

А.Г. ВОЙНИЛОВИЧ, Е.В. ЛУЩЕНКО, В.З. ЗУБЕЛЕВИЧ, А.В. ДАНИЛЬЧИК, Н.П. ТАРАСЮК, В.Н. ПАВЛОВСКИЙ, Г.П. ЯБЛОНСКИЙ, И.В. СЕДОВА (РОССИЯ), С.В. СОРОКИН (РОССИЯ), А.А. ТОРОПОВ (РОССИЯ), С.В. ИВАНОВ (РОССИЯ), П.С. КОПЬЕВ (РОССИЯ), И.С. МАНАК

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР С АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ Cd(Zn)Se/ZnSe, ИЗЛУЧАЮЩИХ В ЗЕЛЕНОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА

Optical properties of Cd(Zn)Se/ZnMgSSe laser heterostructures of different design with CdSe/ZnSe quantum dot (QD) or ZnCdSe quantum well (QW) active region emitting in the green spectral region have been investigated. It has been shown that a QD like active region provides higher luminescent efficiency due to effective capture and localization of charge carriers in QDs which prevent them from non-radiative recombination via defect states in the active region. It was also shown that modified method of migration enhanced epitaxy (MEE) leads to formation of better crystal quality CdSe QDs compared to conventional molecular beam epitaxy method. It has been proven that the new CdSe/ZnMgSSe heterostructure with optimized waveguide design and MEE grown CdSe QDs has a lasing threshold as low as 5,3 kW/cm<sup>2</sup>. Thus, this type of heterostructure is very promising for the creation of high-efficiency and low-threshold optically pumped green lasers.

Компактные полупроводниковые лазеры, излучающие в зеленой области спектра, могут применяться в системах проекционного лазерного и трехмерного телевидения, записи и считывания информации на основе голографических дисков, локальной оптической связи, подводной связи и др. Перспективными для создания промышленных лазеров зеленого свечения являются гетероструктуры на основе ZnSe. Однако до настоящего времени проблема медленной деградации этих структур в условиях инжекционной накачки не решена. Механизм деградации обусловлен прежде всего наличием точечных дефектов, диффундирующих в активную область из легированной верхней *p*-области [1,2]. Вместе с тем для полупроводниковых лазеров, использующих импульсную оптическую накачку, не требуются *p* — *n* переход и омические контакты. Воплощение идеи гибридного устройства, включающего «зеленый» лазер на основе ZnSe, накачиваемый излучением «фиолетового» инжекционного лазера на основе GaN, было продемонстрировано на примере оптически накачиваемых лазеров InGaN/GaN [3].

Для создания высокоэффективного лазерного конвертора InGaN/GaN-Cd(Zn)Se/ZnMgSSe необходимо в первую очередь обеспечить достаточно низкий порог генерации для A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>-лазера. Это условие может быть достигнуто за счет оптимизации конструкции A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> лазерной гетероструктуры (обеспечение эффективного транспорта носителей в активную область, улучшение электронного и оптического ограничения) и выбора оптимального режима роста квантовых точек (КТ) CdSe/ZnSe (получение трехмерного квантового ограничения, уменьшение дисперсии размеров).

В предлагаемой работе представлены результаты исследования оптических свойств гетероструктур Cd(Zn)Se/ZnMgSSe различного дизайна с активной областью в виде одиночной квантовой ямы (КЯ) ZnCdSe, а также одного и трех слоев КТ CdSe.

### Эксперимент

Гетероструктуры в системе Cd(Zn)Se/ZnMgSSe для лазеров с оптической накачкой были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs (001). Схематически исследуемые структуры {*A*, *B*, *C*} представлены на рис. 1. Структуры *A* и *B* (СМ. рис. 1 *a*, *b*) имеют симметричный оптический волновод, образованный обкладочными слоями ZnMgSSe и непосредственно волноводной частью на основе короткопериодной сверхрешетки ZnSe/ZnSe. Структура *C* также имеет оптимизированный волновод, в котором волноводная часть образована участками сверхрешетки большей толщины (150 нм), а верхний слой ZnMgSSe сужен до 5 нм, так что его роль в основном сводится к созданию гетеробарьера, препятствующего диффузии носителей заряда к поверхности (где происходит их безызлучательная рекомбинация). Роль верхней обкладки волновода выполняет преимущественно приповерхностный слой воздуха.

