

УДК 621.315.592

*В.Г. Литвинов, О.А. Милованова, Н.Б. Рыбин***ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ СЕЛЕНИДОВ, СУЛЬФИДОВ ЦИНКА, КАДМИЯ, МАГНИЯ**

*Представлены результаты исследования низкоразмерных структур с квантовыми ямами (КЯ) ZnSSe/ZnMgSSe методом токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ТРСГУ), а также структуры CdS/CdSSe методами ТРСГУ и вольт-фарадных характеристик. В спектрах ТРСГУ обнаружены пики, обусловленные эмиссией носителей заряда из КЯ. Сделана оценка разрывов энергетических зон.*

**Ключевые слова:** гетероструктура, квантовая яма, релаксационная спектроскопия глубоких уровней.

**Введение.** В настоящее время постоянно ведется поиск новых материалов и структур для создания светоизлучающих приборов, работающих в сине-зеленой области спектра. Для реализации лазера на низкоразмерной структуре с квантовыми ямами (КЯ), излучающего в синей области спектра (455-465 нм), необходимо использовать соединения с широкой запрещенной зоной. Подходящими “кандидатами” для этого являются широкозонные соединения  $A^2B^6$ . Например, ZnMgSSe с шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 3,0$  эВ является подходящим материалом для барьерных слоев, в то время как слои ZnSSe или ZnSe могут быть использованы в качестве КЯ. ZnMgSSe широко используется в инжекционных лазерах, излучающих в зеленой (525-535 нм) области спектра, но в основном в качестве обкладочных слоев, формирующих оптический волновод [1]. Была сделана попытка применить этот твердый раствор также и в лазерах для синего диапазона [2]. Относительно низкие характеристики лазера связывались, прежде всего, с проблемой получения р-типа проводимости в слоях ZnMgSSe с необходимым высоким содержанием Mg и S. Однако для лазеров с оптической накачкой или накачкой электронным пучком не требуется легирование слоев активной структуры. Такие лазеры перспективны для проекционного телевидения [3].

Результаты исследований оптических свойств широкозонного материала ZnMgSSe недостаточны для заключения о возможности использования данного материала в лазерах, излучающих в синей области спектра.

Для создания эффективного лазерного ис-

точника, излучающего в зеленой области спектра перспективна низкоразмерная структура CdSSe/CdS с гексагональной решеткой [4]. Гексагональные низкоразмерные структуры должны быть значительно более устойчивы к процессам деградации при высоких уровнях возбуждения [5]. Первый лазер на гексагональной низкоразмерной структуре был реализован на структуре CdSSe/CdS при продольной накачке электронным пучком [6]. Структура CdSe/CdS на гетерограницах имеет разрывы зон II-го типа [4].

В данной работе представлены результаты исследования фундаментальных характеристик квантово-размерных гетероструктур - разрывов энергетических зон в наноструктурах с КЯ ZnSSe/ZnMgSSe и CdSSe/CdS, предназначенных для работы в синей и зеленой областях спектра соответственно методом токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ТРСГУ).

**Результаты исследования структур ZnSSe/ZnMgSSe.** Были исследованы шесть структур ZnSSe/ZnMgSSe, выращенные МПЭ на подложках полуизолирующего GaAs. Подробности роста описаны в [7]. Структуры представляли собой набор КЯ из слоев ZnSe или ZnSSe, погруженных в широкозонную матрицу ZnMgSSe. КЯ формировались путем закрытия молекулярного потока Mg (КЯ из ZnSSe) или потоков Mg и S (КЯ из ZnSe). Ширина КЯ у всех структур кроме структуры № 16 составляла 6 нм, а ширина барьерных слоев - 160 нм. Структуры начинались с буферного слоя ZnSe толщиной 60 нм и оканчивались покровным слоем ZnSe толщиной 6 нм. Состав слоев ZnMgSSe был различным в разных структурах и почти

согласован с подложкой GaAs по периоду кристаллической решетки. Таблица 1 дает более детальное представление об исследованных структурах.

