

КАНАЛЫ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИСТЕМЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ТОНКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ $\text{Si}_{0.93}\text{Ge}_{0.07}/\text{Si}$

В. С. Багаев^a, В. В. Зайцев^a, В. С. Кривобок^{a}, Д. Н. Лобанов^b,
С. Н. Николаев^a, А. В. Новиков^b, Е. Е. Онищенко^a*

^a *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
1119991, Москва, Россия*

^b *Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 29 мая 2008 г.

Методом низкотемпературной фотолюминесценции исследован переход «экситонный газ–плазма» (переход Мотта) в тонкой квантовой яме $\text{Si}_{0.93}\text{Ge}_{0.07}/\text{Si}$. Показано, что этот переход не является резким и происходит в диапазоне концентраций примерно от $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до $1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. При температуре 23 К и плотностях возбуждения больших 10 Вт/см^2 обнаружена стабилизация формы и положения линии излучения электронно-дырочной плазмы с ростом накачки, что может свидетельствовать о наличии перехода электронно-дырочный газ–жидкость. Показано, что при гелиевых температурах и низких плотностях возбуждения в спектре квантовой ямы доминирует излучение экситона, связанного на боре, а при увеличении температуры выше 10 К — излучение свободного экситона. Обсуждается влияние однородного и неоднородного уширения на люминесценцию электронно-дырочной плазмы и экситонов.

PACS: 78.67.De, 71.10.Pm, 73.21.Fg, 71.35.Ee

1. ВВЕДЕНИЕ

Неравновесная электронно-дырочная система является одним из главных объектов фундаментальных исследований объемных полупроводниковых кристаллов и низкоразмерных структур на их основе. Теоретически было показано, что эта система оказывается весьма перспективной для изучения фазовых переходов газ–жидкость и диэлектрик–металл. Принципиальная возможность сосуществования в одной системе этих фазовых переходов на примере жидкой ртути впервые обсуждалась в работе [1].

В системе неравновесных носителей переход газ–жидкость тесно связан с переходом диэлектрик–металл. В области достаточно низких температур возможная близость условий (температура, концентрация носителей) их существования осложняет экспериментальное обнаружение и исследование, в частности, перехода Мотта, когда

электронно-дырочная плазма претерпевает фазовый переход в экситонный газ. Приведенные соображения прежде всего относятся к экспериментальным исследованиям перехода Мотта в германии и, особенно, в кремнии, в котором критическая температура перехода газ–жидкость достигает 25 К.

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию переходов газ–жидкость и диэлектрик–металл в объемных полупроводниковых кристаллах [2], работ, посвященных исследованию этих явлений в низкоразмерных структурах, очень мало. В то же время, в силу определенных особенностей квазидвумерных систем (изменение характера экранировки кулоновского взаимодействия по сравнению с трехмерными системами [3–5], усиление вклада в коллапс экситонов фактора заполнения электронных и дырочных состояний [5, 6] и т. д.) исследования этих переходов в таких системах приобретают особый интерес. К настоящему моменту су-

*E-mail: krivobok@lebedev.ru

существуют различные теоретические модели фазового перехода металл–диэлектрик в квазидвумерных системах. В частности, в работе [6] показано, что этот переход является резким по плотности неравновесных носителей в плазме при фиксированной температуре. В то же время в других работах [7, 8] утверждается, что этот переход имеет плавный характер. Насколько известно авторам, к моменту написания данной статьи прямое экспериментальное наблюдение перехода Мотта в квазидвумерной системе удалось осуществить для структур на основе InGaAs/GaAs [9]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что наблюдаемый переход не является резким. Тем не менее авторы работы высказывают предположение, что нерезкий характер перехода может быть связан с отсутствием термодинамического равновесия в системе экситонов и неравновесных носителей заряда.

Квантовые ямы (КЯ) на основе гетероструктур $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ являются удобным объектом для изучения коррелированной электронно-дырочной плазмы (ЭДП). Основное их достоинство по сравнению со структурами на основе прямозонных соединений состоит в больших временах жизни неравновесных возбуждений в КЯ, что позволяет исследовать коллективные эффекты при сравнительно небольших плотностях возбуждения и избегать перегрева экситонов и неравновесных носителей заряда по отношению к решетке. Кроме того, в отличие от упомянутой выше работы [9], в случае КЯ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ электронно-дырочная система заведомо находится в состоянии термодинамического равновесия. Основной целью данной работы было исследование фазового перехода экситонный газ–ЭДП в тонкой (5 нм) КЯ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$.

