

# Полумагнитные сверхрешетки типа II ZnMnSe/ZnSSe: рост и магнитолюминесцентные свойства

© А.А. Торопов<sup>¶</sup>, А.В. Лебедев, С.В. Сорокин, Д.Д. Салнышков, С.В. Иванов, П.С. Копьев, И.А. Буянова\*, В.М. Чен\*, Б. Монемар\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Университет Линчепинга,  
S-581 83 Линчепинг, Швеция

(Получена 1 апреля 2002 г. Принята к печати 4 апреля 2002 г.)

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии изготовлен образец с полумагнитной сверхрешеткой типа II ZnSSe/ZnMnSe. Образец выращен псевдоморфно на подложке GaAs, причем составы твердых растворов и толщины слоев выбраны таким образом, чтобы деформации сжатия в слое ZnMnSe компенсировали деформации растяжения в слое ZnSSe. В спектрах фотолюминесценции в магнитном поле наблюдается эффект „гигантского зеемановского расщепления экситона“. Моделирование величины сдвига линии люминесценции в магнитном поле позволило уточнить разрывы зон на границе ZnSSe/ZnMnSe.

## 1. Введение

В последнее время заметно активизировался интерес к полумагнитным полупроводниковым соединениям группы  $A^{II}B^{VI}$  и особенно к наноструктурам на их основе. Причиной послужили недавние сообщения о возможных применениях таких материалов в быстро развивающейся области „спинтроники“ [1], в частности об осуществлении эффективной инжекции спинполяризованных электронов из объемных слоев [2–4] или сверхрешетки [5] полумагнитных полупроводников группы  $A^{II}B^{VI}$  в немагнитную область полупроводниковой структуры. Реализация новых „спинтронных“ приборов требует развития технологии роста высококачественных гетероструктур, включающих бездефектные слои полумагнитных, разбавленных магнитных полупроводников (РМП).

Широкий класс РМП, успешно выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs, представлен селенидами цинка и кадмия, а также твердыми растворами на их основе, включающими относительно небольшие концентрации магнитных ионов  $Mn^{2+}$ . Однако равновесные постоянные решетки всех соответствующих бинарных соединений ( $5.668 \text{ \AA}$  — ZnSe,  $6.077 \text{ \AA}$  — CdSe и  $5.904 \text{ \AA}$  — MnSe) оказываются больше постоянной решетки GaAs ( $5.6532 \text{ \AA}$ ). Величина рассогласования определяет максимальную (критическую) толщину слоя, который может быть выращен псевдоморфно, т.е. без релаксации напряжений. Релаксация напряжений неминуемо сопровождается появлением протяженных дефектов, прежде всего дислокаций несоответствия, приводящих к деградации оптических и транспортных свойств структуры. В перечисленном ряду материалов максимальная критическая толщина ( $600\text{--}1000 \text{ \AA}$ ) наблюдается у чистого ZnSe. Для твердых растворов  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  рост концентрации ионов Mn быстро увеличивает рассогласование и соответственно

уменьшает критическую толщину бездефектного роста. В результате строгие ограничения накладываются на толщины эпитаксиальных слоев и сверхрешеток (СР) или количество квантовых ям (КЯ) в образце.

Существенное увеличение суммарной толщины сверхрешеток и множественных квантовых ям (МКЯ), состоящих из сильнонапряженных псевдоморфных слоев, может быть достигнуто с использованием концепции компенсации напряжений [6,7]. Суть метода заключается в компенсации напряжений, возникающих за счет несоответствия постоянных решеток слоя и подложки, в результате введения другого слоя соответствующей толщины, имеющего противоположный знак несоответствия параметров решеток. Для псевдоморфного роста такой гетероструктуры с чередующимися разнополярно напряженными слоями необходимо выполнение двух условий: толщины как каждого отдельного слоя, так и всей структуры в целом не должны превышать критических значений. В применении к соединениям группы  $A^{II}B^{VI}$  такой подход позволил реализовать псевдоморфный рост МКЯ ZnSSe/ZnCdSe с суммарной толщиной  $6600 \text{ \AA}$ , тогда как критические толщины для отдельных составляющих слоев находились в диапазоне  $100\text{--}200 \text{ \AA}$  [7].

В настоящей работе представлены данные по выращиванию методом МПЭ и магнитооптическим свойствам полумагнитной сверхрешетки с разнополярно напряженными слоями ZnMnSe (напряжения сжатия) и ZnSSe (напряжения растяжения), причем толщины и составы слоев выбраны таким образом, чтобы средняя постоянная решетки всей структуры фактически совпадала с постоянной решетки подложки GaAs.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 описаны конструкция образца, условия и режимы МПЭ и результаты структурной характеристики методом дифракции рентгеновских лучей. Разд. 3 посвящен изложению результатов исследований низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) во внешнем магнитном поле. В разд. 4 проведен теоретический анализ с привлечени-

<sup>¶</sup> E-mail: toropov@beam.ioffe.rssi.ru

ем данных рентгеновских и магнитооптических исследований, позволивший сделать вывод о типе II зонной структуры сверхрешетки и оценить величины разрывов зон на гетерогранице ZnMnSe/ZnSSe. Разд. 5 суммирует результаты работы.

