些与晶格匹配的量子阱如 GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  不同的新特点, 因此引起人们广泛的研究兴趣。

已经发现  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  应变量子阱的光致发光峰的压力行为有一些与 GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  量子阱不同的特点<sup>[1-4]</sup>。我们在  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  ( $x = 0.165, 0.18$ ) 应变单量子阱的室温静压光致发光研究中曾发现对应于导带第二子带的发光峰的压力系数略大于第一子带的<sup>[1]</sup>。王莉君等在阱宽为 22 Å 和 13 Å 的  $In_{0.25}Ga_{0.75}As/GaAs$  应变量子阱的 77K 静压光致发光研究中发现其发光峰的压力系数随阱宽的减小而增加<sup>[2]</sup>。稍后, 我们也在对阱宽为 120 Å 和 60 Å 的  $In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$  应变量子阱的 77K 静压光致发光研究中进一步证实了这一点<sup>[3]</sup>。W. Shan 等在  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  应变量子阱的静压调制光吸收谱研究中也曾得到类似的结论<sup>[4]</sup>。

本工作与上述工作相比有两个特点。第一是采用在同一衬底上生长的不同阱宽的单量子阱样品, 可以避免其它因素如 In 组分、生长条件等的影响。而且阱宽覆盖了从 30 Å 到 160 Å 的较大的范围, 可以系统地研究压力系数随阱宽的变化。第二是采用 GaAs 衬底的吸收边随压力的移动作压力定标, 提高了压力测量的精度, 从而可以得到比较可信的结果。

用 Kronig-Penney 模型计算了导带第一子带电子波函数的扩展情况并估计了它对压力系数的影响。计算结果表明，压力系数随阱宽的减小而增加的现象可以部分地用电子波函数向压力系数较大的势垒中的扩展来解释。

## 二、实 验

样品用 MBE 方法生长。衬底为 [100] 晶向的半绝缘 GaAs。首先生长一层厚度为  $0.5\mu\text{m}$  的缓冲层，然后依次生长四个不同阱宽的  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  单量子阱。阱宽都为  $300\text{\AA}$ 。最后生长厚度为  $500\text{\AA}$  的 GaAs 覆盖层。外延层均不故意掺杂，生长温度为  $530-550^\circ\text{C}$ 。样品的  $x$  值和阱宽均在表 1 中给出。其中阱宽由生长条件得到， $x$  值由常压下光致发光峰的峰值位置与 Kronig-Penney 模型计算结果的拟合得到。

压力装置采用金刚石对顶砧压室。用 4:1 的甲醇:乙醇混合液作为传压媒质。在压室中同时装入红宝石以进行通常的压力标定。将压室浸在液氮中以进行  $77\text{K}$  光致发光谱测量。但在改变压力时要将压室升温至室温下进行以保证静压条件。对红宝石  $R_1$ 、 $R_2$  线的相对位置测量表明，在压力小于  $30\text{kbar}$  时， $R_1$ 、 $R_2$  线无相对位移，表明在此压力范围内静压条件得到很好满足。在压力达到  $65\text{kbar}$  时  $R_1$ 、 $R_2$  线相对位移小于  $1\text{cm}^{-1}$ ，表明此时非静压分量小于  $2\text{kbar}^{[3]}$ ，静压条件仍基本满足。

光致发光谱在自建的显微光谱系统上进行。激发光源用氩离子激光器的  $5145\text{\AA}$  线。功率密度约  $10^2-10^3\text{W/cm}^2$ 。用 GDM1000 双光栅单色仪分光。光电倍增管根据所测谱的范围分别选用 GaAs 阴极的 RCA C31034A 和 S1 阴极的 EMI 9684B。采用光子计数系统。实验方法和光路系统详见文献[6]。

