

А. А. Рожин¹, С. А. Кочубей², Н. Н. Рубцова², Т. С. Шамирзаев², А. А. Ковалёв²
Б. Р. Семягин², В. В. Преображенский², М. А. Путьято²
О. В. Буганов³, С. А. Тихомиров³

¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

² Институт физики полупроводников
им. А. В. Ржанова СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Институт физики НАНБ
пр. Независимости, 70, Минск, 220072, Беларусь

E-mail: ant.rozhin@gmail.com

ВОЗДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НАНОСТРУКТУРЫ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ GaAs/AlGaAs

Модификация ультрафиолетовым (УФ) излучением оптических свойств полупроводниковой гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs исследована в диапазоне плотностей УФ энергии 0–500 мДж/см². Показано, что величина сигнала фотolumинесценции квантовых ям падает с ростом плотности энергии УФ излучения; зависимость носит пороговый характер с величиной порога 100 мДж/см², что совпадает с литературными данными для GaAs по лазерной генерации точечных дефектов. В кинетике отражения образца на длине волны пробного излучения, совпадающей с максимумом линии фотolumинесценции, наблюдалось увеличение скорости электронно-дырочной рекомбинации с ростом плотности энергии УФ импульсов. Острая фокусировка лазерного УФ излучения на поверхность образца приводила к образованию факела, в спектре которого наблюдался дублет нейтральных атомов галлия на длинах волн 403 и 417 нм.

Ключевые слова: полупроводниковые гетероструктуры, квантовые ямы, точечные дефекты, скорость электронно-дырочной рекомбинации, УФ облучение.

Введение

Полупроводниковые образцы с гетероструктурами, содержащими квантовые ямы, представляют практический интерес для разработки насыщающихся поглотителей, применяемых для самосинхронизации мод фемтосекундных лазеров. Фемтосекундные лазеры с высокой частотой следования импульсов в цуге предъявляют повышенные требования к общему быстродействию пассивных затворов.

Добиться увеличения быстродействия полупроводниковых насыщающихся поглотителей можно различными путями [1–4]. В частности, часто используется постростовая обработка насыщающихся поглотителей

пучками ионов высокой энергии [4]. Этот метод увеличивает быстродействие насыщающегося поглотителя, но разрушает его кристаллическую структуру. При этом уменьшается вклад экситонной компоненты в поглощение (отражение) образца. Экситонная часть спектра поглощения является, как известно, наиболее легко насыщаемой [5], поэтому экситонный вклад желательно сохранить при разработке насыщающихся поглотителей на основе полупроводниковых наноструктур.

Метод, основанный на обработке готового насыщающегося поглотителя ультрафиолетовым излучением определенной плотности энергии, был предложен в работе [6] и показал существенное увеличение быстро-

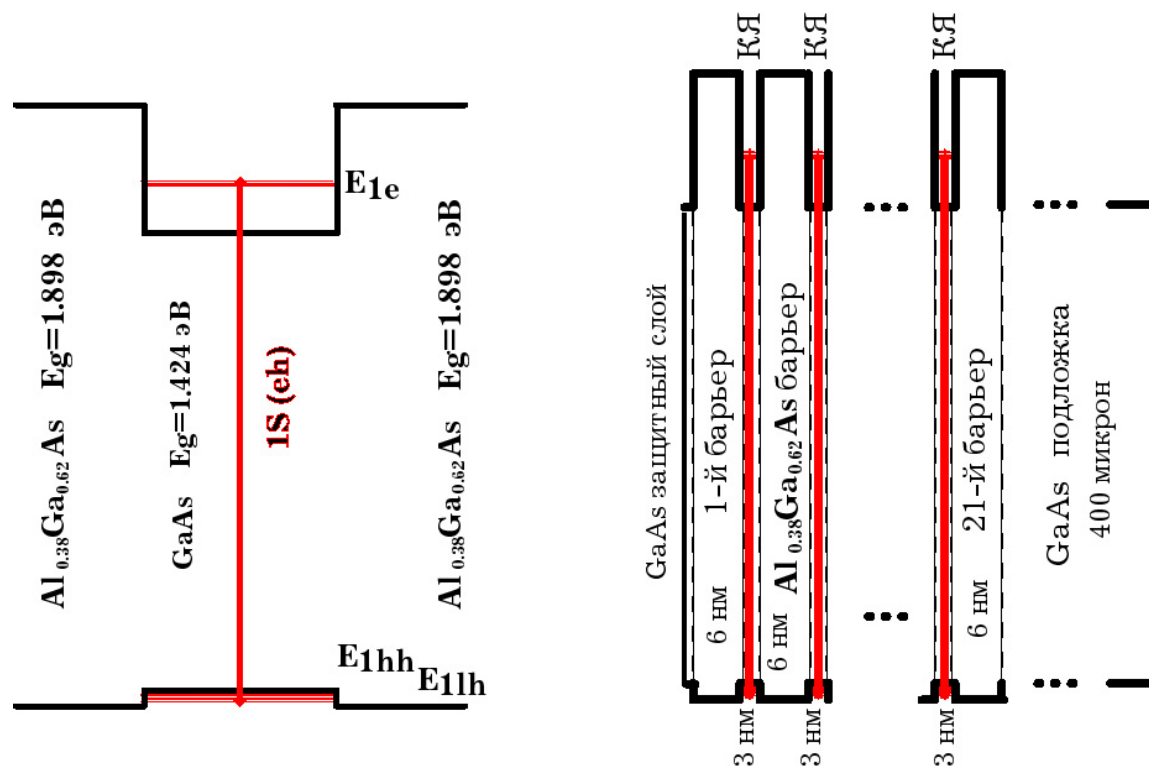


Рис. 1. Схема энергетических уровней квантовой ямы (КЯ) из GaAs с барьерами из AlGaAs (слева) и зонная диаграмма образца (справа)

