

## Определение оптическими методами типа гетероперехода в структурах с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs с различной долей сурьмы

© С.В. Морозов<sup>+,¶</sup>, Д.И. Крыжков<sup>+</sup>, В.И. Гавриленко<sup>+</sup>, А.Н. Яблонский<sup>+</sup>, Д.И. Курицын<sup>+</sup>,  
Д.М. Гапонова<sup>+</sup>, Ю.Г. Садофьев<sup>\*</sup>, Б.Н. Звонков<sup>‡</sup>, О.В. Вихрова<sup>‡</sup>

<sup>+</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>\*</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

<sup>‡</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 25 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Методом спектроскопии фотолюминесценции и методами время-разрешенной фотолюминесценции проведены исследования по определению типа гетероперехода в гетероструктуре GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs при  $x = 0.36$ . Для сравнения были проведены исследования гетероструктуры GaAsSb/GaAs с долей сурьмы 15%, для которой можно уверенно говорить о гетеропереходе I типа. По синему сдвигу положения линии фотолюминесценции в зависимости от мощности возбуждения и временам релаксации сигнала фотолюминесценции от квантовой ямы GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs, составившим  $\sim 11$  нс, было установлено, что при содержании сурьмы 36% структуры GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs представляют собой ярко выраженный гетеропереход II типа. Дополнительным свидетельством этого послужили данные, полученные для структур с содержанием сурьмы 15%, в которых не наблюдалось сдвига положения линии фотолюминесценции от мощности накачки, а времена релаксации фотолюминесценции в области сигнала от квантовой ямы составили  $\sim 1.5$  нс.

### 1. Введение

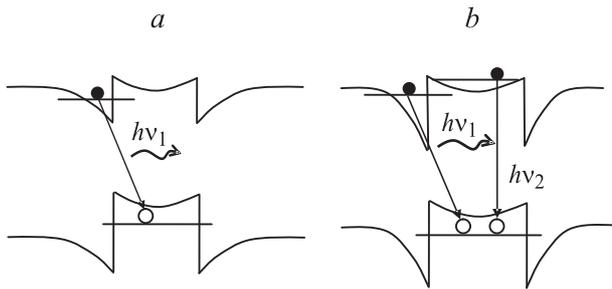
Оптические свойства гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs с долей сурьмы  $x > 30\%$  активно исследуются на протяжении последнего десятилетия главным образом в связи с возможностью создания вертикально излучающего лазера (VCSEL), работающего вблизи 1.3 мкм [1,2]. Однако, несмотря на довольно интенсивный сигнал фотолюминесценции (ФЛ) в области 1.3 мкм, наблюдающийся в таких структурах при комнатной температуре, и успехи некоторых исследовательских групп в достижении лазерной генерации [3–5], создание эффективно излучающих непрерывных лазеров на базе GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs до сих пор остается не решенной задачей. Во-первых, получение оптически качественного материала КЯ затруднено в связи со значительным различием (7.8%) постоянных кристаллической решетки GaAs и GaSb [6]. Во-вторых, для твердого раствора GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> при  $x$  примерно от 0.25 до 0.7 предполагается существование зоны несмешиваемости, что должно приводить к неомогенности материала КЯ из-за спинодального распада твердого раствора [7]. Однако понижение температуры роста слоя GaAsSb увеличивает долю встраиваемой сурьмы. Слои GaAsSb с долей сурьмы до 0.5 и приемлемым оптическим качеством были успешно получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [4–6], что подтверждает возможность получения квантовых ям GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs, обеспечива-

ющих эффективную излучательную рекомбинацию вблизи 1.3 мкм ( $x \approx 0.35$ ).

