

Особенности излучательных характеристик гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками, облученных нейтронами

© Н.В. Байдусь*, О.В. Вихрова*, Б.Н. Звонков*, Е.И. Малышева*, А.Н. Труфанов[†]

*Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

[†]Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова,
603950 ГСП-486 Нижний Новгород, Россия

(Получена 22 июля 2014 г. Принята к печати 25 августа 2014 г.)

Было изучено влияние нейтронного облучения на люминесценцию гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками. Обнаружено, что в результате нейтронного облучения происходит как дефектообразование, так и радиационный отжиг ростовых дефектов. Квантовые точки более устойчивы к нейтронному облучению в сравнении с квантовыми ямами. Показано, что слой квантовых точек InAs/GaAs, расположенный вблизи поверхности, менее чувствителен к облучению нейтронами в сравнении с его объемным расположением. В этом случае может наблюдаться увеличение интенсивности фото- и электролюминесценции после нейтронного облучения, связанное с эффектами радиационного отжига. Обнаружено большое влияние упругих напряжений в квантовых ямах InGaAs/GaAs на степень гашения интенсивности фотолюминесценции при облучении нейтронами. В гетероструктурах с квантовыми ямами эффект радиационного отжига проявляется в длинноволновом сдвиге пика фотолюминесценции вследствие уменьшения упругих напряжений после нейтронного облучения. Легирование кремнием буферного слоя GaAs также уменьшает величину этого спектрального сдвига.

1. Введение

Перспективы создания светоизлучающих и фоточувствительных гетероструктур ИК-диапазона с повышенной радиационной стойкостью связывают с использованием гетероструктур на основе материалов A^{III}B^V. Наиболее используемыми являются гетероструктуры на основе арсенида галлия, содержащие квантовые ямы и квантовые точки. Приборное применение таких структур может быть разнообразно: полупроводниковые гетеролазеры и светодиоды, лазеры дальнего ИК-диапазона и фотоприемники ИК-диапазона, которые можно было бы использовать в устройствах специального назначения (космос и оборонная техника), где сохранение их работоспособности в условиях повышенной радиации очень актуально. Согласно литературным данным, проводятся научные исследования по влиянию на гетероструктуры ряда радиационных воздействий, таких как ионное облучение, быстрые электроны (β -излучение), γ -излучение и нейтроны.

Результаты воздействия этих излучений подразделяются на две основные группы: а) ионизационные эффекты, связанные с генерацией электронно-дырочных пар, и б) эффекты атомных смещений, связанные с генерацией вакансий и межузельных атомов. Ионизационные эффекты наиболее характерны для гамма- и рентгеновского излучений, а также для быстрых электронов и легких ионов высоких энергий, например, протонов с энергиями выше 100 кэВ. Эффекты атомных смещений характерны для быстрых нейтронов, тяжелых ионов

средних (кэВ) и высоких энергий (МэВ). Некоторая доля энергии теряется на смещение атомов и при облучении быстрыми электронами и легкими ионами. Вместе с тем нейтронное воздействие отличается от облучения тяжелыми ионами. При прохождении через кристалл нейтроны испытывают рассеяние на атомах вещества, обусловленное ядерными силами. Энергия нейтронов может значительно превышать 1 МэВ, при этом атомам передается значительная энергия. Атом вещества в процессе последующего взаимодействия создает целый каскад смещений, что приводит к образованию дефектной зоны в полупроводнике. Согласно расчетам для GaAs [1], атом галлия может получать энергию около 51 эВ и создавать дефектную зону с радиусом около 20 нм с плотностью дефектов внутри этой области порядка 10^{20} см^{-3} . При этом образуется весь сложный комплекс дефектов, наблюдаемых при облучении арсенида галлия электронами различных энергий [1].