**Таблица 1 – Параметры исследуемых структур ZnSSe/ZnMgSSe**

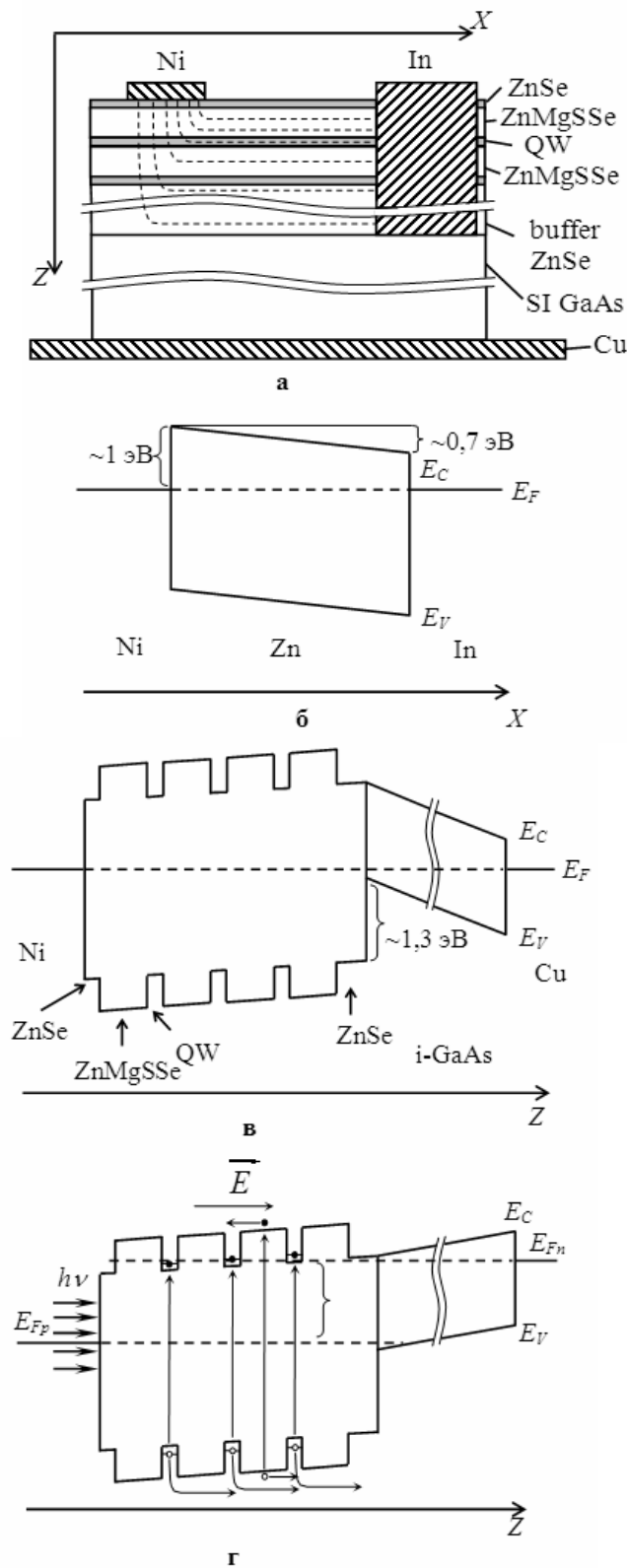
№ обр.	Толщина		Материал КЯ	Число КЯ	Толщина	
	буферного слоя ZnSe, нм	покрывного слоя ZnSe, нм			КЯ, нм	барьерного слоя ZnMgSSe, нм
16	60	6	ZnSe	3	3; 4; 6	160
23			ZnSe	10	6	
27			ZnSe	7	6	
33			ZnSe	7	6	
35			ZnSe	2	6	
50			ZnSSe	10	6	

Для проведения измерений методом ТРСГУ были сформированы диодные структуры термическим испарением Ni через маску с площадью отверстий 0,5 мм<sup>2</sup> и нанесением In на поверхность покрывного слоя ZnSe с последующей формовкой индиевых контактов методом разряда конденсатора. Образец помещался в криостат на медную фольгу, изолированную слоем фторопласта-4 толщиной 0,1 мм от заземленного столика с нагревательным элементом. Структура полученного диода представлена на рисунке 1,а, а качественная зонная диаграмма, построенная по модели Андерсона [8] для разных направлений X и Z, показана на рисунке 1,б,в. Для построения зонной диаграммы использовались значения работы выхода и электронного сродства, представленные в таблице 2, и считалось, что структура ZnSe/ZnMgSSe относится к гетеропереходам I-го типа.

**Таблица 2 – Работа выхода и сродство к электрону для ряда материалов, используемых в формировании диодной структуры**

Материал	Работа выхода, эВ	Сродство к электрону, эВ	Источник литературы
ZnSe	-	4,09	[8]
GaAs	-	4,07	[8, 10]
Ni	4,5 - 5,2	-	[10, 11]
In	3,8	-	[10, 11]
Cu	4,4 - 4,5	-	[10, 11]

Для изучения электрофизических свойств образцов использовался токовый вариант РСГУ (ТРСГУ) [9], поскольку квантово-размерная часть структуры была высокоомной, с удельным



**Рисунок 1 - Схема заполнения и опустошения КЯ носителями заряда при ТРСГУ: а - структура образца в разрезе, пунктиром показаны линии тока в структуре; б и в - зонная диаграмма образца с тремя квантовыми ямами при нулевом смещении в направлениях X и Z соответственно; г - зонная диаграмма структуры при одновременном облучении и действии заполняющего импульса напряжения положительной полярности**

сопротивлением не менее  $10^6$  Ом·см, которое было оценено по начальному участку вольт-амперных характеристик. ТРСГУ-спектры измерялись в диапазоне температур 100 – 300 К. При более высоких температурах увеличивался ток утечки через образец и реализовать необходимые для осуществления методики ТРСГУ условия не представлялось возможным.

