

ческого поля высокой напряженности позволяет проводить регистрацию ионизирующих частиц по заданной программе в условиях интенсивного фона. Реализация метода позволит решить ряд задач ядерной и космической физики.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Гу щ и н Е.М., Ле бе де в А.Н., Ло пы ре в А.Ю. и др. - ЖТФ, 1985, т. 55, № 7, с. 1362-1369.  
[2] Гу щ и н Е.М., Ле бе де в А.Н., Ло пы ре в А.Ю. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, в. 16, с. 964-967.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
17 июля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

### ИССЛЕДОВАНИЕ $GaAs - AlGaAs$ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ МОС-ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ

О.В. К о в а л е н к о в, А.Г. М а ш е в с к и й,  
М.А. С и н и ц ы н, О.М. Ф е д о р о в а,  
Б.С. Я в и ч

В работе [1] приведены результаты рентгенодифракционных и рентгенофотоэлектронных измерений параметров  $GaAs - AlGaAs$  периодических структур (ПС) со слоями толщиной 700-1000 Å, выращенных МОС-гидридным методом в системе  $Ga(CH_3)_3 - Al(CH_3)_3 - AsH_3 - H_2$ . Измерения свидетельствовали о высоком кристаллическом совершенстве, однородности толщины и состава эпитаксиальных слоев  $GaAs$  и  $Al_xGa_{1-x}As$  ( $x \leq 0.3$ ) в ПС. В этих структурах было обнаружено различие в размерах переходных областей на гетерограницах  $GaAs - Al_{0.26}Ga_{0.74}As$  и  $Al_{0.26}Ga_{0.74}As - GaAs$ , протяженность которых составляла соответственно 30 и 90 Å. Эта особенность ПС была, по нашему мнению, следствием несовершенства используемой системы газораспределения, приводящей к заметной адсорбции МОС на внутренних стенках газовых каналов. Устранение этого явления позволило нам перейти к получению и исследованию  $GaAs - AlGaAs$  структур с толщинами слоев  $\leq 100$  Å.

Структуры были получены на подложках  $GaAs$  (100) в реакторе вертикального типа с ВЧ нагревом подложкодержателя при атмосферном давлении [2]. Температура роста поддерживалась равной 780 °С, расход газа-носителя водорода - 8 л/мин. Процесс выращивания был непрерывным, и скорость роста слоев в квантово-размерной части структур составляла около 4 Å/с.

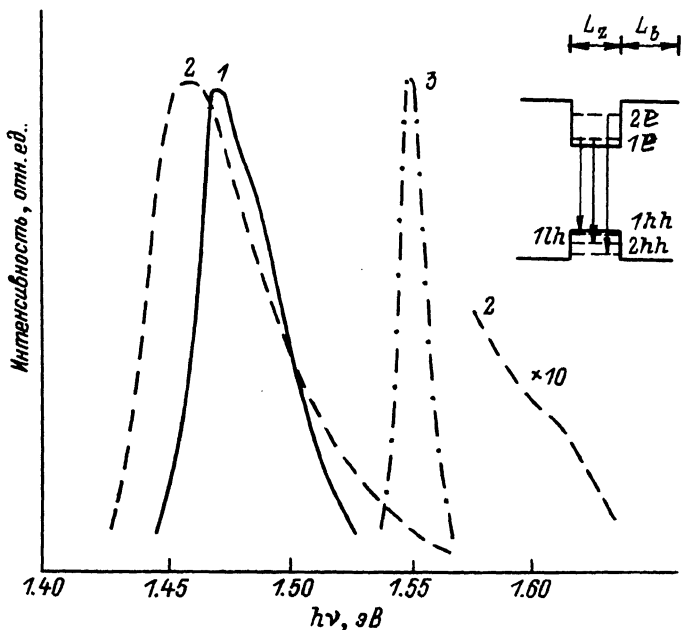


Рис. 1. Спектры ФЛ структуры с одиночной квантовой ямой ( $L_z = 80 \text{ \AA}$ ,  $L_b = 300 \text{ \AA}$ ), измеренные при температурах 300 К и  $\rho = 160 \text{ В/см}^2$  (1); 300 К и  $\rho = 1300 \text{ В/см}^2$  (2); 77 К  $\rho = 3 \text{ В/см}^2$  (3).

Все исследованные образцы представляли собой нелегированные гетероструктуры, выращенные на буферном слое  $\text{GaAs}$  толщиной 0,4–0,5 мкм. Между буферным слоем  $\text{GaAs}$  и остальной частью структуры вводился ограничивающий слой твердого раствора  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  толщиной 0,2–0,3 мкм, поверх которого выращивали один или несколько квантово-размерных слоев  $\text{GaAs}$  толщиной  $L_z$  от 50 до 300  $\text{\AA}$ , разделенных и ограниченных сверху барьерными слоями  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  толщиной  $L_b = 100\text{--}300 \text{ \AA}$ .