При анализе экспериментальных спектров люминесценции необходимо учитывать эффекты, связанные как с неоднородным, так и с однородным уширением. В исследуемой структуре однородное уширение вносит существенный вклад при больших концентрациях носителей заряда в ЭДП и связано с малым временем жизни квазичастиц вдали от поверхности Ферми. Неоднородное уширение обусловлено флуктуациями состава и толщины КЯ и влияет на спектр как экситонов, так и ЭДП. Кроме того, большое количество каналов излучательной рекомбинации (связанные и локализованные экситоны, многоэкситонные комплексы и, возможно, электронно-дырочная жидкость) на фоне неоднородного уширения сильно осложняет интерпретацию спектров низкотемпературной фотолюминесценции (НФЛ) КЯ при гелиевых температурах. В

связи с этим важной дополнительной задачей оказывается поиск оптимальных условий для надежного наблюдения перехода Мотта в системе экситонов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследуемый образец был получен методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке Si (100) и состоял из буферного слоя Si толщиной 100 нм, одиночной квантовой ямы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ толщиной 5 нм и долей Ge $x \approx 0.07$, а также покровного слоя Si толщиной 100 нм. Измерения спектров НФЛ проводились в сверхтекучем (2 К) гелии, либо в парах гелия в диапазоне температур от 4.2 К до 50 К. Источником стационарного возбуждения служил Ar^+ -лазер ($\lambda = 488.0$ нм), излучение которого в зависимости от конкретного эксперимента фокусировалось в пятно диаметром 0.2–5 мм. Для кинетических измерений использовался азотный ($\lambda = 337$ нм) лазер, с длительностью импульса около 7 нс и энергией в импульсе 12 мкДж. Спектр НФЛ как при стационарном, так и при импульсном возбуждении анализировался монохроматором ИКС-31 с линейной дисперсией 3.2 нм/мм. Для регистрации сигнала НФЛ в стационарном режиме использовался германиевый фотоприемник, для импульсных измерений применялся фотоумножитель с AgCs:O -фотокатодом.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Спектры НФЛ при низких ($W \sim 0.01$ Вт/см²) плотностях возбуждения и температурах 2–23 К приведены на рис. 1. Помимо линий излучения из КЯ, в спектрах регистрируется излучение свободных (FE) и связанных на примеси (BE) экситонов в объемном кремнии (буферный и накрывающий слои, подложка), сопровождающееся испусканием оптических (LO, TO) и акустических (TA) фононов. Спектральное положение линии $\text{BE}_{\text{TO}}(\text{Si})$ с характерным временем спада около 1 мкс, а также наличие соответствующего двухдырочного перехода (ТНТ) свидетельствуют о том, что основной фоновой примесью в исследуемой структуре является бор.

При низких температурах и уровнях возбуждения в спектрах доминирует TO-компонента излучения экситонно-примесного комплекса ($\text{BE}_{\text{TO}}(\text{Si})$), а также видна соответствующая LO-компонента ($\text{BE}_{\text{LO}}(\text{Si})$) (см. спектры 1, 2 на рис. 1). При повышении накачки с длинноволновой стороны от $\text{BE}_{\text{TO}}(\text{Si})$ проявляются TO-повторения линий многочастич-