При амплитуде импульса напряжения заполнения  $U_f=0$  В и импульса опустошения  $U_r = -10$  В сигнал от эмиссии носителей заряда с ГУ не обнаруживался, поскольку ток через структуру ограничен высоким сопротивлением базы диодной структуры. В связи с этим для заполнения ловушек и КЯ использовалось излучение фиолетового светодиода с максимумом интенсивности излучения на длине волны 412 нм и полушириной на полувысоте 27 нм. Освещение образца осуществлялось во время действия импульса заполнения. Зонная диаграмма диодной структуры при одновременном облучении и действии заполняющего импульса напряжения положительной полярности представлена на рисунке 1, г.

Амплитуды импульсов  $U_f$  и  $U_r$  были выбраны + 2 и – 10 В соответственно. При облучении структуры квантами с энергией около 3 эВ в КЯ и в барьерных слоях генерируются электронно-дырочные пары, а при одновременном наложении электрического поля – направленное перемещение носителей заряда. Квазиуровень Ферми для электронов в квантово-размерной части структуры оказывается выше основного уровня размерного квантования в КЯ, поэтому КЯ заполняются электронами. Квазиуровень Ферми для дырок расположен выше уровней размерного квантования в КЯ в валентной зоне, поэтому дырки быстро, за время максвелловской релаксации [12] выносятся в сторону полуизолирующей подложки GaAs и омического контакта.

Амплитуда импульса заполнения выбиралась из условия заполнения КЯ электронами.

На рисунке 2 представлены спектры ТРСГУ для шести исследованных образцов. В низкотемпературной области спектра во всех образцах наблюдается пик  $E1$ , энергия активации  $E_a$  которого коррелировала с энергетическим расстоянием между линиями излучения КЯ и барьерного слоя, что подробно описано в работе [7]. Наблюдаемая корреляция позволяет предположить, что ГУ  $E1$  связан с эмиссией электронов с основного энергетического уровня КЯ в зону проводимости барьерного слоя. На рисунке 2 сплошной линией изображен также узкий пик, являющийся результатом моделирования

ТРСГУ-спектра эмиссии электронов с единственного ГУ для прямоугольной взвешивающей функции дискриминатора с помощью специализированного пакета прикладных программ [13]. Параметры ГУ соответствуют параметрам ГУ  $E1$  образца № 16 (см. таблицу 3). Очевидно, что все экспериментальные пики более широкие по сравнению с идеальным случаем. Следовательно, в указанных образцах линия  $E1$  на ТРСГУ-спектрах связана с эмиссией носителей заряда с нескольких ГУ, незначительно отличающихся энергией активации и сечением захвата. Это, в свою очередь, связано с разбросом значений ширины запрещенной зоны барьерного слоя в разных местах структуры, где происходит эмиссия электронов из КЯ, из-за наличия нескольких фаз в барьерном слое. Обнаружить отдельные пики не удалось из-за недостаточного разрешения дискриминатора ТРСГУ-спектрометра по энергии. Кроме пиков  $E1$  в образцах № 16 и 50 наблюдаются еще “плечи”  $E1^*$ , в образце № 35 – низко-интенсивный пик  $E1^*$ , а в образце № 23 в высокотемпературной области ТРСГУ-спектра наблюдается очень широкий пик  $E2$ , положение максимума которого не зависит от температуры. Происхождение этих пиков невыяснено.

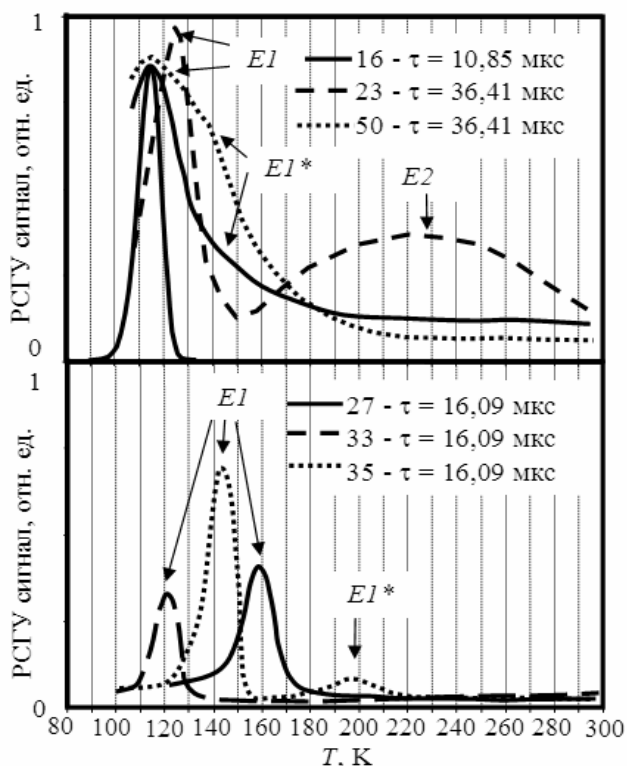


Рисунок 2 - ТРСГУ-спектры шести исследованных структур ZnSSe/ZnMgSSe

Для выяснения особенностей потенциального рельефа вблизи ловушек  $E1$ , соответствующих КЯ Zn(S)Se/ZnMgSSe, наряду с постоянной