## 2. Конструкция, условия эпитаксии и структурная характеристика образца

Для выполнения условия баланса напряжений в многослойном образце, выращенном на подложке с постоянной решеткой  $a_0$ , необходимо, чтобы средняя постоянная решетки в плоскости слоев ( $a_{||}$ ) равнялась  $a_0$ . Величина  $a_{||}$  может быть определена как

$$a_{||} = \frac{\sum_i a_i G_i h_i}{\sum_i G_i h_i}, \quad (1)$$

где суммирование ведется по всем слоям структуры,  $a_i$ ,  $h_i$  и  $G_i$  представляют собой равновесную постоянную решетки, толщину и модуль сдвига для  $i$ -го слоя. Для компенсации напряжений сжатия в слое ZnMnSe, выращенном на подложке GaAs, необходимо введение слоя с постоянной решетки, меньшей  $a_0 = 5.6532 \text{ \AA}$ , для чего был выбран тройной твердый раствор ZnSSe. С использованием формулы (1) и параметров бинарных соединений, приведенных в таблице, были выбраны следующие параметры периода сверхрешетки, близко удовлетворяющей условиям баланса напряжений: Zn<sub>0.96</sub>Mn<sub>0.04</sub>Se(5 нм)/ZnS<sub>0.15</sub>Se<sub>0.85</sub>(5 нм). Постоянные решетки и константы упругости тройных твердых растворов определялись линейной интерполяцией между соответствующими значениями для бинарных материалов. Поскольку данные о константах упругости ку-

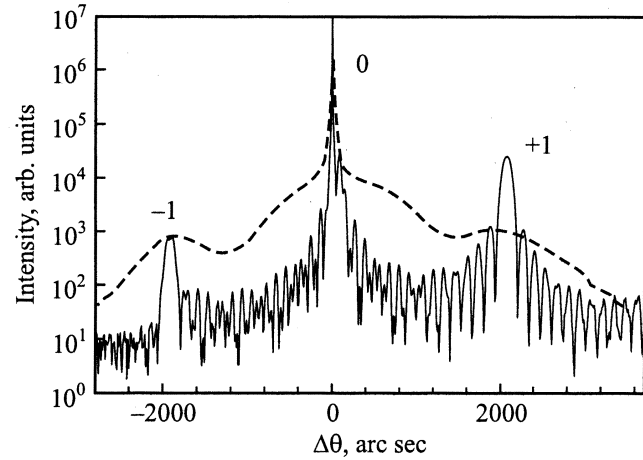


Рис. 1.  $(\theta - 2\theta)$ -кривая качания рентгеновской дифракции для рефлекса (004). Штриховая линия — эксперимент, сплошная линия — теоретическое моделирование с параметрами, соответствующими наилучшей подгонке магнитооптических экспериментальных данных.

бического MnSe фактически отсутствуют, для твердого раствора Zn<sub>0.96</sub>Mn<sub>0.04</sub>Se с малым содержанием Mn использовались значения упругих постоянных селенида цинка.

Образец был выращен методом МПЭ на подложке (001) GaAs и представлял собой следующее чередование слоев: буферные слои (20 нм ZnSe и 20 нм ZnS<sub>0.06</sub>Se<sub>0.94</sub>), 0.2 мкм четвертого твердого раствора ZnMgSSe, сопряженного по параметру решетки с GaAs, сверхрешетки — 15 периодов Zn<sub>0.96</sub>Mn<sub>0.04</sub>Se(5 нм)/ZnS<sub>0.15</sub>Se<sub>0.85</sub>(5 нм), 0.1 мкм ZnMgSSe и 5 нм ZnSe. В качестве источников молекулярных пучков использовались Zn, Mg, Mn, Se и ZnS. Температура роста составила 270°C и ее выбор определялся получением желаемого содержания серы в слоях ZnMgSSe при их выращивании в оптимальных условиях МПЭ (соотношение элементов  $A^{VI}/B^{II} \approx 1$ ) за счет сильной температурной зависимости коэффициента встраивания серы [14]. Соответственно слои ZnMnSe были выращены в условиях стабилизации поверхности атомами Se.

На рис. 1 приведена кривая качания рентгеновской дифракции, измеренная на двухкристальном рентгенодифракционном спектрометре для рефлекса (004). Кривая включает основной пик дифракции на сверхрешетке (0) и равноотстоящие от него сателлиты (+1 и -1). Основной пик фактически совпадает с узким пиком дифракции на подложке GaAs, что свидетельствует о фактическом выполнении условия баланса напряжений в сверхрешетке. Расстояние между сателлитами позволяет оценить период сверхрешетки как  $(9.8 \pm 0.5) \text{ нм}$ , что находится в хорошем согласии с запланированными параметрами.