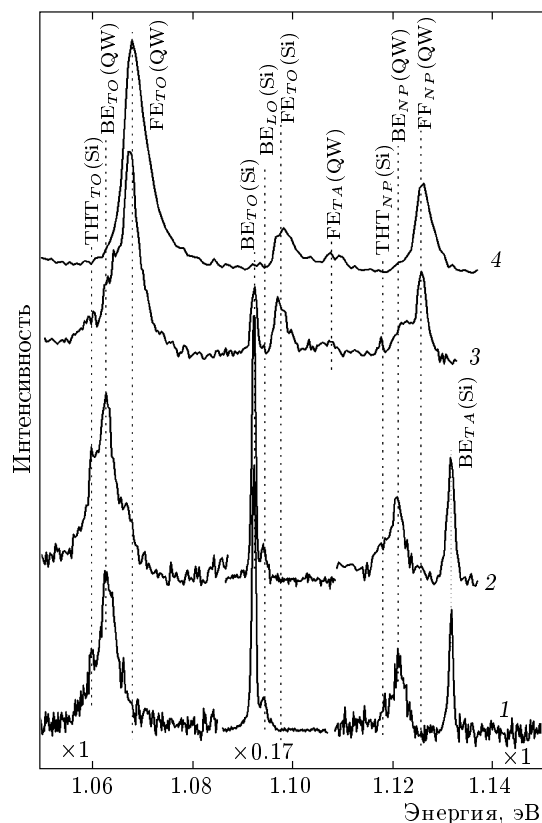


Рис. 1. Спектры НФЛ КЯ при низких плотностях возбуждения. Кривые 1, 2, 3 записаны при плотности мощности возбуждения $W = 0.009 \text{ Вт/см}^2$ и температурах соответственно $T = 2, 5, 10 \text{ К}$; 4 — при $T = 23 \text{ К}$ и $W = 0.016 \text{ Вт/см}^2$

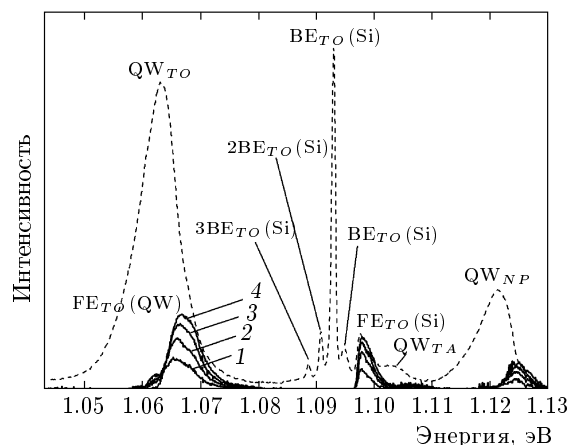


Рис. 2. Разностные спектры $I(T + \Delta T, \hbar\omega) - I(T, \hbar\omega)$ (кривые 1-4), полученные при $W = 2 \text{ Вт/см}^2$ и соответственно $T = 6 \text{ К}$, $T + \Delta T = 7, 8, 9, 10 \text{ К}$. Спектр НФЛ КЯ при температуре $T = 6 \text{ К}$ и плотности возбуждения $W = 2 \text{ Вт/см}^2$ (штриховая кривая)

ных экситонно-примесных комплексов $2\text{BE}_{\text{TO}}(\text{Si})$ и $3\text{BE}_{\text{TO}}(\text{Si})$, соответствующие рекомбинации соответственно двух и трех связанных экситонов, см. рис. 2. Эти линии, исчезающие из спектров НФЛ при температуре выше 10 К, также связаны с примесью бора [10]. При высоких уровнях возбуждения в спектрах доминирует излучение ТО-фононного повторения электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) Si [11]. Эта полоса наблюдалась только при температурах ниже 15 К и плотностях возбуждения $W > 50 \text{ Вт/см}^2$. При некоторых плотностях возбуждения удавалось зарегистрировать ТА-фононное повторение ЭДЖ. При этом бесфононная компонента ЭДЖ отсутствовала.

На рис. 1 хорошо видно, что с ростом температуры имеет место диссоциация связанных экситонов в кремнии, выражающаяся в гашении линии $\text{BE}_{\text{TO}}(\text{Si})$ и возрастании интенсивности излучения свободных экситонов $\text{FE}_{\text{TO}}(\text{Si})$. Похожая перестройка спектра НФЛ имеет место и для КЯ. При температуре 2 К как бесфононная линия излучения КЯ, так и ее фононное ТО-повторение представляют собой бесструктурные полосы (обозначенные $\text{BE}_{\text{NP}}(\text{QW})$, $\text{BE}_{\text{TO}}(\text{QW})$) с полуширинами FWHM около 5 мэВ. При температуре 5 К у каждой из полос появляется спутник ($\text{FE}_{\text{NP}}(\text{QW})$, $\text{FE}_{\text{TO}}(\text{QW})$), сдвинутый на 5 мэВ в коротковолновую сторону, который уже при температурах $T \geq 10 \text{ К}$ доминирует в спектре. Характерное время гашения люминесценции $\text{BE}(\text{QW})$ составляет около 400 нс, что хорошо коррелирует с литературными данными по временам жизни экситонов, связанных на примесях в напряженных SiGe-структурах [12], и на порядки меньше времен жизни экситонов, локализованных на флуктуациях потенциала [13]. Таким образом, наблюдаемая на рис. 1 трансформация спектра излучения КЯ с ростом температуры определяется диссоциацией экситонов, связанных на примеси в КЯ, и увеличением концентрации делокализованных экситонов. Дополнительным подтверждением такой интерпретации являются результаты измерений разностных спектров $I(T + \Delta T, \hbar\omega) - I(T, \hbar\omega)$, где $\Delta T = 1, 2, 3, 4 \text{ К}$, а $I(\hbar\omega, T)$ — интенсивность НФЛ при температуре $T = 6 \text{ К}$. На рис. 2 видно, что при плотности возбуждения 2 Вт/см^2 не наблюдается тонкая структура в излучении КЯ. Тем не менее ярко выраженная тонкая структура отчетливо проявляется в разностном спектре — с ростом температуры наблюдается рост интенсивности полос, совпадающих по положению с $\text{FE}_{\text{NP}}(\text{QW})$, $\text{FE}_{\text{TO}}(\text{QW})$.