действия насыщающегося поглотителя. При этом вклад экситонной компоненты в поглощение и в кинетику насыщения образца сохранялся. Очевидно, что воздействие на поверхность полупроводника УФ излучением является менее разрушающим для кристаллической структуры, чем облучение тяжелыми ионами.

Излучение импульсных лазеров ультрафиолетового диапазона может приводить к различным изменениям поверхности [7]. Если плотность энергии УФ излучения превышает пороговую, возможно возникновение жидкой фазы и последующей рекристаллизации, что существенно изменяет оптические свойства образца. Для плотностей энергии ниже пороговых возможно формирование точечных дефектов, являющихся центрами рекомбинации носителей заряда. Ранее было показано (см. [6]), что облучение поверхности полупроводникового насыщающегося поглотителя с квантовыми ямами, предназначенного для синхронизации мод лазера ближнего ИК диапазона, УФ излучением эксимерного лазера определенной плотности энергии при-

водит к увеличению скорости электронно-дырочной рекомбинации.

Целью данной работы является исследование воздействия лазерного УФ излучения на оптические свойства полупроводникового образца, содержащего в приповерхностном слое квантовые ямы с насыщающимся поглощением в видимой области спектра.

Образец

Исследуемый образец был выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке из полуизолирующего GaAs с ориентацией (001). Скорость роста и толщина слоев контролировались методом дифракции быстрых электронов на отражение, кристаллическое совершенство выращенной гетероструктуры – методом рентгеновской дифракции.

Структура образца была оптимизирована для исследования кинетики отражения экситонных переходов в видимой области спектра [8]. Образец состоял из 20 квантовых ям (слои GaAs по 3 нм), разделенных барьерами ($\text{Al}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ по 6 нм). Общая толщина

гетероструктуры не превышает 200 нм. Зонная диаграмма образца, представлена на рис. 1 справа; слева показаны энергетические уровни электронов и дырок в квантовой яме из GaAs с барьерами из AlGaAs.

Использование гетероструктур с множественными квантовыми ямами позволяет создать более высокий уровень модуляции потерь за счет насыщения поглощения в сравнении со структурами, содержащими одиночные квантовые ямы, что имеет большое значение для пассивной синхронизации мод лазеров. В данном случае мы имеем дело с квантовыми ямами первого рода. При резонансном фотовозбуждении такого образца происходит формирование прямых экситонов, локализованных в квантовых ямах. Характерное время ионизации экситона (распада на некоррелированные электроны и дырки) при комнатной температуре составляет доли пикосекунд [9; 10]. Быстродействие полупроводниковых насыщающихся поглотителей в целом определяется более медленным процессом электронно-дырочной рекомбинации с характерным временем в диапазоне сотен пикосекунд для большинства полупроводниковых гетероструктур A_3B_5 высокого кристаллического качества с гладкими гетерограницами. Для некоторых приложений это время излишне велико. В частности, фемто- и пикосекундные лазеры с коротким резонатором, применяемые в оптоэлектронике и в оптической связи, предъявляют повышенные требования к быстродействию полупроводниковых насыщающихся поглотителей.

Техника экспериментов

Насыщающиеся поглотители на основе полупроводников характеризуются рабочей спектральной областью, уровнем насыщения поглощения (отражения), насыщающей плотностью потока излучения, а также быстродействием.

Данные о рабочей спектральной области определялись по спектрам фотолюминесценции (ФЛ); быстродействие образца и уровень насыщения определялись в экспериментах типа «накачка-зондирование». ФЛ возбуждалась излучением второй гармоники Nd^{3+} :YAG лазера с длиной волны 532 нм и плотностью мощности 100 Вт/см². Сигнал ФЛ анализировался с помощью мо-

нохроматора и детектировался ПЗС-матрицей. Измерения проводились при комнатной температуре.