Полученные образцы исследовались методами фотолюминесценции (ФЛ) и высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Фотолюминесцентные измерения проводились при температурах 77 и 300 К. В качестве источника возбуждающего излучения служил аргоновый лазер с  $\lambda = 0,514 \text{ мкм}$ . На рис. 1 представлены спектры ФЛ структуры, содержащей одну квантовую яму с заданной толщиной около 80  $\text{\AA}$ . В спектрах ФЛ этого образца, измеренного при 300 К и мощности возбуждения  $\rho = 160 \text{ В/см}^2$ , наблюдается полоса с максимумом при  $h\nu = 1,477 \text{ эВ}$ , что соответствует переходам с первого электронного уровня на первый уровень тяжелых дырок ( $I_e \rightarrow I_{hh}$ ). Коротковолновое плечо с  $h\nu = 1,488 \text{ эВ}$

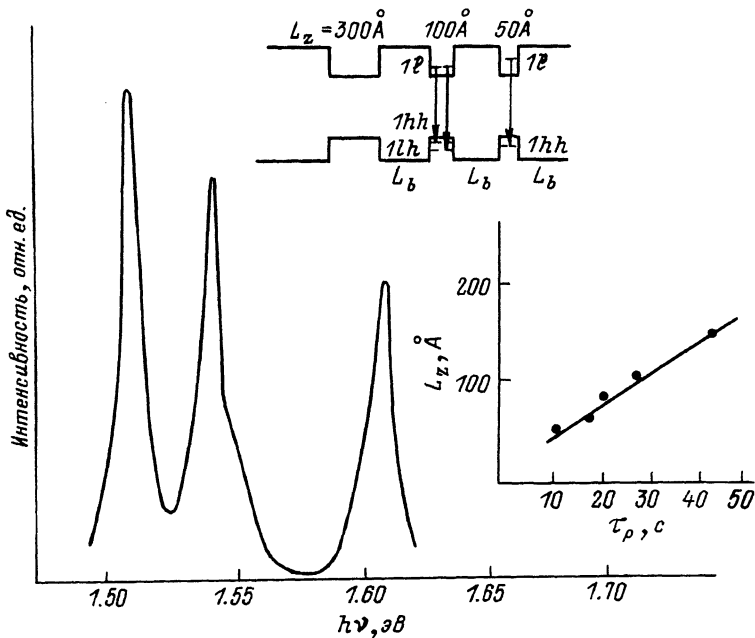


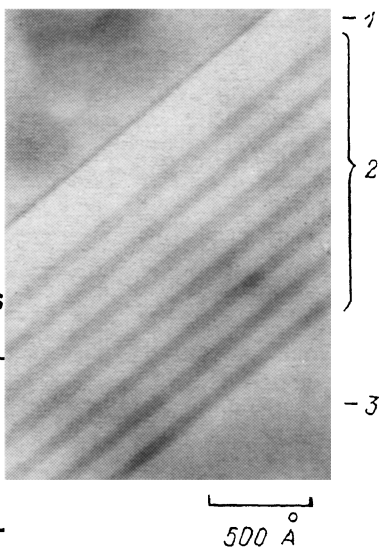
Рис. 2. Спектр ФЛ структуры с тремя квантовыми ямами ( $L_z = 300, 100$  и  $50 \text{ \AA}$ ,  $L_b = 300 \text{ \AA}$ ), измеренный при  $77 \text{ К}$  и  $P = 30 \text{ Вт/см}^2$ .

обусловлено переходами с участием легких дырок. При увеличении мощности возбуждения до величины  $P = 1300 \text{ Вт/см}^2$  полоса уширяется, а в коротковолновой части спектра появляется максимум, соответствующий переходам со второго электронного на второй дырочный уровень ( $2e \rightarrow 2\bar{k}k$ ) с  $h\nu = 1,602 \text{ эВ}$ . Наблюдаемое с повышением интенсивности засветки уменьшение энергии излучаемых фотонов при рекомбинационных переходах  $1e \rightarrow 1\bar{k}k$  связано с разогревом структуры.

В спектре ФЛ этого образца, измеренного при  $77 \text{ К}$  и  $P = 3 \text{ Вт/см}^2$  сдвиг максимума полосы излучения относительно краевой  $\text{GaAs}$  составляет  $57 \text{ мэВ}$  (полуширина  $\Delta h\nu = 11 \text{ мэВ}$ ). Такой сдвиг соответствует  $L_z = 85 \text{ \AA}$ , что близко к заданной ширине ямы. Оценка ширины ямы по расстоянию между максимумами, обусловленными переходами  $1e \rightarrow 1\bar{k}k$  и  $2e \rightarrow 2\bar{k}k$ , проведенная в предположении прямоугольной формы ямы, приводит к той же величине  $L_z$ .

На рис. 2 приведен спектр ФЛ ( $T = 77 \text{ К}$ ,  $P = 30 \text{ Вт/см}^2$ ) структуры, содержащей три слоя  $\text{GaAs}$  с толщинами около  $300, 100$  и  $50 \text{ \AA}$ , разделенных барьерными слоями  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Спектр состоит из трех полос: а) длинноволновой с  $h\nu = 1,508 \text{ эВ}$  и  $\Delta h\nu = 10 \text{ мэВ}$ , соответствующей межзонным переходам в объемном  $\text{GaAs}$ .