压室内的压力通常用红宝石的  $R_1$  线随压力的变化来确定。由于  $R_1$  线的压力系数只有  $-0.76\text{cm}^{-1}/\text{kbar}$ ，受仪器测量精度的限制，用这种方法测定压力的精度约为  $\pm 0.5\text{kbar}$ 。而 GaAs 吸收边的压力系数为  $86.3\text{cm}^{-1}/\text{kbar}$ ，对压力的变化更敏感。用它来测量压力的精度可达  $\pm 0.1\text{kbar}$ 。这样可以使拟合得到的压力系数的标准差从用红宝石定标时的  $\pm 0.1\text{meV/kbar}$  减小到  $\pm 0.05\text{meV/kbar}$ ，从而可以对压力系数的差异给出较可信的结果。在本文中，压力值由 GaAs 吸收边随压力的变化来测定。GaAs 的吸收边是在光致发光测量的同一点用同一系统测得的。这样也可以避免压室内压力不均匀而引起的测量误差。GaAs 吸收边随压力的变化在所测的压力范围内基本上是线性的。其压力系数取通常公认的  $10.7\text{meV/kbar}^{[7]}$ 。

## 三、结 果

图 1 给出了样品 #1187 在  $77\text{K}$  时几个压力下测得的光致发光谱。各谱对应的压力值已在图上标出。在图中并画出了样品的导带结构示意图和各峰的归属。样品 #1188 的情况与 #1187 基本相似。常压下的光致发光谱由四个主要的发光峰  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $E_3$ 、 $E_4$  组成，分别来自四个阱中的导带第一子带和重空穴第一子带间的激子跃迁发光。其中  $E_1$  和  $E_2$  互相交迭形成双峰结构。不过在较低的激发强度下仍可清楚地确定两个峰的峰值位置。

在这些峰的高能侧还有一个弱的峰  $E_s$ , 通常要在较高的激发强度下才能观察到。根据其能量位置判定它是 GaAs 衬底的发光峰。随着压力的增加, 这些峰都向高能方向移动。它们的峰值位置随压力的变化在图 2 中画出。图中实线是用线性公式:

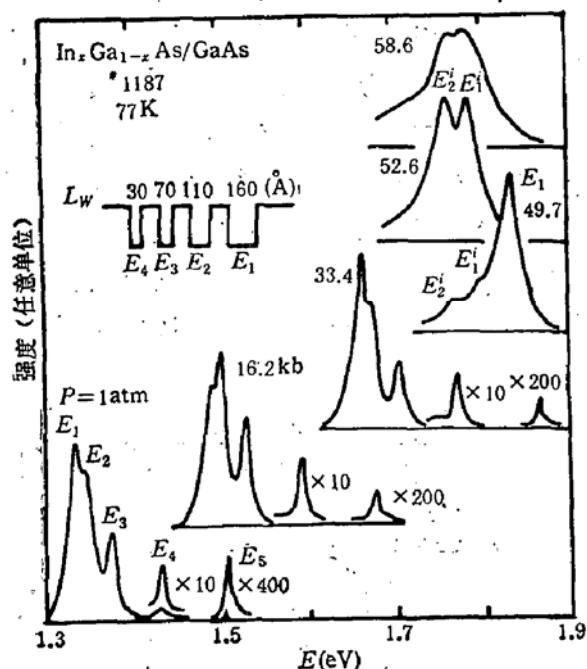


图 1  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  应变量子阱在几个压力下的 77 K 光致发光谱。图中上部为样品导带结构示意和各峰的归属

