

12  
**Фотоиндуцированное перераспределение заряда  
и его влияние на экситонные состояния  
в гетероструктурах Zn(Cd)Se/ZnMgSSe/GaAs с квантовыми ямами**

© С.В. Шевцов<sup>1,2</sup>, А.Ф. Адиятуллин<sup>1,2</sup>, Д.Е. Свиридов<sup>1</sup>, В.И. Козловский<sup>1</sup>,  
П.И. Кузнецов<sup>3</sup>, С.Н. Николаев<sup>1</sup>, В.С. Кривобок<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (Государственный университет),  
Долгопрудный, Россия

<sup>3</sup> Институт радиотехники и электроники РАН,  
Москва, Россия

E-mail: s.v.shevtsov@outlook.com

(Поступила в Редакцию 9 сентября 2013 г.)

Методами сканирующей зондовой микроскопии и оптической спектроскопии в диапазоне температур 5–300 К исследовано фотоиндуцированное перераспределение заряда в гетероструктурах с квантовыми ямами Zn(Cd)Se/ZnMgSSe/GaAs при различных режимах оптического возбуждения. Возбуждение образцов излучением с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны Zn(Cd)Se, приводит к накоплению электронов в квантовых ямах, регистрируемому с помощью сканирующей микроскопии сопротивления растекания тока. При умеренных плотностях возбуждения (до 25 W/cm<sup>2</sup>) и температурах 80–100 К плотность квазидвумерного электронного газа, формирующегося в квантовых ямах, на несколько порядков превышает плотность электрон-дырочных пар, генерируемых возбуждающим излучением. Избыточная концентрация электронов в квантовой яме приводит к уширению экситонных резонансов и увеличению относительной интенсивности линии излучения связанного на доноре экситона, а также определяет рост квантового выхода люминесценции по мере увеличения интенсивности возбуждения. Дополнительная подсветка с энергией кванта, меньшей ширины запрещенной зоны Zn(Cd)Se, уменьшает концентрацию избыточных электронов в квантовых ямах. Данное влияние подсветки наблюдается при температуре порядка 100 К и практически полностью подавляется при 5 К. Совокупность полученных результатов объясняется в рамках представлений об образовании потенциального барьера для электронов на интерфейсе ZnMgSSe/GaAs и особенностями рекомбинационных процессов в электрон-дырочной системе, содержащей примесные центры с разными зарядовыми состояниями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 12-02-33091, 12-02-01140, 12-02-00713), гранта Президента РФ (№ МК-6455.2012.2) и ЦП Министерства образования и науки РФ (соглашения № 8680, 8576, 8396).

## 1. Введение

Гетероструктуры на основе эпитаксиальных слоев Zn(Mg,S,Cd)Se, согласованных с GaAs подложкой, являются перспективными материалами современной оптоэлектроники и нанофотоники. В частности, квантовые ямы (КЯ) Zn(Cd)Se/ZnMgSSe/GaAs обладают значительным потенциалом для создания когерентных источников света, которые, совместно с оптическими волокнами на основе полимеров, могут быть использованы в линиях оптической связи [1]. В качестве перспективных источников одиночных фотонов рассматриваются мезы, изготовленные на основе структур с КЯ ZnSe/ZnMgSe, легированных фтором. [2]. Большие значения таких физических параметров ZnSe, как энергия связи экситона и величина расщепления Раби для экситонных поляритонов делают микрорезонаторы на основе этого материала перспективными для исследования Бозе-конденсации поляритонов и реализации „низкопороговых лазеров“ на их основе [3,4].

В то же время одна из технологических проблем, возникающих при создании эпитаксиальных структур Zn(Mg,S,Cd)Se/GaAs с воспроизводимыми свойствами, связана с гетеровалентным интерфейсом между подложкой GaAs и слоями на основе ZnSe [5–7]. Структура электронных состояний вблизи данного интерфейса радикально зависит от соотношения расположенных вблизи него связей Se–Ga и Zn–As, которые формируют, соответственно, донорные и акцепторные состояния. С одной стороны, нескомпенсированные связи образуют интерфейсные уровни с высокой поверхностной плотностью (до  $\sim 10^{14}$  cm<sup>-2</sup>) [7]. С другой стороны, связи, компенсирующие друг друга, создают дипольный момент, направленный перпендикулярно интерфейсу [8] и влияющий на величину разрыва зон вблизи гетерограницы. Кроме того, сегрегация или взаимная диффузия атомов в направлении, перпендикулярном интерфейсу, приводит к легированию подложки и эпитаксиальных слоев, модифицируя, таким образом, изгиб зон даже на значительных расстояниях от гетерограницы [9,10].

Параметры исследуемых структур

Структура	Ширина барьера между подложкой и первой КЯ, nm	Ширина КЯ, nm	Кол-во КЯ	Ширина барьера между КЯ, nm	Ширина барьера над последней КЯ, nm
S1	70	20	2	70	70
S2	68	12	2	68	26
S3	170	8	20	170	170

Детальное исследование зонной структуры гетероперехода  $n$ -ZnSe/ $n$ -GaAs, выращенного с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии, показало, что вблизи интерфейса формируется потенциальный барьер в зоне проводимости, сопровождающийся появлением обедненных слоев ZnSe и GaAs с общим электронным дефицитом  $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  [8]. Высота и профиль потенциального барьера зависят от соотношения потоков Zn и Se в момент начала роста ZnSe, иными словами, от избыточной концентрации атомов Zn или Se в области интерфейса. В частности, при переходе от избытка Se к избытку Zn наблюдается монотонное возрастание высоты барьера от 70 до 400–550 meV. Можно предположить, что данная тенденция сохранится также для твердых растворов ZnMgSSe с низким содержанием Mg и S, выращенных на GaAs подложке. Так как полученная в [8] высота барьера для электронов существенно превышает тепловую энергию даже при комнатной температуре, следует ожидать, что при оптическом или электронном возбуждении структур на основе ZnSe вероятности миграции в подложку GaAs будут различаться для электронов и для дырок. Это, в свою очередь, должно приводить к процессам перераспределения заряда внутри гетероструктуры и последующему влиянию на ее оптические свойства.

Исследование аналогичных явлений в структурах с КЯ на основе ZnSe вызывает отдельный интерес по той причине, что КЯ играют роль дополнительных резервуаров для носителей и позволяют более точно определить характер изгиба зон на интерфейсе ZnSe/GaAs и его характерную величину. Изучение подобных явлений в гетероструктурах с КЯ Zn(Cd)Se/ZnMgSSe/GaAs и являлось основной целью данной работы. Для исследования были использованы методики оптической спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и отражения света, а также сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) в режиме измерения сопротивления растекания тока.