Следовательно, изучение влияния каждого из перечисленных видов радиационного воздействия на перспективные с приборной точки зрения виды гетероструктур является актуальной задачей. Литературные данные связаны в основном с исследованием влияния протонного и электронного облучения на электрофизические и излучательные свойства подобных, в том числе квантово-размерных, гетероструктур [2–4]. В частности, было показано, что квантовые точки (КТ) обладают большей радиационной устойчивостью по сравнению с квантовыми ямами (КЯ) [4]. В данной работе изучалось влияние нейтронного воздействия на излучательные характеристики гетероструктур In(Ga)As/GaAs с квантовыми точками и квантовыми ямами.

[†] E-mail: vikhrova@nifti.unn.ru

Характеристики гетероструктур с квантовыми точками

№	Подложка	Толщина буфера GaAs, нм	Легирование буфера GaAs	Толщина покровного слоя, нм
B1	n^+ -GaAs	400	$N_{Si} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$	12
B2	n -GaAs	300	—	60

2. Методика эксперимента

Исследуемые гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и квантовыми точками были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках (100) GaAs. В квантовых ямах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ содержание индия (x) варьировалось от 0.07 до 0.25. Структуры (A1 и A2) содержали буферный слой GaAs, легированный примесью Si посредством лазерного распыления соответствующей мишени в процессе эпитаксиального роста [5], и три квантовые ямы различного состава шириной около 10 нм. Для образцов A1 и A2 уровень легирования буферного слоя GaAs кремнием отличался: в случае A1 — $N_{Si} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в случае A2 — $N_{Si} \approx 5 \cdot 10^{17}$. Наиболее глубокая квантовая яма была расположена вблизи поверхности. Толщина спейсерных слоев GaAs между квантовыми ямами составляла 30 нм, а толщина покровного слоя GaAs около 60 нм.

С целью выявления влияния упругих напряжений на радиационные эффекты была изготовлена структура D с ненапряженными (барьер и квантовая яма согласованы по параметру решетки) квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. Структура D содержала квантовые ямы GaAs различной ширины (5, 10 и 25 нм) и барьеры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 70 нм. Толщина покровного слоя GaAs составляла 200 нм.

Гетероструктуры с квантовыми точками InAs/GaAs (B1 и B2) были выращены на подложках GaAs n -типа проводимости и имели различные толщины буферного и покровного слоев GaAs (см. таблицу). Слой квантовых точек формировался при температуре 500°C.

Образцы гетероструктур подвергались облучению нейтронами со средней энергией 1.89 МэВ и флюенсом $10^{14} - 10^{15} \text{ н/см}^2$. Экспозиционная доза сопутствующего гамма-излучения составляла от $3 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^5 \text{ Р}$. Исследовались спектральные зависимости фото- и электролюминесценции при 77 и 300 К. Возбуждение фотолюминесцентного излучения осуществлялось с использованием He-Ne-лазера с длиной волны 632 нм мощностью 30 мВт. Для исследования электролюминесценции были изготовлены светоизлучающие диоды. Процесс изготовления включал в себя формирование металлического (Au) контакта методом термического испарения в вакууме. Базовый омический контакт к подложке GaAs формировался искровым вжиганием оловянной фольги. Изготовление светоизлучающих диодов завершалось формированием мезаструктур диаметром 500 мкм с применением фотолитографии и химического травления.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Квантовые ямы. Были обнаружены следующие эффекты влияния облучения нейтронами на спектральные зависимости фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур с квантовыми ямами: а) значительное, на порядки величины, падение интенсивности ФЛ КЯ (рис. 1), и смещение в область меньших энергий пиков, отвечающих основным переходам в квантовых ямах в InGaAs/GaAs (рис. 2). Степень проявления этих эффектов зависит от