Вместе с тем до сих пор у научного сообщества не сложилось единого мнения об изменении типа зонной структуры гетероперехода GaAsSb/GaAs при увеличении молярной доли сурьмы. В литературе представлены данные, указывающие как на II тип зонной диаграммы [8–11], так и на возможность нулевого разрыва в зоне проводимости [12,13]. В работе [14] представлены данные, указывающие, что тип зонной диаграммы напряженного гетероперехода GaAsSb/GaAs является функцией доли сурьмы, и гетеропереход изменяется от I типа для  $x < 0.34$  ко II типу для  $x > 0.34$ . Таким образом, можно ожидать, что в области твердых растворов с долей сурьмы  $\sim 0.35$  зонная диаграмма является переходной от слабо выраженного I до слабо выраженного II типа, при этом квантовая яма GaAsSb, ограниченная барьерами GaAs, может рассматриваться как система с хорошо локализованными дырками и слабо локализованными (или делокализованными) электронами, в особенности при относительно высокой температуре  $T$  (вблизи комнатной), когда тепловая энергия носителей  $k_B T$  ( $k_B$  — постоянная Больцмана) может быть сравнима с глубиной КЯ для электронов в GaAsSb/GaAs.

Цель настоящей работы — определение типа гетероперехода в гетероструктуре GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs при  $x = 0.36$  методом спектроскопии ФЛ, в том числе время-разрешенной ФЛ. Учитывая, что  $x = 0.36$  достаточно близко к критическому значению  $x = 0.34$ , были проведены сравнительные исследования гетерострукту-

<sup>¶</sup> E-mail: more@ipmras.ru



**Рис. 1.** Зонная диаграмма и оптические переходы в гетероструктуре II типа: *a* — не прямые оптические переходы, энергия  $h\nu_1$ ; *b* — не прямые и прямые оптические переходы, энергии  $h\nu_1$  и  $h\nu_2$  соответственно.

ры GaAsSb/GaAs с долей сурьмы 15%, для которой можно уверенно говорить о I типе гетероперехода [15,16].

Определить тип гетероперехода можно, например, по зависимости спектров ФЛ от мощности накачки. В этом случае при оптическом возбуждении существенными и, возможно, определяющими становятся эффекты изгиба зон, вызванные кулоновским взаимодействием неравновесных носителей заряда. В зависимости от концентрации неравновесных электронов и дырок вид зонной диаграммы гетероперехода GaAs/GaAsSb может меняться от непрямого гетероперехода в случае слабого возбуждения (рис. 1, *a*) до комбинации непрямого и прямого в пространстве типа гетероперехода в случае высокого уровня возбуждения (рис. 1, *b*).

Другой способ определения типа гетероперехода, рассматриваемый в настоящей статье, это исследование кинетики ФЛ структуры: принадлежность к типу оптического перехода определяется по временам релаксации сигнала ФЛ, которые, как известно, в случае прямого перехода обычно не превышают 1 нс, а в случае непрямого перехода могут простираются вплоть до 1 мкс.

## 2. Методика эксперимента

Экспериментально исследовались гетероструктуры с КЯ GaAs<sub>0.64</sub>Sb<sub>0.36</sub>/GaAs (#1) и GaAs<sub>0.85</sub>Sb<sub>0.15</sub>/GaAs (#2). Обе структуры были выращены на подложке GaAs и специально не легировались. Структура #1 была выращена методом МПЭ и содержала квантовую яму GaAs<sub>0.64</sub>Sb<sub>0.36</sub> шириной 7 нм с относительно толстыми (50 нм) спейсерами GaAs по обе стороны слоя GaAsSb. Структура #2 выращивалась методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических источников (МОСГФЭ), толщина слоя GaAsSb составляла 6 нм. Затем структура заравнивалась покрывным слоем GaAs толщиной 50 нм.

Для возбуждения ФЛ в непрерывном режиме использовался Nd:YAG-лазер (длина волны  $\lambda_{ex} = 532$  нм, максимальная плотность мощности  $10^2$  Вт/см<sup>2</sup>). Для анализа спектров ФЛ использовались решеточные монохроматоры (Acton-2300, TriVista Acton Research) ли-

бо фурье-спектрометр BOMEM DA3. В качестве приемника использовался охлаждаемый жидким азотом Ge-детектор.