Параметры бинарных соединений

Параметр	ZnSe	ZnS	MnSe
$a_0, \text{ \AA}$	5.668 [8]	5.4093 [9]	5.904 [10]
$c_{11}, \text{ Мбар}$	0.826 [11]	1.067 [11]	
$c_{12}, \text{ Мбар}$	0.498 [11]	0.666 [11]	
$a_c, \text{ эВ}$	-4.17 [11]	-4.09 [11]	
$a_v, \text{ эВ}$	1.65 [11]	2.31 [11]	
$b, \text{ эВ}$	-1.2 [11]	-0.8 [11]	
$\Delta_{SO}, \text{ эВ}$	0.43 [11]	0.07 [11]	
$E_{cav}, \text{ эВ}$	-8.37 [11]	-9.15 [11]	
$m_e/m_0$	0.16 [8]	0.34 [12]	
$m_{hh}/m_0$	0.6 [8]	1.76 [13]	
$m_{lh}/m_0$	0.145 [8]	0.23 [13]	
$E_g, \text{ эВ}$	2.821 [8]	3.84 [11]	
(при 0К)			

Примечание.  $a_0$  — равновесная постоянная решетки;  $c_{11}$ ,  $c_{12}$  — упругие константы;  $a_c$ ,  $a_v$ ,  $b$  — деформационные потенциалы;  $\Delta_{SO}$  — энергия спин-орбитального расщепления;  $m_e$ ,  $m_{hh}$ ,  $m_{lh}$  — эффективные массы электронов, тяжелых дырок, легких дырок соответственно,  $m_0$  — масса свободного электрона.

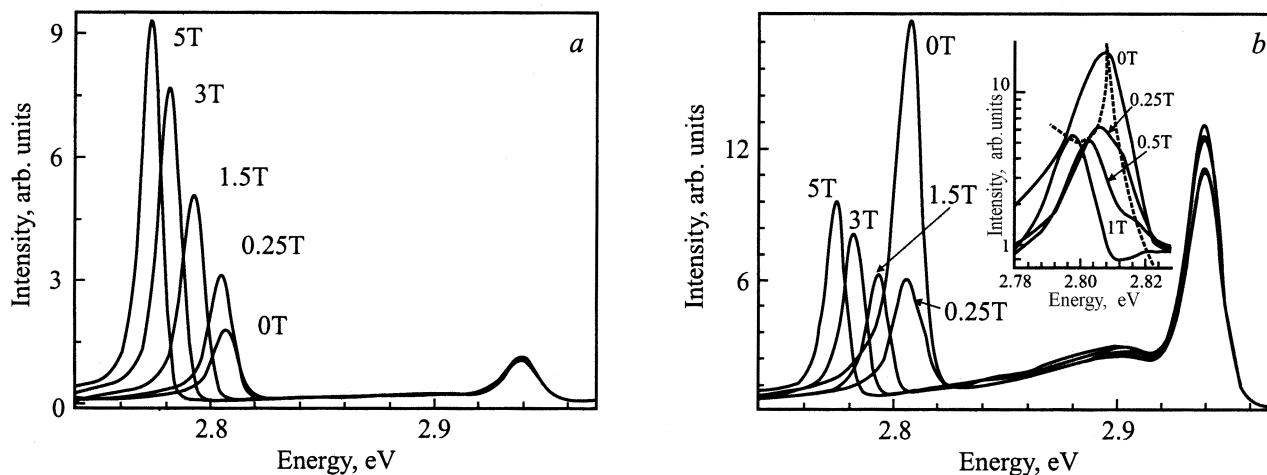


Рис. 2. Спектры магнитофотолюминесценции, измеренные в  $\sigma^+$ -поляризации (а) и в  $\sigma^-$ -поляризации (б). На вставке (б) — спектры в полулогарифмическом масштабе.

### 3. Магнитофотолюминесцентные измерения

Для измерения спектров магнитофотолюминесценции образец помещался в гелиевый криостат со сверхпроводящим магнитом, позволяющим получать магнитные поля до 5 Тл. С помощью откачки паров жидкого гелия в камере образца поддерживалась температура 1.8 К. Все спектры, обсуждаемые в этой работе, измерялись в геометрии Фарадея (магнитное поле ориентировано вдоль направления детектирования фотолюминесценции (ось  $z$ ) и вдоль оси роста структуры). Возбуждение люминесценции осуществлялось ультрафиолетовыми линиями  $\text{Ag}^+$ -лазера (352–372 нм). Возбуждающий свет был линейно поляризован. Для анализа круговой поляризации ФЛ использовались последовательно размещенные четвертьволновая пластинка и линейный поляризатор.

