

Фотолюминесценция гетероструктур с квантовой ямой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с высоким содержанием индия при разной мощности возбуждения

© Д.В. Лаврухин[†], Р.А. Хабибуллин, Д.С. Пономарев, П.П. Мальцев

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук,
117105 Москва, Россия

(Получена 25 февраля 2015 г. Принята к печати 3 марта 2015 г.)

Приведены результаты исследований спектров фотолюминесценции гетероструктур с квантовой ямой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с высоким содержанием индия x при разной мощности лазерного излучения. Обнаружено, что для гетероструктур с квантовой ямой $\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}/\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$ наблюдается уменьшение полуширины спектра фотолюминесценции, а также смещение его максимума в сторону больших энергий по мере увеличения плотности мощности излучения. Показано, что для гетероструктур с квантовой ямой $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}/\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ смещения максимума и изменения формы спектра не наблюдается. Установлено, что интегральная интенсивность фотолюминесценции связана с плотностью мощности лазерного излучения степенным законом с показателем $\alpha \approx 1.3$ для гетероструктур с $x \approx 0.76$, что свидетельствует о преимущественно экситонном характере излучательной рекомбинации носителей заряда.

1. Введение

Гетероструктуры на основе квантовой ямы (КЯ) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (где x — доля индия в КЯ) являются перспективными объектами для создания оптоэлектронных приборов и устройств на их основе [1,2]. Эпитаксиальный рост на подложках GaAs с ориентацией в плоскости (100) при $x \approx 0.2$ является псевдоморфно-напряженным, так как он сопровождается возникновением механических деформаций [3]. При использовании подложек GaAs с ориентацией, отличной от (100), например (111)В, деформации будут направлены вдоль кристаллографического направления [111], что приведет к появлению встроенного пьезоэлектрического поля [4]. Фотовозбуждение такой структуры сопровождается пространственным разделением электронов и дырок, а значит, возникновением дополнительного электрического поля, противоположного пьезоэлектрическому. Другими словами, вследствие разделения электронно-дырочных пар в гетероструктуре возникает электрическое поле, „экранирующее“ встроенное. Увеличение плотности мощности лазерного излучения приводит к генерации и разделению большего числа электронно-дырочных пар и, как следствие, к уменьшению эффективного электрического поля — наблюдается эффект фотонного экранирования, влияющий на излучательную рекомбинацию носителей тока в КЯ [5].

По мере увеличения x псевдоморфно-напряженный слой КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ начинает частично релаксировать, что приводит к ухудшению его качества из-за образования дислокаций и других структурных дефектов [6]. С другой стороны, процессы рекомбинации носителей заряда в структурах с повышенным содержанием индия, $x > 0.6$, представляют интерес с фундаментальной и практической точек зрения. В работах [7,8] показано, что ненапряженную КЯ с $x \approx 0.7-0.8$ возможно вырастить с помощью метаморфного буфера. δ -легирование атомами

кремния такой структуры приводит к возникновению встроенного электрического поля, которое локализует электроны и дырки у разных границ КЯ. Знаком и величиной напряженности этого встроенного поля, в отличие от пьезоэлектрического поля, можно управлять, изменяя степень легирования [9,10].

Излучательная рекомбинация неравновесных носителей заряда в гетероструктурах с малым содержанием индия в КЯ достаточно хорошо исследована. Известно, что испускаемое количество света связано с плотностью мощности возбуждающего излучения степенным законом, показатель в котором (α) определяется механизмом излучательной рекомбинации и варьируется от $\alpha = 2$ (электронно-дырочная рекомбинация) до $\alpha = 1$ (экситонный механизм рекомбинации) [5,11]. Однако влияние изменения глубины КЯ на процессы рекомбинации носителей заряда в гетероструктурах с высоким содержанием индия в КЯ изучено недостаточно. В частности, необходимо учитывать изменение профиля зонной диаграммы, уменьшение эффективной массы носителей, а также увеличение расстояния между подзонами размерного квантования в данных гетероструктурах.

Спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ) широко используется для анализа энергетического спектра полупроводников. Форма и интенсивности спектров ФЛ чувствительны к кристаллическому качеству, толщине и составу слоев гетероструктуры, качеству интерфейсов, а также к наличию примесей [12,13]. При изменении плотности мощности лазерного излучения, возбуждающего ФЛ, появляется возможность управления концентрацией фотовозбужденных неравновесных носителей заряда и тем самым получить информацию о процессах рекомбинации в полупроводнике.

Целью настоящей работы является исследование влияния плотности мощности возбуждающего излучения лазера на спектры ФЛ δ -легированных кремнием гетероструктур с КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с высоким содержанием индия.

[†] E-mail: denis_lavruhin@mail.ru

Значения подвижности (μ_e) и двумерной концентрации (n_s) электронов для исследуемых образцов гетероструктур при $T = 77\text{ K}$

Номер образца	Содержание индия в КЯ x	$n_s, 10^{12}\text{ cm}^{-2}$	$\mu_e, \text{cm}^2 \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$
s900	0.76	2.8	45 000
s889	0.76	1.5	41 000
s2060	0.20	1.9	30 000

2. Образцы и методы исследований

В работе исследовались гетероструктуры $\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}/\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$ с метаморфным буфером, содержащие 76% индия в КЯ (образцы s889, s900). Для сравнительного анализа использовалась псевдоморфно-напряженная гетероструктура $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}/\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ с содержанием индия 20% в КЯ (образец s2060). Структуры обоих типов с односторонним δ -легированием кремнием были выращены на подложках GaAs(100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Принципиальные схемы (последовательность и параметры слоев) приведены в работах [14,15].

Высокое содержание индия в КЯ в метаморфных гетероструктурах было достигнуто благодаря использованию метаморфного буфера — толстого переходного слоя $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с градиентом химического состава. Содержание индия увеличивалось скачкообразно каждые 70 нм на $\Delta x = 0.05$, т.е. использовался ступенчатый метаморфный буфер [16].

В таблице приведены измеренные методом Ван дер Пау с помощью эффекта Холла значения подвижности (μ_e) и двумерной концентрации (n_s) электронов при температуре $T = 77\text{ K}$ для всех исследуемых образцов гетероструктур.

Регистрация спектров ФЛ образцов проводилась в оптическом криостате при температуре 81 К. Для возбуждения ФЛ использовалось сфокусированное излучение гелий-неонового лазера с длиной волны 632.8 нм. Плотность мощности излучения на поверхности образцов варьировалась в диапазоне $P \approx 10\text{--}280\text{ Вт/см}^2$ с помощью набора нейтральных светофильтров. Регистрация оптических сигналов в области энергий фотонов $0.6 < \hbar\omega < 1.2\text{ эВ}$ осуществлялась неохлаждаемым InGaAs-фотодиодом в режиме синхронного детектирования. В области $1.2 < \hbar\omega < 1.6\text{ эВ}$ использовался охлаждаемый фотоэлектронный умножитель ФЭУ-62 (катод S-1) в режиме счета фотонов.

3. Результаты исследований и их обсуждение

Ранее [17,14] нами было показано, что спектры ФЛ от КЯ для гетероструктур с высоким содержанием индия ($x \approx 0.7\text{--}0.8$) расположены в области энергий фотонов

$0.6 < \hbar\omega < 0.8\text{ эВ}$, а для $x \approx 0.2$ в области энергий фотонов $1.2 < \hbar\omega < 1.4\text{ эВ}$. Они содержат как минимум две полосы, связанные с излучательной рекомбинацией электронов из первой и второй подзон размерного квантования с тяжелыми дырками из первой подзоны (переходы $e1\text{--}hh1$ и $e2\text{--}hh1$).

На рис. 1 показаны спектры ФЛ образца s900 при разных плотностях мощности лазерного излучения P , нормированные на максимум полосы В. Видно, что по мере увеличения плотности мощности излучения наблюдаются следующие изменения в спектрах ФЛ: 1) уменьшается интенсивность полосы А по сравнению с интенсивностью полосы В, 2) уменьшается полуширина (ширина на половине высоты) спектра (полосы В), 3) максимум спектра смещается в область более высоких энергий. Те же особенности характерны для спектров ФЛ образца s889.