Кинетика релаксации ФЛ во временном интервале от 5 до 100 нс исследовалась с использованием оптического параметрического осциллятора Spectra-Physics MPO SL, длина волны возбуждения перестраивалась в диапазоне 800–940 нм, частота повторений составляла 10 Гц, длительность импульса  $\sim 5$  нс, максимальная мощность в импульсе  $10^6$  Вт. Излучение ФЛ разлагалось решеточным монохроматором и регистрировалось фотоэлектронным умножителем Hamamatsu H10330-75 (время отклика  $\sim 1$  нс). Временное разрешение составляло  $\sim 5$  нс, что достаточно при исследовании межзонной рекомбинации, обусловленной непрямыми оптическими переходами.

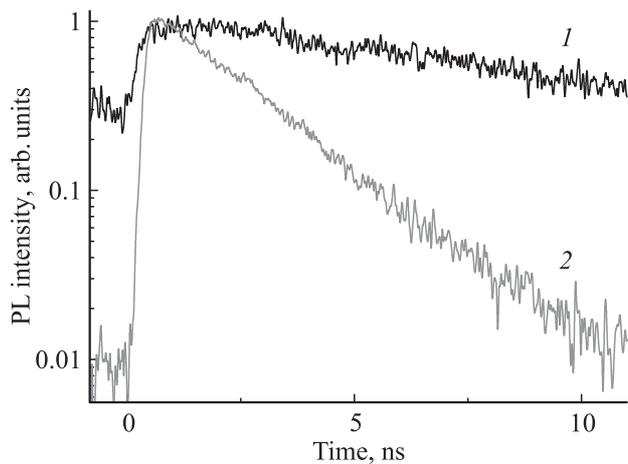
При исследовании процессов межзонной рекомбинации с временами релаксации  $< 5$  нс для возбуждения ФЛ применялся Ti:Sapphire-лазер „Tsunami“ (длительность импульса 130 фс, частота повторений 80 МГц, длина волны 700–950 нм, энергия в импульсе  $> 0.1$  мкДж).

Для измерения кинетики ФЛ использовалась методика коррелированного счета фотонов системой OCOPRS-001 на основе сверхпроводникового детектора, находящегося в криомодуле, поддерживающем температуру 1.8 К. Принцип действия фотодетектирующей системы основан на разрушении сверхпроводящего состояния приемного элемента при поглощении единичного фотона и счете числа импульсов, возникающих в приемной системе в определенный промежуток времени с заданной задержкой относительно импульса синхронизации. Временное разрешение, определяемое джиттером (флуктуациями), составляет  $\sim 40$  пс [17,18].

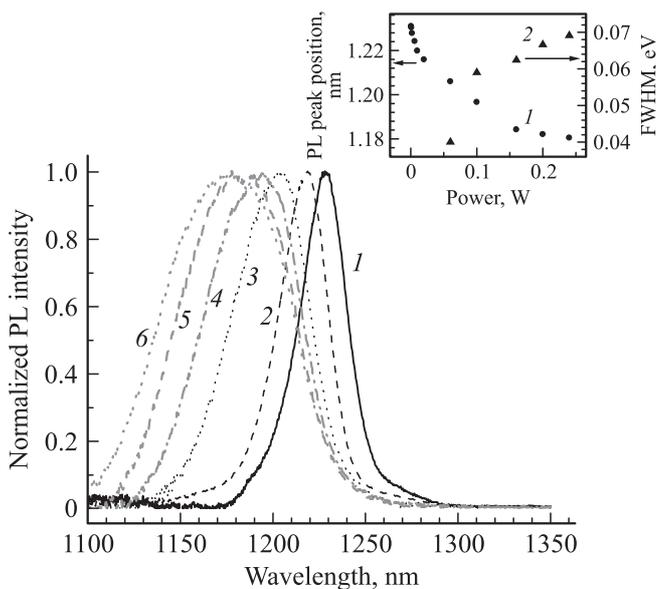
Измерения спектров и временной зависимости интенсивности ФЛ (кинетики ФЛ) проводились при температурах  $T = 4$  и 77 К.