На рис. 2 приведены спектры ФЛ, измеренные при нескольких значениях магнитного поля для круговых поляризаций  $\sigma^+$  (а) и  $\sigma^-$  (б). При нулевом магнитном поле в спектре имеются три пика. Два пика (вблизи 2.94 и 2.90 эВ) объясняются ФЛ из „ограничивающих“ слоев  $\text{ZnMgSSe}$ . Один из них ( $\sim 2.94$  эВ) соответствует люминесценции локализованных или связанных экситонов с энергией вблизи края поглощения  $\text{ZnMgSSe}$ , второй ( $\sim 2.90$  эВ) предварительно приписан рекомбинации донорно-акцепторных пар в том же слое. Третий пик ( $\sim 2.81$  эВ) связывается с экситонной ФЛ из полумагнитной сверхрешетки  $\text{ZnMnSe}/\text{ZnSSe}$ .

Такая расшифровка спектра хорошо согласуется с наблюдаемым эффектом магнитного поля. Действительно, оба коротковолновых пика (2.90 и 2.94 эВ) ведут себя одинаковым образом: положение пиков практически не зависит от магнитного поля и единственным наблюдаемым эффектом является появление слабой  $\sigma^-$ -поляризации пиков с ростом магнитного поля. При поле  $B = 5$  Тл степень круговой поляризации не превышает

10%. Подобное поведение характерно для широкозонных немагнитных соединений на основе селенида цинка (см., например, [15]), так как величина зеемановского расщепления экситонных уровней для используемых магнитных полей оказывается много меньше ширины экспериментально наблюдаемых пиков.

Совершенно по-другому ведет себя третий, более длинноволновый пик. Рост магнитного поля обуславливает заметный сдвиг пика ( $\sim 40$  мэВ при  $B = 5$  Тл) и его  $\sigma^+$ -поляризацию. Степень  $\sigma^+$ -поляризации в максимуме пика достигает  $\sim 90\%$  при магнитных полях  $B < 1$  Тл и насыщается при больших полях. Кроме того, в  $\sigma^-$ -поляризованных спектрах в области магнитных полей  $B < 2$  Тл отчетливо наблюдается расщепление пика на две компоненты, что отдельно проиллюстрировано на вставке к рис. 2, б. Зависимости положения этих пиков,

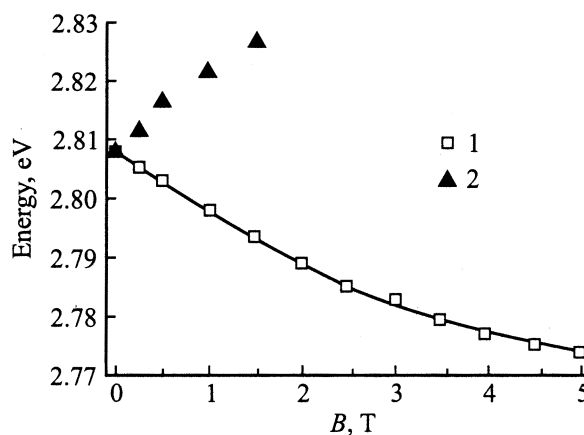
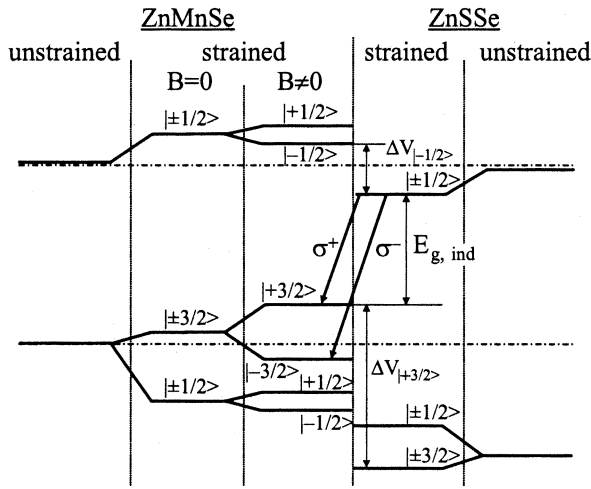


Рис. 3. Зависимость положения пиков ФЛ от магнитного поля. 1 — положение основного пика ФЛ, наблюдаемого в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях; 2 — положение слабой спектральной особенности, наблюдаемой только в  $\sigma^-$ -поляризации. Сплошная линия показывает наилучшую теоретическую подгонку.



**Рис. 4.** Схематическая иллюстрация действия напряжений и магнитного поля на структуру зон твердых растворов ZnMnSe и ZnSSe. Напряжения отвечают псевдоморфному росту на GaAs. Стрелки соответствуют пространственно „косым“ межзонным переходам с наименьшей энергией, разрешенным в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях. Штрихпунктирные линии показывают положение зон ненапряженного ZnSe.

наблюдаемых в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях, от величины магнитного поля приведены на рис. 3.