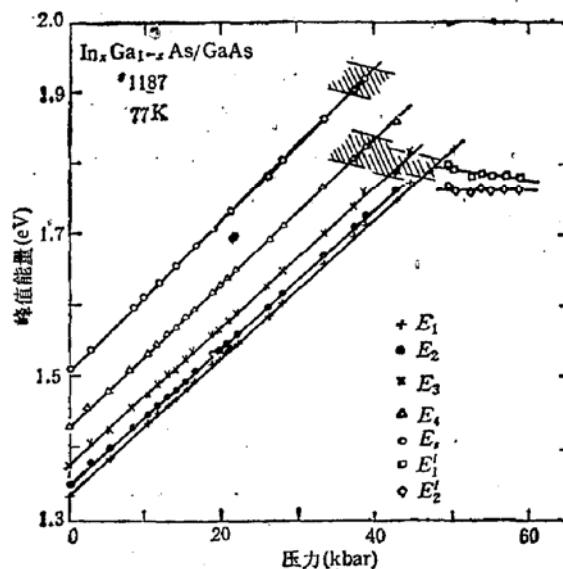


图 2 #1187 的 77 K 光致发光峰的峰值能量随压力的变化。图中阴影部分标出其峰值强度下降到百分之五十的压力范围

$$E_i(P) = E_i(0) + a_i P \quad (1)$$

对实验数据进行最小二乘法拟合的结果。式中  $E_i(P)$  和  $E_i(0)$  分别是压力  $P$  下和常压下的峰值能量。 $a_i$  是一阶压力系数。从图 2 中可以看到这些峰随压力的变化基本上是

表 1 样品参数, 实验得到的峰值能量  $E(0)$  和压力系数  $a$ , 计算得到的峰值能量  $E_{cal}$  和电子扩展到势垒中的比例  $P_B$

样品号	阱宽 (Å)	发光峰	实验值		计算值	
			$E(0)$ (meV)	$a$ (meV/kb)	$E_{cal}$ (meV)	$P_B$ (%)
#1187 $x = 0.18$	30	$E_4$	$1430 \pm 3$	$10.12 \pm 0.05$	1430	50.5
	70	$E_3$	$1373 \pm 3$	$9.83 \pm 0.05$	1368	15.4
	110	$E_2$	$1345 \pm 3$	$9.76 \pm 0.05$	1345	6.3
	160	$E_1$	$1330 \pm 3$	$9.74 \pm 0.05$	1332	2.7
	*	$E_s$	$1504 \pm 3$	$10.63 \pm 0.05$		
#1188 $x = 0.15$	40	$E_4$	$1435 \pm 3$	$10.10 \pm 0.05$	1428	40.5
	80	$E_3$	$1391 \pm 3$	$9.90 \pm 0.05$	1387	14.0
	120	$E_2$	$1373 \pm 3$	$9.87 \pm 0.05$	1370	6.2
	160	$E_1$	$1365 \pm 3$	$9.82 \pm 0.05$	1361	3.3
	*	$E_s$	$1508 \pm 3$	$10.73 \pm 0.06$		

\* GaAs 衬底的发光。

线性的。拟合得到的  $E_i(0)$  和  $a_i$  均在表 1 中列出。可以看到, 随着阱宽的减小, 压力系数逐渐增大, 尤其是阱宽为  $30\text{ \AA}$  的阱最为明显。

当压力超过一定值以后, 这些峰的强度按能量位置从高到低的次序依次减弱, 如图 3 所示。这是由于电子从  $\Gamma$  谷向  $X$  谷的转移而引起的。在图 2 中用阴影部分画出了各峰的峰值强度减小到百分之一所对应的压力范围。当能量最低的峰  $E_1$  的强度开始减弱以后, 在它的低能侧可以观测到两个新峰  $E_1^l$  和  $E_2^l$ , 如图 1 中压力为  $49.7\text{ kbar}$  的谱所示。压力进一步增加, 这两个峰成为主要的发光峰。图 4 给出了  $52.6\text{ kbar}$  下不同激发强度下的光致发光谱。在较低的激发强度下可以很清楚地分辨出两个峰, 当激发强度增大时, 两峰交迭变大, 成为一个宽峰。这表明这两个峰的强度随激发强度的变化基本上是相同的。这两个峰的峰值位置随压力的变化也在图 2 中画出。可以看到它们随压力向低能方向移动, 其压力系数与  $X$  谷的压力系数相近。因此可以判定它们是与  $X$  谷到价带的间接跃迁有关的发光峰。