Активная область структуры *A* представляет собой одиночную КЯ ZnCdSe толщиной 7 нм. В структуре *B* активная область образована тремя слоями КТ CdSe. Квантовые точки самоформируются вследствие упругой релаксации напряжений несоответствия параметров решеток CdSe и ZnSe ( $\Delta a/a \approx 7\%$ ) в процессе роста.

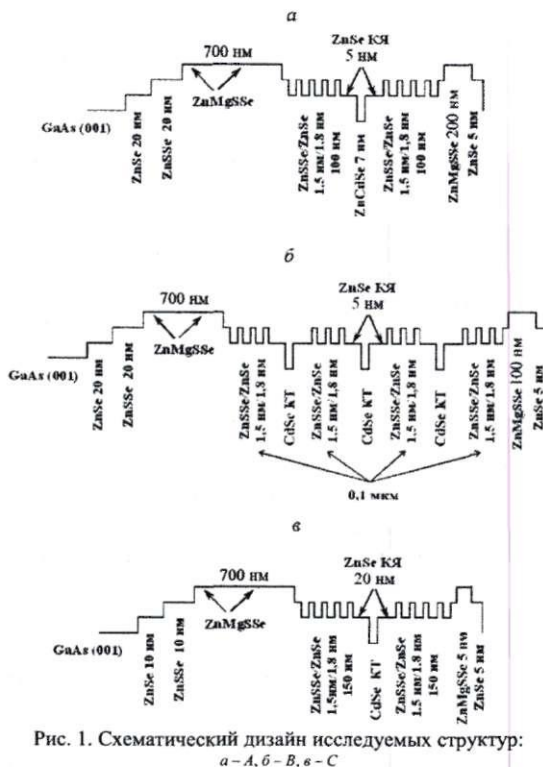


Рис. 1. Схематический дизайн исследуемых структур:  
а – А, б – В, в – С

Каждый слой КТ помещен в КЯ ZnSe, а соседние квантовые ямы разделены участками сверхрешетки ZnSSe/ZnSe толщиной 100 нм. Активная область структуры С представляет собой слой КТ CdSe в ZnSe КЯ, однако квантовые точки, в отличие от структуры В, выращены методом эпитаксии с повышенной миграцией атомов (ЭПМ) [4]. Ожидается, что этот метод позволит выращивать самоформирующиеся КТ с малой дисперсией размеров и увеличенным содержанием кадмия.

Для возбуждения ФЛ исследуемых структур использовалось излучение HeCd-лазера ( $\lambda_{\text{возб}}=325 \text{ нм}$ ,  $I_{\text{возб}}=0,5 \div 20 \text{ Вт/см}^2$ ) и импульсного N<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda_{\text{возб}}=337,1 \text{ нм}$ ,  $\tau_{\text{и}}=8 \text{ нс}$ ,  $\nu=400 \text{ Гц}$ ,  $I_{\text{возб}}=1 \div 1000 \text{ кВт/см}^2$ ). При измерении спектров ФО свет галогенной лампы накаливания, отраженный от образца, проецировался на входную щель монохроматора.

Модуляция отраженного света осуществлялась посредством освещения образца излучением HeCd-лазера, прерываемого механическим модулятором. Для измерения величины оптического усиления методом варьирования длины возбуждающей плоскости [5] пучок N<sub>2</sub>-лазера фокусировался на поверхности исследуемого образца перпендикулярно его торцам. Сигнал усиленной фотолюминесценции с торца образца передавался оптоволоком на входную щель полихроматора. Для проведения низкотемпературных измерений образцы помещались в кварцевый гелиевый криостат замкнутого цикла.

### Результаты и их обсуждение

На рис. 2 а представлены спектры ФЛ структур А и В при возбуждении излучением HeCd-лазера ( $I_{\text{возб}}=5 \text{ Вт/см}^2$ , низкий уровень возбуждения), снятые в одинаковых условиях. Как видно из рисунка, структура В показывает заметно более высокую эффективность спонтанного излучения по сравнению со структурой А. Это можно объяснить тем, что в первом случае квантовые точки являются эффективными центрами захвата и локализации носителей заряда, что препятствует их безызлучательной рекомбинации на дефектах активной области.

В спектрах ФЛ также видны полосы, соответствующие излучению слоев сверхрешетки ZnSSe/ZnSe и обкладочного слоя ZnMgSSe. По соотношению интенсивностей излучения из активной области и волноводных слоев можно судить о хорошем электронном ограничении носителей заряда при комнатной температуре.