Такие проявления характерны для эффекта „гигантского зеемановского расщепления экситона“ [16], наблюдаемого обычно в РМП в результате обменного взаимодействия  $s-d$  ( $p-d$ ) между ионами  $Mn^{2+}$  и электронами (дырками). Согласно известным правилам отбора для оптических переходов [17],  $\sigma^+$ -поляризация соответствует рекомбинации экситона с полной проекцией углового момента  $+1$ . Заметим, что в тонком напряженном слое ZnMnSe действие напряжений сжатия приводит к расщеплению четырехкратно вырожденного дырочного уровня на двукратно вырожденные уровни легкой и тяжелой дырок с проекциями углового момента  $|\pm 1/2\rangle$  и  $|\pm 3/2\rangle$  соответственно (см. схему на рис. 4). Основным дырочным состоянием оказывается уровень тяжелых дырок, двукратное вырождение которого снимается при приложении магнитного поля вдоль оси  $z$ . В результате основным оптически активным состоянием в системе оказывается экситон  $|-1/2, +3/2\rangle$ , где в обозначении типа  $|s, m\rangle$  символ  $s(m)$  означает проекцию электронного спина (углового момента дырки) на ось  $z$ . Полная проекция углового момента такого экситона равняется  $+1$ , в согласии с наблюдаемой  $\sigma^+$ -поляризацией нижнего по энергии пика ФЛ. Верхняя компонента дуплета экситонов с тяжелой дыркой,  $|+1/2, -3/2\rangle$ , согласно правилам отбора должна проявляться в  $\sigma^-$ -поляризации, что позволяет отождествлять ее со слабой особенностью, наблюдаемой с коротковолновой стороны от основного пика в спектрах  $\sigma^-$ -поляризованной ФЛ.

## 4. Разрывы зон на гетерогранице ZnMnSe/ZnSSe

### 4.1. Разрывы зон при нулевом магнитном поле

Для оценки величины разрывов зон на гетерогранице  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$  мы воспользовались ранее опубликованными данными о разрывах зон на границах ненапряженных слоев  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$  и  $ZnSe/ZnS_ySe_{1-y}$ , „правилом транзитивности“, а также теорией Ван де Валле [11] для учета влияния на разрывы зоны напряжений, вызванных несоответствием параметра решетки слоев и подложки.

Известно, что большая часть разности между ширинами запрещенной зоны ( $E_g$ )  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  и  $ZnSe$  приходится на разрыв зоны проводимости. По данным разных авторов на разрыв валентной зоны приходится от 5 до 20% от суммы разрывов валентной зоны и зоны проводимости, причем это значение зависит от  $x$  [18,19]. С учетом слабой зависимости  $E_g$  от  $x$  в области малых концентраций Mn, для параметров исследуемого образца ( $x \sim 0.04$ ) разрыв валентной зоны на границе  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$  можно считать пренебрежимо малым.<sup>1</sup> Напряжения сжатия в псевдоморфном слое  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  приводят к увеличению запрещенной зоны, в основном за счет повышения энергии зоны проводимости. Что касается валентной зоны, действие двусложных деформаций в псевдоморфном слое на структуру зоны можно разложить на две составляющие: всестороннее сжатие и одноосное сжатие (см., например, [11]). Первая составляющая обуславливает понижение энергии центра тяжести валентных зон, тогда как одноосное сжатие снимает вырождение зон тяжелых и легких дырок, увеличивая энергию зоны тяжелых дырок. Для  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  второй эффект оказывается доминирующим, приводя к сдвигу зоны тяжелых дырок в  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  вверх по энергии по сравнению с  $ZnSe$  и к формированию на границе структуры зона типа II, когда слой  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  является „барьером“ для электронов и „ямой“ для дырок.

На границе ненапряженных слоев  $ZnSe/ZnS_ySe_{1-y}$  большая часть суммарного разрыва зон приходится на валентную зону [11,21]. Более того, большая величина прогиба зависимости  $E_g(y)$  (параметр прогиба для твердого раствора  $ZnS_ySe_{1-y}$  оценивается как 0.43 эВ [22]) приводит к формированию границы с расположением зон типа II в широком диапазоне составов твердого раствора. В этом случае слой  $ZnS_ySe_{1-y}$  является „барьером“ для дырок и „ямой“ для электронов. Деформации растяжений в псевдоморфном слое  $ZnS_ySe_{1-y}$  обуславливают дополнительное увеличение разрывов зон на границе как для электронов, так и для тяжелых дырок.

<sup>1</sup> Для расчета зависимости  $E_g(x)$  использовались эмпирические формулы  $E_g(x) = 2.821 - 0.145x + 4.073x^2$  ( $x < 0.13$ ) и  $E_g(x) = 0.4906x^2 + 0.3727x + 2.8143$  ( $x > 0.13$ ), удовлетворительно описывающие экспериментальные зависимости, представленные в [20].