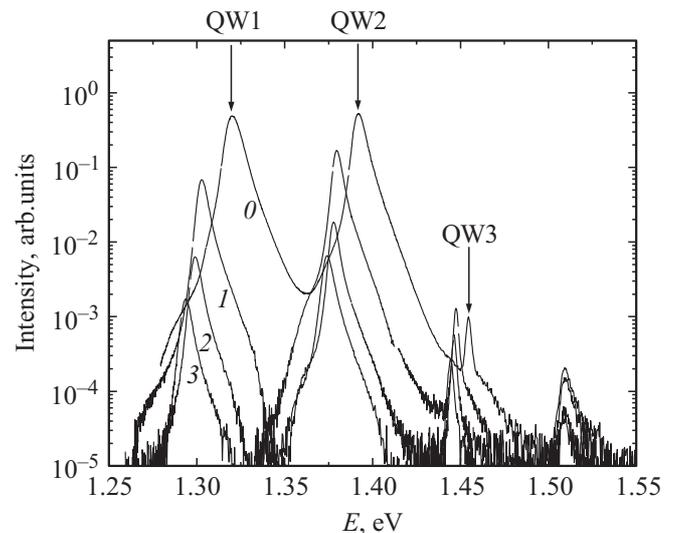


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции исходного (0) и облученных образцов структуры A1 с тремя квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (QW1, QW2, QW3) при $T = 77 \text{ К}$: спектр 1 соответствует флюенсу нейтронов 10^{14} н/см^2 , спектр 2 — $5 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2$, спектр 3 — 10^{15} н/см^2 .

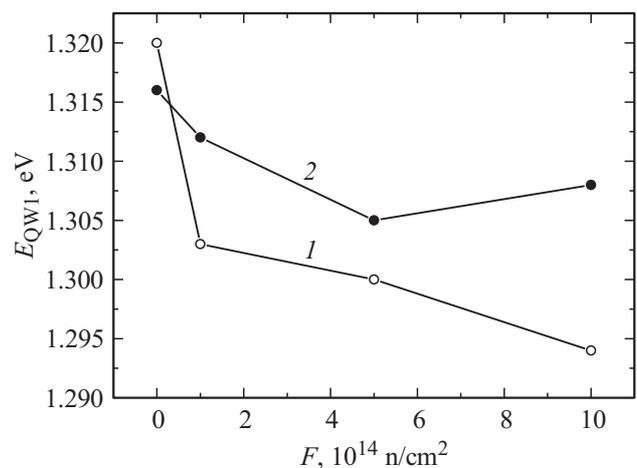


Рис. 2. Зависимости положения максимума ФЛ (энергии основного перехода) квантовой ямы QW1 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ от флюенса нейтронов (F) для образцов A1 ($x = 0.17$) и A2 ($x = 0.14$), отличающихся уровнем легирования кремнием буферного слоя GaAs: 1 — $N_{Si} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 2 — $N_{Si} \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

концентрации индия в слое InGaAs. Гашение фотолюминесцентного излучения квантовой ямы усиливается, и длинноволновый сдвиг пика увеличивается с возрастанием содержания индия. Кроме того, величина данного сдвига зависит от степени легирования кремнием буферного слоя GaAs (ср. зависимости 1 и 2 на рис. 2) и уменьшается при увеличении концентрации примеси Si. В литературе достаточно широко представлены результаты влияния нейтронного воздействия на электрофизические свойства легированных донорной или акцепторной примесью слоев GaAs, обсуждается роль примесных атомов в дефектообразовании и рассеянии свободных носителей заряда [6]. Вместе с тем наблюдаемый факт влияния концентрации примеси кремния, проявляющийся в изменении степени нейтронного воздействия на спектральные характеристики ФЛ квантово-размерной структуры, является новым.

Аномально большой длинноволновый сдвиг пика ФЛ, на первый взгляд, противоречит литературным данным по влиянию облучения на положение максимума излучения квантовой ямы [7,8], где обычно наблюдали коротковолновый сдвиг. „Синий“ сдвиг в данных работах проявлялся при больших дозах облучения (близких к аморфизации) и в основном после дополнительного термического воздействия, в результате которого частично отжигались радиационные дефекты и восстанавливалась интенсивность фотолюминесценции. Появление коротковолнового сдвига объяснялось диффузионным перемешиванием атомов в подрешетке элементов третьей группы [8]. С нашим случаем это, по-видимому, не имеет ничего общего. Известно, что энергия основного оптического перехода InGaAs/GaAs зависит прежде всего от ширины квантовой ямы и ее состава. В расчет входит также величина упругих напряжений, создаваемых в результате рассогласования параметров решетки InGaAs и GaAs и определяемая концентрацией индия. Мы предполагаем, что именно изменение упругих напряжений в квантовой яме в результате нейтронного воздействия ответственно за наблюдаемый длинноволновый сдвиг пика фотолюминесценции. О влиянии радиации на релаксацию механических напряжений в гетеросистеме Ge-GaAs сообщалось ранее в обзоре [6] и связывалось с радиационно-стимулированным движением дислокаций в поле напряжений гетерограниц.