## 3. Результаты и обсуждение

В настоящей работе проведено исследование спектрально-кинетических свойств гетероструктуры GaAsSb/GaAs с содержанием сурьмы 36%. Для структуры была характерна интенсивная ФЛ вплоть до комнатной температуры. Длина волны максимума люминесценции при 300 К равна 1.3 мкм. Для определения типа гетероперехода в реальном пространстве была измерена кинетика фотолюминесценции структуры в случае слабого возбуждения (рис. 2). Также была измерена кинетика ФЛ модельной структуры #2 с I типом гетероперехода в реальном пространстве. Измерения проводились с помощью методики коррелированного счета фотонов с использованием сверхпроводникового детектора. Время спада сигнала ФЛ для образца #2 составляло 2 нс, что соответствует переходам I рода. Время спада ФЛ гетероструктуры GaAsSb/GaAs с содержанием сурьмы 36% составляло 11 нс. Таким образом, мы можем заключить,



**Рис. 2.** Кинетика спада фотолюминесценции (PL) для структур GaAsSb/GaAs #1 с содержанием сурьмы 36% (1) и структуры #2 с содержанием сурьмы 15% (2). Длина волны возбуждающего излучения 700 нм, температура измерений  $T = 4$  К.



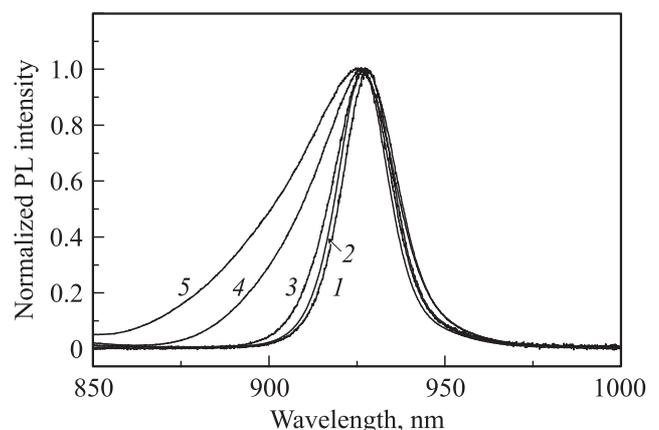
**Рис. 3.** Нормированные спектры фотолюминесценции (PL) структуры #1 при возбуждении второй гармоникой Nd:YAG-лазера ( $\lambda_{ex} = 532$  нм, диаметр пятна 0.2 мм) для различных уровней накачки, мВт: 1 — 1, 2 — 10, 3 — 60, 4 — 100, 5 — 160, 6 — 240. Температура измерений  $T = 77$  К. На вставке — положение максимума (1) и ширина линии ФЛ (2).

что при малых мощностях возбуждения в структуре реализуется II тип гетероперехода.