Комбинация данных о расположении зон на границах  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$  и  $ZnSe/ZnS_ySe_{1-y}$  позволяет сделать вывод о типе II квантовой ямы  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$ : электроны локализованы в слое  $ZnS_ySe_{1-y}$ , а дырки в  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  (см. схему на рис. 4, показывающую взаимное расположение зон ненапряженных  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  и  $ZnS_ySe_{1-y}$  и влияние на них упругих напряжений и магнитного поля). При количественном расчете величин разрывов зон на границе наибольшую погрешность вносит отсутствие надежных данных о величинах разрывов зон на границе ненапряженных  $ZnSe$  и  $ZnS_ySe_{1-y}$ . Использование весьма приближенных значений „абсолютных“ энергий зон ненапряженных  $ZnSe$  и  $ZnS$ , приведенных Ван де Валле [11] (энергии дна зоны проводимости и центра тяжести трех валентных зон в точке  $\Gamma$  обозначены в [11] как  $E_c$  и  $E_{vav}$  соответственно), и остальных параметров из таблицы приводит к следующим величинам разрывов валентной зоны (тяжелые дырки) и зоны проводимости на границе  $Zn_{0.96}Mn_{0.04}Se/ZnS_{0.15}Se_{0.85}$ :  $\Delta V_{hh} = 134$  мэВ,  $\Delta V_c = 54$  мэВ. Как будет показано далее, подгонка параметров структуры с учетом экспериментальных данных по рентгеновской дифракции и зеемановскому расщеплению экситона позволяет уточнить эти значения.

## 4.2. Влияние магнитного поля на разрывы зон

Для используемого диапазона магнитных полей ( $B < 5$  Тл) основным эффектом магнитного поля на зонную структуру РМП является эффект гигантского зеемановского расщепления [10,16]. Сдвиги зон — зоны проводимости ( $\Delta E_{c,\pm 1/2}$ ) и отщепленной зоны тяжелых дырок ( $\Delta E_{hh,\pm 3/2}$ ) — определены как

$$\Delta E_{c,\pm 1/2} = \pm \frac{1}{2} x N_0 \alpha \langle S_z \rangle, \quad (2a)$$

$$\Delta E_{hh,\pm 3/2} = \pm \frac{1}{2} x N_0 \beta \langle S_z \rangle, \quad (26)$$

где  $x$  — концентрация ионов  $Mn^{2+}$ ,  $N_0\alpha$  и  $N_0\beta$  — обменные константы,  $\langle S_z \rangle$  — среднее значение  $z$ -компоненты спина ионов  $Mn^{2+}$ ,

$$\langle S_z \rangle = S_0 B_{5/2} \left( \frac{(5/2)g\mu B}{kT_{\text{eff}}} \right), \quad (3a)$$

$$T_{\text{eff}} = T + T_0, \quad (36)$$

где  $g = 2$ ,  $\mu$  — магнетон Бора,  $B_{5/2}$  — модифицированная функция Бриллюэна для спина  $5/2$ ,  $S_0$  и  $T_0$  — феноменологические параметры, описывающие антиферромагнитное взаимодействие между спинами ионов  $Mn^{2+}$ . В расчетах использовались значения  $N_0\alpha = 0.26$  эВ и  $N_0\beta = -1.31$  эВ, измеренные для объемного  $ZnMnSe$  [23]. Зависимость параметра  $S_0$  от концентрации ионов  $Mn^{2+}$  определялась интерполяцией экспериментальных данных работы [24].

Для известных значений разрывов зон при  $B = 0$  ( $\Delta V_{hh}$  и  $\Delta V_c$ ) и параметров слоев ( $x$  и  $y$ ) выражения (2) и (3) позволяют определить в случае произвольного магнитного поля потенциалы для электронов со спином  $s = -1/2$  и дырок с проекцией момента импульса  $m = +3/2$ , используемые далее при расчете основных уровней размерного квантования в системе МКЯ ( $E_e$  и  $E_{hh}$ ), проводимого в рамках метода эффективных масс для простой модели сферически изотропных зон. Обусловленные магнитным полем пренебрежимо слабые сдвиги зон в немагнитном материале  $ZnS_ySe_{1-y}$  в этом расчете во внимание не принимаются. Тогда энергия экситона  $|-1/2, +3/2\rangle$ , наблюдаемого в  $\sigma^+$ -поляризации, может быть выражена как

$$E_{|-1/2, +3/2\rangle} = E_{g,\text{ind}} + \Delta E_{hh,3/2} + E_e + E_{hh} - E_b, \quad (4)$$

где  $E_b$  — энергия связи экситона,  $E_{g,\text{ind}}$  — ширина запрещенной зоны, соответствующая непрямым переходам в квантовых ямах типа II в нулевом магнитном поле (см. рис. 4). Величина  $E_b \sim 14$  мэВ была оценена в рамках вариационного метода, развитого ранее для системы связанных квантовых ям [25]. Для всех значений магнитных полей такой экситон является экситоном типа II с пространственно разнесенными электроном и дыркой. Поскольку оцененные величины разрывов зон при  $B = 0$  заметно превышают изменения потенциала, обусловленные действием магнитного поля, зависимостью  $E_b$  от магнитного поля мы пренебрегаем.

