

$K_n \gg K_{nph}$  ( $K_{nph}$  - определяется из условия ядерного МАР,  $K_{nph} \ll K_{mpn}$ ). Что касается квазифононной ветви спектра, рассматриваемого ЛП АФМ, то с понижением температуры ( $\omega_T^2 \rightarrow \omega_{My}^2$ ) при  $K_n \gg K_{nph}$  указанные выше аномалии для упругого модуля нормальных  $SH$ -волн  $\tilde{C}_t$  будут исчезать, тогда как при  $K_n^2 \ll K_{nph}$  характер ранее найденных аномалий  $\tilde{C}_t$  будет сохраняться и при  $\omega_T^2 \gg \omega_{My}^2$ . Автор выражает глубокую признательность Д.А. Яблонскому и А.Л. Сукстанскому за плодотворные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Туров Е.А., Шавров В.Г. - УФН, 1983, т. 140, № 3, с. 429-462.
- [2] Бучельников В.Д., Шавров В.Г. - ФММ, 1983, т. 55, № 5, с. 892-900.
- [3] Луговой А.А., Туров Е.А. - Препринт УрО АН СССР, Свердловск, 1988. 22 с.
- [4] Тулин В.А. - ФНТ, 1979, т. 5, № 9, с. 965-993.

Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию  
22 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

26 ноября 1988 г.

### ПРОФИЛЬ ДЕФОРМАЦИИ

В ГРАДИЕНТНЫХ СТРУКТУРАХ  $InAs_{1-x-y}Sb_xP_y / InAs$   
( $x+y \leq 0.3$ )

Б.Ж. Кушкимбаева, Б.А. Матвеев,  
Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин,  
Е.И. Чайкина

Полупроводниковые твердые растворы  $InAsSbP$  являются конкурентами материалов типа  $A^2B^6$  при создании длинноволновых светоизлучающих приборов. На основе пластически деформированных структур  $InAsSbP / InAs$  созданы неохлаждаемые светодиоды с длиной волны до 4.6 мкм [1] и инжекционные лазеры на длины волн 3.9 мкм (4.2 К) [2], 3.6 мкм (100 К) и 3.0 мкм (110 К) [3-5].

При получении эпитаксиальных слоев (ЭС) на бинарных подложках  $InAs$  или  $GaSb$  неизбежным является появление упругих напряжений в ЭС, возникающих вследствие различия коэффициентов термического расширения [6] или несовпадения периодов решетки ЭС и подложки. В работе [7] на примере  $InAsSbP$  было показано, что упругая деформация уменьшает квантовый выход и увеличивает рекомбинационную активность дислокаций несоответствия

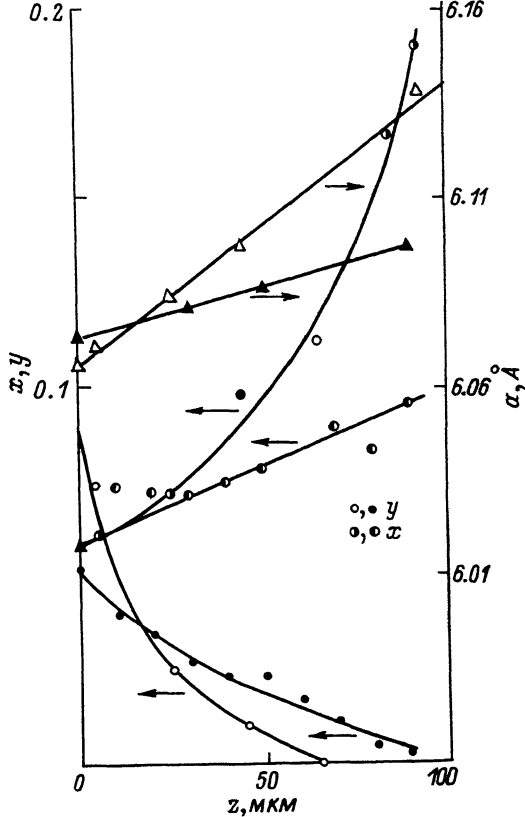


Рис. 1. Распределение состава и периода решетки  $InAs_{1-y}Sb_xPy$  в направлении роста для двух типичных образцов.  $z$  - координата, перпендикулярная границе раздела.  $z = 0$  - гетерограница.

(ДН). В связи с этим представляется важным определение остаточной деформации и ее распределение по толщине структуры, в которой активным слоем прибора является твердый раствор  $InAsSbP$ .