Для анализа формы линии излучения $\text{FE}_{\text{TO}}(\text{QW})$ нами использовался разработанный

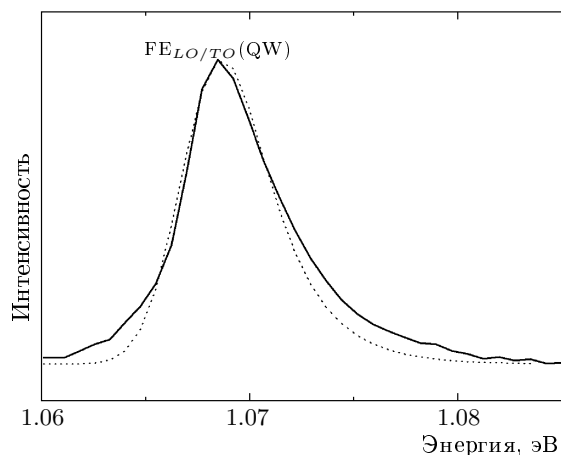


Рис. 3. Спектр НФЛ КЯ в области ТО-повторения, записанный при температуре $T = 23$ К и плотности возбуждения $W = 0.04$ Вт/см² (сплошная линия). Аппроксимация эксперимента формулой (1) при $T = 23$ К и $\sigma = 1.6$ мэВ (пунктир)

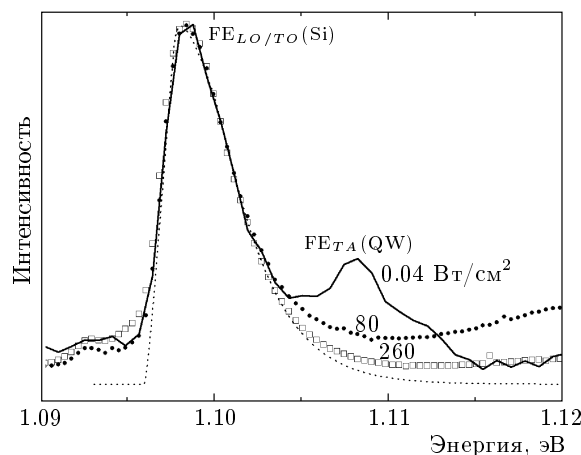


Рис. 4. Спектры НФЛ в области ТО-повторения свободного экситона в кремнии, записанные при температуре 23 К и различных плотностях возбуждения; расчетная кривая (пунктир) получена для температуры $T = 23$ К. Расхождение в области высоких энергий связано с наложением ТА-повторения полосы излучения КЯ

в работе [14] подход, позволяющий учесть влияние неоднородного уширения на излучение экситонов и плазмы в квазидвумерных структурах. Согласно работе [14], при наличии термализации между различными областями КЯ спектр свободных экситонов описывается следующей формулой:

$$I(\hbar\omega) \sim \left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{E_0 - \hbar\omega}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right) \exp\left(\frac{E_0 - \hbar\omega}{kT}\right), \quad (1)$$

σ — параметр, характеризующий отклонение дна экситонной зоны от среднего значения E_0 , T — эффективная температура экситонов и $\operatorname{erf}(x)$ — функция ошибок. Выражение (1) применимо, когда σ соизмеримо либо больше kT . Таким образом, грубая оценка температуры, начиная с которой можно пользоваться формулой (1), дает $kT \sim \sigma \sim 0.425 \operatorname{FWHM}(E_{TO}(QW)) \sim 2$ мэВ.