Последовательно рассмотрим вероятные причины обнаруженных изменений спектров. В легированных гетероструктурах электронные состояния в нижней подзоне размерного квантования ($e1$) заполнены, поэтому генерация лазерным излучением электронно-дырочных пар будет сопровождаться преимущественной излучательной рекомбинацией из более высоко расположенных состояний ($e2, e3$ и т.п.). Таким образом, с ростом плотности мощности излучения будет увеличиваться вклад в спектры ФЛ более высокоэнергетических фотонов, что также может приводить к смещению максимума в спектрах ФЛ.

Известно [18,19], что наличие мелких примесных состояний приводит к уширению спектров ФЛ. Когда плотность примесных состояний не высока, их вклад в излучательную рекомбинацию стремится к насыщению по мере роста плотности мощности лазерного излучения. В таком случае форма полосы в спектре ФЛ будет определяться в основном межподзонами

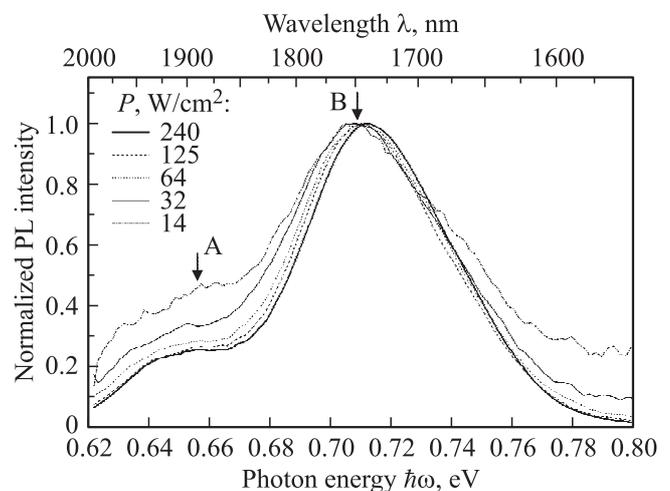


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (PL) образца s900 ($x = 0.76$) при $T = 81\text{ K}$ и разной плотности мощности лазерного излучения, нормированные на максимум полосы В.

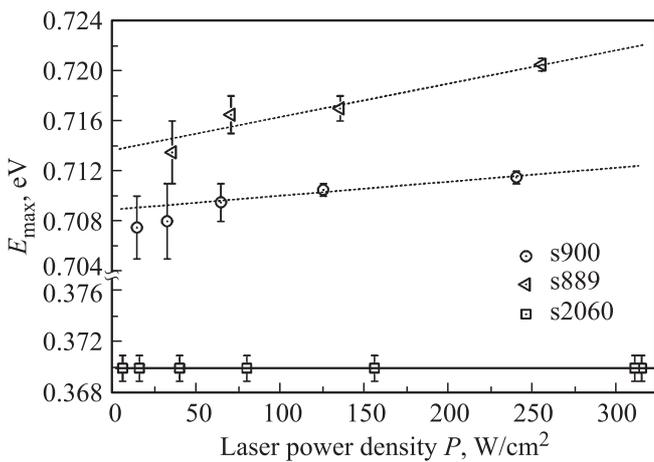


Рис. 2. Положения максимума в спектрах ФЛ (E_{\max}) при $T = 81$ К и разной плотности мощности лазерного излучения для исследуемых образцов.