времени релаксации, варьировалась также и длительность импульса заполнения  $t_p$ . Обнаруженная зависимость амплитуды ТРСГУ-пика от  $t_p$  указывает на существование потенциального барьера для захвата электронов в КЯ со стороны барьерного слоя ZnMgSSe. Кинетика захвата может быть представлена как [9, 12]:

$$S(t_p) = S_\infty [1 - \exp(-c_n t_p)], \quad (1)$$

где  $S(t_p)$  – высота ТРСГУ-пика,  $S_\infty$  – высота пика, соответствующая заполнению электронами всех состояний в КЯ,  $t_p$  – длительность импульса заполнения,  $c_n = \sigma v n$  – скорость захвата,  $\sigma$  – сечение захвата,  $v$  – средняя тепловая скорость электронов,  $n$  – концентрация свободных электронов.

Обычно предполагается, что  $n$  практически не зависит от температуры. В данном случае  $n$  зависит от количества квантов излучения, поглощаемых во время действия импульса заполнения.

Зависимость  $\ln[1 - S(t_p)/S_\infty]$  от  $t_p$  исследовалась при различных температурах максимума ТРСГУ-пика, т.е. при различных постоянных времени релаксации. В идеальном случае зависимость должна быть линейной. Экспериментальные точки аппроксимировались прямой линией по методу наименьших квадратов. По углу наклона полученных прямых при известной концентрации свободных электронов можно вычислить значение  $\sigma$  [9]. Исследуемые структуры состояли из высокоомных полупроводниковых слоев, контакты формировались на покровном слое ZnSe, поэтому возникли сложности с корректным определением концентрации свободных носителей заряда. Несмотря на отсутствие данных о величине  $n$ , из зависимостей  $\ln[1 - S(t_p)/S_\infty]$  от  $t_p$  были определены произведения  $n\sigma$  при различных температурах, затем экспериментальная зависимость  $n\sigma(T)$  аппроксимировалась следующим выражением [9]:

$$n\sigma(t_p) = n\sigma_\infty \exp\left(-\frac{E_\sigma}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $\sigma_\infty$  – постоянная, не зависящая от температуры,  $E_\sigma$  – высота барьера для захвата электронов,  $k$  – постоянная Больцмана. По зависимости (2) были определены величины  $E_\sigma$ . Параметры  $E_\sigma$ , наряду с другими данными по ГУ, представлены в таблице 3.

Барьер для захвата электронов в КЯ может быть обусловлен наличием пограничного диполя, образованного заряженными дефектами [14]. Появление дефектов, вероятно, происходит из-за нарушения стехиометрии вблизи КЯ. Значительно меньшие барьеры наблюдались на аналогичных структурах, выращенных методом парофаз-

ной эпитаксии из металлоорганических соединений [15]. Для уменьшения концентрации дефектов, по-видимому, необходимо использовать дополнительные источники молекулярных потоков Zn или Se. Это позволит независимо управлять стехиометрией барьерных слоев и слоев КЯ.

**Таблица 3 – Параметры обнаруженных методом ТРСГУ глубоких уровней**

№ обр.	$\Delta E_{CL}$ , мэВ	ГУ	$E_a$ , мэВ	$\sigma$ , см <sup>2</sup>	$N_i \cdot d$ , см <sup>2</sup>	$E_\sigma$ , мэВ
16	165±10	EI	153±20	1,6·10 <sup>-14</sup>	1,3·10 <sup>9</sup>	75
23	445±50	EI	264±20	3,2·10 <sup>-15</sup>	1,5·10 <sup>9</sup>	87
27	270±25	EI	220±20	8,1·10 <sup>-15</sup>	4,5·10 <sup>9</sup>	36
33	207±18	EI	165±20	1,1·10 <sup>-14</sup>	3,8·10 <sup>9</sup>	20
35	265±65	EI	201±20	6,0·10 <sup>-15</sup>	6,2·10 <sup>9</sup>	52
50	230±40	EI	175±20	3,1·10 <sup>-14</sup>	1,4·10 <sup>10</sup>	56

В таблице 3:  $E_a$  – энергия активации,  $\sigma$  – сечение захвата,  $N_i \cdot d$  – слоевая концентрация,  $E_\sigma$  – высота барьера для захвата электронов в ловушку,  $\Delta E_{CL}$  – энергетическое расстояние между линиями излучения КЯ и барьерных слоев по данным работы [7]

Для оценки параметра разрыва зоны проводимости  $Q_C$  воспользуемся следующим соотношением:

$$Q_C = \frac{E_a - E_\sigma}{\Delta E_{CL}}. \quad (3)$$

Здесь пренебрегаем размерным квантованием уровней энергии в КЯ, поскольку энергия основного уровня для ямы ZnSe шириной 6 нм меньше ошибки определения  $E_a$ . Рассчитанные параметры разрывов зоны проводимости представлены в таблице 4.