Рис. 3. Фотография сечения  $[110]$  периодической структуры, полученная с помощью ПЭМ.  
 1 -  $300 \text{ \AA} \text{ Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ,  
 2 -  $70 \text{ \AA} \text{ GaAs} - 90 \text{ \AA} \text{ Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} (7+6)$ ,  
 3 -  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .



и обусловленной процессами рекомбинации в яме шириной  $300 \text{ \AA}$ ;  
 б) полосы с  $h\nu = 1.546 \text{ эВ}$  и  $\Delta h\nu = 6 \text{ мэВ}$ , что соответствует люминесценции из ямы с  $L_z = 105 \text{ \AA}$ . Коротковолновое плечо этой полосы с  $h\nu = 1.558 \text{ эВ}$  обусловлено переходами на первый уровень легких дырок; в) коротковолновой полосы с  $h\nu = 1.610 \text{ эВ}$  и  $\Delta h\nu =$

$= 11 \text{ мэВ}$ , соответствующей переходам  $1e \rightarrow 1hh$  в яме с  $L_z = 52 \text{ \AA}$ . По значению полуширины этой полосы ФЛ мы оценили шероховатость стенок ямы [3], которая оказалась не превышающей  $4 \text{ \AA}$ . Косвенно достаточную резкость гетерограниц подтверждает линейная зависимость  $L_z$  от времени роста  $\text{GaAs}$  (вставка на рис. 2). Значения  $L_z$  определены по сдвигу полос ФЛ относительно краевой полосы объемного  $\text{GaAs}$ .

Результаты исследования образцов с помощью ПЭМ также продемонстрировали планарность и резкость гетерограниц в полученных КРС. На рис. 3 приведена фотография изображения поперечного сечения  $[110]$  структуры со сверхрешеткой  $70 \text{ \AA} \text{ GaAs} - 90 \text{ \AA} \text{ Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} (7+6)$ , выращенной при тех же условиях, как и два вышеописанных образца. Изображение получено с помощью электронного микроскопа EM 420 при ускоряющем напряжении  $120 \text{ кВ}$  в режиме просвечивающей электронной микроскопии с прямым увеличением  $3 \cdot 10^5$ . Фотография демонстрирует однородность состава и толщины слоев в периодической части структуры. Ширина гетерограниц  $\text{GaAs} - \text{AlGaAs}$  на снимке не превышает  $10-15 \text{ \AA}$ .

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о получении МОС-гидридным методом  $\text{GaAs} - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  КРС с ямами шириной до  $50 \text{ \AA}$ , имеющими форму, близкую к прямоугольной, и шероховатостью стенок не превышающей двух атомных слоев.

В заключение авторы благодарят Ж.И. Алферова за поддержку настоящей работы, Н.А. Берта, В.П. Улина, Я.Л. Шайовича за исследования образцов методом ПЭМ и И.В. Кочнева за помощь в проведении экспериментов.

- [1] Конников С.Г., Коваленков О.В., Погребницкий К.Ю., Синицын М.А., Фалеев Н.Н., Флакс Л.И., Явич Б.С. - ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1745-1747.
- [2] Жмакин А.И., Ипатова И.П., Макаров Ю.Н., Синицын М.А., Фурсенко А.А., Явич Б.С. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 8, с. 506-509.
- [3] Okamoto H. - J. Jap. Appl. Phys., 1987, v. 26, N 3, p. 315-330.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию  
5 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

## ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ

В.А. Аркадьев, М.А. Кумахов,  
Р.Ф. Фаязов

Одно из возможных направлений развития рентгеновской оптики основано на явлении полного внешнего отражения рентгеновских лучей при скользящем падении. Работающие на этом принципе приборы (рентгеновские телескопы и микроскопы [1]) используют 1-2 отражения от поверхности зеркал. Поскольку угол  $\theta_c$  полного внешнего отражения рентгеновских лучей мал, то и угловой захват излучения этими системами невелик. В то же время существует ряд прикладных задач, в которых не предъявляется жестких требований к формируемому изображению, но необходимо обеспечить большой угловой захват или повернуть излучение на значительный угол. Для решения таких задач был предложен специальный вариант рентгеновской оптики, основанный на большом числе отражений  $\gamma$ -квантов от изогнутых поверхностей [2]. Основными элементами такой оптики с многократными последовательными отражениями могут служить вогнутые поворотные зеркала [3] и полые капилляры, деформированные специальным образом [2, 4].

Целью настоящей работы является демонстрация принципиальных возможностей рентгеновской оптики многократного отражения. Для этого при различных энергиях вычислены коэффициенты ослабления узкого рентгеновского пучка, поворачиваемого на заданный угол вогнутым цилиндрическим зеркалом, изготовленным из заданного материала. Некоторые оценки были получены в работе [3] для мягкого рентгеновского излучения  $E \lesssim 0.2$  кэВ. Нас интересует более жесткий диапазон излучения с энергиями  $E \gtrsim 1$  кэВ.