На рис. 3 представлена аппроксимация полосы $FE_{TO}(QW)$ при температуре 23 К и плотности возбуждения 0.04 Вт/см². Эффективная температура экситонов в КЯ не варьировалась и предполагалась равной температуре свободных экситонов в объемном кремнии (последняя определялась посредством аппроксимации формы линии $FE_{TO}(Si)$ известной формулой [15] и при $T \geq 10$ К совпадала с температурой решетки, см. рис. 4). Параметрами аппроксимации были E_0 и σ . При этом учитывался также вклад от LO-фононного повторения, составляющий около 0.1 [16] от вклада ТО-повторения. Наилучшая подгонка достигается при $E_0 \approx 1.069$ эВ и $\sigma \approx 1.6$ мэВ, что в рамках погрешности эксперимен-

та совпадает с приведенным ранее оценочным значением $\sigma \approx 2$ мэВ.

Для исследования перехода экситонный газ-ионизированная ЭДП были проведены детальные измерения спектров НФЛ в широком диапазоне плотностей возбуждения (0.016 – 260 Вт/см²), рис. 5. Измерения проводились при температуре 23 К, чтобы в спектрах НФЛ КЯ отсутствовал вклад экситонов, локализованных на примесях, и коллективных эффектов, не связанных с ЭДП. С ростом плотности мощности возбуждения в спектрах НФЛ был обнаружен пороговый эффект, заключающийся в появлении длинноволнового плеча у линии люминесценции КЯ уже при плотности мощности $W \sim 0.13$ Вт/см². При $W > 0.35$ Вт/см² указанная особенность доминирует в спектре НФЛ КЯ, а дальнейшее увеличение накачки приводит к смещению максимума полосы излучения КЯ в длинноволновую область и ее монотонному уширению. При максимальных используемых плотностях возбуждения ($W \sim 260$ Вт/см²) полуширина полосы достигала около 20 мэВ. При $W > 10$ Вт/см² наблюдалось существенное замедление роста интенсивности излучения КЯ по отношению к интенсивности излучения свободного экситона в объемном кремнии (отношение интегральной интенсивности НФЛ КЯ к интенсивности ТО-повторения свободного экситона в кремнии уменьшалось примерно на порядок при увеличении плотности мощности возбуждения

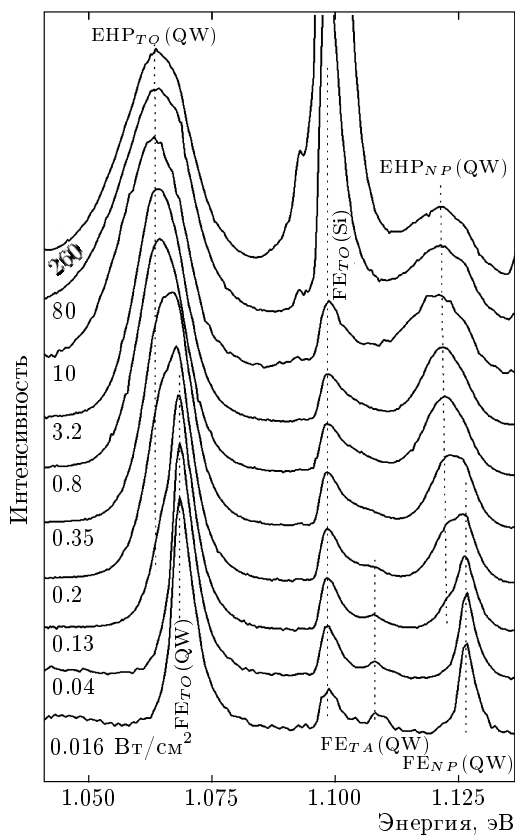


Рис. 5. Спектры НФЛ КЯ при температуре 23 К и различных плотностях возбуждения

до 260 Вт/см²). Отметим, что связь наблюдаемой трансформации спектров НФЛ с локальным перегревом образца исключена, так как форма линии свободного экситона в объемном кремнии не менялась при всех используемых плотностях возбуждения, см. рис. 4.