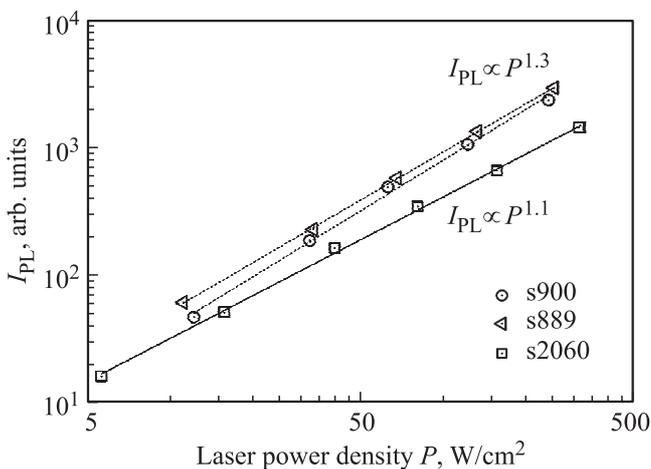


Рис. 3. Интегральные интенсивности фотолуминесценции для исследуемых образцов при разной плотности мощности лазерного излучения.

переходами типа $e2-hh1$, а значит, ее полуширина будет уменьшаться.

Зависимости энергии максимума в спектре ФЛ (E_{\max}) от плотности мощности лазерного излучения для всех исследуемых образцов наногетероструктур представлены на рис. 2. Видно, что с увеличением плотности мощности лазерного излучения в образцах с содержанием индия 76% в КЯ максимум ФЛ смещается в сторону больших значений энергий. Вероятной причиной такого смещения является оптическое экранирование (optical screening [4]). Данное явление состоит в том, что фотовозбужденные неравновесные электроны и дырки экранируют встроенное электрическое поле (создают собственное поле противоположного направления) и тем самым влияют на перекрытие волновых функций. Следует отметить, что при одинаковом освещении в образцах с большей напряженностью встроенного элект-

рического поля степень экранирования будет меньше и соответственно меньшей окажется и величина сдвига максимума в спектрах.

В образце s2060 с содержанием индия 20% изменений формы и(или) смещения максимума ФЛ не наблюдается. Мы считаем, что это связано с увеличением напряженности встроенного электрического поля из-за меньшего значения диэлектрической проницаемости при данном содержании индия в КЯ. Подтверждением данной гипотезы служит тот факт, что в образце s900 с большей по сравнению с образцом s889 величиной встроенного поля (из-за большей степени легирования), смещение максимума меньше.

На рис. 3 представлены интегральные интенсивности (I_{PL}) ФЛ от КЯ в зависимости от плотности мощности возбуждения для всех исследуемых образцов при $T = 81$ К. Видно, что экспериментальные данные подчиняются степенному закону с показателем $\alpha \approx 1.3$ и 1.1 для содержания в КЯ индия 76 и 20% соответственно. Данные показатели степени свидетельствуют о преимущественно экситонном характере рекомбинации фотовозбужденных неравновесных носителей заряда. Согласно работам [5,30], меньшее значение показателя α указывает на более сильное взаимодействие между неравновесными носителями заряда. Это хорошо согласуется с отсутствием смещения максимума ФЛ образца s2060 — связанные носители тока не могут принимать участие в оптическом экранировании встроенного поля.

4. Заключение

В работе приведены результаты исследований спектров фотолуминесценции гетероструктур с квантовой ямой $In_xGa_{1-x}As$ с высоким содержанием индия x . Обнаружено, что для гетероструктур с КЯ $In_{0.70}Al_{0.30}As/In_{0.76}Ga_{0.24}As$ наблюдается уменьшение полуширины спектра ФЛ, а также смещение его максимума в сторону больших значений энергий по мере увеличения плотности мощности излучения, что связано с экранированием встроенного электрического поля образующимися под действием света носителями заряда. Показано, что для гетероструктур с КЯ $Al_{0.27}Ga_{0.73}As/In_{0.20}Ga_{0.80}As$ смещения максимума и изменения формы спектра не наблюдается. Установлено, что интегральная интенсивность ФЛ связана с плотностью мощности лазерного излучения степенным законом с показателем $\alpha \approx 1.3$ для $x \approx 0.76$, что свидетельствует о преимущественно экситонном характере излучательной рекомбинации носителей заряда.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИСВЧПЭ РАН Г.Б. Галиеву и Е.А. Климову за предоставленные образцы наногетероструктур.

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 15-07-00110 А и РНФ 14-29-00277.

Список литературы

- [1] Д.В. Лаврухин, А.Э. Ячменев, Р.Р. Галиев, Р.А. Хабибуллин, Д.С. Пономарев, Ю.В. Федоров, П.П. Мальцев. ФТП, **48** (1), 73 (2014).
- [2] T. Kim, J.A. del Alamo. Electron. Lett., **47** (6), 406 (2011).
- [3] J. Schneider, J. Pietralla, H. Heinecke. Cryst. Growth, **175/176**, 184 (1997).
- [4] T. Sauncy, M. Holtz, O. Brafman, D. Fekete, Y. Finkelstein. Phys. Rev. B, **59** (7), 5049 (1999).
- [5] L. Yang, J. Motohisa, K. Tomioka, J. Takeda, T. Fukui, M. Geng, L. Jia, L. Zhang, Y.L. Liu. Nanotechnology, **19**, 275 304 (2008).
- [6] J. Hu, K. Saraswa, H. Philip Wong. Appl. Phys. Lett., **98**, 062 107 (2011).
- [7] И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, А.Л. Кванин, С.С. Пушкарев, М.А. Пушкин. ФТП, **45** (9), 1203 (2011).
- [8] Y. Cordier. Jpn. J. Appl. Phys., **38**, 1164 (1999).
- [9] Р.А. Хабибуллин, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Д.С. Пономарев, И.С. Васильевский, В.А. Кульбачинский, П.Ю. Боков, Л.П. Авакянц, А.В. Червяков, П.П. Мальцев. ФТП, **47** (9), 1215 (2013).
- [10] Д.В. Гуляев, К.С. Журавлев, А.К. Бакаров, А.И. Торопов. ФТП, **49** (2), 230 (2015).
- [11] А.С. Игнатъев, В.Г. Мокеров, Г.З. Немцев, В.А. Страхов, Н.Г. Яременко. ФТП, **28** (7), 1211 (1994).
- [12] L. Pavesi, M. Guzzi. J. Appl. Phys., **75** (10), 4779 (1994).
- [13] C. Liu, J. Kauffman. Appl. Phys. Lett., **66** (25), 3504 (1995).
- [14] Р.А. Хабибуллин, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Д.С. Пономарев, В.П. Гладков, В.А. Кульбачинский, А.Н. Клочков, Н.А. Юзева. ФТП, **45** (5), 666 (2011).
- [15] Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, А.Н. Клочков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарев, П.П. Мальцев. ФТП, **48** (5), 658 (2014).
- [16] S. Mendach, C.M. Hu, Ch. Heyn, S. Schnull, H.P. Oepen, R. Anton, W. Hansen. Physica E, **13**, 1204 (2002).
- [17] R.A. Khabibullin, D.S. Ponomarev, I.S. Vasil'evskii, G.B. Galiev, E.A. Klimov, L.P. Avakyanz, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov. J. Phys.: Conf. Ser., **345**, 012 015 (2012).
- [18] J. Hellara, F. Hassen, H. Maaref, H. Dumont, V. Souliere, Y. Monteil. Microelectronics J., **35**, 207 (2004).
- [19] M. Notomi, M. Okamoto, T. Tamamura. J. Appl. Phys., **75**, 4161 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Photoluminescence of heterostructures based on indium-rich $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells at different excitation density

D.V. Lavrukhin, R.A. Khabibullin, D.S. Ponomarev, P.P. Maltsev

Institute of Ultra High Frequency
Semiconductor Electronics,
Russian Academy of Sciences,
117105 Moscow, Russia

Abstract Photoluminescence spectra at different laser excitation density of heterostructures based on $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well with high indium content have been studied. It was observed that as excitation density was increased the half-width of photoluminescence spectrum of $\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}/\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$ heterostructures reduced and shifted towards high energies while for $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}/\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ heterostructures no reduction and no shift were observed. It was also established that the integrated photoluminescence intensity is connected with the excitation density by the power law with an exponent $\alpha \approx 1.3$ for the indium-rich heterostructures that exhibits predominantly exciton-like radiated recombination.