Для определения энергии экситона из экспериментальных спектров магнитофотолюминесценции величина стоксова сдвига оценивалась как  $\Delta E_{\text{st}} = 0.6$  Г, где  $\Gamma$  — полная ширина на полувысоте пика ФЛ локализованных экситонов [26]. Эффект магнитного поля ролана при этом не принимался во внимание как достаточно слабый в образце со столь малой концентрацией ионов  $Mn^{2+}$  [27]. Для подгонки зависимости энергии пика ФЛ от магнитного поля  $E_{\text{PL}}(B)$  с учетом данных измерений рентгеновской дифракции численно решалась система уравнений

$$E_{\text{PL}}(B, x, T_{\text{eff}}) = E_{g,\text{ind}} + \Delta E_{hh,3/2}(x, T_{\text{eff}}, B) + E_e(\Delta V_c, x, T_{\text{eff}}, B) + E_{hh}(\Delta V_{hh}, x, T_{\text{eff}}, B) - E_b - \Delta E_{\text{st}}, \quad (5a)$$

$$\Delta V_c(x) = E_g^{\text{ZnMnSe}}(x) - E_{g,\text{ind}}, \quad (56)$$

$$\Delta V_{hh}(y) = E_g^{\text{ZnSSe}}(y) - E_{g,\text{ind}}, \quad (5b)$$

$$x = f(\theta_0, y). \quad (5r)$$

Здесь  $E_g^{\text{ZnMnSe}}$  и  $E_g^{\text{ZnSSe}}$  являются ширинами запрещенной зоны псевдоморфных слоев твердых растворов в нулевом магнитном поле, рассчитанными с использованием параметров, приведенных в таблице.  $T_{\text{eff}}$ ,  $E_{g,\text{ind}}$  и  $y$  использовались в качестве подгоночных

параметров. Уравнение (5г) отражает функциональную связь между  $x$  и  $y$ , задаваемую законом Брэгга для измеренного положения „нулевого“ рефлекса дифракции рентгеновских лучей ( $\theta_{0r}$ ) от периодической структуры  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$  при фиксированных значениях толщин слоев. Наилучшая подгонка, показанная на рис. 3,а сплошной линией, соответствует следующим значениям параметров:  $y = 0.159$ ,  $x = 0.033$ ,  $T_{\text{eff}} = 6.7$  К,  $E_{g,\text{ind}} = 2.806$  эВ,  $\Delta V_{hh} = 110$  мэВ и  $\Delta V_c = 23$  мэВ. Сплошная линия на рис. 1 является результатом моделирования кривой дифракции, проведенного в рамках полукинематического приближения для структуры с уточненными параметрами  $x$  и  $y$ .

Расчет спектра электронных и дырочных состояний сверхрешетки в модели Кронига–Пенни дает значения ширины минизон 0.1 мэВ для тяжелых дырок и 17 мэВ для электронов. Согласно этим значениям, квантовые ямы для тяжелой дырки являются изолированными, тогда как электронный потенциал представляет систему связанных квантовых ям. Заметим, что связь между электронными ямами явно учитывалась при расчете  $E_e$  и  $E_b$ . Полученные в результате подгонки значения  $x$  и  $y$  хорошо согласуются с технологически заданными значениями. Тем не менее величины разрывов зон оказываются заметно меньше значений, полученных в разд. 4.1 с использованием значений параметров  $E_c$  и  $E_{vav}$  для ZnSe и ZnS из работы [11]. Расхождение скорее всего связано с неопределенностью имеющихся в литературе данных о взаимном расположении зон ZnSe и ZnS и неточностью определения необходимых параметров тройного твердого раствора  $ZnS_ySe_{1-y}$ .

## 5. Заключение

Методом МПЭ на подложке GaAs выращена полумагнитная псевдоморфная многослойная структура  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$ , в которой реализован принцип баланса напряжений: напряжения сжатия в слоях  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  скомпенсированы напряжениями растяжения в слоях  $ZnS_ySe_{1-y}$ . Оценки, проведенные с использованием „правила транзитивности“ и известных из литературы данных о разрывах зон на границах ZnMnSe/ZnSe и ZnSe/ZnSSe, позволили сделать вывод о структуре зон типа II: слои ZnMnSe являются КЯ для дырок, а ZnSSe — для электронов. Обнаружен существенный сдвиг линии экситонной ФЛ во внешнем магнитном поле, определяемый в основном ( $p-d$ )-обменным взаимодействием между дырками, локализованными в слоях ZnMnSe, и ионами  $Mn^{2+}$ . Совместная подгонка положения линии ФЛ в магнитном поле и кривых качания рентгеновской дифракции позволила уточнить составы тройных твердых растворов в образце и разрывы зон на границе ZnMnSe/ZnSSe.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 00-02-16997 и № 02-02-17643) и INTAS (№ 01-2375), программой

Министерства науки и технологий РФ „Физика твердотельных наноструктур“, Фондом Фольксваген и грантом Королевской академии наук Швеции.