Известно, что при облучении в полупроводнике происходят два основных и, в некотором смысле, противоположных по результату процесса [9,10]: а) образование радиационных дефектов как в матрице GaAs, так и в квантово-размерном слое; б) радиационно-стимулированный отжиг присутствующих в образцах ростовых дефектов и комплексов, который может привести к изменению упругих напряжений. В процессе такого отжига происходят распад, перестройка структурных дефектов и их радиационно-стимулированная диффузия. Ускорение диффузии может способствовать перераспределению точечных дефектов и дислокаций. Эти процессы происходят значительно интенсивнее в полях упругих напряжений, создаваемых квантовой ямой.

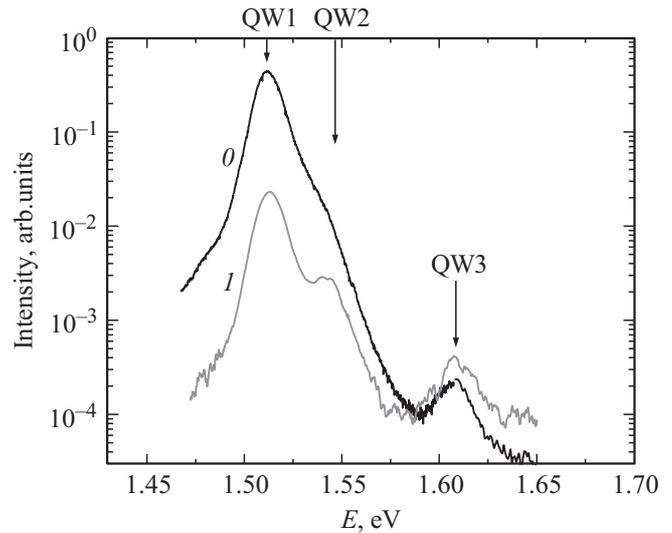


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции исходного (0) и облученного (1) (флюенс $1 \cdot 10^{15}$ н/см²) образцов структуры D с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs при $T = 77$ K.

Движущей силой такой перестройки является уменьшение упругой энергии, что приводит к появлению значительного по величине (более 20 мэВ) и зависящего от глубины квантовой ямы красного сдвига пика ФЛ, соответствующего энергии основного перехода. Скапливающиеся вблизи квантовых ям дефекты (эффект „геттерирования“ [11,12]) создают центры безызлучательной рекомбинации, вследствие чего и наблюдается столь значительное (\sim в 150 раз) уменьшение фотолюминесцентного излучения квантовых ям.

Роль упругих напряжений более отчетливо проявляется при сравнении полученных результатов с данными по влиянию нейтронного облучения на излучательные свойства структуры D с ненапряженными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. Спектры фотолюминесценции для данной структуры представлены на рис. 3. Пики, отвечающие основным переходам квантовых ям шириной 25, 10 и 5 нм, расположены в области 1.512, 1.544 и 1.607 эВ соответственно. Видно, что эффект гашения интенсивности излучения квантовых ям в данном случае выражен гораздо слабее: наблюдается уменьшение интенсивности только на порядок величины, а спектральное положение пиков, отвечающих основным переходам в квантовых ямах, остается неизменным. Эти факты подтверждают связь уменьшения энергии основного перехода в напряженных квантовых ямах InGaAs/GaAs с релаксацией упругих напряжений. Кроме того, наблюдаемый нами эффект влияния концентрации примеси кремния на величину этого длинноволнового сдвига (рис. 2) можно связать с участием ионов Si в процессах образования и диффузии дефектов при нейтронном облучении и, как следствие, на механические напряжения в КЯ InGaAs/GaAs.