Для оценки быстродействия насыщаемого поглотителя был применен метод накачки-зондирования. Измерения производились с использованием фемтосекундного спектрометра, в основе которого лежит оригинальный генератор фемтосекундных импульсов на сапфире с титаном, синхронно накачиваемый импульсным лазером на Nd^{3+} :YAG с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью, а также регенеративный усилитель. Данная система позволяет получать перестраиваемые в спектральном диапазоне 760–820 нм импульсы длительностью 150 фс, энергией до 1 мДж с частотой следования 10 Гц. Импульсы основной частоты, получаемые на выходе усилителя, делятся на две части в отношении 1 : 4. Более интенсивный пучок после прохождения регулируемой линии задержки используется в качестве возбуждающего импульса. Данный импульс направлялся на образец под углом, близким к нормальному, и фокусировался до размера пятна на образце порядка 1 мм. Зондирование изменений, наведенных импульсом накачки в отражении образцов, осуществлялось с использованием суперконтинуума, генерируемого при фокусировке меньшей доли импульса основной частоты в кювету длиной 1 см, заполненную водой. Излучение континуума делилось полупрозрачным зеркалом на два одинаковых по интенсивности импульса (опорный и сигнальный), которые фокусировались в образце с использованием зеркальной оптики. Опорный импульс попадал на исследуемый образец до прихода импульса возбуждения, сигнальный – с задержкой относительно импульса возбуждения. Спектры обоих отраженных импульсов для каждой лазерной вспышки регистрировались и обрабатывались системой на основе полихроматора, ПЗС-матрицы и микропроцессора.

Измерялось изменение отражательной способности образца $\log(R_0/R)$ (R_0 и R – отражение образца соответственно до и после возбуждения) как функция времени задержки τ_{del} и длины волны λ пробного излучения. Анализ кинетики отражения осуществлялся на длине волны пробного излучения 750 нм, что соответствует максимуму полосы ФЛ квантовых ям.

Для обработки образцов УФ излучением использовался эксимерный лазер XeCl с длиной волны излучения 308 нм, длительностью импульсов 5 нс и частотой повторения импульсов 1 Гц. Результат воздействия этого излучения контролировался по изменениям интенсивности фотolumинесценции, которая регистрировалась до и после УФ облучения. Плотность энергии каждого УФ импульса и количество импульсов, воздействующих на образец, варьировались. Поскольку энергия кванта излучения $E = 4,03$ эВ сравнима с энергией связи GaAs, можно было ожидать фотохимической модификации поверхности даже при низкой плотности энергии излучения. Эксперименты проводились при комнатной температуре и в окружении атмосферного воздуха.

Дополнительно была собрана установка формирования лазерного факела под действием сфокусированного до микронного размера пятна эксимерного лазера, позволяющая регистрировать спектр излучения факела над поверхностью монокристаллического арсенида галлия.

Результаты

На рис. 2 представлены спектры фотolumинесценции образца до и после обра-

ботки пятью УФ импульсами с разной плотностью энергии. В спектрах наблюдается полоса с энергией в максимуме $\sim 1,66$ эВ и шириной на половинной интенсивности ~ 30 мэВ, которая обусловлена рекомбинацией электронно-дырочных пар в квантовых ямах. Облучение не изменяет форму спектра, однако приводит к изменению интенсивности ФЛ. При плотности энергии облучения 80 мДж/см² (слева на рис. 2) изменения минимальны; небольшое (несколько процентов) возрастание интенсивности ФЛ, наблюдаемое после облучения, может быть объяснено латеральной неоднородностью образца. В то же время УФ облучение с плотностью энергии 350 мДж/см² (справа) приводит к существенному (почти на два порядка величины) уменьшению интенсивности ФЛ.

Интенсивность в максимуме полосы ФЛ образца, обработанного пятью импульсами, в зависимости от плотности УФ энергии приведена на рис. 3. При построении экспериментальных данных использовалась коррекция интенсивности ФЛ с целью исключения влияния неоднородности образца. Для этого регистрировались спектры фотolumинесценции во всех областях как до, так и после обработки УФ излучением. Интенсивность ФЛ каждой облученной области

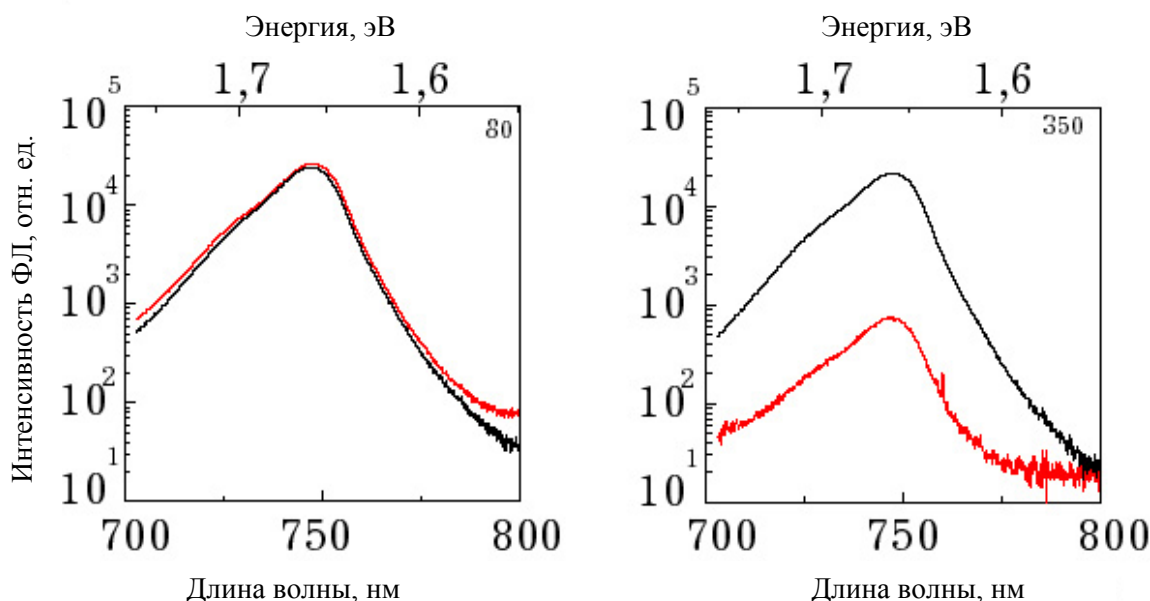


Рис. 2. Спектры фотolumинесценции образцов до (черная линия) и после (красная линия) УФ облучения плотностью 80 (слева) и 350 мДж/см² (справа)