Наблюдаемая трансформация полосы излучения КЯ может быть объяснена на основе представлений о переходе экситонный газ–ионизированная плазма в квазидвумерной системе. При этом замедление роста интенсивности излучения КЯ с увеличением накачки определяется возрастанием роли оже-процессов при повышении плотности ЭДП. Существование перехода экситонный газ–ЭДП подтверждается измерениями времени уменьшения излучения τ при температурах 20–30 К (рис. 6). В излучении КЯ при таких температурах выраженный экспоненциальный спад с $\tau \approx 1000$ нс проявляется лишь на конечном этапе и коррелирует с временем затухания FE(Si), в то время как на начальном этапе наблюдается существенно неэкспоненциальный спад («мгновенное» время жизни τ монотонно меняется

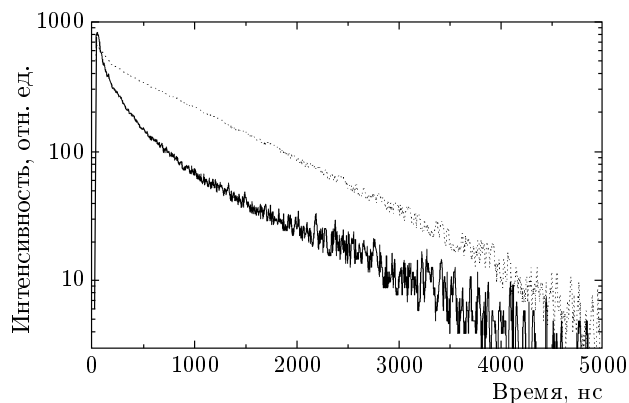


Рис. 6. Гашение НФЛ в области излучения КЯ (сплошная линия) и свободного экситона в объемном кремнии (пунктир), записанные при температуре $T = 23$ К

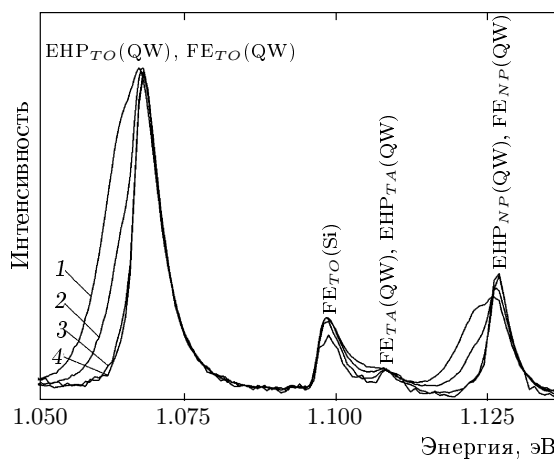


Рис. 7. Зависимость спектров НФЛ КЯ при температуре 23 К от плотности возбуждения, демонстрирующая сосуществование ЭДП и экситонов. Кривые 1, 2, 3, 4 получены соответственно при плотностях возбуждения $W = 0.016, 0.04, 0.13, 0.2$ Вт/см²

примерно от 100 нс до 1000 нс). Именно такого поведения и следовало бы ожидать исходя из представлений о плотной ЭДП. Время жизни в такой плазме, определяемое оже-процессами, пропорционально n^{-2} , где n — плотность пар в плазме. Таким образом, по мере рекомбинации концентрация плазмы уменьшается и, следовательно, время жизни носителей в ней возрастает. Экспоненциальный спад с характерным временем около 1000 нс на конечном этапе связан со свободными экситонами в КЯ.

Особенность перехода экситонный газ–ЭДП проявляется в нестандартном поведении формы ли-

нии излучения КЯ с ростом уровня возбуждения (рис. 7). На рисунке видно, что в диапазоне плотностей возбуждения $0.04\text{--}0.2\text{ Вт/см}^2$ в КЯ наблюдается сосуществование ЭДП и экситонов. Данный эффект четко проявляется для более низких температур. В частности, при температуре 15 К имеет место выраженное разделение линий излучения экситонов и ЭДП. Отсутствие резкой границы у перехода экситонный газ–ЭДП в КЯ на основе полупроводников II–VI групп наблюдалось ранее в работе [7] и было связано со спецификой ионизационного разрушения экситонов в квазидвумерных системах. По-видимому, подобная ситуация реализуется и в случае исследуемой структуры. Тем не менее, дополнительной причиной размытия фазового перехода экситонный газ–ЭДП являются флуктуации потенциала, приводящие к локальным неоднородностям концентрации ЭДП. В результате при плотностях возбуждения близких к пороговым в КЯ существуют области как с экситонами, так и с ЭДП, причем ЭДП возникает сначала в областях КЯ, соответствующих минимумам флуктуационного потенциала.