Квантовые точки. Результат влияния нейтронного облучения на излучательные свойства гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs качественно и коли-

ественно отличается от эффектов, наблюдаемых для структур с квантовыми ямами при тех же флюенсах нейтронов: уменьшение интенсивности фотолюминесценции не столь значительное по сравнению с гашением излучения квантовых ям, а в некоторых случаях наблюдается увеличение интенсивности ФЛ излучения квантовых точек в результате облучения.

На рис. 4 показаны спектры ФЛ для структуры с квантовыми точками типа В1 до (спектр 0) и после облучения нейтронами с различными флюенсами (спектры 1–3). На вставке приведены спектры электролюминесценции (ЭЛ) при тех же воздействиях. Наблюдается уменьшение интенсивности фото- и электролюминесценции после первого облучения (флюенс — 10^{14} н/см²) всего в разы в сравнении с порядками величины для квантовых ям, показанных на рис. 1. При увеличении флюенса нейтронов до 10^{15} н/см² интенсивность излучения квантовых точек увеличивается и превосходит интенсивность для необлученного образца. Смещения положения пиков в спектрах ФЛ по длине волны не наблюдается. При максимальном флюенсе нейтронов уменьшается интенсивность широкой примесной полосы в области 1.2 эВ, связанной с излучательной рекомбинацией электронов с участием примесных комплексов в подложке n^+ -GaAs, на которой выращена данная структура [13]. Интенсивность электролюминесценции (см. вставку к рис. 4) в области оптических переходов квантовых точек ведет себя аналогично интенсивности фотолюминесценции. Полоса, связанная с подложкой, в спектрах электролюминесценции не наблюдается, что обусловлено разным характером распределения неосновных носителей заряда в случае оптической и электрической инжекции. Таким образом, для данного образца при максимальном облучении наблюдает-

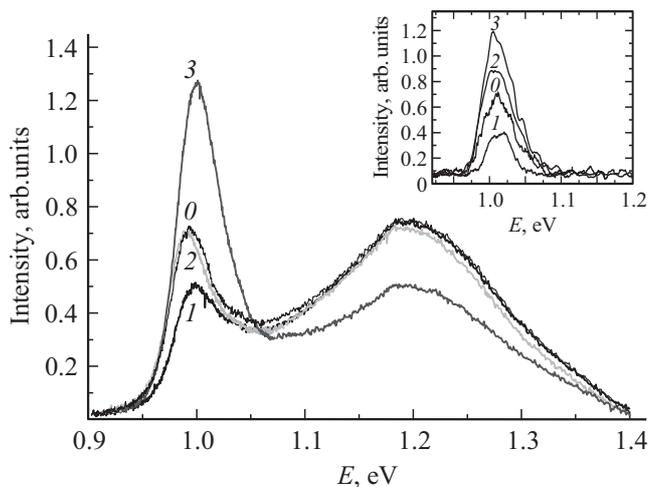


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции (77 К) исходного и облученных нейтронами образцов структуры В1 (один слой КТ). Флюенс нейтронов (н/см²): 1 — $1 \cdot 10^{14}$, 2 — $5 \cdot 10^{14}$, 3 — $1 \cdot 10^{15}$. На вставке — спектры электролюминесценции этой же гетероструктуры при тех же условиях облучения.