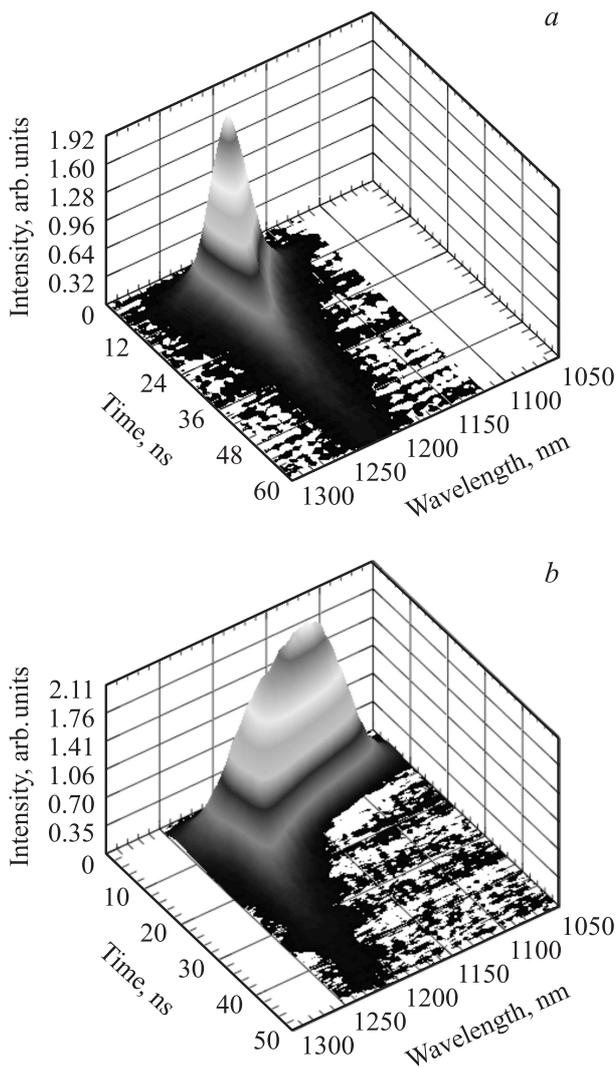
Было выполнено исследование влияния заселенности электронных и дырочных состояний (возникающей за счет заполнения КЯ неравновесными носителями) в квантовой яме GaAs<sub>0.64</sub>Sb<sub>0.36</sub>/GaAs на вид зонной диаграммы гетероперехода GaAsSb/GaAs. Для этого бы-

ли измерены спектры ФЛ структуры в зависимости от мощности возбуждения. На рис. 3 представлены нормированные спектры ФЛ структуры #1, измеренные при температуре 77 К и при увеличении уровня непрерывного возбуждения ( $\lambda_{ex} = 532$  нм) от 1 до 240 мВт. При наименьшей использованной мощности максимум пика ФЛ расположен на длине волны 1228 нм, ширина на полувысоте пика составляет  $\sim 30$  нм. При увеличении мощности возбуждения от 1 до 60 мВт наблюдается сдвиг максимума ФЛ от 1230 до 1200 нм при незначительном увеличении ширины линии. Коротковолновый сдвиг обусловлен ростом концентрации электронов в зоне проводимости и возникающим вследствие этого изгибом зон вблизи интерфейса, как это схематически показано на рис. 1, а. Происходящее в результате кулоновского взаимодействия искривление зоны проводимости приводит к увеличению энергии уровня размерного квантования электронов и соответственно к уменьшению длины волны перехода. При увеличении мощности накачки от 60 до 240 мВт коротковолновый сдвиг замедляется и в дальнейшем прекращается, но проявляется существенное уширение линии ФЛ. По-видимому, это связано с тем, что, когда разница в энергиях непрямого и прямого переходов становится сравнимой с  $k_B T$ , состояния, образованные в искривленном барьере, могут быть заполнены в результате термического заброса (см. рис. 1, б). В этом случае вклад в ФЛ дают как не прямые, так и прямые переходы, что приводит к увеличению ширины линии ФЛ.

На вставке к рис. 3 представлены зависимости положения максимума линии ФЛ и ширины линии на полувысоте FWHM от мощности оптического возбуждения. Отметим, что характерные точки, при которых заметно увеличение ширины и прекращается коротковолновый сдвиг линии ФЛ, совпадают и соответствуют мощности возбуждения  $\sim 100$  мВт. Подобное поведение положения



**Рис. 4.** Нормированные спектры фотолюминесценции (PL) структуры #2 при возбуждении второй гармоникой Nd:YAG-лазера ( $\lambda_{ex} = 532$  нм, диаметр пятна 0.2 мм) для различных уровней накачки, мВт: 1 — 0.2, 2 — 2.5, 3 — 15, 4 — 85, 5 — 225. Температура измерений  $T = 77$  К.