## Список литературы

- [1] G.A. Prinz. *Science*, **282**, 1660 (1998).
- [2] M. Oestreich, J. Hübner, D. Hägele, P.J. Klar, W. Heimbrod, W.W. Rühle, D.E. Ashenford, B. Lunn. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1251 (1999).
- [3] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, L.W. Molenkamp. *Nature*, **402**, 787 (1999).
- [4] B.T. Jonker, Y.D. Park, B.R. Bennett, H.D. Cheong, G. Kioseoglou, A. Petrou. *Phys. Rev. B*, **62**, 8180 (2000).
- [5] Ya.V. Terent'ev, A.A. Toropov, S.V. Sorokin, A.V. Lebedev, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, I.A. Buyanova, W.M. Chen, B. Monemar. *Phys. St. Sol. (b)*, **229**, 765 (2002).
- [6] D.C. Houghton, M. Davies, M. Dion. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 505 (1994).
- [7] T.V. Shubina, S.V. Ivanov, A.A. Toropov, G.N. Aliev, M.G. Tkatchman, S.V. Sorokin, N.D. Il'inskaya, P.S. Kop'ev. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 596 (1998).
- [8] H.J. Lozykowski, V.K. Shastri. *J. Appl. Phys.*, **69**, 3235 (1991).
- [9] *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Landolt-Börnstein, New Series* (Springer Verlag, Berlin, 1982).
- [10] J.K. Furdina, J. Kossut. *Diluted Magnetic Semiconductors. [Semiconductors and Semimetals (Academic, N.Y., 1988) v. 25]*.
- [11] C. Van de Walle, *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).
- [12] H. Kukimoto, S. Shionoya. *J. Phys. Chem. Sol.*, **29**, 935 (1968).
- [13] P. Lawaetz. *Phys. Rev. B*, **4**, 3460 (1971).
- [14] S.V. Ivanov, S.V. Sorokin, P.S. Kop'ev, J.R. Kim, H.D. Jung, H.S. Park. *J. Cryst. Growth*, **159**, 16 (1996).
- [15] G.V. Astakhov, D.R. Yakovlev, V.P. Kochereshko, W. Ossau, J. Nürnberg, W. Faschinger, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **60**, 8485 (1999).
- [16] J.A. Gaj, R. Planel, G. Fishman. *Sol. St. Commun.*, **29**, 435 (1979).
- [17] F. Meier, B.P. Zakharchenya. *Optical Orientation* (North-Holland, Amsterdam, 1984) v. 8.
- [18] E. Deleporte, T. Lebihen, B. Ohnesorge, Ph. Roussignol, C. Delalande, S. Guha, H. Munekata. *Phys. Rev. B*, **50**, 4514 (1994).
- [19] P.J. Klar, D. Wolverson, J.J. Davies, W. Heimbrod, M. Happ. *Phys. Rev. B*, **57**, 7103 (1998).
- [20] R.B. Bylisma, W.M. Becker, J. Kossut, U. Debska, D. Yoder-Short. *Phys. Rev. B*, **33**, 8207 (1986).
- [21] C. Priester, D. Bertho, C. Jouanin. *Physica B*, **191**, 1 (1993).
- [22] R. Mach, P. Flogel, L.G. Sunlina, A.G. Areshkin, J. Maegge, G. Voigt. *Phys. St. Sol. (b)*, **109**, 607 (1982).
- [23] A. Twardowski, M. von Ortenberg, M. Demianiuk, R. Pauthenet. *Sol. St. Commun.*, **51**, 849 (1984).
- [24] W.Y. Yu, A. Twardowski, L.P. Fu, A. Petrou, B.T. Jonker. *Phys. Rev. B*, **51**, 9722 (1995).
- [25] S.M. Cao, M. Willander, E.L. Ivchenko, A.I. Nesvizhskii, A.A. Toropov. *Superlatt. Microstruct.*, **17**, 97 (1995).
- [26] K.P. O'Donnell, P.J. Parbrook, F. Yang, X. Chen, C. Trager-Cowan. *Physica B*, **191**, 45 (1993).

[27] C.D. Poweleit, L.M. Smith, B.T. Jonker. Phys. Rev. B, **50**, 18 662 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

## **ZnMnSe/ZnSSe type II semimagnetic superlattices: growth and magneto-luminescence properties**

*A.A. Toropov, A.V. Lebedev, C.V. Sorokin, D.D. Solnyshkov, C.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, I.A. Buyanova \*, W.M. Chen \*, B. Monemar \**

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* University of Linköping,  
S-581 83 Linköping, Sweden

**Abstract** ZnSSe/ZnMnSe type II semimagnetic superlattice is grown by molecular beam epitaxy pseudomorphically on a GaAs substrate. The superlattice layer thicknesses and compositions are chosen so that compressive strain in ZnMnSe can be compensated by tensile strain in ZnSSe. The spectra of photoluminescence in an external magnetic field demonstrate the effect of „giant Zeeman splitting of exciton“. The theoretical simulation of the photoluminescence line shift is performed, allowing us to fix band offsets at a ZnSSe/ZnMnSe interface.