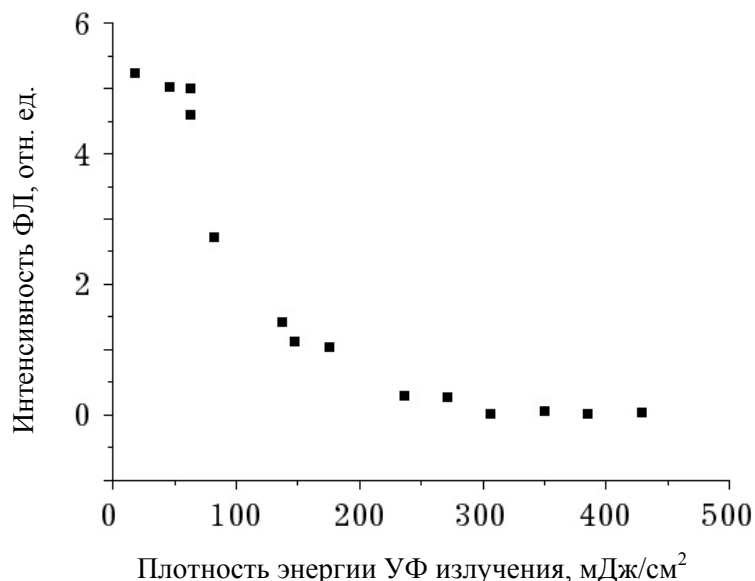


Рис. 3. Интенсивность в максимуме полосы ФЛ после обработки пятью УФ импульсами в зависимости от плотности энергии УФ излучения

умножалась на поправочный коэффициент, равный отношению максимальной (по поверхности образца) интенсивности ФЛ к интенсивности ФЛ данной области до УФ обработки. Как видно из рис. 3, в области плотностей энергии УФ излучения, существенно меньших 100 мДж/см^2 , не происходит заметного уменьшения интенсивности фотolumинесценции с ростом плотности энергии облучения. Этот результат находится в согласии с [7]. В области поверхностной плотности энергии, превышающей 100 мДж/см^2 , происходит резкий спад интенсивности фотolumинесценции, что свидетельствует о пороговом характере данного эффекта.

Результаты, приведенные на рис. 3, получены при облучении каждой области образца пятю импульсами с указанной плотностью энергии УФ излучения.

Поведение сигнала ФЛ от количества импульсов УФ излучения может быть различным в зависимости от того, какова была плотность энергии УФ излучения. На рис. 4 показана эта зависимость в максимуме полосы ФЛ для двух значений плотности энергии. Интенсивности ФЛ, показанные черными квадратами, измерены на различных участках образца, облученных УФ излучением с плотностью энергии 50 мДж/см^2 ; разброс их значений не превышает 50 % и

может быть объяснен неоднородностью образца. Для плотности энергии УФ излучения 157 мДж/см^2 (красные круги) наблюдается уменьшение интенсивности фотolumинесценции с ростом числа импульсов. Очевидно, что при превышении порогового значения плотности энергии УФ излучения повреждение образца нарастает с каждым импульсом, что приводит к резкому уменьшению ФЛ.

На рис. 5 представлена кинетика изменения коэффициента отражения образца $\log(R_0/R)$, обработанного пятю импульсами УФ излучения с разной плотностью энергии. Длина волны регистрации пробного излучения – 750 нм , что соответствует максимуму полосы фотolumинесценции квантовых ям. Черными точками показаны экспериментальные зависимости, красными – модельные кривые.

Можно отметить две характерные тенденции в изменении кинетики релаксации наведенных изменений в отражении для участков образца, обработанных УФ излучением с различной плотностью энергии. С увеличением плотности энергии обрабатываемого УФ излучения регистрируется существенное увеличение скорости релаксации, при этом наблюдается также некоторое уменьшение максимальной амплитуды наведенных изменений.