Другой нестандартной особенностью спектров НФЛ, приведенных на рис. 5, является неизменность формы линии излучения ЭДП при плотностях возбуждения $W \geq 10\text{ Вт/см}^2$. Такое поведение возможно для фазовых переходов с участием конденсированной фазы (газ–жидкость либо плазма–жидкость), тем более что критическая температура для ЭДЖ в объемном недеформированном кремнии составляет 25 К. Образование конденсированной фазы с критической температурой менее 20 К наблюдалось ранее в толстых (70 нм) напряженных SiGe-слоях кремниевых гетероструктур [17]. Необходимо отметить, что другой возможной причиной стабилизации формы линии могут быть эффекты, связанные с изменением эффективного потенциала КЯ при ее заполнении. Для исключения возможного влияния ЭДЖ на переход экситонный газ–плазма были проведены дополнительные исследования спектров НФЛ при большей температуре (см. рис. 8). На рис. 8 хорошо видно, что для температуры 35 К как и для 23 К в спектрах регистрируется излучение свободного экситона, плавно переходящее с ростом накачки в излучение плазмы. Но в отличие от температуры 23 К форма линии излучения плазмы при 35 К монотонно меняется во всем диапазоне плотностей возбуждения, что свидетельствует об отсутствии ЭДЖ при этой температуре. Переходная область, в которой наблюдается сосуществование экситонов и плазмы, сдвигается в диапазон плотностей возбуждения $1\text{--}23\text{ Вт/см}^2$, что

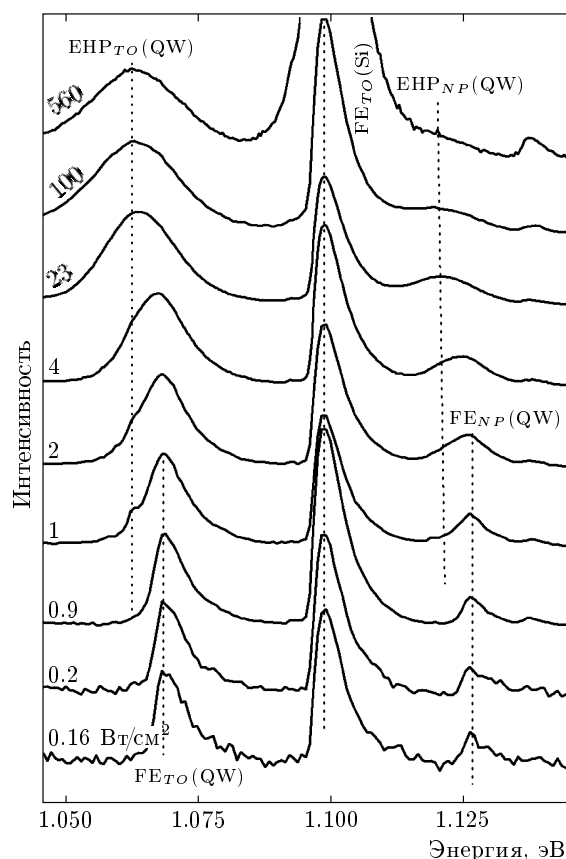


Рис. 8. Спектры НФЛ КЯ при температуре 35 К и различных плотностях возбуждения

связано с более эффективным термическим выбросом носителей из КЯ при 35 К. Данный факт подтверждается тем, что квантовый выход излучения из КЯ при низких плотностях возбуждения, когда люминесценция определяется свободными экситонами, падает более чем на порядок в этом диапазоне температур. Таким образом, из спектров, приведенных на рис. 5, 7, 8, следует, что переход экситонный газ–плазма не является резким ни для 23 К, ни для 35 К. При этом, несмотря на то что диапазон плотностей возбуждения $[W_{min}, W_{max}]$, в котором удается наблюдать сосуществование экситонов и плазмы, сдвигается в сторону больших накачек с ростом температуры, соотношение $W_{max}/W_{min} \sim 20$ меняется слабо.

Анализ формы линии излучения ЭДП позволяет определить концентрацию носителей. При этом, вообще говоря, необходимо учитывать как неоднородность структуры, так и эффекты, обусловленные малыми временами жизни возбужденных состояний, образующихся при рекомбинации электрона и дыр-