## 2. Описание эксперимента

Исследуемые структуры с КЯ Zn(Cd)Se/Zn<sub>0.83</sub>Mg<sub>0.17</sub>S<sub>0.24</sub>Se<sub>0.76</sub> были выращены методом паровозной эпитаксии из металлоорганических соединений (ПФЭМОС) на  $n$ -GaAs подложках с концентрацией свободных электронов  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , разориентированных на  $10^\circ$  от плоскости (001) к плоскости (111)<sub>A</sub>. Рост

проводился в атмосфере водорода при низком давлении (85 Torr) и температурах 450–460°C [11]. В качестве материала КЯ использовался ZnSe с добавлением незначительного (около 1%) количества Cd, что обычно приводит к увеличению квантового выхода ФЛ. Структурные параметры КЯ контролировались с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии. В исследуемых образцах КЯ, расположенные ближе к подложке, дольше находились при высокой температуре роста, что привело к частичному размыванию их гетероинтерфейсов и смещению экситонных резонансов в них в коротковолновую область [11]. Это позволяет спектрально разделить излучение отдельных КЯ в многоямных структурах. Еще одной особенностью используемых ПФЭМОС процессов является фоновое легирование эпитаксиальных слоев атомами Ga за счет сегрегационных эффектов [9]. Концентрация Ga в слоях ZnMgSSe зависит от условий эпитаксиального роста, особенно на начальной стадии, и для исследуемых структур находится в пределах  $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Для исследований были отобраны три структуры с параметрами, представленными в таблице. Детальное исследование оптических свойств проводилось на двухъямных структурах S1 и S2, которые характеризовались высоким квантовым выходом ФЛ и низким неоднородным уширением линий излучения. Анализ фотоиндуцированного перераспределения заряда методом микроскопии сопротивления растекания тока проводился в структуре S3, содержащей 20 КЯ.

Регистрация спектров стационарной ФЛ и отражения производилась в диапазоне температур 5–300 K при помощи двойного монохроматора Jobin Yvon U1000 с ПЗС-матрицей Synapse и модернизированного ДФС-24 с ФЭУ Hamamatsu R2658P. Для возбуждения ФЛ использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 405 nm (энергия кванта 3.05 eV) и He–Cd лазер с длиной волны 441.6 nm (2.8 eV). Максимальная интенсивность возбуждения составляла 25 W/cm<sup>2</sup>. Источником для измерения спектров отражения служил светодиод мощностью 15 μW, излучающий в диапазоне длин волн 380–460 nm. Спектры отражения записывались при угле падения около 20°. В качестве подбарьерной подсветки использовались инфракрасный полупроводниковый лазер с длиной волны 980 nm (1.3 eV) и красный полупроводниковый лазер с длиной волны 650 nm (1.9 eV). Так как энергия кванта излучения обоих источников

меньше ширины запрещенной зоны КЯ и барьерных слоев, образование свободных электрон-дырочных пар в эпитаксиальных слоях при поглощении такого излучения исключалось.

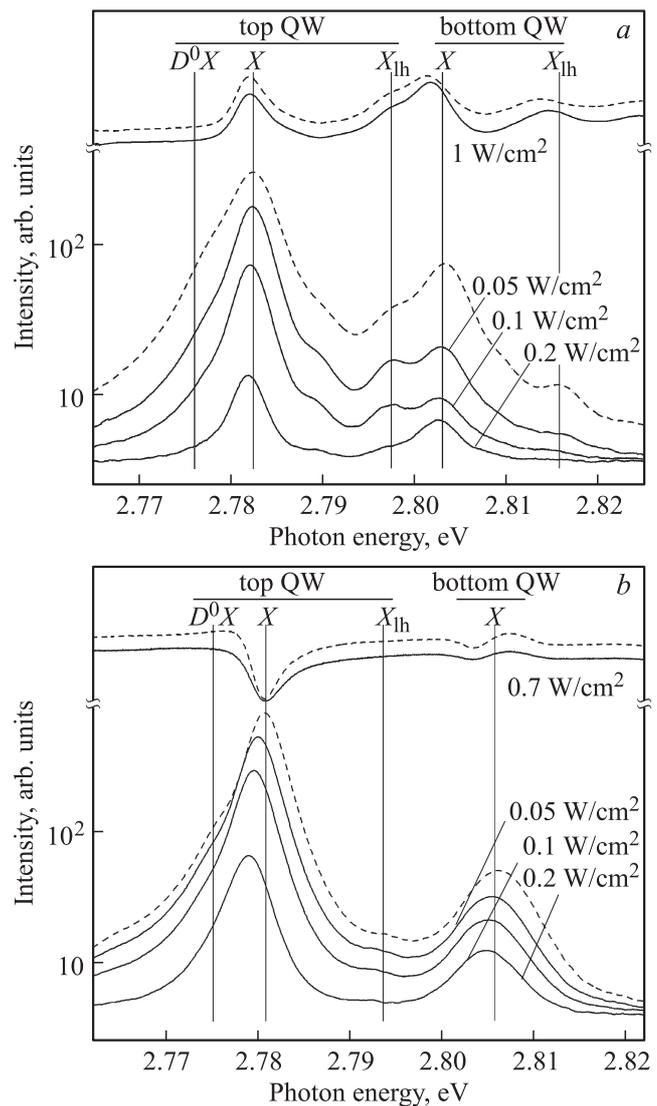
Для исследования электрофизических свойств структур был использован сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) NT-MDT Solver P-47 Pro, работающий в режиме измерения сопротивления растекания тока. Сколы исследуемых структур анализировались при помощи зондов с алмазным покрытием, сильно легированным бором, с радиусом закругления около 20 нм. При этом исследуемую структуру можно было дополнительно подсвечивать со стороны верхнего барьерного слоя. Детальное описание эксперимента приведено в [12].

### 3. Результаты эксперимента

**3.1. Экситонные состояния.** На рис. 1 приведены спектры стационарной ФЛ и отражения при температуре 85°K для двумерных структур S1 и S2. В спектрах регистрируются линии излучения свободных экситонов с легкой ( $X_{lh}$ ) и тяжелой ( $X$ ) дыркой [13]. Вклад линии излучения экситонов с легкой дыркой возрастает с ростом температуры в связи с увеличением заселенности соответствующих состояний. Характерное время затухания экситонной ФЛ при температурах 85–300 K, определенное на основе измерений кинетики ФЛ, составляет 40–100 ps [13]. Таким образом, для максимальной плотности мощности стационарного возбуждения  $25 \text{ W/cm}^2$  лазером с  $\lambda = 405 \text{ nm}$  плотность генерируемых электрон-дырочных пар не превышает  $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Оценка, сделанная на основе соотношений детального баланса [14] между экситонами и несвязанными электронно-дырочными парами, позволяет утверждать, что при температуре 85 K доля экситонов не превышает 15%. Поэтому в условиях эксперимента наиболее существенным из возможных многочастичных взаимодействий следует считать рассеяние экситонов на неравновесных носителях.

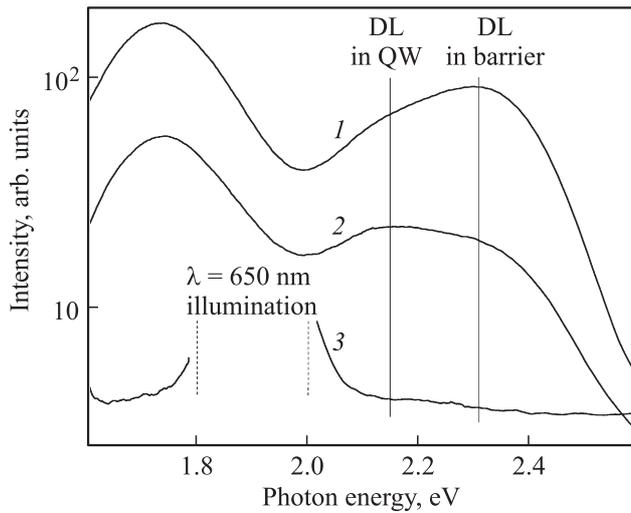
Линия, расположенная в спектрах ФЛ, примерно на 5 meV ниже линии излучения свободных экситонов, приписывается излучению экситонов, связанных на мелких водородоподобных донорах ( $D^0X$ ). Несмотря на доминирующую роль свободных носителей в КЯ, особенности этой линии, рассмотренные в [13], позволяют отождествить ее именно с излучением связанных состояний. Подтверждением этого является тот факт, что в спектрах отражения нет ярко выраженных резонансов, которые бы соответствовали данной линии (рис. 1), что остается справедливым при различных температурах и интенсивностях подсвечивающего излучения [15,16]. Наиболее вероятно, что в роли мелких водородоподобных доноров выступают атомы Ga, появление которых связано с сегрегацией Ga в процессе роста структуры.