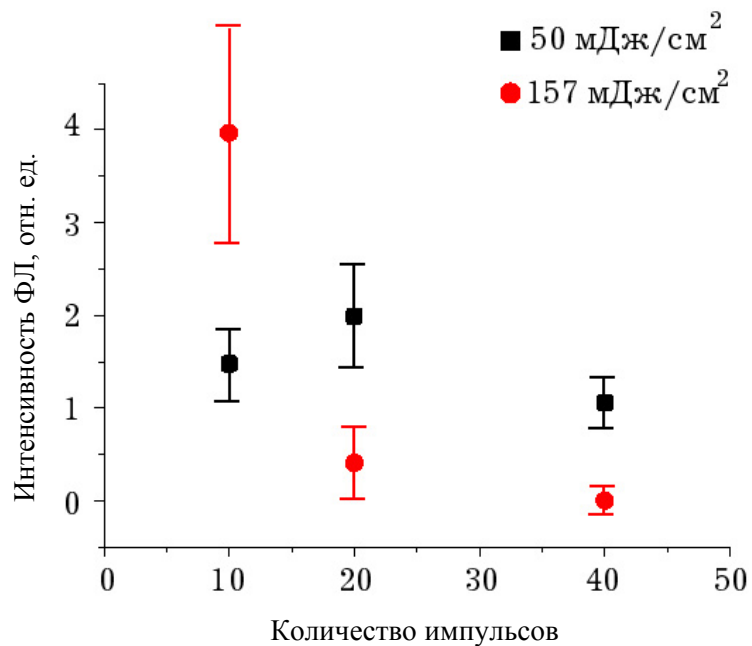


Рис. 4. Зависимость интенсивности фотолуминесценции от количества импульсов УФ излучения для плотности энергии ниже (черные квадраты) и выше (красные круги) порога

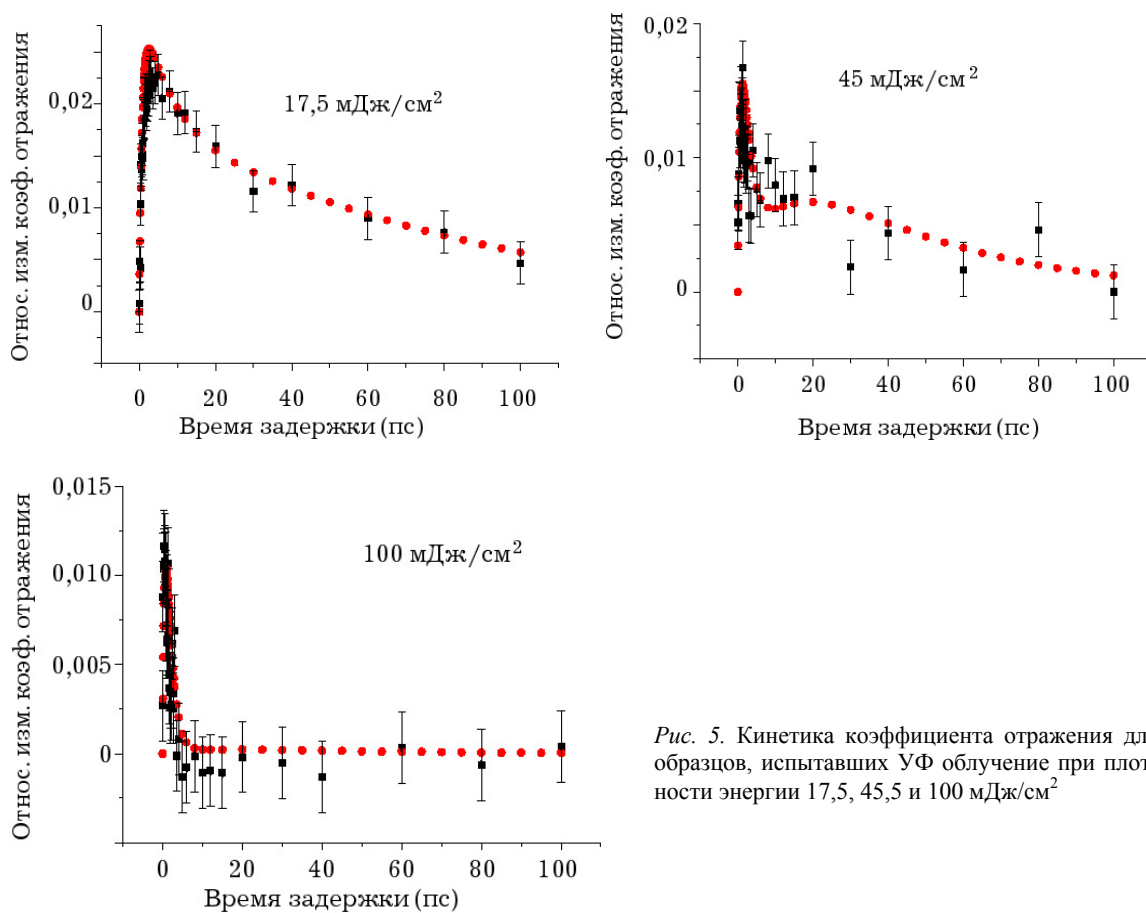


Рис. 5. Кинетика коэффициента отражения для образцов, испытавших УФ облучение при плотности энергии 17,5, 45,5 и 100 мДж/см²

Особенность исследуемого образца заключается в следующем. Ширина запрещенной зоны арсенида галлия при комнатной температуре составляет 1,424 эВ, что соответствует длине волны края поглощения 870 нм. Для квантовых ям электронный переход соответствует длине волны 750 нм или энергии 1,65 эВ. Возбуждение образца проводилось излучением с центральной длиной волны 780 нм, что соответствует энергии квантов 1,59 эВ. Таким образом, излучение накачки может поглощаться как в подложке, так и в области квантовых ям за счет достаточно большой спектральной ширины возбуждающего фемтосекундного импульса, а также за счет двухфотонного поглощения излучения накачки.