Градиентные ЭС  $InAsSbP$  получали кристаллизацией из расплава на подложках  $InAs$  с исходной плотностью дислокаций  $10^4 \text{ см}^{-2}$  при температурах пластичности  $InAs$  ( $650-710^\circ \text{C}$ ), что обеспечивало искривление структур в процессе выращивания и снижение уровня дефектности градиентного слоя [8]. Толщины ЭС и подложек составляли 15-150 мкм и 330 мкм соответственно. Размеры подложек  $10 \times 12 \text{ мм}^2$ , радиусы кривизны образцов 50-120 мм. Состав твердого раствора менялся в направлении роста, как показано на рис. 1. Ширина запрещенной зоны убывала к поверхности ЭС со средним градиентом 1.5-3 мэВ/мкм, а период решетки возрастал, причем  $\text{grad } a$  составлял  $(3-5) \cdot 10^{-8}$ . Плотность дислокаций в ЭС возрастала с увеличением содержания  $InSb$

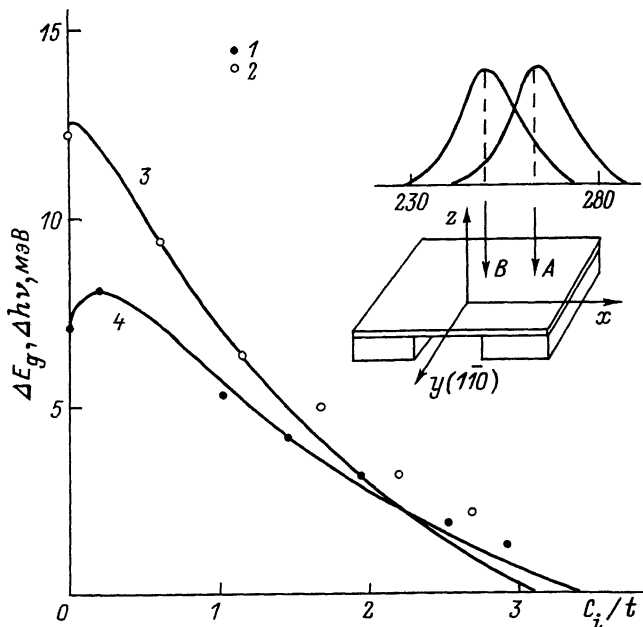


Рис. 2. Зависимость смещения максимума спектра ФЛ от толщины подложки в области канавки ( $c_i/t$ ). 1 -  $\Delta h\nu$  для образца с  $\Delta a_{T1}^1 = 0.014 \text{ \AA}$ ,  $\Delta a_{T2}^2 = 0.040 \text{ \AA}$  (состав образца представлен точками ●, ■ на рис. 1), 2 -  $\Delta h\nu$  для образца с  $\Delta a_{T1}^1 = 0.007 \text{ \AA}$ ,  $\Delta a_{T2}^2 = 0.080 \text{ \AA}$  (состав ○, □ на рис. 1). Сплошные линии - расчет  $\Delta E_g$  при  $\Delta a_{T1}^1 = 0.003 \text{ \AA}$  и  $\Delta a_{T2}^2 = 0.010 \text{ \AA}$  (кривая 4),  $\Delta a_{T1}^1 = 0.00$  а  $\text{\AA}$  и  $\Delta a_{T2}^2 = 0.018 \text{ \AA}$  (кривая 3). На вставке: схема образца, А и В - области измерения спектров ФЛ, спектр образца с содержанием  $\text{InSb}$  на поверхности равным  $x = 0.19$ .

на поверхности ЭС от  $10^4 \text{ см}^{-2}$  ( $x = 0.08$ ) до  $10^7 \text{ см}^{-2}$  ( $x = 0.19$ ). ЭС специально не легировались и имели п-тип проводимости.

Величина остаточной упругой деформации оценивалась по величине энергетического смещения максимума полосы фотолюминесценции (ФЛ), регистрируемой с поверхности ЭС при постепенном стравливании подложки аналогично [9]. Измерения проводились на участках ЭС, сопряженных с областью локального удаления подложки (в виде узкой канавки), как показано на вставке рис. 2 и описано в [10]. На рис. 2 приведена разность  $\Delta h\nu = h\nu_{\text{MAX}}^A - h\nu_{\text{MAX}}^B$  между энергиями максимумов спектров ФЛ в области с первоначальной толщиной подложки (область А на рис. 2) и в области, сопряженной с канавкой (область В на рис. 2). Пик ФЛ ЭС с подложкой сдвинут

по сравнению с пиком „свободного“ ЭС в коротковолновую область, что свидетельствует о деформациях сжатия на поверхности ЭС (поскольку толщина ЭС много больше диффузионной длины дырок [11], можно считать, что полоса ФЛ, возбуждаемая с поверхности, формируется за счет рекомбинации носителей в узком приповерхностном слое  $InAsSbP$ ).

Для количественного анализа в рамках модели квазиодноосной деформации структуры типа швеллер [10] нами были сделаны следующие допущения:

1. Компонента тензора деформации  $\epsilon_{yy}$ , параллельная „ребрам жесткости“, при профилировании подложки не меняется. При любых толщинах подложки в области канавки для приповерхностной ( $z = H_i$ ) области ЭС  $\epsilon_{yy} = \epsilon(H_0)$

$$\epsilon(H_i) = \frac{\Delta a(H_i)}{a} - \frac{1}{2H_i} \int_{-H_i}^{H_i} \frac{\Delta a(z)}{a} dz - \frac{3}{2H_i^2} \int_{-H_i}^{H_i} \frac{\Delta a(z)}{a} z dz,$$

где  $i = 0, 1, 2, \dots$ ,  $2H_0$  - исходная толщина структуры, равная сумме толщин ЭС ( $t$ ) и подложки ( $C_0$ ),  $2H_i$  - толщина структуры в области канавки, где толщина подложки равна  $C_i$ ,  $\Delta a(z)$  - несоответствие периодов решеток ЭС и  $InAs$  в точке с координатой  $z$ .