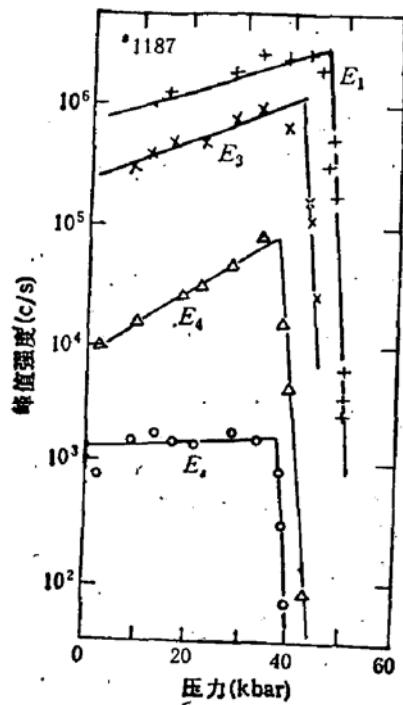


图 3 #1187 的 77K 光致发光峰的峰值强度随压力的变化

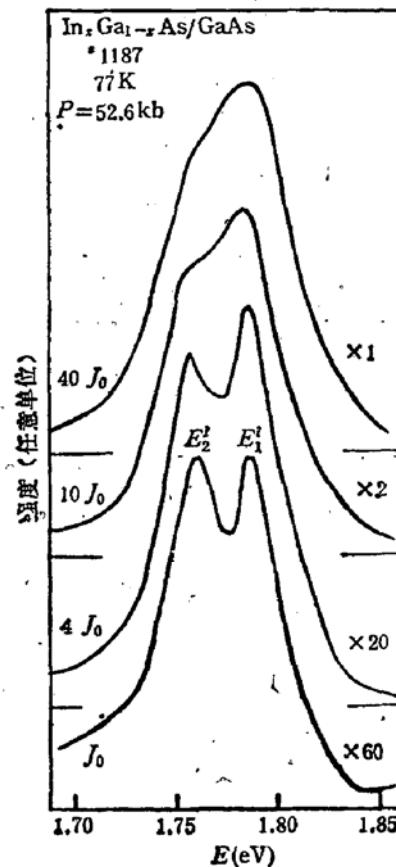


图 4  $P = 52.6\text{ kbar}$  时不同激发强度下的光致发光谱。  
 $J_0$  表示激发强度约为  $3 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$

#### 四、讨 论

我们的实验结果和以前的报道<sup>[1-4]</sup>都证实了在  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  应变量子阱中光致发光峰的压力系数随阱宽的减小而增加。这个结果与  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  量子阱的情

况恰好相反。赵学恕等<sup>[8]</sup>、Venkateswaran 等<sup>[9]</sup>、Wolford 等<sup>[10]</sup>都曾观察到  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  量子阱中光致发光峰的压力系数随阱宽的减小而减小。对于这种减小曾经提出过几种可能的原因。(1)  $\Gamma$  谷不是一个刚性球, 底部的压力系数比上部的要大<sup>[8]</sup>。(2) 导带有效质量随压力的增加而增加<sup>[9]</sup>。(3) 电子局域化能级升高时布里渊区中心以外各点的电子波函数的混入<sup>[10]</sup>。(4) 载流子向压力系数较小的  $Al_xGa_{1-x}As$  势垒中的扩展<sup>[11]</sup>等等。 $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  应变量子阱与  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  量子阱的一个明显的不同是在  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  量子阱中, 势垒层的压力系数要比势阱层的大。因此电子波函数向势垒层中的扩展将使压力系数变大。