Также в спектрах ФЛ регистрируются линии излучения, связанные с глубокими акцепторами, что указывает



**Рис. 1.** Спектры ФЛ (внизу) и фотоотражения (сверху) для структур S1 (a) и S2 (b) при подсветке излучением с длиной волны  $\lambda = 650 \text{ nm}$  (сплошные линии) и без нее (штриховые линии). Интенсивность подсветки приведена на рисунке. Интенсивность возбуждения ФЛ  $1 \text{ mW/cm}^2$ .  $T = 85 \text{ K}$ .

на частичную самокомпенсацию материала, происходящую в процессе роста структур. Сравнение спектров ФЛ, возбуждаемой излучением, поглощающимся только в КЯ (2.81 eV, He–Cd лазер), или же поглощающимся как КЯ, так и барьерными слоями (3.06 eV), позволило связать линии 2.19 и 2.35 eV с одним и тем же акцепторным центром, содержащемся и в КЯ, и в барьерных слоях (рис. 2). Глубина залегания такого акцептора, оцененная по спектрам ФЛ, составляет  $600 \pm 50 \text{ meV}$ , что приблизительно соответствует комплексному акцептору, в состав которого входят вакансии цинка и галлий  $V_{Zn}-Ga_{Zn}$ . Подобные состояния наблюдались, к примеру, в [17,18]. Природа перехода в районе 1.7 eV (рис. 2) остается неясной, возможно, что он соответству-



**Рис. 2.** Спектры ФЛ структуры S1 в области переходов с участием акцепторного центра при возбуждении всей структуры ( $\lambda = 405$  nm, кривая 1), возбуждении преимущественно материала КЯ ( $\lambda = 441.6$  nm, кривая 2) и возбуждении излучением с  $\lambda = 405$  nm и подсветкой с  $\lambda = 650$  nm (кривая 3).  $T = 85$  K.

ет состояниям, расположенным непосредственно вблизи интерфейса ZnMgSSe/GaAs [19].

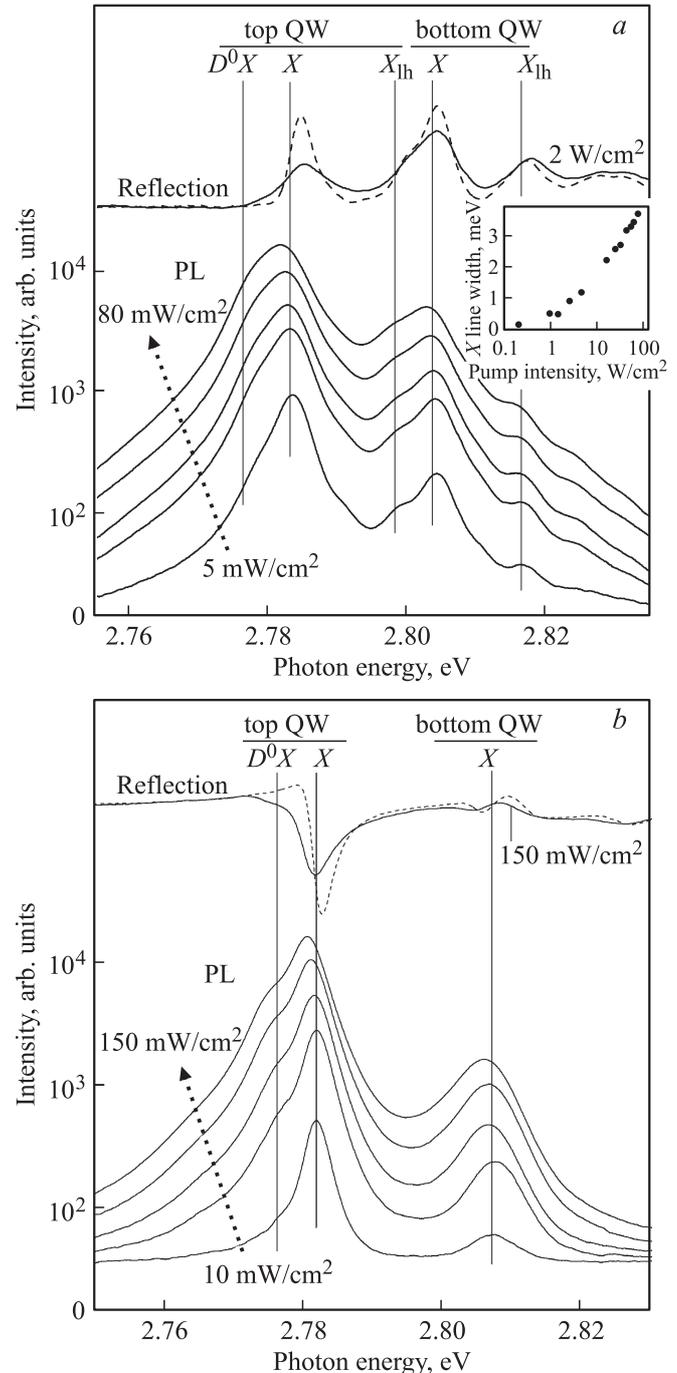
3.2. Уширение линий экситонной ФЛ. В нижней части рис. 3 приведена зависимость спектров ФЛ от интенсивности стационарного возбуждения для структур S1 и S2 при температуре 85 K. Для каждой из структур, независимо от глубины залегания КЯ, увеличение интенсивности возбуждения приводило к появлению линий излучения связанных экситонов ( $D^0X$ ) и уширению линий излучения свободных экситонов ( $X$ ) (вставка на рис. 3, *a*). Описанная тенденция отчетливо наблюдается для интенсивности возбуждения до  $1 \text{ W/cm}^2$ , для которой концентрация фотовозбужденных электрон-дырочных пар не превышает  $10^8 \text{ cm}^{-2}$ .

В верхней части рис. 3 приведены спектры отражения, записанные при дополнительной подсветке с  $\lambda = 405$  nm (сплошные линии) и без нее (штриховые линии). Спектры отражения с подсветкой были получены путем вычитания спектров ФЛ (возбуждаемых лазером) из спектров, содержащих сигнал ФЛ и отражения (включены лазер и светодиод). Полученные кривые демонстрируют уширение экситонных резонансов в спектрах отражения при фотовозбуждении структуры, причем величина уширения согласуется с аналогичным уширением линий ФЛ.