На рис. 2 б приведены спектры ФЛ структур А и В при возбуждении излучением N<sub>2</sub>-лазера ( $I_{\text{возб}}=400 \text{ кВт/см}^2$ , высокий уровень возбуждения), снятые в одинаковых условиях. По-прежнему в спектрах ФЛ доминируют полосы излучения из активных областей структур, при этом соотношение между ними выравнивается (интегральная интенсивность излучения активной области структуры В в 4,3 раза больше, чем структуры А). В обеих структурах излучение из обкладочного и волноводного слоев становится более значимым по сравнению с излучением из активной области, вероятно, вследствие насыщения состояний в КТ CdSe.

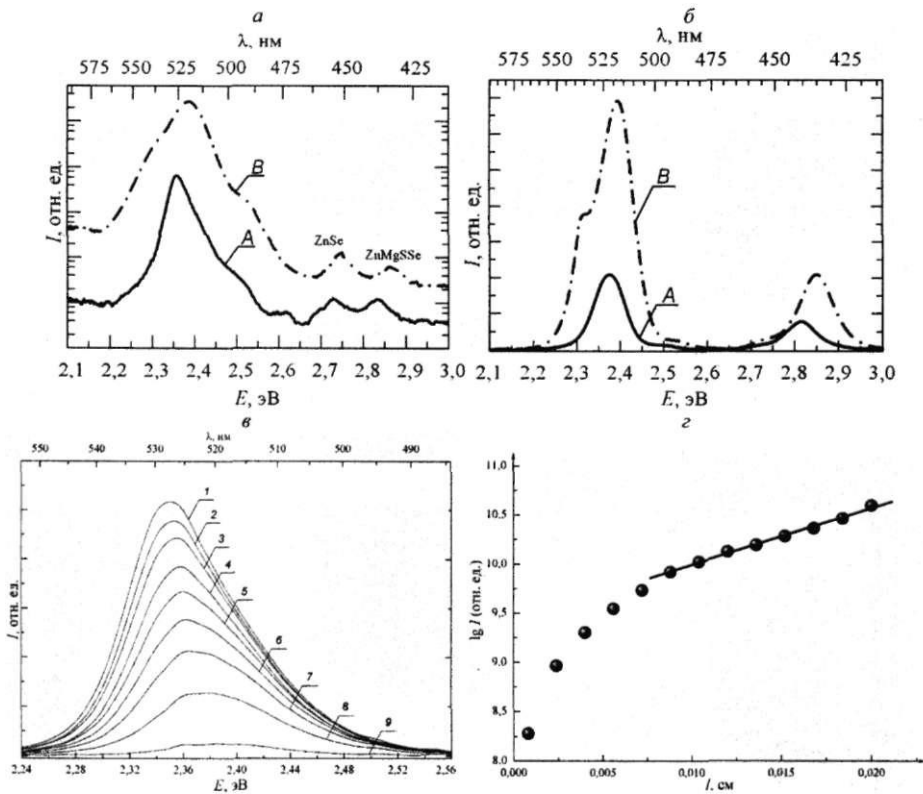


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции структур *A* и *B* при возбуждении излучением HeCd-лазера – *a* и N<sub>2</sub>-лазера – *б*; спектры усиленной фотолюминесценции структуры *B* для различных длин возбуждающих полосок при накачке излучением N<sub>2</sub>-лазера – *в*: 1 – 136, 2 – 120, 3 – 104, 4 – 88, 5 – 72, 6 – 56, 7 – 40, 8 – 24, 9 – 8 мкм; зависимость интенсивности фотолюминесценции на длине волны генерации от длины полоски – *г*

В структурах *A* и *B* была достигнута генерация лазерного излучения при накачке излучением N<sub>2</sub>-лазера на близких длинах волн (-532 и -529 нм соответственно) при  $T=300$  К. Как показали измерения спектров ФЛ, порог генерации для структуры *A* оказался значительно больше, чем для *B*, и составил  $30 \pm 40$  кВт/см<sup>2</sup>, в то время как для структуры с КЯ ZnCdSe –  $12 \pm 15$  кВт/см<sup>2</sup>, т. е. был в два-три раза выше.

Для низкороговой структуры оптическое усиление измерялось методом варьирования длины возбуждающей полоски при плотности мощности накачки, близкой к пороговой.