**Рис. 5.** Трехмерные картины время-разрешенных спектров ФЛ структур #1 (a) и #2 (b): горизонтальные оси — время наблюдения  $\tau$  и длина волны наблюдения ФЛ  $l$ , вертикальная ось — интенсивность сигнала ФЛ в момент времени  $\tau$  на длине волны  $l$ . Длина волны возбуждающего излучения  $\lambda_{ex} = 580$  нм, длительность импульса возбуждения 5 нс. Температура измерений  $T = 77$  К.

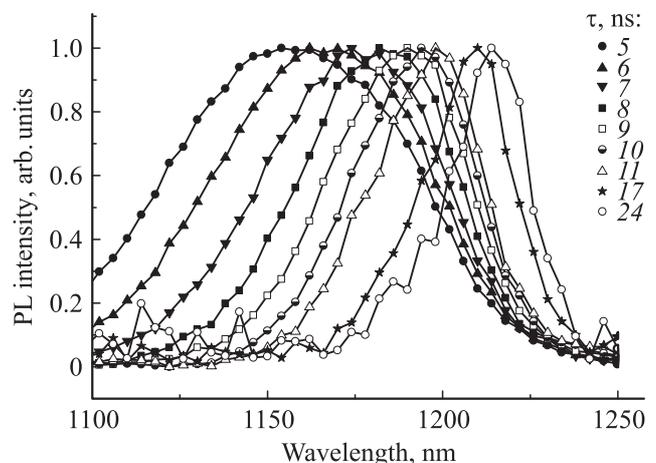
максимумов и ширин линий ФЛ характерно для гетеропереходов II типа [9].

Для сравнения рассмотрим модельную гетероструктуру #2 с содержанием сурьмы  $x \approx 0.2$  в КЯ GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>, в которой реализуется гетеропереход I рода. Отнормированные спектры ФЛ гетероструктуры #2 при 77 К приведены на рис. 4. Длина волны возбуждения 700 нм, диаметр пятна 300 мкм, интервал используемых мощностей от 0.2 до 225 мВт. Виден интенсивный пик с максимумом в районе 930 нм, соответствующий излучательной рекомбинации в КЯ GaAsSb. Положение максимума и форма линии люминесценции не изменялись вплоть до мощности возбуждения 10 мВт, при дальнейшем ро-

сте интенсивности возбуждения наблюдалось уширение линии со стороны коротковолнового плеча, связанное с заполнением основного состояния неравновесными носителями и подключением возбужденных состояний.

Сделанные выше предположения об эволюции типа перехода в структуре #1 в реальном пространстве при изменении уровня оптического возбуждения были подтверждены результатами кинетических исследований. На рис. 5, a, b приведены трехмерные картины время-разрешенных спектров ФЛ во временном интервале до 60 нс при  $T = 77$  К, которые были получены при возбуждении импульсным излучением параметрического осциллятора ( $\lambda_{ex} = 580$  нм). По одной из осей отложено время наблюдения  $\tau$ , по другой — длина волны наблюдения ФЛ  $l$ , а по вертикальной оси — интенсивность сигнала ФЛ в момент времени  $\tau$  на длине волны  $l$ . Таким образом, сечение этой поверхности в определенный момент времени  $\tau$  дает спектр фотолюминесценции в данный момент времени, а сечение при определенной длине волны  $l$  — кинетику релаксации сигнала ФЛ на этой длине волны.

Рис. 5, a, соответствует зависимости спектров ФЛ структуры #1 от времени при относительно малой мощности импульсной накачки (1 мкВт). Максимуму пика ФЛ отвечает длина волны 1228 нм. Видно, что форма спектра не зависит от времени, а время спада сигнала ФЛ составляет  $\sim 10$  нс. На рис. 5, b представлена эволюция спектров ФЛ во времени в случае более высокой мощности возбуждения (30 мкВт). Видно, что при увеличении мощности накачки спектр в начальный момент времени заметно уширяется, а максимум сдвигается в коротковолновую область (1155 нм), что качественно совпадает с результатами, полученными при непрерывной накачке (см. рис. 3). С увеличением времени линия начинает сужаться и при больших временах,  $t > 10$  нс, положение максимума и форма линии ФЛ становятся



**Рис. 6.** Спектры фотолюминесценции (PL) образца #1, измеренные при импульсном возбуждении ( $\lambda_{ex} = 580$  нм, мощность возбуждения 30 мкВт, диаметр пятна 5 мм) и различных временах задержки  $\tau$ .