При моделировании учитывались следующие процессы:

1) формирование экситонов в квантовых ямах и рост концентрации неравновесных носителей заряда, приводящие к росту неравновесного отражения;

2) уменьшение концентрации неравновесных носителей заряда за счет безызлучательной рекомбинации в результате взаимодействия с дефектами, соответствующее релаксации неравновесного отражения;

3) поглощение в подложке и рост концентрации неравновесных носителей заряда, также приводящие к росту неравновесного отражения;

4) рекомбинация электронов и дырок в подложке, приводящая к релаксации отражения к равновесному значению.

Последний процесс является обычно наиболее медленным, ограничивающим быстрое действие насыщающегося поглотителя.

Для моделирования сигнала отражения использовалась эмпирическая формула, учитывающая основные процессы в кинетике отражения пробного сигнала:

$$S(t) = a \cdot \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right] e^{-\frac{t}{\tau_2}} + b \cdot \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_3}} \right] e^{-\frac{t}{\tau_4}}. \quad (1)$$

В ней τ_i – характерные времена перечисленных выше процессов, а константы a и b характеризуют относительный вклад квантовых ям и подложки в изменение коэффициента отражения. Все входящие в формулу (1) параметры (a , b , τ_i) подбирались методом наименьших квадратов. Ниже приведены параметры времен релаксации и амплитуд указанных процессов для трех приведенных на рис. 5 областей образца, обработанных УФ излучением различной плотности энергии $E_{\text{УФ}}$ (см. таблицу).

Как видно из таблицы, в результате УФ облучения образца наибольшие изменения характерны для кинетических параметров τ_2 , τ_4 и b . С точки зрения общего быстрого действия насыщающегося поглотителя важным представляется уменьшение времени рекомбинации электронов и дырок τ_4 . Отметим, что ускорение электронно-дырочной рекомбинации наглядно демонстрируют кинетические кривые (см. рис. 5), зарегистрированные для указанных в таблице областей образца.

Дополнительно были получены предварительные результаты по формированию факела в условиях фокусировки излучения эксимерного лазера на поверхность монокристаллического GaAs в пятно диаметром около 1 мкм (рис. 6).

В спектре излучения факела наблюдалась фотолюминесценция в синей области спектра на длинах волн 403 и 417 нм – этот дублет обусловлен излучением нейтральных атомов галлия и соответствует переходам ${}^2P^0_{1/2} - {}^2S^0_{1/2}$ и ${}^2P^0_{3/2} - {}^2S^0_{1/2}$. Наши результаты согласуются с данными исследования [11], где поверхность кристалла арсенида галлия с ориентацией (100) облучалась импульсным сфокусированным излучением титан-сапфирового лазера (длина волны излучения 805 нм, длительность импульсов 62 фс). Так же, как и в данной работе, эксперименты, описанные в статье [11], проводились при фокусировке излучения в воздухе.

Номер области образца BP1740	$E_{\text{УФ}}$ (мДж/см ²)	Время (пс)				a	b
		τ_1	τ_2	τ_3	τ_4		
30	17,5	0,8	10	15	80	0,03	0,02
31	45,5	0,8	2,5	15	40	0,03	0,015
17	100	0,8	1,5	15	40	0,03	0,0015

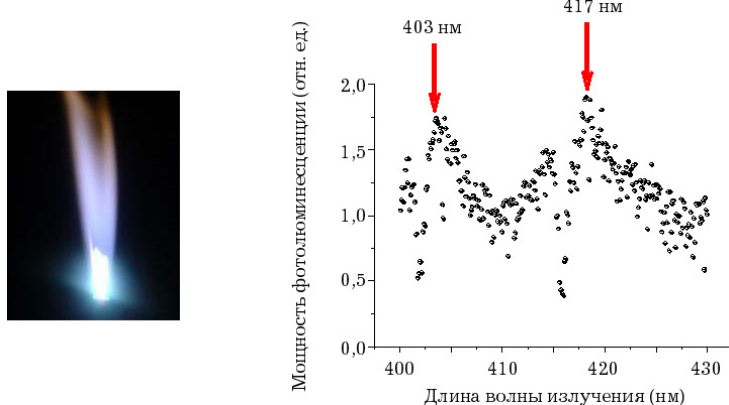


Рис. 6. Лазерный факел (слева) и спектр его излучения

Подчеркнем, что в условиях фокусировки излучения эксимерного лазера в пятно диаметром 1 мкм намеренно были созданы условия, при которых поверхность образца разрушается. Эти условия далеки от режима, в котором происходила описанная выше генерация точечных дефектов. В дальнейшем запланировано увеличение чувствительности регистрации атомов, образующихся в результате УФ фотомодификации поверхности образца, что позволит проводить анализ состава облака над поверхностью образца в условиях минимального повреждения.