2. Компонента  $\epsilon_{xx}$  связана с  $\epsilon_{yy}(H_i)$  линейной интерполяцией, являющейся строгой для двух крайних случаев  $H_i = H_0$  ( $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$ ) и  $H_i = t$  ( $\epsilon_{xx} = -\nu \epsilon_{yy}$ ):  $\epsilon_{xx}(H_i) = -\nu \epsilon(H_0) + (1-\nu) \epsilon(H_i)$ ,  $\nu$  - коэффициент Пуассона.

3. Несоответствие периодов решеток ЭС и подложки является линейной функцией координат:  $\frac{\Delta a(z)}{a} = \frac{\Delta a^2 - \Delta a^1}{a \cdot t} z + \frac{\Delta a^2}{a} - \frac{\Delta a^2 - \Delta a^1}{a \cdot t} H_i$  ( $z \geq H_i - t$ ), где  $\Delta a^2 = \Delta a(z = H_i - t)$ ,  $\Delta a^1 = \Delta a(z = H_i)$ .

4. Параллельный по оси энергий сдвиг спектра ФЛ повторяет изменение ширины запрещенной зоны  $\Delta h\nu = \Delta E_g = [I_u + a] S_p \epsilon$ , где константа деформационного потенциала имеет значение, совпадающее со значением для ближайшего аналога -  $InAs$   $[I_u + a] = 17.4$  эВ.

Из наилучшего совпадения экспериментальных величин  $\Delta h\nu_{max}$  (точки на рис. 2) и расчетных значений  $\Delta E_g$  (кривые на рис. 2) были определены значения несоответствия периодов решеток на поверхности ЭС ( $\Delta a_T^2$ ) и на границе раздела ( $\Delta a_T^1$ ). Эти величины, а также значения  $\Delta a_f$ , полученные интерполяцией с использованием соотношений [12] и данных рис. 1, представлены в таблице:

№образ.	$\Delta a_T^1$	$\Delta a_T^2$	$\Delta a_f^1$	$\Delta a_f^2$
1	0.003	0.010	0.014	0.040
2	0.000	0.018	0.007	0.080

Сравнение результатов показывает, что предложенные выше соотношения удовлетворительно описывают характер распределения остаточной упругой деформации. В среднем остаточная деформация составляет 20% от начальных значений, полученных из данных рис. 1. Это различие вызвано пластической релаксацией, интенсивно происходящей при высоких температурах и приводящей к искривлению структур [8]. Действительно, как показали рентгенотопографические исследования в ЭС и *InAs*, наблюдалась регулярная сетка 60-градусных ДН, причем вид сетки и ее плотность были примерно одинаковыми для ЭС и подложки.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Е с и н а Н.П., З о т о в а Н.В., М а т в е е в Б.А. и др. - Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 7, с. 391-395.
- [2] З о т о в а Н.В., К а р а н д а ш о в С.А., М а т в е е в Б.А. и др. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 23, с. 1444-1447.
- [3] А й д а р а л и е в М., З о т о в а Н.В., К а р а н д а ш о в С.А., М а т в е е в Б.А. и др. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 6, с. 329-331.
- [4] К о б а у а s h i N., Н о r i k o s h i Y. - Jap. J. Appl. Phys., 1980, v. 19, N 10, L641-L644.
- [5] А й д а р а л и е в М., З о т о в а Н.В., К а р а н д а ш о в С.А., М а т в е е в Б.А. и др. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 9, с. 563-565.
- [6] S k e l t o n J.R., K n i g h t J.R. - Solid State Elektr., 1986, v. 28, N 11, p. 1166-1168.
- [7] М а т в е е в Б.А., П е т р о в В.И., С т у с ь Н.М. и др. - ФТП, 1988, т. 22, №7, с. 1244-1247.
- [8] М а т в е е в Б.А., П е т р о в В.И. и др. - Поверхность. Физика, химия, механика, 1986, №7, с. 41-44.
- [9] A s a i H., O e K. - J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 4, p. 2052-2056.
- [10] К у ш к и м б а е в а Б.Ж., М а т в е е в Б.А., Т а л а к и н Г.Н. и др. - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, № 3, с. 247-250.
- [11] B u b u l a c L.O., A d r e u s A.M., G e r t n e r E.R., C h e u n g D.T. - Appl. Phys. Lett., 1980, v. 39, N 9, p. 734-735.
- [12] W i l l i a m s C.K., G l i s s o n T.H. and s o o n. - L. Electr. Mater., 1978, v. 7, p. 639-649.

Поступило в Редакцию

21 июля 1988 г.