На рис. 2 *г* представлены спектры усиленной фотолюминесценции с торца образца структуры *B* при плотности мощности  $I_{\text{возб}} = 20$  кВт/см<sup>2</sup> и длинах возбуждающей полоски в диапазоне от 8 до 136 мкм, а на рис. 2 *з* – полученная на основании этих спектров зависимость интенсивности усиленной фотолюминесценции на длине волны генерации от длины полоски  $l$ . Тангенс угла наклона этой кривой определяет величину результирующего усиления  $YG = \alpha_l = 57,6$  см<sup>-1</sup> (здесь  $\Gamma$  – фактор оптического ограничения,  $G$  – материальное усиление,  $\alpha$  – внутренние оптические потери). Расчеты распределения электромагнитного поля внутри структуры *B*, проведенные в приближении плоских волн [6], показали, что фактор оптического ограничения составляет -0,035, а внутренние оптические потери, связанные с проникновением излучения в поглощающую подложку, – не менее  $2$  см<sup>-1</sup>. Отсюда величина материального усиления КТ CdSe для исследуемой лазерной структуры вблизи порога генерации имеет высокое значение и составляет не менее  $1700$  см<sup>-1</sup>, что свидетельствует о больших потенциальных возможностях создания на основе этих активных сред низкороговых лазеров, работающих в зеленой области спектра. Однако проведенные нами расчеты распределения электромагнитного поля в структуре *B* показывают, что параметры ее волновода не оптимальны для получе-

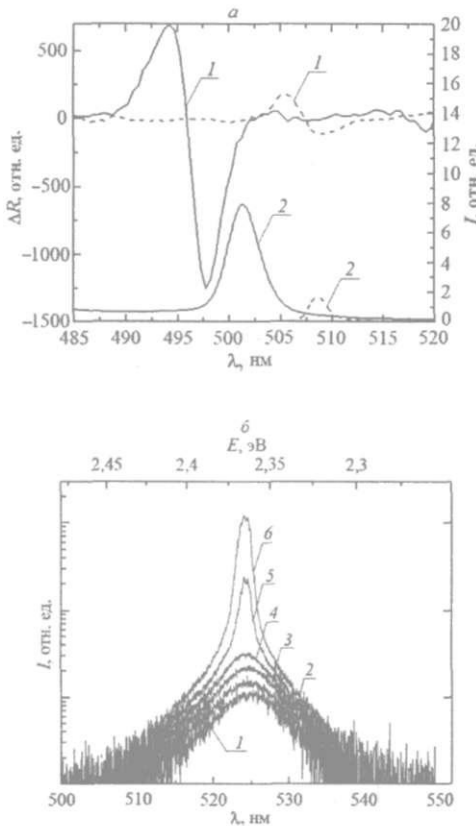


Рис. 3. Спектры фотоиндуцированного отражения (1) и фотолюминесценции (2) структур А (пунктир) и С (сплошная линия) – а; развитие генерации в структуре С при увеличении мощности накачки – б; 1 – 3,9, 2 – 4,3, 3 – 4,7, 4 – 5,2, 5 – 5,8, 6 – 6,4 кВт/см<sup>2</sup>

Большая разница в интенсивности ФЛ структур А и С, вероятно, обусловлена как большим числом центров безызлучательной рекомбинации в КЯ, так и тем, что в них происходит диффузия носителей в области с большей концентрацией кадмия. В КТ CdSe диффузия неравновесных носителей заряда затруднена, что подтверждается слабей по сравнению с ZnCdSe КЯ зависимостью полуширины спектра ФЛ КТ от температуры. При низкой температуре транспорт носителей заряда между соседними КТ неэффективен вследствие отсутствия их тепловых выбросов и осуществляется путем туннелирования. Уширение спектра в случае структуры С ( $\Delta E$  - 15 kT) определяется неоднородностью массива КТ, а для структуры А ( $\Delta E$  - 8 kT) - флуктуациями состава (толщины) КЯ. В связи с локализацией носителей заряда в минимумах энергии в КЯ уменьшается вероятность безызлучательной рекомбинации, что приводит к выравниванию соотношения интенсивностей ФЛ при  $T=15$  К.

Сигнал ФО структуры С в несколько раз больше, чем для структуры А. Это может быть обусловлено как разной силой осциллятора оптических переходов в КТ и КЯ, так и меньшей концентрацией неравновесных носителей заряда в КЯ вследствие их интенсивной рекомбинации на безызлучательных центрах. Полуширина сигнала ФО в случае КТ примерно в два раза больше, чем для КЯ, что, как уже говорилось, отражает существенный разброс параметров КТ в условиях, когда диффузия носителей заряда затруднена.