Обсуждение результатов

В работе проведено исследование фотолюминесценции образца, включающего множественные квантовые ямы GaAs/AlGaAs, который предварительно облучался импульсами УФ излучения с различными плотностями энергии. Показано, что с ростом плотности энергии происходит уменьшение интенсивности фотолюминесценции и возрастание скорости рекомбинации электронно-дырочных пар, причем этот эффект носит пороговый характер, а величина пороговой плотности энергии лежит в области ~ 100 мДж/см². Подчеркнем, что полученные результаты хорошо согласуются с результатами исследования лазерной генерации точечных дефектов в GaAs, проведенного в работе [7] как по пороговой зависимости интенсивности ФЛ от плотности УФ энергии, так и по величине порогового значения плотности УФ энергии, при которой начинается гашение фотолюминесценции.

При дальнейшем увеличении плотности УФ энергии интенсивность фотолюминес-

ценции быстро падает практически до нуля, а образец приобретает видимое повреждение поверхности, что означает переход из режима генерации точечных дефектов в режим разрушения приповерхностного слоя образца.

Известно [7], что повышение концентрации точечных дефектов ускоряет электронно-дырочную рекомбинацию. Наши результаты по кинетике отражения подтверждают, что с возрастанием плотности энергии УФ излучения, использованного для обработки образца, характерное время затухания отраженного сигнала уменьшается, следовательно, повышается скорость восстановления коэффициента отражения. Следует особо отметить, что для плотности энергии УФ излучения, не превышающей пороговой, не наблюдалось видимых дефектов поверхности, изменение интенсивности фотолюминесценции также было минимальным. При этом, однако, как видно из рис. 5, регистрируется резкое увеличение скорости восстановления отражения. Таким образом, обработка поверхности полупроводниковых структур УФ излучением может оказаться перспективной для модификации их оптических свойств.

Напомним, что наш образец покрыт слоем GaAs толщиной в несколько монослоев. Этот слой защищает материал барьеров AlGaAs от окисления. Материал квантовых ям также представляет собой арсенид галлия. Глубина проникновения УФ излучения в образец составляет 13 нм (оценка по линейному коэффициенту поглощения $7,72 \cdot 10^5$ см⁻¹ GaAs для длины волны УФ излучения 308 нм), в то время как толщина слоя, содержащего 20 квантовых ям, равна 180 нм. При этом глубина проникновения излучения лазера, возбуждающего фотолю-

минесценцию образца, составляет сотни нанометров, что сравнимо с физической толщиной слоя, содержащего 20 квантовых ям, т. е. сигнал ФЛ формируется слоем из 20 квантовых ям.

Уменьшение сигнала ФЛ до нуля при плотностях УФ энергии выше пороговой означает, что, несмотря на поглощение УФ излучения в приповерхностном слое толщиной 13 нм, весь слой из 20 квантовых ям испытывает существенные изменения оптических свойств. Обсудим возможные причины. Для этого оценим повышение температуры образца под действием УФ импульса длительностью 15 нс, с плотностью $E_{УФ} = 100$ мДж/см² и площадью S , равной площади маски (диаметр маски 2,7 мм) $S = 0,0572$ см². Характерное время распространения тепла в образце по механизму теплопроводности можно оценить по параметру Фурье:

$$\tau_T^h = h^2 / a_T,$$

где τ_T^h – характерное время изменения температуры на расстоянии h ;

$$a_T = \lambda_T / (C \cdot \rho),$$

a_T – коэффициент температуропроводности, определяемый отношением коэффициента теплопроводности (для GaAs $\lambda_T = 0,46$ Вт/(см·град)) к теплоемкости (для GaAs $C = 0,35$ Дж/(г·град)) и плотности ($\rho = 5,316$ г/см³). При комнатной температуре коэффициент теплопроводности для GaAs $a_T = 0,25$ см²/с. По этому значению можно оценить расстояние h , на которое успеет распространиться тепло за время длительности УФ импульса, как $h \sim 0,61 \cdot 10^{-4}$ см. Это расстояние несущественно для латерального размера пятна диаметром 0,27 см, но изменяет глубину действия, в данном случае теплового, УФ излучения – уже не 13, а 610 нм. Поэтому прогреваемый УФ импульсом объем V можно оценить как произведение площади S на глубину h :

$$V = S \cdot h \sim 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3.$$

Повышение температуры этого объема в результате поглощения энергии

$$\Delta E = E_{УФ} \cdot S = 5,7 \text{ мДж}$$

оценим по формуле

$$\Delta T = \Delta E / (C \cdot V \cdot \rho),$$

что дает значение 875 °С. Температура образца с учетом комнатной температуры получается равной 900 °С, что приближается к температуре плавления GaAs 1 238 °С. Эта

оценка претендует лишь на точность по порядку величины, поскольку не учитывает изменения теплопроводности и теплоемкости образца по мере роста температуры. Кроме того, возможные фотохимические разрывы связей на поверхности образца, а также образование дефектов, несомненно, должны изменять теплофизические характеристики приповерхностного слоя. Нельзя исключать также возможности диффузии дефектов вглубь образца. Учитывая приведенные выше соображения, можно предположить, что УФ модификация оптических свойств полупроводниковых наноструктур будет более предсказуемой для коротких (пико- или фемтосекундных) импульсов УФ излучения.

В пределе острой фокусировки лазерного излучения на поверхность образца возникает факел, в спектре которого наблюдается дублет нейтральных атомов галлия на длинах волн 403 и 417 нм. Увеличение чувствительности этой установки в перспективе позволит регистрировать более летучие атомы мышьяка и перейти к низкой плотности энергии УФ излучения, характерной для генерации точечных дефектов.