С учетом высокой концентрации свободных носителей в системе (см. подраздел 3.1) уширение экситонных резонансов при таких интенсивностях возбуждения должно определяться рассеянием экситонов на свободных носителях. Концентрация двумерного газа носителей оцененная по уширению линий на рис. 3 согласно подходу, развитому в [14,20], составила порядка  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Полученная величина более чем на два порядка превышает стационарную концентрацию электрон-дырочных

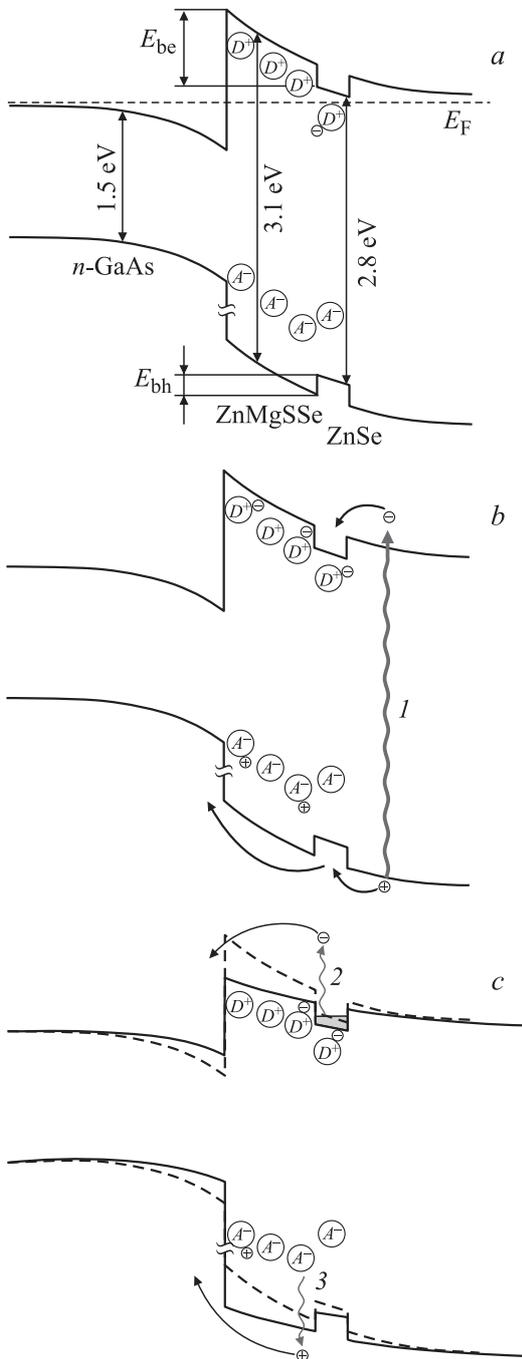
пар, создаваемых возбуждающим излучением, и указывает на наличие избыточной концентрации носителей одного типа.

В литературе неоднократно [5–7] описывался изгиб зон на гетеровалентном интерфейсе ZnSe/GaAs, образующийся ввиду взаимной диффузии атомов Ga в ZnSe



**Рис. 3.** Спектры ФЛ (снизу) и отражения света (сверху) для структур S1 (*a*) и S2 (*b*) при возбуждении излучением с длиной волны  $\lambda = 405$  nm (сплошные линии) и без возбуждения (штриховые линии). Интенсивность возбуждения приведена на рисунке. На вставке: ширина линии ФЛ в зависимости от интенсивности возбуждения.  $T = 85$  K.

и Se в GaAs. При этом атомы Ga являются донорами в ZnSe и в ионизованном состоянии приводят к появлению барьера для электронов (рис. 4). В то же время изгиб зон не препятствует свободной миграции дырок из слоя ZnMgSSe в подложку.



**Рис. 4.** Схематическое изображение изгиба зон на интерфейсе ZnMgSSe/GaAs без оптического возбуждения (a), при возбуждении  $\lambda = 405 \text{ nm}$  (b) и  $\lambda = 655 \text{ nm}$  (c). Обозначены процессы: 1 — генерация электрон-дырочных пар; 2 — поглощение подбарьерной подсветки на свободных электронах в КЯ с их последующим уходом в подложку; 3 — ионизация акцепторной примеси с уходом дырки в подложку.  $E_{bh}$  и  $E_{bc}$  — высота барьера для дырок и электронов соответственно.

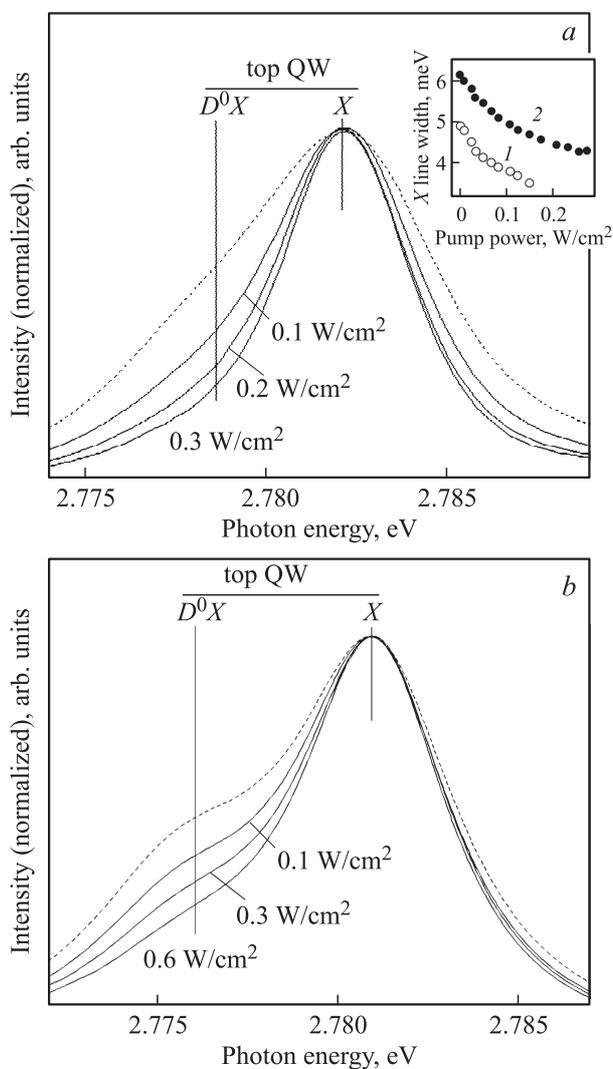
Аналогичная ситуация наблюдается для миграции носителей из КЯ в подложку: барьер для электронов  $\Delta E_e$  определяется как глубиной КЯ, так и изгибом зон на интерфейсе ZnMgSSe/GaAs, и оказывается больше, чем барьер для дырок  $\Delta E_h$  (рис. 4). Таким образом, следует ожидать, что при фотовозбуждении структуры отток дырок в подложку будет интенсивнее оттока электронов, приводя к накоплению избыточной концентрации электронов в КЯ. По-видимому, именно повышенной концентрацией электронов и определяются уширения линий ФЛ и резонансов в отражении, представленных на рис. 3. Заметим, что избыточная концентрация электронов в КЯ не приводит к существенному увеличению концентрации экситонов. Иными словами, в условиях эксперимента концентрация экситонов в КЯ не превышает 15% (см. подраздел 3.1) от концентрации электронов. На основании этого можно сделать вывод, что вклад экситон-электронного рассеяния в уширение линий ФЛ остается доминирующим и в условиях избыточной концентрации электронов.