**Таблица 4 – Рассчитанные значения параметров разрыва зоны проводимости  $Q_C$**

№ образца	$Q_C$
16	0,729±0,187
23	0,401±0,045
27	0,712±0,078
33	0,732±0,101
35	0,727±0,098
50	0,626±0,105

Из таблицы 4 видно, что для большинства исследованных структур параметр  $Q_C$  равен 0,71-0,73. Однако для структуры № 23 этот параметр существенно меньше. Это связано с тем, что данная структура рассогласована относительно GaAs с сторону меньших значений периода кристаллической решетки (большего содержания S).

**Результаты исследования структуры**

**CdS/CdSSe.** Исследуемая структура была получена методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Подробности роста описаны в работе [4]. На подложке нелегированного CdS были выращены буферный слой CdS толщиной 0,35 мкм, 40 слоев CdS<sub>0,7</sub>Se<sub>0,3</sub> толщиной 3 нм, разделенных барьерными слоями CdS толщиной 142 нм. Верхний слой CdS, покрывающий последний слой CdSSe, имел также толщину 142 нм. Слои CdSSe образовывали квантовую яму (КЯ) для дырок и туннельно-прозрачный барьер для электронов. Суммарная толщина эпитаксиальной структуры была равна примерно 6 мкм. Далее подложка CdS частично удалялась механической полировкой, затем полирующим травлением в растворе CrO<sub>3</sub> в HCl. Оставшаяся суммарная толщина CdS до первого слоя CdSSe имела толщину примерно 11 мкм. Основные параметры структуры представлены в таблице 5.

**Таблица 5 – Параметры исследованной структуры**

Толщина слоя CdS, мкм	Ширина КЯ CdS <sub>0,65</sub> Se <sub>0,35</sub> , нм	Толщина барьерных слоев CdS, нм	Число КЯ	Период структуры, нм
11	3	142	40	145

На структуру на обе стороны были нанесены диэлектрические отражающие покрытия из чередующихся четвертьволновых слоев SiO<sub>2</sub>/ZrO<sub>2</sub>, формирующие оптический резонатор для получения лазерной генерации. Толщина этих покрытий была примерно 1,6 мкм.

После исследования лазерных характеристик структура с зеркальными покрытиями с помощью серебряной пасты крепилась на подложке n<sup>+</sup>-GaAs. Для проведения электрических измерений были сформированы омический контакт и контакт Шоттки путем термического испарения In на обратную сторону подложки GaAs и Ni на поверхность CdS. Диодная структура изучалась методами вольт-фарядных характеристик (ВФХ), ТРСГУ.

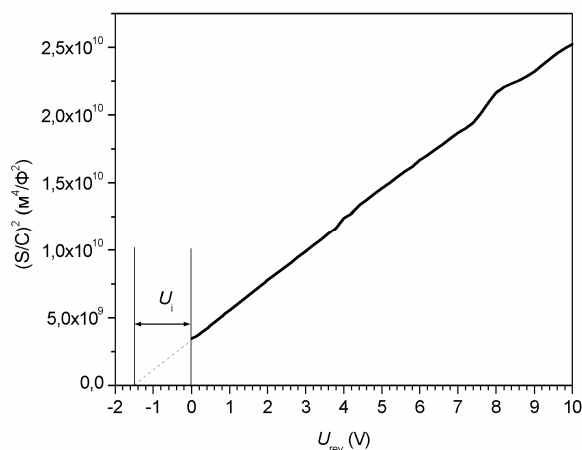
Сначала исследовалась ВФХ структуры с использованием измерителя иммитанса Е7-12. Это необходимо для определения особенностей распределения концентрации свободных носителей заряда и режимов измерения методом РСГУ. Частота измерительного сигнала составляла 1 МГц. Зависимость квадрата обратной удельной емкости от обратного напряжения при КТ представлена на рисунке 3. Эта зависимость была далее использована для определения профиля распределения концентрации свободных носителей заряда, которыми оказались электроны. В приближении обедненного слоя [16]

имеем:

$$N(z) = N_d(z) - N_a(z) = (C/S)^3 / [q\epsilon\epsilon_0(d(C/S)/dV)],$$

$$z = S\epsilon\epsilon_0/C, \quad (4)$$

где  $N_d(z)$  и  $N_a(z)$  – концентрации ионизированных доноров и акцепторов на расстоянии  $z$  от внешней границы раздела CdS и SiO<sub>2</sub>/ZrO<sub>2</sub>,  $q$  – заряд электрона,  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводниковой структуры (мы использовали значение  $\epsilon = 8,3$  для CdS, так как тонкие прослойки CdSSe составляют малую долю всего объема),  $\epsilon_0$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость,  $S$  – площадь наименьшего контакта,  $z$  и  $C$  – ширина и емкость обедненного слоя в полупроводнике. Емкость  $C$  определяли из ВФХ с учетом наличия двух последовательных емкостей, образованных двумя диэлектрическими многослойными покрытиями SiO<sub>2</sub>/ZrO<sub>2</sub> толщиной по 1,6 мкм.