такими же, как и в случае малой мощности возбуждения. Подобная временная эволюция спектра определяется изменением концентрации фотовозбужденных носителей, которая по мере рекомбинации носителей уменьшается.

На рис. 6 приведены отнормированные спектральные срезы кинетики (рис. 5, *b*), зафиксированные в различные моменты времени. Видно, что при малых временах  $\tau$  (т.е. во время действия импульса возбуждения,  $\sim 5$  нс) линия ФЛ является широкой (ширина линии составляет 80 нм). Однако уже при задержке  $\tau = 8$  нс наблюдается сужение линии ФЛ прежде всего за счет „проседания“ ее коротковолнового крыла. При больших задержках линия еще больше сужается, и при этом ее максимум смещается в длинноволновую область, что хорошо соответствует спектрам ФЛ на рис. 3 при малых уровнях возбуждения. Таким образом, трансформация спектра ФЛ при увеличении времени задержки аналогична зависимости спектра от уровня возбуждения при непрерывной накачке и также обусловлена концентрацией неравновесных носителей заряда в соответствующий момент времени.

#### 4. Заключение

Таким образом, в данной работе исследованы спектральные и кинетические характеристики ФЛ гетероструктур с квантовыми ямами  $\text{GaAs}_{0.64}\text{Sb}_{0.36}/\text{GaAs}$ , излучающих в диапазоне  $\sim 1.3$  мкм при комнатной температуре. Определены времена релаксации интенсивности ФЛ, составляющие  $\sim 11$  нс, что говорит о II типе гетероперехода при содержании сурьмы 36%. При изменении мощности и длины волны оптического возбуждения, кроме сигнала, связанного с непрямыми переходами в КЯ  $\text{GaAs}_{0.64}\text{Sb}_{0.36}/\text{GaAs}$ , было обнаружено подключение прямых переходов, обусловленное эффектом изгиба зон вследствие кулоновского взаимодействия фотовозбужденных электронов и дырок, имеющих, скорее всего, термоактивационную природу.

Работа выполнена при финансовой поддержке программ фундаментальных исследований президиума РАН „Экстремальные световые поля и их приложения“ и „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“, грантов РФФИ (№ 10-02-01195-а, 11-02-00645-а), РФ НШ-4756.2012.2 и Министерства образования (ГК № 16.518.11.7018).