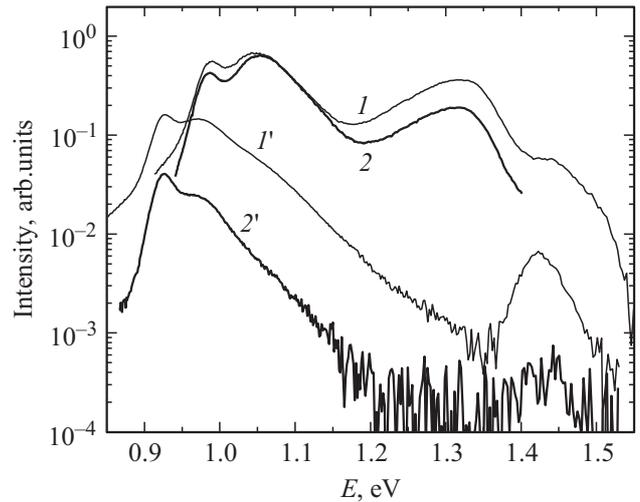


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции (77 и 300 К) исходного (1 и 1') и облученных (2 и 2') нейтронами (флюенс $1.5 \cdot 10^{15}$ н/см²) образцов гетероструктуры с КТ (В2).

ся улучшение излучательных свойств квантовых точек InAs/GaAs.

На рис. 5 показаны спектры фотолюминесценции квантовых точек (гетероструктура В2), измеренные при 77 и 300 К до и после облучения максимальным в условиях эксперимента флюенсом нейтронов $1.5 \cdot 10^{15}$ н/см². На спектрах, измеренных при 77 К, кроме спектральной полосы, соответствующей слою квантовых точек (0.95–1.15 эВ), наблюдается полоса, соответствующая квантовой яме, образованной смачивающим слоем. Сравнение спектров облученных и необлученных образцов, измеренных при 77 К, показывает незначительное уменьшение интенсивности фотолюминесценции в области квантовых точек и более (в 2–3 раза) выраженное снижение ФЛ для пика, связанного с излучением двумерного смачивающего слоя. Более заметное влияние облучения проявляется при 300 К. Интенсивность полосы, связанной с квантовыми точками, в результате облучения уменьшается в 5 раз, а полоса, связанная с двумерным слоем и межзонной рекомбинацией, в GaAs гаснет практически полностью. Слабое различие в интенсивности ФЛ при низкой температуре и большое при высокой температуре измерений свидетельствует о влиянии рекомбинационных центров в матрице GaAs.

Сравнение спектров фотолюминесценции, измеренных при 77 К для образцов В1 и В2 (рис. 4 и 5 соответственно), свидетельствует о противоположном влиянии облучения на фотолюминесценцию квантовых точек в случае второго образца. Наблюдаемое при 77 К уменьшение интенсивности фотолюминесценции КТ в результате нейтронного облучения можно объяснить только изменением концентрации дефектов непосредственно в квантовых точках или на туннельном расстоянии от них. Влияние концентрации дефектов в матрице менее вероятно вследствие сильной локализации носителей в квантовых точках при низкой температуре.

Возникает вопрос о причинах различия в поведении фотолюминесценции этих двух структур. Как видно из таблицы, гетероструктуры 1 и 2 различаются толщиной покровного слоя (12 и 60 нм соответственно). Это позволяет предположить наличие вблизи поверхности неоднородного распределения радиационных дефектов, которое можно объяснить следующим образом.

Известно, что при облучении полупроводников быстрыми нейтронами (с энергией выше 100 кэВ) основным механизмом потерь энергии является упругое рассеяние на ядрах атомов решетки [14]. В результате образуются дефекты структуры вплоть до формирования разупорядоченных областей (РО). Но разупорядоченные области создаются не непосредственно нейтронами, а более тяжелыми атомами решетки, в данном случае мышьяка, галлия или индия, выбитыми из узлов в результате передачи им энергии нейтрона в процессе упругих столкновений. Результаты моделирования нейтронного облучения кремния свидетельствуют о пониженной концентрации радиационных дефектов у поверхности полупроводника и статистически однородной в объеме [15]. Выводы данной статьи можно распространить на арсенид галлия вследствие идентичности причины, приводящей к такой неоднородности вблизи поверхности (наличие полубесконечной геометрии образца). Приповерхностная область с пониженной концентрацией дефектов должна быть соизмерима с длиной проецированного пробега первично выбитых атомов R_p . Применительно к нашим результатам, в образце В1 слой квантовых точек, по-видимому, располагается в области с низкой концентрацией дефектов, а в образце В2 — в области, где концентрация дефектов уже достигла своего максимального значения. Поэтому в первом случае мы наблюдаем преобладание эффекта радиационного отжига („радиационной тряски“) над эффектами создания радиационных дефектов, а во втором случае создание радиационных дефектов становится преобладающим. Аналогичные результаты (эффект преобладания радиационного отжига) для гетероструктур с КТ наблюдались при облучении протонами [16].

Зависимости интенсивности фотолюминесценции от температуры согласуются с данными исследований температурных зависимостей ФЛ квантовых точек с разной концентрацией дефектов и соответствующей моделью излучательной рекомбинации [17]. Как известно, температурное гашение излучения зависит от величин барьеров в квантово-размерном слое и концентрации дефектов в матрице GaAs. При 77 К носители локализованы в квантовых точках и вероятность их безызлучательной рекомбинации в GaAs невелика (для квантовых ям из-за двумерного движения и меньшей высоты барьера эта вероятность больше, что и приводит к наличию небольшого температурного гашения). При 300 К вероятность термического выброса носителей из квантовых точек и квантовых ям больше, что приводит к частичному гашению фотолюминесценции от слоя квантовых точек и к полному — от двумерного слоя, вследствие небольшого ограничивающего потенциала между квантовой ямой и GaAs.

В целом, следует отметить значительно лучшую радиационную стойкость гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs по сравнению со структурами, содержащими напряженные квантовые ямы InGaAs/GaAs. Этот факт уже неоднократно отмечался в литературе и объяснялся лучшей локализацией носителей в квантовых точках. В структурах с квантовыми точками и тонким покровным слоем радиационный отжиг приводит не только к увеличению интенсивности фотолюминесценции, но и к перераспределению интенсивности между максимумами фотолюминесценции, соответствующими различным оптическим переходам, связанным с бимодальным распределением точек по размерам и (или) с возбужденными уровнями электронов и дырок.

4. Заключение

Таким образом, установлены закономерности влияния нейтронного облучения с различным флюенсом на фото- и электролюминесценцию гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками. Подтверждено, что квантовые точки более устойчивы к нейтронному облучению в сравнении с квантовыми ямами. Обнаружено, что упругонапряженные квантовые ямы InGaAs/GaAs являются менее радиационно стойкими в сравнении с согласованными по параметру решетки квантовыми ямами GaAs AlGaAs. В некоторых случаях для структур с квантовыми точками при облучении наблюдается увеличение интенсивности фотолюминесценции и электролюминесценции после облучения, связанное с преобладанием эффектов радиационного отжига над дефектообразованием. Эффекты радиационного отжига проявляются также в поведении излучательных свойств гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs. В данном случае при облучении наблюдается длинноволновый сдвиг максимума ФЛ квантовой ямы, который мы объясняем уменьшением упругих напряжений в области квантовой ямы в результате распада комплексов и перераспределения дефектов.

Обнаружено, что гетероструктуры с квантово-размерным слоем, расположенным вблизи поверхности, менее чувствительны к нейтронному воздействию, что связано с неоднородным распределением возникающих радиационных дефектов, а именно с их пониженной концентрацией у поверхности полупроводника. Чувствительность интенсивности фотолюминесценции структур к облучению нейтронами увеличивается с ростом температуры измерений.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания Министерства образования и науки России (задания № 3.285.2014/К и № 8.1054.2014/К) и частично поддержана грантом (Соглашение № 02.В.49.21.0003 между Министерством образования и науки России и ННГУ). Исследования проводились с использованием оборудования центра коллективного пользования НОЦ „Физика твердотельных наноструктур“ ННГУ.

Список литературы

- [1] P.T. Griffin, M.S. Yazo, T.F. Guerd, J.C. Kelly. IEEE Trans. Nucl. Sci., **36**, 1937 (1989).
- [2] W. Lu, Y.L. Ji, G.B. Chen, N.Y. Tang, X.S. Chen, S.C. Shen, Q.X. Zhao, M. Willander. Appl. Phys. Lett., **83**, 4300 (2003).
- [3] N.A. Sobolev, A. Cavaco, M.C. Carmo, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg. Phys. Status Solidi B, **224**, 93 (2001).
- [4] R. Leon, G.M. Swift, B. Magness, W.A. Taylor, Y.S. Tang et al. Appl. Phys. Lett., **76**, 2074 (2000).
- [5] Б.Н. Звонков, В.В. Подольский, В.П. Лесников и др. Высокочистые вещества, **4**, 114 (1993).
- [6] А.В. Бобыль, Р.В. Канакова, В.К. Кононов, В.Г. Малинин, М.М. Мальшев, И.В. Прокопенко, М.И. Слуцкий, Ю.А. Тхорик. Электрон. техн. Сер. управление качеством, **4(151)-5(152)**, 31 (1992).
- [7] P.J. Poole, S. Charbonneau, G.C. Aers, T.E. Jackman, M. Buchanan, M. Dion, R.D. Goldberg, I.V. Mitchell. J. Appl. Phys., **78**, 2367 (1995).
- [8] L. Fu, H.H. Tan, M.B. Johnston, M. Gal, C. Jagadish. J. Appl. Phys., **85**, 6786 (1999).
- [9] Г.П. Пека, О.А. Токалин. Оптоэлектрон. и полупроводн. техн., **14**, 1 (1988).
- [10] М.Л. Дмитрук, Р.В. Конакова. Вестн. АН УССР **6**, 18 (1989).
- [11] И.А. Карпович, А.В. Аншон, Н.В. Байдусь, Л.М. Батукова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, С.М. Планкина. ФТП, **28**, 104 (1994).
- [12] И.А. Карпович, А.В. Аншон, Д.О. Филатов. ФТП, **32**, 1089 (1998).
- [13] К.Д. Клиничук, А.В. Прохорович. ФТП, **31**, 533 (1997).
- [14] Вопросы радиационной технологии полупроводников, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1980) с. 12.
- [15] D.I. Tetelbaum, D.V. Guseinov, V.K. Vasiliev, A.N. Mikhaylov, A.I. Belov, D.S. Korolev, S.V. Obolensky, A.N. Kachemtsev. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **326**, 41 (2014).
- [16] R. Sreekumar, A. Mandal, S.K. Gupta, S. Chakrabarti. Mater. Res. Bulletin, **46**, 1786 (2011).
- [17] A. Chahboun, M.I. Vasilevskiy, N.V. Baidus, A. Cavaco, N.A. Sobolev, M.C. Carmo, E. Alves, B.N. Zvonkov. J. Appl. Phys., **103**, 083 548 (2008).

Редактор Т.А. Полянская

An emission properties of InGaAs/GaAs quantum well and quantum dots under neutron irradiation

N.V. Baidus*, O.V. Vikhrova*, B.N. Zvonkov*, E.I. Malysheva*, A.N. Trufanov⁺

* Physical-Technical Research Institute of Nizhny Novgorod State University, 603950 Nizhny Novgorod, Russia
⁺ Institute for Scientific Research of Measurement System, 603950 GSP-486 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract An influence of neutron radiation on the luminescence properties of the InGaAs/GaAs quantum wells and dots heterostructures has been studied. It was found that the result of neutron irradiation are both defect generation and growth defect annealing. Quantum dots are more resistant to neutron irradiation compared with quantum wells. It was found that the quantum dot placed near the surface are less sensitive to neutron irradiation comparing to its bulk location. In this case, an increase of the photo- and electroluminescence intensity after neutron irradiation associated with the effects of radiation annealing is observed. Elastic strain in the InGaAs/GaAs quantum wells is responsible for the strong photoluminescence intensity quenching after irradiation. In quantum well heterostructures the radiation annealing effect is manifested in the red shift of photoluminescence maximum, due to the reduction of elastic stresses in the quantum well InGaAs/GaAs as a result of neutron irradiation. Doping of silicon also reduces the magnitude of this spectral shift.