**Рисунок 3 – ВФХ зависимость квадрата обратной удельной емкости от обратного напряжения при КТ**

Результаты расчета  $N(z)$  по выражению (1) показаны на рисунке 4. Среднее значение концентрации свободных электронов в структуре  $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  было получено при аппроксимации зависимости  $S^2/C^2(U_{rev})$  прямой линией по методу наименьших квадратов. На расстояниях 8 и 10,5 мкм от внешней границы раздела CdS и SiO<sub>2</sub>/ZrO<sub>2</sub>, что соответствует обратному смещению  $-3,9$  и  $-7,7$  В, наблюдаются провалы в зависимости  $N(z)$ . Провал при  $z = 8$  мкм может быть связан с диффузионным фронтом собственных точечных дефектов из-за изменения стехиометрии на поверхности подложки CdS во время эпитаксии. Действительно, монокристаллическая подложка была выращена при температуре примерно  $1050^\circ\text{C}$ , а эпитаксия проходила при температуре  $380^\circ\text{C}$ , причем при другом соотношении Cd/S в паровой фазе [4]. Провал при  $z = 10,5$  мкм связан, по нашему мнению, с границей раздела между подложкой CdS и

эпитаксиальной структурой CdSSe/CdS, где, возможно, имеет место повышенная концентрация примесей из-за недостаточной очистки поверхности подложки перед началом процесса эпитаксии.

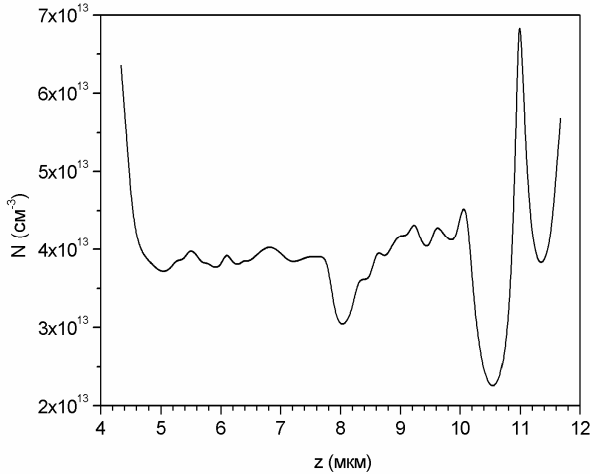


Рисунок 4 - Изменение концентрации свободных электронов по глубине структуры

В результате уровень Ферми понижается относительно края зоны проводимости. После второго провала наблюдается пик концентрации электронов при  $z = 11$  мкм. Этот пик связан с первой прослойкой CdSSe. Вероятно, он связан с наиболее сильным изгибом зон вблизи гетерограниц первой прослойки. Слои CdSSe вносят внутренние напряжения из-за несоответствия параметров решетки CdS и CdSSe, которые накапливаются по мере роста числа прослоек CdSSe. Это может приводить к генерации точечных или протяженных дефектов, которые понижают уровень Ферми в целом, а следовательно, и концентрацию электронов. Важным результатом исследования C-V характеристик является то, что при обратном напряжении, меньшем  $-8,5$  В (большем по абсолютной величине), край слоя объемного заряда достигает квантово-размерной части структуры. Мы не смогли зарегистрировать накопление дырок в каждой КЯ, что связано с ограничением разрешения применяемого метода ВФХ в пределах дебаевской длины экранирования

$$L_D = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 kT}{q^2 N}}, \quad \text{где } k -$$

постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура. При концентрации электронов  $N = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (в пике) получаем  $L_D = 580$  нм, что значительно превышает расстояние между КЯ 145 нм. Точка пересечения зависимости  $S^2/C^2(U_{rev})$  с осью напряжений дает значение  $U_i = 1,5$  В. Обычно  $U_i$  связывают с высотой барьера Шоттки. Однако в нашем случае высота этого барьера не может быть корректно определена из-за нали-

чия диэлектрических прослоек  $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$  [12].

Спектры ТРСГУ при амплитуде заполняющего импульса  $U_f = 0$  В и амплитуде импульса опустошения  $U_r = -5$  В в диапазоне времен релаксации 38,69 – 232,11 мкс показаны на рисунке 5. Скорость эмиссии электронов (дырок) с ГУ задается выражением [17]:

$$e_{n(p)} = N_{C(V)} \sigma_{\infty} v \exp(-\Delta E_i/k_B T), \quad (5)$$

где  $e_{n(p)}$  – скорость эмиссии,  $N_{C(V)}$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости (валентной зоне),  $\sigma_{\infty}$  – сечение захвата при бесконечно большой температуре. При указанных условиях заполнения уровень Ферми “сканирует” запрещенную зону в слое CdS в диапазоне расстояний от поверхности 4,5–8,9 мкм. Край слоя объемного заряда (СОЗ) оказывается не резким – “размытым”. Величина “размытия” имеет порядок дебаевской длины экранирования. ТРСГУ-спектрометр находится в условиях регистрации ловушек для электронов или глубоких доноров. В таком режиме обнаружено два ГУ  $E3$  и  $E4$  (см. таблицу 6).

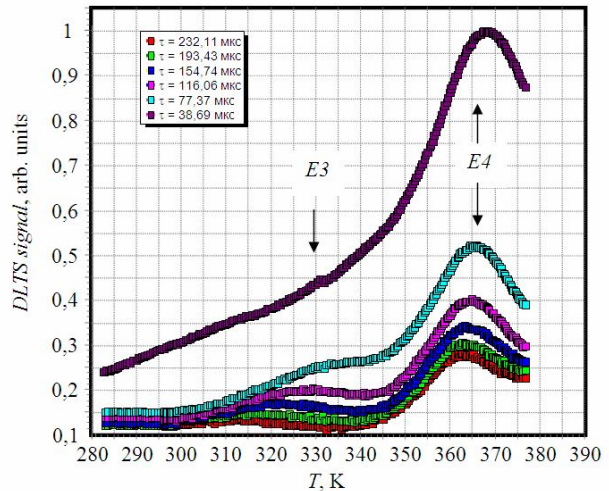


Рисунок 5 - ТРСГУ-спектры структуры.  $U_f = 0$  В,  $U_r = -5$  В

Таблица 6 – Параметры обнаруженных методом ТРСГУ глубоких уровней

ГУ	$\Delta E_i$ , эВ	$\sigma$ , см <sup>2</sup>	$N_i \cdot d$ , см <sup>-2</sup>	$N_i$ , см <sup>-3</sup>
E3	0,331±0,03	$3,1 \cdot 10^{-21}$	$2,19 \cdot 10^8$	$4,59 \cdot 10^{11}$
E4	1,145±0,06	$1,6 \cdot 10^{-11}$	$3,94 \cdot 10^8$	$8,26 \cdot 10^{11}$
E5	0,279±0,04	$1,92 \cdot 10^{-20}$	$1,40 \cdot 10^8$	$1,17 \cdot 10^{14}$ *)

\*) – концентрация рассчитана исходя из ширины 4 КЯ, т.е. 12 нм.

В таблице 6:  $\Delta E_i$  – энергия активации,  $\sigma$  – сечение захвата,  $N_i \cdot d$  – слоевая концентрация,  $N_i$  – концентрация дефектов с ГУ

Для обнаружения эмиссии дырок с основного уровня размерного квантования в КЯ CdSSe мы увеличили амплитуду импульса опус-

тошения до -10 В, чтобы КЯ попадали в СОЗ, и амплитуду импульса заполнения до 1 В для инжектирования неосновных носителей заряда – дырок в базу диодной структуры. При обратном смещении -10 В край СОЗ расположен на расстоянии 11,7 мкм от поверхности CdS, т.е. уходит примерно на 0,7 мкм вглубь квантово-размерной части структуры общей толщиной 6 мкм. Таким образом, в СОЗ попадает примерно 4 КЯ. РСГУ спектры, зарегистрированные в таких условиях, представлены на рисунке 6. В температурном диапазоне 280-380 °С спектры практически не отличаются от спектров, представленных на рисунке 5. Однако при меньших температурах появляется дополнительный низкотемпературный пик  $E_5$ , который исчезал при уменьшении амплитуды импульса заполнения до 0 В. Мы считаем, что пик  $E_5$  связан с эмиссией дырок из КЯ.

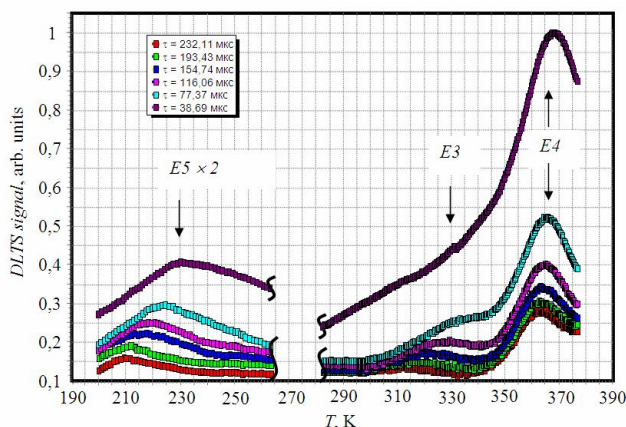


Рисунок 6 - ТРСГУ-спектры структуры.  $U_f = 1$  В,  $U_r = -10$  В

Энергия активации пика  $E_5$  соответствует энергии залегания основного состояния дырки в КЯ относительно края валентной зоны CdS. Для определения разрыва валентной зоны на гетерогранице надо вычислить положение основного уровня квантования дырки  $E_{h1}$  относительно края валентной зоны CdSSe в КЯ. Воспользовавшись процедурой расчета, представленной в [18], и предполагая, что масса дырки в направлении квантования (параллельно оси С) линейно изменяется с параметром состава  $x$  для  $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$  так, что для  $x=0,3$   $m_{h//} = 4,25 m_0$  ( $m_{h//} = 5m_0$  для CdS и  $m_{h//} = 2,5 m_0$  для CdSe [19]), получаем оценку  $E_{h1} = 8$  мэВ. Тогда для разрыва валентной зоны находим  $\Delta E_v = E_i(E_5) + E_{h1} = 287$  мэВ.