用 Kronig-Penney 模型和 Bastard 的边界条件<sup>[12]</sup>计算了各阱的导带和重空穴第一子带的局域化能级和波函数。计算中取导带和价带不连续性之比为 0.7:0.3。然后用

$$E = E_s + E_{1e} + E_{1h} - E_{ss} \quad (2)$$

计算导带第一子带到重空穴第一子带的激子跃迁能量。式中  $E_s$  是  $In_xGa_{1-x}As$  势阱层的禁带宽度。计算中已考虑了弹性应变引起的能带结构畸变。 $E_{1e}$  和  $E_{1h}$  分别是导带和重空穴第一子带的局域化能级。 $E_{ss}$  是激子束缚能, 在这儿取 10 meV。这样算得的各阱的跃迁能  $E_{cal}$  也在表 1 中列出。它与实验结果符合得很好。说明所选的参数是正确的。然后用

$$P_w = \int_w / \phi_w^2 dZ \quad (3)$$

和

$$P_B = 1 - P_w$$

分别计算在势阱和势垒中发现电子的几率  $P_w$  和  $P_B$ 。式中  $\phi_w$  是势阱中的电子波函数。积分范围为势阱部分。计算得到的  $P_B$  也在表 1 中列出。可以看到  $P_B$  从 160 Å 的 2.7% 迅速增加到 30 Å 的 50.5%, 表明在窄阱下电子波函数向势垒中的扩展已相当明显。

如果认为量子阱中导带电子能级的压力系数可以用

$$\alpha = \alpha_w P_w + \alpha_B P_B \quad (4)$$

得到。其中  $\alpha_w$  和  $\alpha_B$  分别是势阱和势垒材料的压力系数。那末电子波函数向势垒中扩展得越多, 它的压力系数受势垒材料的压力系数的影响越大。在  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  量子阱中, 势垒层是  $GaAs$  其压力系数为 10.7 meV/kbar。势阱层是  $In_xGa_{1-x}As$  层, 它的压力系数还没有直接测量结果报道。如果我们选择它的压力系数值使用(5)式算得的 160 Å 阵的压力系数与实验值一致。这样就可以算得不同阱宽下压力系数随阱宽的变化。如图 5 中实线和虚线所示。图中同时画出了两个样品的实验结果。可以看到这样算得的压力系数随阱宽的变化与实验结果符合得很好。表明电子波函数向势垒中的扩展是引起压力系数随阱宽越小而增加的原因之一。

$In_xGa_{1-x}As$  层的压力系数还没有直接的测量结果。已报道的  $InAs$  的压力系数值也

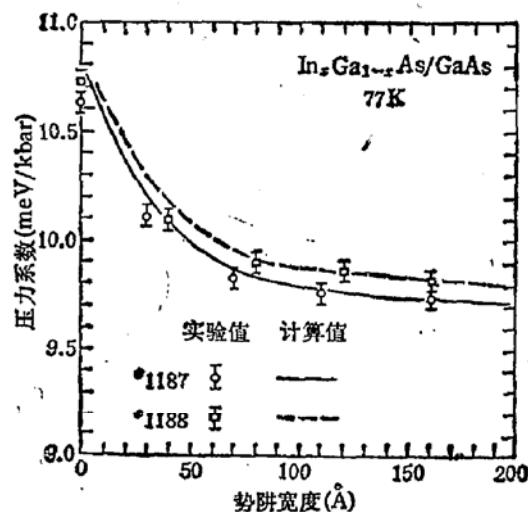


图 5  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  应变量子阱光致发光峰的压力系数随阱宽的变化。○是实验结果及误差范围。——和---是计算结果

比较离散。如果我们取最小的值  $9.6 \text{ meV/kbar}^{[13]}$  并用线性内插法算得  $x = 0.15$  和  $0.18$  的  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  层的压力系数分别为  $10.54$  和  $10.50 \text{ mev/kbar}$ 。比从与  $160 \text{ \AA}$  阵的实验值拟合得到的值 ( $9.79$  和  $9.71 \text{ meV/kbar}$ ) 要大。这可能是由于应变的存在使  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  层的压力系数变小。也可能是除了上面讨论的原因外，还应有其它原因引起压力系数随阱宽的减小而增加。这方面的工作还有待进一步的深入研究。