#### Список литературы

- [1] T. Anan, M. Yamada, K. Tokutome, S. Sugou, K. Nishi, A. Kamei. *Electron. Lett.*, **35**, 903 (1999).
- [2] P. Dowd, S.R. Johnson, S.A. Feld, M. Adamcyk, S.A. Chaparro, J. Joseph, K. Hilgers, M.P. Horning, K. Shiralagi, Y.-H. Zhang. *Electron. Lett.*, **39**, 987 (2003).
- [3] Seoung-Hwan Park. *J. Appl. Phys.*, **100**, 043 113 (2006).
- [4] Hsin-Chieh Yu, Cheng-Tien Wan, Yan-Kuin Su et al. *Proc. SPIE*, **7598**, 759 818 (2010).
- [5] N. Hossain, S.R. Jin, S.J. Sweeney et al. *Proc. SPIE*, **7616**, 761 608 (2010).
- [6] I. Vurgaftman, J.R. Meiyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [7] R. Pesetto, G.B. Stringfellow. *J. Cryst. Growth*, **62**, 1 (1983).
- [8] R. Teissier, D. Sicault, J.C. Harmand, G. Ungaro, G. Le Roux, L. Largeau. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5473 (2001).
- [9] M. Dinu, J.E. Cunningham, F. Quochi, J. Shah. *J. Appl. Phys.*, **94**, 1506 (2003).
- [10] M. Peter, K. Winkler, M. Maier, H. Herres, J. Wagner, D. Fekete, K.H. Bahem, D. Richards. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2639 (1995).
- [11] G. Liu, S.-L. Chuang, S.-H. Park. *J. Appl. Phys.*, **88**, 5554 (2000).
- [12] S.R. Johnson, C.Z. Guo, S. Chaparro, Yu.G. Sadofyev, J. Wang, Y. Cao, N. Samal, J. Xu, S.Q. Yu, D. Ding, Y.-H. Zhang. *J. Cryst. Growth*, **251**, 521 (2003).
- [13] J.-B. Wang, S.R. Johnson, S. Chaparro, D. Ding, Y. Cao, Yu.G. Sadofyev, Y.-H. Zhang, J.A. Gupta, C.Z. Guo. *Phys. Rev. B*, **70**, 195 339 (2004).
- [14] A.D. Prins, D.J. Dunstan, J.D. Lambkin, E.P. O'Reily, A.R. Adams, R. Pritchard, W.S. Truscott, K.E. Singer. *Phys. Rev. B*, **47**, 2191 (1993).
- [15] Ю.Г. Садофьев, N. Samal, Б.А. Андреев, В.И. Гавриленко, С.В. Морозов, А.Г. Спиваков, А.Н. Яблонский. *ФТП*, **44** (3), 422 (2010).
- [16] G. Blume, T.J.C. Hosea, S.J. Sweeney, S.R. Johnson, J.-B. Wang, Y.H. Zhang. *IEE Proc. Optoelectron.*, **152**, 110 (2005).
- [17] G. Gol'tsman, A. Korneev, I. Rubtsova, I. Milostnaya, G. Chulkova, O. Minaeva, K. Smirnov, B. Voronov, W. Slys, A. Pearlman, A. Verevkin, R. Sobolewski. *Phys. Status Solidi C*, **2** (5), 1480 (2005).
- [18] M.J. Stevens, R.H. Hadfield, R.E. Schwall, S.W. Nam, R. P. Mirin, J.A. Gupta. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 031 109 (2006).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## Determination of a heterojunction type in GaAsSb/GaAs quantum well structures with different molar Sb fractions by optical methods

S.V. Morozov<sup>+</sup>, D.I. Kryzhkov<sup>+</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>+</sup>,  
A.N. Yablonsky<sup>+</sup>, D.I. Kuritsyn<sup>+</sup>, D.M. Gaponova<sup>+</sup>,  
Yu.G. Sadofyev<sup>\*</sup>, B.N. Zvonkov<sup>‡</sup>, O.V. Vihrova<sup>‡</sup>

<sup>+</sup> Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>\*</sup> P.N. Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Russia

<sup>‡</sup> Physico-Technical Research Institute,  
Nizhny Novgorod State University,  
603000 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** In this paper the method of time-resolved photoluminescence spectroscopy and photoluminescence methods were used to determine the type of heterojunction in the heterostructure GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs with  $x = 0.36$ . For comparison, studies were conducted of GaAsSb/GaAs heterostructure with Sb fraction 15%, for which we can confidently talk about the I type of heterojunction. From the blue shift of the photoluminescence line, depending on the excitation power, and the relaxation times of the photoluminescence signal from the quantum well GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs, amounting to  $\sim 11$  ns, it was found that at the Sb content of 36% the GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs structure manifested itself as a pronounced II type heterojunction. Further evidence of this was provided by data obtained for structures with 15% Sb, those do not revealed any shift of the line with the pump power rise, and for which the relaxation times of the photoluminescence signal from the quantum well was  $\sim 1.5$  ns.