Таким образом, в структуре С с активной областью в виде квантовых точек, выращенных методом ЭПМ, несмотря на их заметную неоднородность, наблюдается наибольшая эффективность ФЛ. На рис. 3 б представлены спектры излучения, измеренные с торца этой структуры, в зависимости от плотности мощности накачки

ния максимального значения  $\Gamma$ , что приводит к увеличению порога лазерной генерации.

На основании этих расчетов была предложена структура С, содержащая один слой КТ CdSe с оптимизированным дизайном волновода. За счет использования очень тонкого слоя ZnMgSSe роль его верхней обкладки принадлежит приповерхностному слою воздуха. Большой скачок показателя преломления на границе гетероструктура – воздух обеспечивает лучшую локализацию электромагнитного поля фундаментальной моды резонатора. Фактор оптического ограничения составил -0,0185, а внутренние оптические потери, связанные с проникновением излучения в поглощающую подложку, - менее  $0,03 \text{ см}^{-1}$ .

Для определения особенностей оптических свойств КТ CdSe, выращенных методом ЭПМ, были проведены низкотемпературные измерения спектров ФЛ и фотоиндуцированного отражения структур А и С соответственно (рис. 3 а). Фотомодуляция и возбуждение ФЛ осуществлялись излучением HeCd-лазера. Следует отметить, что при  $T=15$  К для структуры С интенсивность ФЛ более чем в 4 раза выше, чем для А, однако полуширина спектра излучения почти в 2 раза больше. При комнатной температуре интенсивность ФЛ структуры С более чем на два порядка больше, чем для А, при этом полуширины спектров ФЛ примерно равны.

$I_{\text{возб}}$  излучением  $N_2$ -лазера. При увеличении  $I_{\text{возб}}$  на фоне широкой полосы ФЛ появляется узкий пик лазерного излучения и характерная картина дальнего поля излучения. Минимальный порог генерации для структуры С был получен для образца с длиной резонатора 793 мкм и составил  $5,3 \text{ кВт/см}^2$ .

\*\*\*

Таким образом, использование лазерной гетероструктуры с оптимизированным дизайном волновода и активной областью в виде слоя КТ CdSe, выращенных модифицированным методом ЭПМ, позволяет существенно увеличить эффективность фотолюминесценции и значительно понизить порог лазерной генерации до  $5,3 \text{ кВт/см}^2$ . Нарращивание количества слоев КТ CdSe дает возможность значительно увеличить фактор оптического ограничения с целью дальнейшего снижения порога лазерной генерации.

1. Albert D., Nurberger J., Hock V. et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 74. P. 1957.
2. Jmerik V.N., Sorokin S.V., Shubina T.V. et al. // Cryst Growth. 2000. Vol. 214-215. P. 502. 3. Седова И.В., Сорокин С.В., Торопов А.А. и др. // ФТП. 2004. Т. 38. С. 1135.
4. Sedova I.V., Sorokin S.V., Sitnikova A.A. et al. // Proc. 29th Int. Symp. on Compound Semiconductors. Lausanne, 2002. P. 71.
5. Shaklee K.L., Leheny R.F. // Appl. Phys. Letters. 1971. Vol. 18. P. 475.
6. Bergmann M.J., Casey Jr. H.C. // Appl. Phys. 1998. Vol. 84. №3. P. 1196.

Поступила в редакцию 20.02.07.

*Алексей Геннадьевич Войничлович* - аспирант Института физики им. Б.И. Степанова НАН Бела-руси. Научный руководитель - Е.В. Луценко.

*Евгений Викторович Луценко* - кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

*Виталий Зигмундович Зубелевич* - младший научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

*Александр Викторович Данильчик* - аспирант Института физики им. Б.И. Степанова НАН Бела-руси. Научный руководитель - Е.В. Луценко.

*Николай Петрович Тарасюк* - старший преподаватель кафедры физики БрГТУ.

*Вячеслав Николаевич Павловский* - кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

*Геннадий Петрович Яблонский* - доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией физики и техники полупроводников Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

*Ирина Владимировна Седова* - кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

*Сергей Валерьевич Сорокин* - кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

*Алексей Акимович Торопов* - доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

*Сергей Викторович Иванов* - доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

*Петр Сергеевич Копьев* - доктор физико-математических наук, профессор, директор центра физики наногетероструктур Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

*Иван Степанович Манак* - кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники.