

Фотолюминесценция с временным разрешением в гетероструктурах с квантовыми ямами InGaAs : Cr/GaAs

© М.В. Дорохин¹, П.Б. Демина¹, Ю.А. Данилов¹, О.В. Вихрова¹, Ю.М. Кузнецов¹, М.В. Ведь¹,
F. Iikawa², M.A.G. Balanta¹

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603059 Нижний Новгород, Россия

² Instituto do Fisica „Gleb Watagin“, UNICAMP, 777 Sérgio Buarque de Holanda Street — Cidade Universitária Zeferino Vaz,
Barão Geraldo, Campinas, Brazil

E-mail: dorokhin@nifti.unn.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Представлены результаты исследования фотолюминесценции с разрешением по времени, выполненные для полупроводниковых гетероструктур, содержащих в матрице GaAs две не взаимодействующие квантовые ямы InGaAs — нелегированную и однородно легированную атомами хрома (InGaAs : Cr). Показано, что введение Cr существенным образом влияет на рекомбинационное время жизни носителей в квантовых ямах. Изменение интенсивности фотолюминесценции начиная с момента возбуждения не описывается моноэкспоненциальной спадающей функцией, что объясняется изменением в квантовых ямах встроенного электрического поля поверхностного барьера вследствие экранирования фотовозбужденными носителями.

Ключевые слова: фотолюминесценция, гетероструктуры, квантовые ямы, примесь Cr.

DOI: 10.21883/FTP.2020.10.49958.40

1. Введение

Легирование переходными 3d-элементами (Mn, Cr) структур на основе соединений A^{III}B^V осуществляется с целью управления различными свойствами полупроводниковых материалов. В первую очередь исследователей интересует получение ферромагнитных полупроводниковых слоев, что, как правило, можно реализовать только при высокой концентрации вводимой магнитной примеси (значительно выше предела растворимости) [1,2]. Вместе с тем создание приборов спиновой электроники помимо применения ферромагнитных слоев предполагает использование полупроводниковых материалов с достаточно большим временем жизни спина. В рамках решения этой задачи было показано [3,4], что введение примеси переходных элементов в гетероструктурах на основе полупроводников A^{III}B^V позволяет управлять процессами спиновой релаксации. Так, легирование GaAs атомами Mn до уровня $N_{Mn} \approx 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (ниже предела растворимости $\sim 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) приводит к значительному увеличению времени спиновой релаксации электронов [3]. В работе [4] установлено, что диффузионное вхождение атомов Mn в квантовые ямы (КЯ) GaAs/AlGaAs также приводит к увеличению времени спиновой релаксации.

Наконец, легирование полупроводников A^{III}B^V атомами переходных элементов можно считать „традиционным“ приемом для управления рекомбинационными характеристиками структур, а именно соотношением времен излучательной и безызлучательной рекомбинации [5,6].

На данный момент значительный интерес представляет изучение всех трех указанных применений для квантово-размерных гетероструктур, которые активно используются для создания различных оптических приборов. В настоящей работе исследована временная эволюция фотолюминесценции в гетероструктурах с двойной квантовой ямой InGaAs : Cr/GaAs и InGaAs/GaAs. Исследованы особенности рекомбинационных процессов в структурах и их модуляция в результате легирования атомами Cr. Сопоставление временных зависимостей интенсивности фотолюминесценции для легированных и нелегированных квантовых ям показало возможность существенного повышения рекомбинационного времени жизни за счет изменения встроенного электрического поля в квантовых ямах в результате легирования хромом и соответствующего изгиба зон, создаваемого закреплением уровня Ферми на поверхностных состояниях.

2. Методика эксперимента

Образцы были получены методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений) при атмосферном давлении водорода. Рост осуществлялся на подложках i-GaAs(100) при 650°C. На первом этапе был сформирован нелегированный буферный слой GaAs толщиной 0.6 мкм, далее были сформированы две квантовые ямы (КЯ) In_xGa_{1-x}As ($x = 0.16$) толщиной 10 нм, разделенные слоем нелегированного GaAs толщиной 90 нм. Ближняя к поверхности квантовая яма (далее первая) в процессе роста легировалась атомами хрома, а затем заращи-

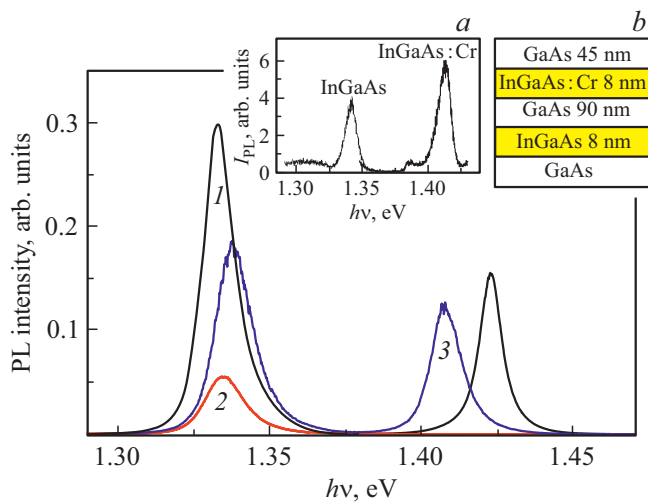


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (PL) структуры 1 (1, 2) и структуры 2 (3) при непрерывном возбуждении He–Ne-лазером и температуре 77 К. 2 — структура 1, подвергнутая облучению ионами азота в режимах, указанных в разд. 2. На вставке *a*: спектр ФЛ структуры 2, полученный интегрированием ФЛ при импульсном возбуждении в течение 5 нс. На вставке *b*: схема образцов для исследований.

валась покровным слоем GaAs толщиной 45 нм. Было сформировано две структуры: структура 1 с концентрацией атомов Cr в квантовой яме $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и структура 2 с концентрацией атомов Cr $\sim 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Схема образцов для исследований представлена на вставке к рис. 1. Также на подложке *i*-GaAs(100) была сформирована контрольная структура (К), содержащая одиночную нелегированную квантовую яму $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 0.13$), поверх которой был выращен слой GaAs толщиной 220 нм. Причины выбора в качестве контрольной структуры с КЯ с уменьшенным содержанием индия будут обсуждаться далее.

Полученные структуры исследовались методами спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), а также спектроскопии ФЛ с временным разрешением. Измерения спектров ФЛ выполнялись при температуре 77 К и непрерывном лазерном возбуждении. Образцы облучались He–Ne-лазером (длина волны излучения $\lambda_{\text{exc}} = 632.5 \text{ нм}$), спектры регистрировались посредством монохроматора МДР-23 с фотоэлектронным множителем ФЭУ-62. Измерения динамики фотолюминесценции выполнялись в гелиевом криостате при температуре 10 К. В этом случае фотолюминесценция возбуждалась импульсным Ti-сапфировым лазером Spectra-Physics Tsunami, $\lambda_{\text{exc}} = 850 \text{ нм}$, с длительностью лазерного импульса 100 фс и частотой повторения импульсов 80 МГц. Энергия возбуждения Ti-сапфировым лазером ($\sim 1.46 \text{ эВ}$) меньше ширины запрещенной зоны GaAs при температуре 10 К, но выше энергии излучения квантовых ям. Таким образом, возбуждение фотолюминесценции осуществлялось непосредственно в квантовой яме. Фотолюминесценция квантовых ям

регистрировалась посредством стрик-камеры Hamamatsu C4334 с GaAs-фотокатодом. Анализировались спектры ФЛ в фиксированном временном интервале, а также зависимости интенсивности ФЛ от времени для фиксированного диапазона длин волн, соответствующего максимуму излучения квантовой ямы.

Помимо оптических измерений также были выполнены оценки концентрации носителей заряда в квантовых ямах по результатам измерений эффекта Холла. Измерения выполнены в геометрии Ван дер Пау, для этого на поверхности образца формировали омические контакты. В силу того что измерения в данном методе показывают суммарную концентрацию носителей в двух квантовых ямах, была использована разработанная ранее методика оценки концентрации носителей для случая двухканальной проводимости [7,8]. С этой целью часть образцов подвергалась ионной бомбардировке атомами азота с энергией 25 кэВ и дозой 10^{10} см^{-2} . Расчет профилей легирования показал, что радиационные дефекты, вводимые при внедрении азота, локализованы в области ближней к поверхности квантовой ямы, но не затрагивают вторую КЯ. Таким образом, концентрация носителей в первой КЯ существенно снижалась и магнитотранспортные свойства определялись концентрацией во второй КЯ (которая не претерпевала существенных изменений). Сопоставление концентрации, рассчитанной для структуры без имплантации (с двухканальной проводимостью) и для имплантированной структуры (с проводимостью по нижней квантовой яме) в соответствии с методикой [7,8], позволило определить значения концентрации в каждой КЯ по отдельности. Измерения эффекта Холла выполнены при 10 К в установке на базе криостата замкнутого цикла Janis CCS-300S/202.

3. Результаты и обсуждение

Спектры фотолюминесценции, измеренные при температуре 77 К при непрерывном возбуждении, представлены на рис. 1. Аналогичные спектры для структуры 2, полученные при температуре 10 К и импульсном возбуждении путем интегрирования по всему временному диапазону измерения (в пределах окна в 5 нс), показаны на вставке *a* к рис. 1. Сравнив спектры для структуры 2, измеренные при непрерывном и импульсном возбуждении, можно заключить, что они хорошо коррелируют друг с другом. В спектрах исследованных структур наблюдаются два пика, соответствующие переходам в квантовых ямах InGaAs:Cr и InGaAs. Несмотря на одинаковые технологически заданные содержание In и толщину КЯ, пики, связанные с легированной и нелегированной квантовыми ямами, различаются по энергии. На рис. 1 (кривая 2) приведен спектр ФЛ, записанный при непрерывном возбуждении для структуры, подвергнутой ионной имплантации, обуславливающей внедрение радиационных дефектов в ближайшую к поверхности квантовую яму InGaAs:Cr (см. разд. 2). В данном спектре наблюдается общее снижение интенсивности

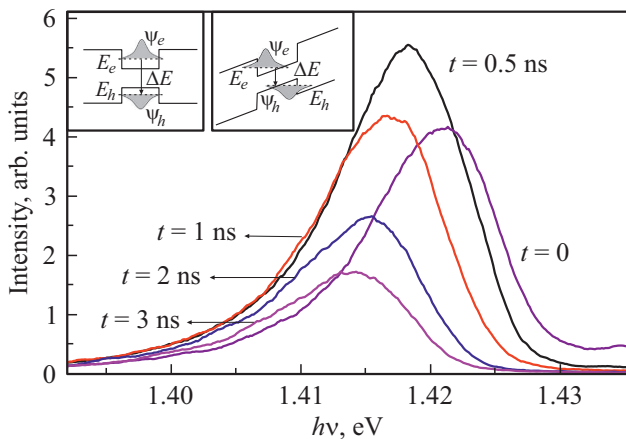


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции структуры 1, записанные путем интегрирования по времени 0.2 нс в области излучения КЯ InGaAs : Cr в различные моменты времени (момент $t = 0$ соответствует времени окончания возбуждающего импульса). На вставке — схемы оптических переходов в КЯ в присутствии электрического поля поверхностного барьера (слева) и без поверхностного барьера (справа), показаны валентная зона (E_h), зона проводимости (E_e), а также волновые функции дырок (ψ_h) и электронов (ψ_e).

ФЛ, характерное для структур с высокой плотностью дефектов в приповерхностном слое GaAs [9]. В то же время можно отметить, что гашение интенсивности высокоэнергетического пика ФЛ за счет имплантации ионов азота значительно выше, чем низкоэнергетического. Этот результат позволяет связать высокоэнергетический пик именно с квантовой ямой InGaAs : Cr. Следовательно, легирование атомами Cr обуславливает смещение пика ФЛ вверх по энергии относительно пика для нелегированной квантовой ямы на величину, зависящую от концентрации вводимого хрома. Для структуры с пониженным содержанием хрома (структура 2) относительное смещение пиков составляет ~ 70 мэВ, а для структуры с более высоким содержанием Cr — 90 мэВ. Подобный эффект наблюдался нами ранее в аналогичных структурах с квантовыми ямами InGaAs : Mn [10]. В работе [10] высокоэнергетический сдвиг связывался с уменьшением вхождения In в решетку GaAs в области квантовой ямы в присутствии атомов переходного элемента.

На рис. 2 показано изменение со временем части спектра ФЛ, соответствующего легированной хромом квантовой яме. Спектры записаны с интегрированием по времени 0.2 нс для различных моментов времени относительно возбуждающего импульса. Получено, что положение пика ФЛ от квантовой ямы InGaAs : Cr зависит от времени. На рис. 3 показана зависимость от времени смещения положения максимума интенсивности ФЛ для квантовых ям InGaAs : Cr (структуры 1 и 2), квантовой ямы InGaAs (структура 1), а также для контрольной структуры К, содержащей одну нелегированную квантовую яму с энергией в максимуме интенсивности, совпадающей с энергией в максимуме для КЯ InGaAs : Cr.

Смещения энергии перехода для контрольной структуры не происходит, в то время как в исследованных структурах смещение пика зарегистрировано для всех квантовых ям. При этом для нелегированной КЯ InGaAs смещение энергии максимума значительно меньше, чем для приповерхностных квантовых ям InGaAs : Cr в обеих структурах.

Изменение положения пика в зависимости от времени можно объяснить действием встроенного электрического поля поверхностного барьера, которое обуславливает изгиб зон в области КЯ (эффект Штарка) [11]. Поле поверхностного барьера связано с закреплением уровня Ферми на поверхностных состояниях GaAs [12]. Мы предполагаем, что изгиб зон уменьшается при воздействии лазерного импульса за счет экранирования поверхностного электрического поля фотовозбужденными носителями. Со временем, по мере уменьшения концентрации носителей за счет рекомбинации, экранирование поверхностного барьера снижается, что приводит к красному смещению энергии переходов (см. вставку к рис. 2). Подобное явление было ранее изучено при исследовании фотоэлектрического эффекта в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [11]. Величина эффекта определяется величиной встроенного электрического поля, а также степенью компенсации этого поля фотовозбужденными носителями. Отсутствие эффекта для контрольной структуры связывается с расположением квантовой ямы на большом удалении от поверхности (220 нм), превышающем размер области пространственного заряда (согласно [12], величина области пространственного заряда поверхностного барьера в GaAs не превышает 200 нм для концентрации электронов $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$).

Также отметим, что смещение максимума ФЛ для различных квантовых ям происходит с разной скоростью в зависимости от времени жизни носителей (т. е. от того,

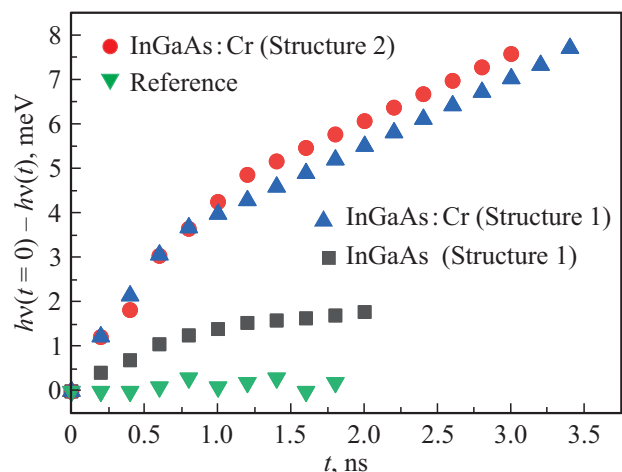


Рис. 3. Зависимость от времени изменения энергии пика ФЛ (отсчет от значения для $t = 0$ — момента действия возбуждающего импульса) для излучения InGaAs : Cr (в структурах 1 и 2), излучения нелегированной квантовой ямы InGaAs (структура 1) и контрольной структуры, содержащей одиночную квантовую яму.

Измеренные и рассчитанные характеристики квантовых ям InGaAs : Cr и InGaAs для исследованных структур, а также для КЯ InGaAs в контрольной структуре

Структура	Нелегированная КЯ InGaAs		КЯ InGaAs : Cr	
	$n(\text{импл.}), \text{см}^{-3}$	$\tau_1, \text{нс}$	$n(\text{расч.}), \text{см}^{-3}$	$\tau_1, \text{нс}$
Структура 1	$(8 \pm 1) \cdot 10^{17}$	$0.44 + 0.05$	$(3 \pm 1) \cdot 10^{17}$	$0.73 + 0.05$
Структура 2	$(7 \pm 1) \cdot 10^{17}$	$0.44 + 0.05$	$(7 \pm 1) \cdot 10^{17}$	0.46 ± 0.05
Структура К	$n(\text{InGaAs}) = (8 \pm 1) \cdot 10^{17}$	$\tau = 0.41 + 0.05$		

Примечание. $n(\text{импл.})$ — измеренные значения концентрации носителей заряда после имплантации, $n(\text{расч.})$ — рассчитанные значения концентрации носителей в ближней к поверхности КЯ, $n(\text{InGaAs})$ — измеренные значения концентрации носителей в контрольной структуре с одиночной КЯ InGaAs. Значения концентрации рассчитаны по измерениям эффекта Холла на образцах, подвергнутых ионной имплантации (оценка концентрации носителей в нелегированных КЯ), а также по методике [7,8] для квантовой ямы InGaAs, легированной атомами Cr. Значения времени спада интенсивности ФЛ рассчитаны по аппроксимации зависимостей $I_{\text{PL}}(t)$ функцией вида (2) для исследованных структур и функцией вида (1) для контрольных структур.

насколько быстро убывают носители, экранирующие поверхностный потенциал). Это делает невозможным сравнение величин смещения пиков для квантовых ям InGaAs : Cr в структурах 1 и 2 по временным зависимостям ΔE (рис. 3, кривые для InGaAs : Cr). В структурах, для которых характерно большее время жизни, максимальный сдвиг пика может быть затянута по времени на величину выше временного окна; очевидно, подобная картина имеет место для структуры 1.

На рис. 4 представлены зависимости интенсивности ФЛ от времени, полученные путем интегрирования по энергии в узкой области вблизи максимума интенсивности, соответствующего каждой из квантовых ям (спектральная ширина области интегрирования была постоянна для всех структур и составила ~ 5 мэВ). Согласно известной модели [13], спад интенсивности сигнала ФЛ от времени на рис. 4 может быть описан моноэкспоненциальной функцией вида

$$I_{\text{PL}}(t) = I_0 \exp(-t/\tau), \quad (1)$$

где I_{PL} — интенсивность ФЛ, t — время, τ — характерное время спада интенсивности, которое соответствует времени жизни фотовозбужденных носителей в КЯ.

Для контрольной структуры с одиночной квантовой ямой, лежащей вне области роостранственного заряда, зависимость интенсивности ФЛ от времени действительно может быть описана экспоненциальной функцией вида (1) с характерным значением $\tau = 0.41$ нс (рис. 4, кривая 1). Подобный вид зависимости характерен для структур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs [14]. В исследованных структурах с двумя КЯ зависимость $I_{\text{PL}}(t)$ значительно отличается от представленной кривой 1 на рис. 4 (см. кривые 2–4). Во-первых, зависимости $I_{\text{PL}}(t)$ для пиков, соответствующих как легированной, так и нелегированной квантовым ямам, не могут быть описаны моноэкспоненциальной спадающей функцией (1). Во-вторых, характерные времена спада интенсивности выше, чем для контрольной структуры.

Для того чтобы количественно оценить время спада для кривых 2–4 на рис. 4, была использована аппроксимация суммой двух экспоненциальных функций:

$$I_{\text{PL}}(t) = I_0 \exp(-t/\tau_1) + I_1 \exp(-t/\tau_2). \quad (2)$$

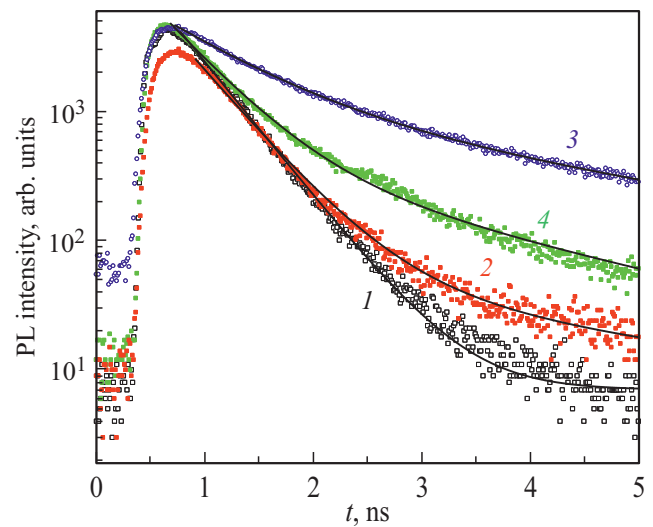


Рис. 4. Зависимость от времени интенсивности ФЛ, полученной интегрированием участка спектра шириной ~ 5 мэВ вблизи максимума для следующих пиков фотолуминесценции: 1 — одиночная квантовая яма InGaAs (контрольная структура); 2 — нелегированная КЯ структуры 1; 3 — InGaAs : Cr с концентрацией хрома $3 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ (структура 1); 4 — InGaAs : Cr с концентрацией хрома $8 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ (структура 2). Сплошные кривые — функции аппроксимации экспериментальных зависимостей: 1 — моноэкспоненциальная функция (1), (2–4) — функция (2).

Обычно биэкспоненциальная функция используется при описании системы, включающей два источника излучения. В рассматриваемом случае мы используем эту функцию только для оценки значений начальных времен спада интенсивности. С использованием биэкспоненциальной функции (2) для аппроксимации экспериментальных кривых были получены значения времен спада τ_1 , равные 0.44, 0.73 и 0.46 нс для нелегированной и легированной КЯ в структуре 1 и легированной КЯ в структуре 2 соответственно (см. таблицу). Компонента аппроксимации с более длительным временем затухания (τ_2), превышающим наносекунды, имеет очень большую неопределенность, поскольку временные ок-

но, используемое в эксперименте (5 нс), не покрывает полное затухание излучения этой компоненты. Поэтому далее количественные значения τ_2 обсуждаться не будут.

Как обсуждалось выше, показанное на рис. 2 и 3 смещение максимумов фотолюминесценции КЯ со временем в обеих структурах связано с эффектом Штарка, т.е. воздействием встроенного электрического поля на изгиб зон в квантовых ямах. Можно предположить, что указанный эффект также отражается на зависимостях интенсивности ФЛ от времени, показанных на рис. 4 (кривые 2–4). Изгиб зон, вызванный закреплением уровня Ферми на поверхности, создает встроенное электрическое поле в квантовой яме и вызывает пространственное разделение волновых функций электронов и дырок (см. вставку к рис. 2) [11]. Это снижает общую вероятность рекомбинации и, следовательно, приводит к увеличению времени жизни. В экспериментах с разрешением по времени возбуждающий лазерный импульс (100 фс) создает высокую плотность носителей в квантовой яме, поэтому в начальный момент времени встроенное электрическое поле в квантовой яме может быть экранировано или частично экранировано. По мере постепенной рекомбинации носителей поле поверхностного барьера все больше влияет на изгиб зон в КЯ, волновые функции электронов и дырок смещаются друг относительно друга, вследствие чего повышается время жизни носителей. Этот факт объясняет немонотонный характер спада ФЛ в структурах 1 и 2.

Таким образом, „быстрая“ компонента кривых 2–4 на рис. 4 соответствует начальному периоду рекомбинации, когда концентрации носителей достаточно для экранирования электрического поля поверхностного барьера. В этом случае время затухания τ_1 должно быть близко к значению, полученному для нелегированной квантовой ямы, находящейся вне действия электрического поля поверхностного барьера (кривая 1 на рис. 4). За исключением случая квантовой ямы с максимальной концентрацией Cr, полученные нами при аппроксимации значения времени спада действительно близки к таковому для контрольной КЯ (0.44–0.46 и 0.41 нс соответственно), хотя и несколько превышают его. Это может свидетельствовать о том, что экранирование в указанных квантовых ямах наиболее эффективно. Для квантовой ямы, легированной Cr с наибольшей концентрацией (кривая 3), значение τ_1 значительно выше — 0.73 нс.

Поскольку введение хрома снижает фоновую концентрацию электронов в квантовой яме [15], можно предположить, что именно значение фоновой концентрации определяет эффективность экранирования поверхностного потенциала фотовозбужденными носителями заряда. Для оценки концентрации электронов в квантовой яме InGaAs : Cr были выполнены измерения магнитопольной зависимости эдс Холла в исследованных структурах, а также в структурах, подвергнутых ионной имплантации. Результаты измерения концентрации представлены в таблице. Считая, что концентрация носителей в образцах, подвергнутых имплантации, относится

только к нелегированной квантовой яме, по формулам, представленным в работах [7,8], можно вычислить значения концентрации и для квантовой ямы InGaAs : Cr.

Все структуры характеризуются электронной проводимостью с концентрацией носителей вблизи $10^{17}–10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такая концентрация связана с фоновым легированием в использованной ростовой установке, а также с тем фактом, что электроны имеют тенденцию к локализации в потенциальной яме GaAs/InGaAs/GaAs. Как и ожидалось, концентрации электронов в нелегированной квантовой яме в обоих образцах (структуры 1 и 2) в пределах погрешности совпадают, $(7–8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$: поскольку расстояние между нелегированной и легированной КЯ очень велико (90 нм), введение атомов Cr в приповерхностную квантовую яму не должно существенно влиять на концентрацию носителей в нелегированной квантовой яме.

Для квантовой ямы, легированной хромом, концентрация электронов в двух образцах различна. При наиболее высоком уровне легирования КЯ (структура 1) концентрация электронов минимальна. Этот результат свидетельствует о том, что электронный газ частично компенсируется при легировании Cr, что вполне согласуется с представлениями о компенсирующем характере примеси Cr в структурах на основе GaAs или InGaAs с малым содержанием In [15,16].

Также отметим, что имеет место корреляция между временем спада ФЛ и полученной в эксперименте фоновой концентрацией электронов в КЯ (см. таблицу). Например, наибольшее время затухания (0.73 нс), наблюдаемое для квантовой ямы с наибольшим легированием Cr (структура 1), может быть связано с более низкой концентрацией электронов, наблюдаемой в этой квантовой яме, $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Изгиб зон, вызванный закреплением уровня Ферми на поверхности, в этом случае только частично экранируется электронным газом в квантовой яме. Дополнительный экранирующий эффект, вызванный фотовозбужденными носителями, недостаточен для полного экранирования электрического поля в квантовой яме. В то же время для структуры 2, в которой зарегистрирована более высокая концентрация электронов в InGaAs : Cr, встроенное электрическое поле экранируется более эффективно, как и для нелегированных квантовых ям, в которых получена одинаковая концентрация электронов. Отсутствие описанных выше эффектов для контрольной структуры связано с расположением КЯ вне области пространственного заряда, и, следовательно, электрическое поле поверхностного барьера для этой структуры не оказывает влияния на рекомбинационные характеристики.

4. Заключение

Таким образом, было исследовано влияние введения примеси Cr в квантовую яму InGaAs/GaAs на динамику носителей. Получено, что в случае приповерхностных квантовых ям фоновая концентрация электронов в КЯ

играет важную роль в эволюции времени затухания фотолуминесценции. Типичное моноэкспоненциальное поведение, наблюдаемое в квантовых ямах, заменяется в приповерхностной квантовой яме неэкспоненциальным затуханием. Это объясняется эффектом изгиба зон, возникающим из-за закрепления уровня Ферми на поверхности. Фотовозбужденные носители экранируют встроенное электрическое поле в квантовых ямах, и оно эволюционирует во времени, постепенно меняя время жизни. Также важно отметить, что введение примеси Cr в квантовые ямы InGaAs, в отличие от легирования Mn, позволяет сохранить эффективную оптическую эмиссию, а также контролировать рекомбинационные характеристики.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (МД-1708.2019.2) и РФФИ (20-38-70063).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Onho. *J. Magn. Magn. Mater.*, 200, 110 (1999).
- [2] A. Dakhama, B. Lakshmi, D. Heiman. *Phys. Rev. B*, **67**, 115204 (2003).
- [3] G.V. Astakhov, R.I. Dzhiyev, K.V. Kavokin, V.L. Korenev, M.V. Lazarev, M.N. Tkachuk, Yu.G. Kusrayev, T. Kiessling, W. Ossau, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 076602 (2008).
- [4] R. Schulz, T. Korn, D. Stich, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, G. Schuller. *Physica E*, **40**, 2163 (2008).
- [5] M.J. Papastamatiou, G.J. Papaioannou. *J. Appl. Phys.*, **68**, 1094 (1990).
- [6] D.L. Budnitskii, V.A. Novikov, O.P. Tolbanov, I.A. Prudaev. *Russ. Phys. J.*, 51, 531 (2008).
- [7] H. Fritzsche. *Phys. Rev.*, **99**, 406 (1955).
- [8] A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, M.V. Dorokhin, I.L. Kalentyeva, A.A. Konakov, V.K. Vasiliev, D.A. Pavlov, Yu.V. Usov, B.N. Zvonkov. *J. Magn. Magn. Mater.*, **478**, 84 (2019).
- [9] M. Jo, G. Duan, T. Mano, K. Sakoda. *Nanoscale Res. Lett.*, **6**, 76 (2011).
- [10] О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, П.А. Юнин. *Нанопластика и наноэлектроника. Матер.симп.* (Нижний Новгород, Россия, 2014) т. 2, с. 446.
- [11] V.N. Astratov, Yu.A. Vlasov. *Le J. de Physique IV*, **3** (5), 277 (1993). <https://doi.org/10.1051/jp4:1993555>
- [12] Э. Зенгуил. *Физика поверхности* (М., Мир, 1990).
- [13] Ф. Шуберт. *Светодиоды* (М., Физматлит, 2008) с. 108.
- [14] F. Daiminger, A. Schmidt, F. Faller, A. Forchel. *Proc. SPIE*, **2139**, 213 (1994).
- [15] R. Zucca. *J. Appl. Phys.*, **48**, 1987 (1977).
- [16] G. Schumm, T.K. Plant. *Solid-State Electron.*, **30** (1), 109 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

Time-resolved photoluminescence in heterostructures with InGaAs : Cr/GaAs quantum wells

M.V. Dorokhin¹, P.B. Demina¹, Yu.A. Danilov¹, O.V. Vikhrova¹, Yu.M. Kuznetsov¹, M.V. Ved'1, F. Iikawa², M.A.G. Balanta²

¹ Physical-Technical Research Institute, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603059 Nizhny Novgorod, Russia

² Instituto do Fisica „Gleb Watagin“, UNICAMP, 777, Campinas, Brazil

Abstract We present the results of time-resolved photoluminescence measurements carried out for semiconductor heterostructures containing two non-interacting quantum wells in the GaAs matrix: an undoped InGaAs quantum well and a quantum well uniformly doped with chromium atoms (InGaAs:Cr). It has been shown that the introduction of Cr significantly affects the recombination lifetime of carriers in quantum wells. The change in the intensity of photoluminescence, starting from the moment of excitation, is not described by a monoexponential decay function, which is explained by a change in the built-in electric field of the surface barrier in quantum wells due to screening by photoexcited carriers.