Выводы

В работе экспериментально показано, что интенсивность ФЛ квантовых ям пороговым образом зависит от поверхностной плотности УФ излучения, создающего точечные дефекты. Характерное значение пороговой плотности УФ энергии 100 мДж/см² совпадает с литературными данными для GaAs. В экспериментах по исследованию кинетики отражения образца для длины волны пробного излучения, совпадающей с максимумом полосы фотолюминесценции, наблюдалось увеличение скорости электронно-дырочной рекомбинации с ростом плотности энергии УФ импульсов.

Результаты, полученные в данной работе, представляют интерес для поиска методов увеличения быстродействия полупроводниковых насыщающихся поглотителей, применяемых для самосинхронизации мод лазеров.

Список литературы

1. Tsuyoshi Okuno, Yasuaki Masumoto. Femto-second Response Time in Berillium-Doped

Low-Temperature Grown GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Wells // *Appl. Phys. Lett.* 2001. Vol. 79. P. 764–766.

2. *Le Du M., Harmand J.-C., Mauguin O., Largeau L., Travers L., Oudar J.-L.* Quantum-Well Saturable Absorber at 1,55 μm on GaAs Substrate with a Fast Recombination Rate // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 88. P. 201110 (1–3).

3. *Soumalainen S., Vainionpaa A., Tengvall O., Hakulinen T., Karirinne S., Guina M., Okhotnikov O. G.* 1 μm Saturable Absorber with Recovery Time Reduced by Lattice Mismatch // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87. P. 121106 (1–3).

4. *Mangeney J., Oudar J.-L., Harmand J.-C., Meriafec C., Patriarche G., Aubin G., Stelmakh N., Lourtioz J. M.* Ultrafast Saturable Absorption at 1.55 μm in Heavy-Ion-Irradiated Quantum-Well Vertical Cavity // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 76. P. 1371 (1–3).

5. *Chemla D. S., Miller D. A. B.* Room-Temperature Excitonic Nonlinear-Optical Effects in Semiconductor Quantum-Well Structures // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1985. Vol. 2. P. 1155–1173.

6. *Rubtsova N. N., Kuleshov N. V., Kisel' V. E., Kochubei S. A., Kovalyov A. A., Kurilchik S. V., Preobrazhenskii V. V., Putyato M. A., Pchelyakov O. P., Shamirzaev T. S.* Semiconductor Nanostructures Modified by UV Laser Radiation // *Laser Physics.* 2010. Vol. 20. P. 1262–1265.

7. *Кашкаров П. К., Тимошенко В. Ю.* Образование дефектов в полупроводниках при импульсном лазерном облучении // *Поверхность. Физика, химия, механика.* 1995. № 6. С. 5–34.

8. *Рубцова Н. Н., Буганов О. В., Ковалёв А. А., Пуятто М. А., Преображенский В. В., Пчеляков О. П., Тихомиров С. А., Шамирзаев Т. С.* Кинетика отражения в области экситонных переходов в полупроводниковых наноструктурах // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2008. Т. 72, № 5. С. 755–757.

9. *Schmitt-Rink S., Chemla D. S., Miller D. A. B.* Theory of Transient Excitonic Optical Nonlinearities in Semiconductor Quantum-Well Structures // *Phys. Rev. B.* 1985. Vol. 32. P. 6601–6609.

10. *Yin-Chieh Huang, Gia-Wei Chern, Kung-Hsuan Lin, Jian-Chin Liang, Chi-Kuang Sun, Chia-Chen Hsu, Keller S., DenBaars S. P.* Femtosecond Dynamics of Exciton Bleaching in Bulk GaN at Room Temperature // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81. P. 85–87.

11. *Zhan Hu, Sima Singha, Rich D. H., Gordon R. J.* Optical Generation of Polarized Photoluminescence from GaAs(100) // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 100. P. 141102 (1–4).

Материал поступил в редколлегию 05.07.2012

**A. A. Rozhin, S. A. Kochubei, N. N. Rubtsova, T. S. Shamirzaev, A. A. Kovalyov, B. R. Semyagin
V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato O. V. Buganov, S. A. Tikhomirov**

ULTRAVIOLET RADIATION ACTION ONTO NANOSTRUCTURES WITH QUANTUM WELLS GaAs/AlGaAs

Optical properties modification of semiconductor heterostructure with quantum wells GaAs/AlGaAs by the ultraviolet (UV) radiation was investigated in the range of energy density of 0 – 500 mJ/cm^2 . It was shown that photoluminescence signal amplitude decreases with an increase of UV energy density; this dependence revealed threshold nature with the threshold value about 100 mJ/cm^2 – in agreement with other results on laser formation of the point defects in GaAs. Reflectivity kinetics of the sample detected at the probe radiation wavelength corresponding to the photoluminescence line center showed an increase of electron-hole recombination rate with growth of UV energy density. Sharp focusing of UV laser radiation led to a plume formation over the sample surface; spectrum of the plume contained neutral gallium atoms doublet at wavelengths of 403 nm and 417 nm .

Keywords: semiconductor heterostructures, quantum wells, point defects, electron-hole recombination rate, UV irradiation.