**3.3. Фотоиндуцированное изменение концентрации носителей в КЯ.** В ряде работ, посвященных исследованию трионных состояний (см., например, [15,21]), для изменения концентрации носителей в КЯ помимо излучения, возбуждающего ФЛ, используется дополнительная подсветка, которая приводит к перераспределению носителей в структуре. По аналогии с данными работами нами была использована подсветка структуры излучением красного и ИК-лазеров (см. раздел 2) для изменения концентрации электронов в КЯ. Основное отличие использованных подбарьерных подсветок заключалось в том, что красное излучение эффективно поглощается в GaAs подложке (ширина запрещенной зоны GaAs при 85 K около 1.5 eV), в то время как поглощение ИК-излучения значительно слабее и предположительно связано с состояниями на хвосте Урбаха. При этом все наблюдаемые эффекты были качественно одинаковы для обеих длин волн, поэтому дальнейшие результаты приводятся для красной подсветки.

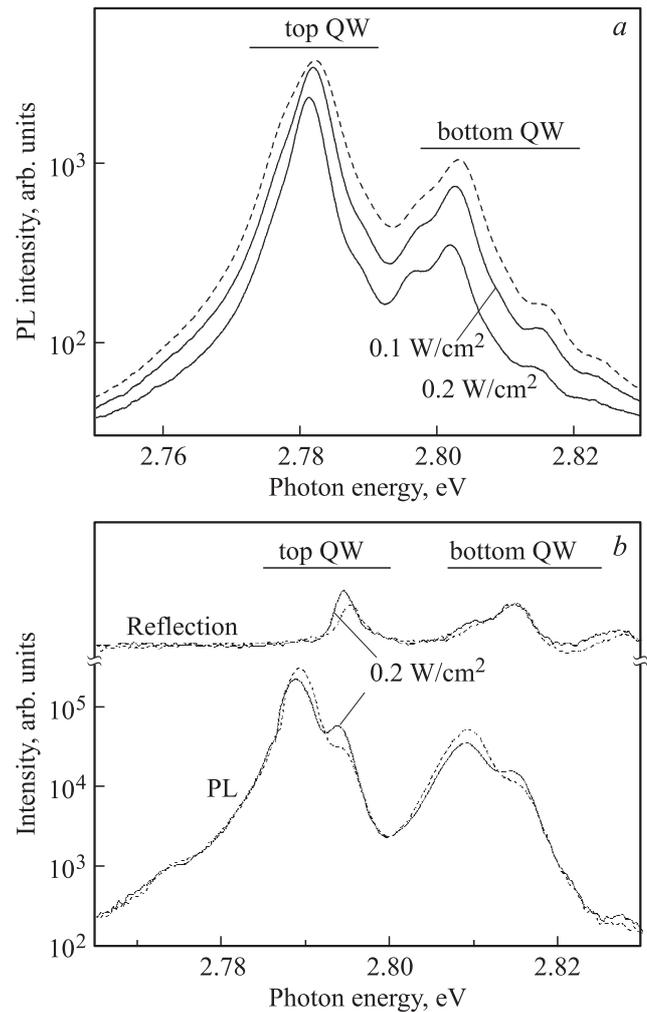
В результате эксперимента было показано, что влияние подсветки сводится к трем основным эффектам. Первым из них является резкое падение квантового выхода ФЛ при увеличении интенсивности подсветки (рис. 1). Вторым эффектом заключается в снижении относительной интенсивности линии связанного экситона  $D^0X$  (рис. 5). Оба данных эффекта регистрировались преимущественно при низких интенсивностях надбарьерного возбуждения ФЛ и температурах 85–300 K, и существенно подавлялись при увеличении интенсивности возбуждения (рис. 6, a) или при переходе к более низким ( $\sim 5 \text{ K}$ , рис. 6, b) температурам. При этом из рис. 1 видно, что для обеих гетероструктур квантовый выход ФЛ быстрее падает для нижней КЯ, чем для верхней КЯ. Наблюдаемое на рис. 1 незначительное смещение максимума ФЛ в длинноволновую область вызвано изменением запрещенной зоны КЯ вследствие

нагрева образца излучением подсветки на температуру около 3 К.

Третий эффект заключался в сужении линии излучения свободных экситонов при включении подбарьерной подсветки (рис. 5). Необходимо подчеркнуть, что ширины линий ФЛ при максимальных интенсивностях подсветки совпадают с ширинами линий ФЛ без подсветки при минимальной интенсивности возбуждения. Это указывает на то, что красная подсветка приводит к исчезновению избыточной концентрации электронов в КЯ и, таким образом, подавляет вклад экситон-электронного рассеяния. Данный вывод подтверждается тем, что при отсутствии надбарьерного возбуждения (и, следовательно, отсутствии носителей в КЯ) красная подсветка слабо влияет на уширение экситонных резонансов в спектрах отражения.



**Рис. 5.** Спектры ФЛ структур S1 (a) и S2 (b) при подсветке  $\lambda = 650$  nm (сплошные линии) и без нее (штриховые линии). Интенсивности подсветки приведены на рисунке. Интенсивности возбуждения с  $\lambda = 405$  nm —  $30$  mW/cm<sup>2</sup> (a) и  $20$  mW/cm<sup>2</sup> (b). На вставке: зависимость ширины линии ФЛ свободных экситонов от интенсивности подсветки.  $T = 85$  K.



**Рис. 6.** Спектры ФЛ и отражения при подсветке с  $\lambda = 650$  nm (сплошные линии) и без нее (штриховые линии) в структуре S1: (a) при интенсивности возбуждения  $30$  mW/cm<sup>2</sup> и  $T = 85$  K; (b) при интенсивности возбуждения  $10$  mW/cm<sup>2</sup> и  $T = 5$  K. Интенсивность подсветки указана на рисунках.

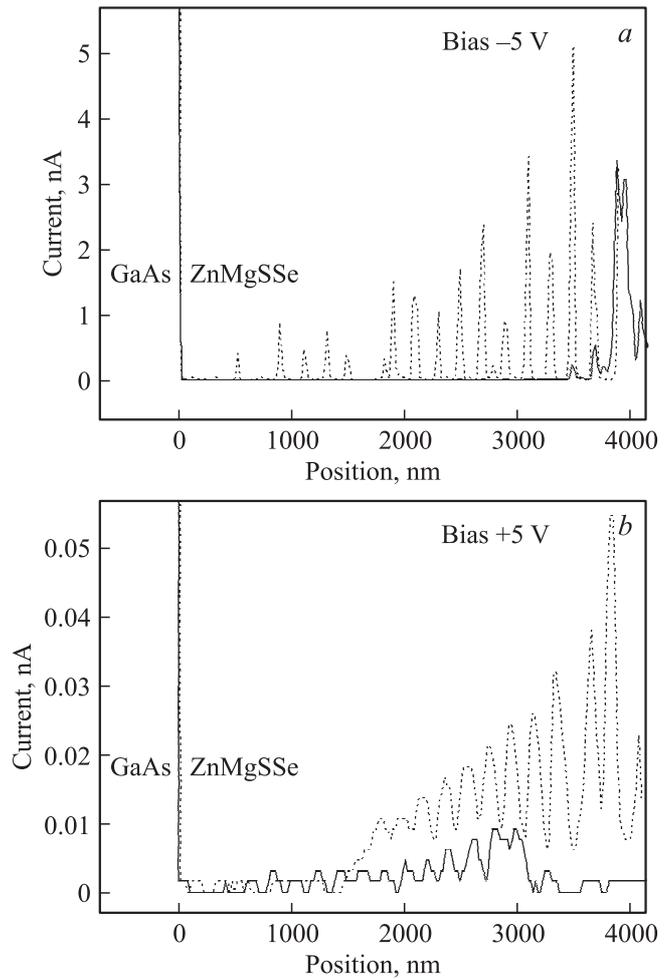
При температуре 5 К красная подсветка приводит к незначительному смещению и уширению резонансов в спектрах отражения вблизи дна экситонной зоны (рис. 6, b). Данное поведение качественно отличается от того, что наблюдается при более высоких температурах. По-видимому, регистрируемые на рис. 6, b изменения определяются нагревом образца и фотоионизацией нейтральных доноров излучением подсветки. Это приводит к уменьшению интенсивности линии  $D^0X$  и увеличению концентрации свободных электронов. Последнее может сказываться на дисперсии и сдвиге резонансов в спектрах отражения за счет перераспределения вклада от свободных экситонных и трионных состояний. Трионные резонансы в спектрах отражения света КЯ на основе ZnSe становятся различными при концентрациях носителей  $\sim 10^{10}$  cm<sup>-2</sup>, при этом наблюдаемая энергия связи трионов качественно согласуется с имеющимися в литературе данными [15,21].

3.4. Микроскопия сопротивления растекания тока. Согласно изложенным выше представлениям, при температурах 85–300 К возбуждающее излучение приводит к увеличению концентрации избыточных электронов в КЯ, а подбарьерная подсветка, напротив, подавляет этот процесс. Для подтверждения этого предположения были проведены измерения сопротивления растекания тока при дополнительной подсветке структуры.

Используемые в эксперименте зонды с алмазным покрытием, сильно легированным бором, обладают высокой проводимостью и по своим свойствам близки к металлическим. По этой причине контакт такого зонда с полупроводником традиционно описывается как барьер Шоттки [22,23]. Наиболее наглядно это проявляется в асимметричности вольт-амперной характеристики (ВАХ) такого контакта: для одинаковых амплитудных значений, но разных полярностей приложенного к подложке напряжения величина тока через контакт различается. Так, в эксперименте без дополнительной подсветки образца максимальный ток через подложку *n*-GaAs регистрировался при отрицательном напряжении на ней, подтверждая, что ток через барьер Шоттки определяется электронами. При этом ток через слои ZnMgSSe и ZnSe без дополнительной подсветки не наблюдался, что свидетельствует о том, что концентрация электронов в исходных ямах мала.

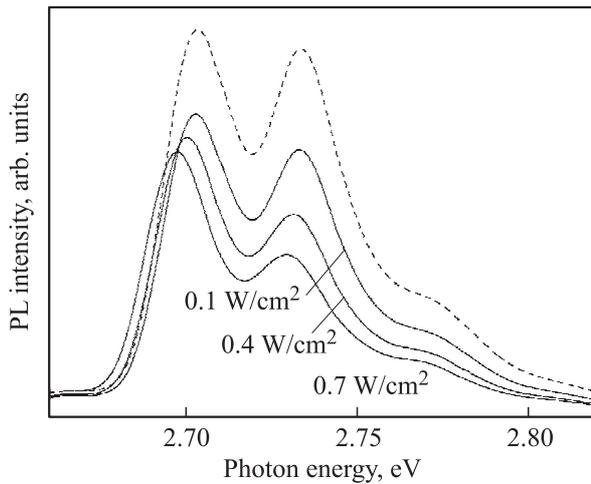
При подсветке структуры излучением с  $\lambda = 405$  nm, генерирующим носители в барьерах и КЯ, наблюдается появление тока из КЯ (рис. 7). Величина этого тока существенно больше, если к подложке приложен отрицательный потенциал. При этой же полярности наблюдается меньшее дифференциальное сопротивление контакта (определялось из наклона ВАХ). Следует отметить, что данные измерения проводились при напряжениях на подложке от  $-5$  до  $-8$  V, что соответствует линейному участку ВАХ, когда ток определяется сопротивлением растекания, а не барьером Шоттки [24]. В этом случае ток из КЯ определяется именно электронами. Рост тока с увеличением интенсивности возбуждения позволяет заключить, что оптическое возбуждение приводит к накоплению в КЯ избыточных электронов.

Особенность данного явления заключается в том, что концентрация избыточных электронов больше в тех КЯ, которые расположены вдали от интерфейса ZnMgSSe/GaAs. Это, предположительно, объясняется ослаблением возбуждающего излучения по мере его проникновения в структуру. Таким образом, наибольшая концентрация носителей создается в КЯ, расположенных ближе к поверхности структуры. Другой причиной различия концентраций электронов может являться дополнительный изгиб зон в структуре [25], приводящий к разной высоте потенциальных барьеров для электронов  $\Delta E_e$  и дырок  $\Delta E_h$  в разных КЯ (рис. 4). В зависимости от соотношения этих величин концентрация избыточных электронов в КЯ может существенно изменяться.



**Рис. 7.** Результаты измерения сопротивления растекания тока в области ZnSe КЯ при возбуждении гетероструктуры излучением с длиной волны  $\lambda = 405$  nm для отрицательного (a) и положительного (b) напряжения на подложке. Сплошные кривые соответствуют включенной подсветке с длиной волны 650 nm, пунктирные — выключенной подсветке.  $T = 300$  K.

Дополнительная красная подсветка структуры приводит к резкому уменьшению тока из КЯ (рис. 7), что указывает на уменьшение концентрации избыточных электронов в КЯ. При этом для обеих полярностей напряжения смещения максимальное влияние подсветки (т.е. наиболее заметное уменьшение концентрации электронов) наблюдалось для КЯ, находящихся ближе к подложке. Влияние красной подсветки на спектры ФЛ структуры S3 представлено на рис. 8 и соответствует качественному описанию, данному в подразделе 3.1. Следует отметить, что максимальное снижение квантового выхода ФЛ также наблюдалось для КЯ, расположенных ближе к подложке, экситонные резонансы в которых сдвинуты в коротковолновую область [11]. Данное наблюдение позволяет сделать вывод, что снижение квантового выхода ФЛ при красной подсветке определяется именно уменьшением концентрации избыточных электронов в КЯ.



**Рис. 8.** Спектры ФЛ структуры S3 при подсветке  $\lambda = 650$  nm. Интенсивность возбуждения  $300 \text{ mW/cm}^2$ , интенсивность подсветки указана на рисунке. Периодическая составляющая в спектрах вызвана интерференционными эффектами.  $T = 300$  K.

Таким образом, результаты измерения микроскопии растекания тока прямо указывают на появление избыточной концентрации электронов в КЯ при подсветке структуры излучением с  $\lambda = 405$  nm, а также на снижение концентрации избыточных электронов при подсветке двумя источниками с  $\lambda = 405$  и  $650$  nm. Отметим, что к такому же эффекту приводят и более длинноволновые подсветки (в диапазоне  $650\text{--}1064$  nm).

## 4. Обсуждение результатов

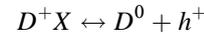
4.1. Влияние изменения концентрации электронов в КЯ на экситонные состояния. В результате эксперимента было показано, что подсветка с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны ZnSe приводит к уменьшению концентрации электронов в КЯ. Для понимания природы влияния концентрации электронов на спектры экситонной ФЛ в КЯ необходимо отметить, что примесно-дефектный фон структур в основном определяется атомами Ga, являющихся донорными примесями и находящимися в нейтральном или заряженном состояниях [13]. Исходя из этого, снижение концентрации электронов в КЯ, вызванное включением подсветки или уменьшением интенсивности накачки, смещает равновесие в системе нейтральных доноров, ионизированных доноров и электронов



в сторону образования заряженных доноров.

В ZnSe энергия связи электрона на доноре или акцепторе заметно превышает энергию связи экситона. Поэтому локализация экситона на заряженной примеси приводит к сильному искажению его внутренней структуры или распаду. Таким образом, экситонно-примесный

комплекс на заряженном центре (как, например, экситон, локализованный на заряженном доноре в объемном ZnSe) характеризуется низкой вероятностью излучательной рекомбинации и нестабилен по отношению к распаду



при повышении температуры. Поэтому увеличение концентрации заряженных центров приводит к уменьшению времени безызлучательной релаксации экситонов и затуханию линии экситонной ФЛ ( $X$ ).

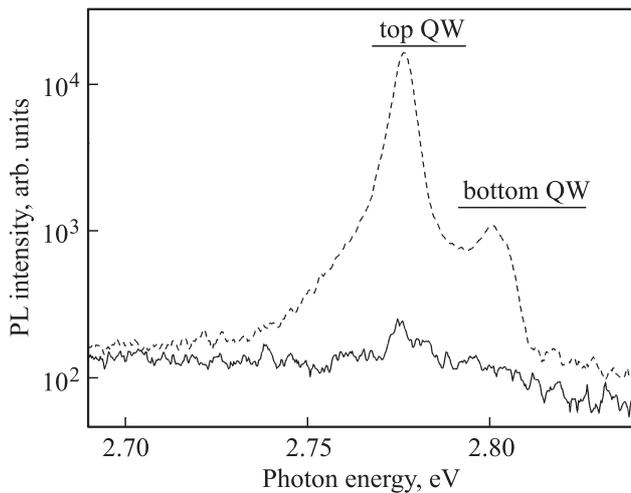
Так как количество донорных центров (нейтральных и заряженных) в КЯ фиксировано, то подбарьерная подсветка, приводящая к увеличению доли заряженных центров  $D^+$  и уменьшению концентрации нейтральных доноров  $D^0$ , должна, как следствие, приводить и к снижению вклада линии  $D^0X$  в спектрах ФЛ. Именно такое поведение наблюдается на рис. 5.

Третий эффект — сужение линий экситонной ФЛ — как было отмечено выше, скорее всего, связан со снижением роли электрон-экситонного рассеяния из-за уменьшения концентрации электронов. На это, в частности, указывает тот факт, что красная подсветка позволяет уменьшить ширину линий экситонной ФЛ до значений, соответствующих минимальным интенсивностям возбуждения.

С ростом интенсивности возбуждающего излучения в КЯ возрастает количество электронно-дырочных пар и, как следствие, экситонов. Это приводит к насыщению каналов безызлучательной рекомбинации, связанных с заряженными дефектами, и, соответственно, к уменьшению способности подбарьерной подсветки уменьшать интенсивность ФЛ. Таким образом, существенное падение квантового выхода ФЛ при включении подбарьерной подсветки наблюдается лишь при сравнительно небольших интенсивностях возбуждения, порядка  $1\text{--}10 \text{ mW/cm}^2$  (рис. 6, а).

Исходя из вышесказанного, следует ожидать, что в КЯ с меньшим содержанием дефектов падение квантового выхода ФЛ при подбарьерной подсветке будет наблюдаться при меньших интенсивностях возбуждения. Так как КЯ, расположенные ближе к подложке, характеризуются большим содержанием дефектов в них по сравнению с верхними [13], падение квантового выхода ФЛ при подбарьерной подсветке должно быть более ярко выражено именно для нижних КЯ, что согласуется с экспериментом (рис. 1, интенсивность подсветки  $0.2 \text{ W/cm}^2$ ).

4.2. Механизм перераспределения заряда в структуре. Подсвечивающее излучение с энергией кванта, существенно меньшей ширины запрещенной зоны ZnSe, не может создавать электрон-дырочные пары в КЯ. Тем не менее, за счет изменения зарядового состояния дефектов непосредственно на интерфейсе ZnMgSSe/GaAs и вблизи него подбарьерная подсветка может влиять на высоту потенциального барьера в зоне



**Рис. 9.** Спектр ФЛ стурктуры S2 при возбуждении  $\lambda = 405$  nm с импульсной подбарьерной подсветкой  $\lambda = 890$  nm (сплошная линия) и без нее (штриховая линия). Интенсивность возбуждения ФЛ  $500 \text{ mW/cm}^2$ . Длительность импульсов подсветки 2.5 ps, частота следования 76 MHz, средняя интенсивность  $2.5 \text{ mW/cm}^2$ .  $T = 85 \text{ K}$ .

проводимости ZnMgSSe (рис. 4), понижая, таким образом, суммарную высоту барьера для электронов  $\Delta E_e$  и изменяя стационарную концентрацию электронов в КЯ. Отметим, что тушение подсветкой примесно-дефектного излучения в районе 2.1–2.2 eV, связанное, предположительно, с фотоионизацией глубокого акцептора (энергия активации  $600 \pm 50 \text{ meV}$ , см. подраздел 3.1), наблюдается экспериментально (кривая 3 на рис. 2). Подобные процессы фотоионизации, сопровождающиеся уходом свободной дырки в GaAs подложку, приводят к уменьшению плотности положительного заряда вблизи гетероэпитаксиального перехода и снижению потенциального барьера. Фотоионизация может носить накопительный характер и не требует значительных сечений поглощения.

Другой возможный механизм влияния подсветки на перераспределение заряда связан с внутризонным поглощением на свободных электронах. Энергия возникающих при этом горячих носителей значительно превышает высоту барьера для электронов  $\Delta E_e$ , способствуя оттоку электронов в подложку и уменьшению их концентрации в КЯ. Аналогичный эффект может наблюдаться при непосредственной фотоионизации нейтральных доноров. В условиях фотовозбуждения гетероструктуры стационарным источником скорости оттока электронов и дырок выравниваются за счет эффекта накопления электронов в КЯ и связанного с этим уменьшения высоты барьера. Следует ожидать, что подсвечивающее излучение будет эффективнее поглощаться в областях с большей концентрацией носителей заряда, обеспечивая, таким образом, их дополнительный отток.

Косвенным подтверждением перераспределения заряда в структуре является большое время (порядка 1 s), за которое устанавливаются изменения спектров ФЛ

(отражения) после включения или выключения подсветки. Так, например, импульсная подсветка с длиной волны 980 nm, длительностью импульсов 2.5 ps, средней энергией в импульсе 0.4 nJ и частотой их следования 76 MHz (средняя мощность 28 mW) при температуре 85 K приводит к полному гашению ФЛ (рис. 9), при этом изменений в спектрах ФЛ на временах около 10 ns (временной интервал между возбуждающими импульсами) не наблюдается. Это указывает на то, что отток заряда в подложку является медленным процессом, и описывается накопительными эффектами.

В условиях эксперимента, помимо перечисленных выше, наиболее существенных эффектов, перераспределение заряда может приводить и к другим явлениям. Так, помимо экситон-электронного рассеяния, следует ожидать, по крайней мере, двух типов поправок к уширению экситонных состояний при изменении концентрации электронов в слое Zn(Cd)Se. Первый тип связан с возрастанием роли флуктуаций потенциала КЯ при изменении количества заряженных центров [26]. Второй тип возникает из-за модификации констант, характеризующих экситон-фононное взаимодействие, вследствие оттока либо накопления заряда в КЯ. Это сказывается на однородной ширине экситонных резонансов, особенно при повышенных температурах (например, как описано в [13]). Кроме того, изменение заряда в КЯ должно модифицировать скорость релаксации экситонов в область узкого бутылочного горла за счет экситон-электронного рассеяния [27]. Данный эффект может способствовать увеличению квантового выхода ФЛ по мере увеличения концентрации электронов в КЯ.

## 5. Заключение

С помощью зондовой микроскопии и оптической спектроскопии в широком диапазоне температур исследованы эффекты, связанные с фотоиндуцированным перераспределением заряда в гетероструктурах с КЯ Zn(Cd)Se/ZnMgSSe/GaAs. Показано, что при надбарьерном возбуждении образцов наблюдается накопление электронов в КЯ, которое отчетливо регистрируется при анализе спектра при помощи СЗМ в режиме измерения сопротивления растекания тока. Появление избыточной концентрации электронов в КЯ сопровождается увеличением квантового выхода ФЛ, уширением экситонных резонансов и увеличением относительной интенсивности экситонов, связанных на нейтральных донорах (предположительно GaZn) при плотностях возбуждения до  $25 \text{ W/cm}^2$ . Концентрация квазидвумерного электронного газа, оцененная по уширению экситонных резонансов, значительно превышает стационарную концентрацию электрон-дырочных пар, генерируемых возбуждающим излучением. Накопление электронов в КЯ связывается с образованием потенциального барьера для электронов вблизи интерфейса ZnMgSSe/GaAs, возникающим из-за изгиба зон.

Включение дополнительной подсветки с энергией кванта, меньшей ширины запрещенной зоны КЯ, приводит к уменьшению концентрации накопленных в КЯ электронов. Это, в свою очередь, сопровождается резким падением квантового выхода ФЛ, сужением линий излучения свободных экситонов и уменьшением относительной интенсивности линий излучения экситонов, связанных на донорах. При этом данные эффекты практически не наблюдаются при гелиевых температурах. Предложен механизм влияния подсветки на изгиб зон вблизи интерфейса ZnMgSSe/GaAs и, как следствие, на концентрацию электронов в КЯ, позволяющий объяснить наблюдаемые явления.

## Список литературы

- [1] M. Clude, D. Hommel. Appl. Phys. Lett. **79**, 16, 2523 (2001).
- [2] K. Sanaka, A. Pawlis, T.D. Ladd, K. Lischka, Y. Yamamoto. Phys. Rev. Lett. **103**, 053 601 (2009).
- [3] K. Sebald, A. Trichet, M. Richard, L.S. Dang, M. Seyfried, S. Klembt, C. Kruse, D. Hommel. Eur. Phys. J. B **84**, 381 (2011).
- [4] K. Sebald, M. Seyfried, S. Klembt, S. Bley, A. Rosenauer, D. Hommel, C. Kruse. Appl. Phys. Lett. **100**, 161 104 (2012).
- [5] A. Frey, U. Bass, S. Mahapatra, C. Schumacher, J. Geurts, K. Brunner. Phys. Rev. B **82**, 195 318 (2010).
- [6] L. Kassel, H. Abad, J.W. Garland, P.M. Raccach, J.E. Potts, M.A. Haase, H. Cheng. Appl. Phys. Lett. **56**, 42 (1990).
- [7] A. Frey, F. Lehmann, P. Grabs, C. Gould, G. Schmidt, K. Brunner, L.W. Molenkamp. Semicon. Sci. Tech. **24**, 035 005 (2009).
- [8] A. Kley, J. Neugebauer. Phys. Rev. B **50**, 8616 (1994).
- [9] P.I. Kuznetsov, G.G. Yakushcheva, V.A. Jitov, L.Yu. Zakharov, B.S. Shchamkhalova, V.I. Kozlovsky, D.A. Sannikov, Ya.K. Skasyrsky, M.D. Tiberi. Phys. Status Solidi C **3**, 4, 771 (2006).
- [10] R. Nicolini, R. Nicolini, L. Vanzetti, Guido Mula, G. Bratina, L. Sorba, A. Franciosi, M. Peressi, S. Baroni, R. Resta, A. Baldereschi, J.E. Angelo, W.W. Gerberich. Phys. Rev. Lett. **72**, 294 (1994).
- [11] V.I. Kozlovsky, V.P. Martovitsky. Physica B **404** (23–24), 5009 (2009).
- [12] D.E. Sviridov, V.I. Kozlovskii, N.V. Zabavin. Bulletin of Lebedev Physics Institute **38**, 2, 41 (2011).
- [13] А.Ф. Адиятуллин, В.В. Бельх, В.И. Козловский, В.С. Кривобок, В.П. Марговицкий, С.Н. Николаев. ЖЭТФ **142**, 9, 1005 (2012).
- [14] Л.В. Кулик, А.И. Тартаковский, А.В. Ларионов, Е.С. Бормицкая, В.Д. Кулаковский. ЖЭТФ **112**, 353 (1997).
- [15] С.И. Губарев, И.В. Кукушкин, С.В. Товстоног, М.Ю. Акимов, И. Смет, К. фон Клитцинг, В. Вегшайдер. Письма в ЖЭТФ **72**, 469 (2000).
- [16] G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, W. Ossau, J. Numburger, W. Faschinger, G. Landwehr. Phys. Rev. B **62**, 15, 10 345 (2000).
- [17] B.J. Skromme, S.M. Shibli, J.L. de Miguel, M.C. Tamargo. J. Appl. Phys. **65**, 3999 (1989).
- [18] T. Miyajima, H. Okuyama, K. Akimoto, Y. Mori, L. Wei, S. Tanigawa. Appl. Phys. Lett. **59**, 1482 (1991).
- [19] M.S. Yeganeh, J. Qi, A.G. Yodh, M.C. Tamargo. Phys. Rev. Lett. **68**, 3761 (1992).
- [20] Yuan-ping Feng, H.N. Spector. J. Phys. Chem. Solids **48**, 7, 593 (1987).
- [21] G.V. Astakhov, D.R. Yakovlev, V.P. Kochereshko, W. Ossau, W. Faschinger, J. Puls, F. Henneberger, S.A. Crooker, Q. McCulloch, D. Wolverson, N.A. Gippius, A. Waag. Phys. Rev. B **65**, 165 335 (2002).
- [22] R.P. Lu, K.L. Kavanagh, St.J. Dixon-Warren, A.J. SpringThorpe, R. Streater, I. Calder. J. Vac. Sci. Technol. B **20**, 1682 (2002).
- [23] D. Ban, E.H. Sargent, St.J. Dixon-Warren, T. Grevatt, G. Knight, G. Pakulski, A.J. SpringThorpe, R. Streater, J.K. White. J. Vac. Sci. Technol. B **20**, 2126 (2002).
- [24] F. Giannazzo, V. Raineri, S. Mirabella, G. Impellizzeri, F. Priolo. Microelectronic Engineering **84**, 446 (2007).
- [25] M.S. Yeganeh, J. Qi, J.P. Culver, A.G. Yodh, M.C. Tamargo. Phys. Rev. B **49**, 11 196 (1994).
- [26] J. Christen, D. Bimberg. Phys. Rev. B **42**, 7213 (1990).
- [27] A.I. Tartakovskii, M. Emam-Ismael, R.M. Stevenson, M.S. Skolnick, V.N. Astratov, D.M. Whittaker, J.J. Baumberg, J.S. Roberts. Phys. Rev. B **62**, 2283 (2000).