## 五、结 论

通过对阱宽从  $30 \text{ \AA}$  到  $160 \text{ \AA}$  的不同阱宽的  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  应变量子阱的  $77 \text{ K}$  静压光致发光研究。进一步证实了发光峰的压力系数随阱宽的减小而增加，特别是在窄阱时这种增加更加明显。

对不同阱宽的量子阱中导带第一子带的电子波函数的扩展情况的计算表明，窄阱中电子波函数向压力系数较大的势垒层中的扩展是压力系数随阱宽减小而增加的原因之一。

**感谢：**作者感谢瑞典 Chalmers 大学 T. G. Andersson 教授和 Z. G. Chen 友好地提供测量所用的样品。

## 参 考 文 献

- [1] 李国华, 郑宝真, 韩和相, 汪兆平, 半导体学报, 10, 317(1989).
- [2] 王莉君, 侯宏启, 周均铭, 唐汝明, 鲁志东, 王彦云, 黄 绮, Chinese Phys. Lett., 6, 76(1989).
- [3] 李国华, 郑宝真, 韩和相, 汪兆平, 半导体学报, 11, 718(1990).
- [4] W. Shan, X. M. Fang, D. Li, S. Jiang, S. C. Shen, H. Q. Hou, W. Feng, and J. M. Zhou, Appl. Phys. Lett., to be published.
- [5] D. M. Adams, R. Appleby and S. K. Sharma, J. Phys. E, 9, 1140(1976).
- [6] 李国华, 赵学恕, 韩和相, 汪兆平, 唐汝明, 胡敬竹, 半导体学报, 5, 558(1984).
- [7] J. Wolford and J. A. Bradley, Solid State Commun., 53, 1069(1985).
- [8] 赵学恕, 李国华, 韩和相, 汪兆平, 陈宗圭, 孙殿照, 孔梅影, 唐汝明, 王莉君, 半导体学报, 7, 453(1986).
- [9] U. Venkateswaran, M. Chandrasekhar, H. R. Chandrasekhar, B. A. Vojak, F. A. Chambers and J. M. McEee, Phys. Rev., B33, 8416 (1986).
- [10] D. J. Wolford, T. F. Kuech, T. W. Steiner, J. A. Bradley, M. A. Gell, D. Ninno, and M. Jaros, Superlattices and Microstructures, 4, 525 (1988).
- [11] P. Lefebvre, B. Gil and H. Mathieu, Phys. Rev., B35, 5630 (1987).
- [12] G. Bastard, Phys. Rev., B24, 5693 (1981).
- [13] D. E. Van Camp, V. E. Van Doren and J. T. Devreese, Phys. Rev., B41, 1598 (1990).

## Pressure Behavior of $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ Strained Quantum Wells with Different Widths

Li Guohua, Zheng Baozhen, Han Hexiang and Wang Zhaoping

(National Laboratory of Semiconductor Superlattices and Microstructures)

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

### Abstract

The photoluminescence of  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  strained quantum wells with the widths of 30 Å to 160 Å have been studied at 77 K under hydrostatic pressure up to 60 kbar. It is found that the pressure coefficients of exciton peaks from 1st conduction subband to heavy hole subband increase from 9.74 meV/kbar of 160 Å well to 10.12 meV/kbar of 30 Å well. The calculation based on the Kronig-Penney model indicated that the extension of electronic wave function to barrier layer in the narrow wells is one of the reason for the increase of pressure coefficients with the decrease of well width. Two peaks related to indirect transition were observed at the pressure higher than 50 kbar.

**Key words** Photoluminescence, Quantum well, Pressure