**Заключение.** Таким образом, в работе продемонстрировано применение метода ТРСГУ для изучения особенностей зонных диаграмм гетероструктур с квантовыми ямами.

Работа выполнена при поддержке грантом Президента РФ МК-2616.2008.2, Федерального

агентства по образованию, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

#### Библиографический список

1. Itoch S., Nakano K., Ishibashi A. Current status and future prospects of ZnSe-based light-emitting devices // J. Crystal Growth. 2000. Vol.214/215. P.1029-1034.
2. Grillo D.C., Han J., Ringle M., Hua G., Gunshor R.L., Kelkar P., Kozlov V., Jeon H., Nurmikko A.V. Blue ZnSe quantum-well diode laser // Electron. Lett. 1994. Vol.30. P.2131-2133.
3. Tiberi M.D., Kozlovsky V.I. Electron Beam Pumped VCSEL Light Source for Projection Display // Proceedings of SPIE. 2005. Vol.5740 to be published.
4. V.I. Kozlovsky, P.I. Kuznetsov, V.G. Litvinov, D.A. Sannikov, and G.G. Yakushcheva. Electrophysical and cathodoluminescent properties of low-dimensional CdSSe/CdS structure // Phys. Stat. Sol. (c), 3, No.4, 2006. P.1156-1159.
5. Wu B.J., DePuydt J.M., Haugen G.M., Höfler G.E., Haase M.A., Cheng H., Guha S., Qiu J., Kuo L.H., Salamanca-Riba L. Wide band gap MgZnSSe grown on (001) GaAs by molecular beam epitaxy // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol.66. P.3462-3464.
6. Kalisch H., Lünenbürger M., Hamadeh H., Xu J., Heuken M. Optimized metalorganic vapour phase epitaxy of ZnMgSSe heterostructures // J. Crystal Growth. 1998. Vol.184/185. P.129-133.
7. Козловский В.И., Казаков И.П., Литвинов В.Г., Скасырский Я.К., Забейжайлов А.О., Дианов Е.М. Электрофизические свойства и катодолуминесценция структур ZnSe/ZnMgSSe // Вестник Рязанской государственной радиотехнической академии. 2005. Вып. 16. С. 79-84.
8. Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы / пер. с англ. под ред. Ю.В. Гуляева. М.: Сов. радио, 1979. 232 с.
9. Денисов А.А., Лактюшкин В.Н., Садофьев Ю.Г. // Обзоры по электронной технике. 1985. Сер. 7. Вып. 15(1141). 52 с.
10. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов / пер. с англ. под ред. А.Ф. Трутко. М.: Энергия, 1973. 656 с.
11. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины: справочник / под ред. И.С. Григорьева, Е.С. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
12. Берман Л.С., Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л.: Наука, 1981. 176 с.
13. Лабутин А.В., Литвинов В.Г. Программа моделирования релаксационной спектроскопии глубоких уровней на ЭВМ. №2004610118. Реестр программ для ЭВМ. Москва. 2004. 74 с.
14. Litvinov V.G., Kozlovsky V.I., Sadofyev Yu.G. Deep-level transient spectroscopy and cathodoluminescence of the CdSe/ZnSe QD structures grown on GaAs(100) by MBE // Phys. Stat. Sol. (b). 2002. V. 229. No.1. P. 513-517.
15. Козловский В.И., Кузнецов П.И., Литвинов В.Г., Якущева Г.Г. Разрывы зон в периодических

гетероструктурах ZnSSe/ZnMgSSe // Тез. докл. II всероссийской конф. “Физико-химические процессы в конденсированном состоянии и на межфазных границах”. Воронеж, 11-15 октября, 2004. С. 266-268.

16. Брунков П.Н., Суворова А.А., Берт А.Р. и др. Физика и техника полупроводников. 1998. №10. С.1229-1234.

17. Lang D.V. Deep level transient spectroscopy: a

new method to characterize traps in semiconductors // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 3023-3032.

18. В.И. Козловский, Ю.Г. Садофьев, В.Г. Литвинов. Известия АН. Серия физическая, 2001, Т.65, №2, С.298-301.

19. Landolt-Börnstein, Numerical data and relationships in science and technology Vol. 41B (Springer, Berlin, 1999).