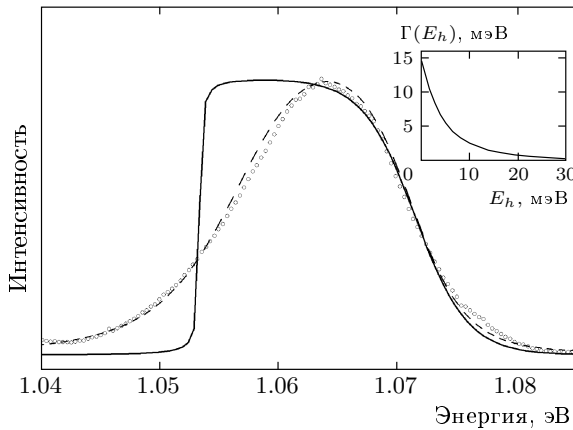


Рис. 9. Аппроксимация спектра НФЛ КЯ в области ТО-повторения, записанного при плотности возбуждения $W = 260 \text{ Вт/см}^2$ и температуре $T = 23 \text{ К}$. Точки — экспериментальные данные; сплошная кривая — аппроксимация экспериментальных данных формулой (П.1) при $\Gamma(E_C, E_V) = \text{const} = 0.3 \text{ мэВ}$, штриховая кривая — при $\Gamma(E_C, E_V) \approx \Gamma(E_V)$, где функция $\Gamma(E_V)$ приведена на вставке

ки [14]. Ситуация упрощается для экспериментальных спектров (рис. 5, 8) при высоких плотностях возбуждения, поскольку в этом случае, как показывают предварительные оценки, $\mu_h + \mu_e \gg \sigma$ (μ_e и μ_h — квазиуровни Ферми соответственно электронов и дырок) и эффектами, связанными с неоднородностями структуры, можно пренебречь. Тогда, как показано на рис. 9, экспериментальную форму полосы излучения КЯ удастся описать с учетом конечной ширины возбужденных состояний ЭДП и, тем самым, длинноволнового размытия спектров излучения ЭДП, используя формулы (П.1)–(П.4) Приложения.

При аппроксимации экспериментальных данных на рис. 5, 7, 8 температура электронов и дырок в ЭДП не варьировалась и предполагалась равной температуре свободных экситонов в объемном кремнии соответственно при $T = 23 \text{ К}$ и $T = 35 \text{ К}$. На рис. 9 приведен пример такой аппроксимации при плотности мощности возбуждения $W \approx 260 \text{ Вт/см}^2$ и температуре 23 К как при пренебрежимо малом однородном уширении ($\Gamma(E_C, E_V) = \text{const} = 0.3 \text{ мэВ}$, сплошная кривая), так и при значительном однородном уширении (штриховая линия, конкретный вид функции $\Gamma(E_C, E_V) \sim \Gamma(E_V)$ приведен на вставке рис. 9). Полученная таким образом оценка плотности электронно-дырочных пар в ЭДП $n \sim 1.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ имеет погрешность около 20% за

счет пренебрежения ЛО-фононным повторением и неоднородными эффектами. Приведенное значение концентрации ЭДП существенно превышает расчетную величину, при которой в КЯ могут быть связанные состояния [5, 6]. Вопрос о механизме стабилизации формы линии излучения плазмы при этих условиях остается открытым.

Аналогичная оценка концентрации носителей на верхней границе области сосуществования экситонов и плазмы дает величину около $1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ как для $T = 23 \text{ К}$, так и для $T = 35 \text{ К}$. Малое изменение времени жизни экситонов и плазмы в переходной области позволяет также сделать грубую оценку концентрации на нижней границе области сосуществования посредством линейного масштабирования по накачке. Такая оценка дает концентрацию порядка $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При исследовании спектров НФЛ тонкой КЯ $\text{Si}_{0.93}\text{Ge}_{0.07}/\text{Si}$ показано, что переход экситонный газ–плазма (переход Мотта) не является резким и происходит в диапазоне концентраций примерно $6 \cdot 10^{10} - 1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. При температуре 23 К и плотностях возбуждения больших 10 Вт/см^2 обнаружена стабилизация формы и положения линии излучения ЭДП с ростом накачки, что может свидетельствовать о наличии перехода электронно-дырочный газ–жидкость. Другой возможной причиной стабилизации формы линии могут быть эффекты, связанные с заполнением КЯ. Показано, что при гелиевых температурах и низких плотностях возбуждения в спектре КЯ доминирует излучение экситона, связанного на боре, а при увеличении температуры выше 10 К — излучение свободного экситона. Исследовано влияние однородного и неоднородного уширения на люминесценцию ЭДП и экситонов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Анализ формы линии ЭДП

Форма линии излучения ЭДП при учете лишь однородного уширения уровней возбужденных состояний описывается следующими формулами [18]:

$$I(\hbar\omega) = I_0 \int_0^\infty \int_0^\infty \rho_C(E_C) \rho_V(E_V) f_C(E_C) f_V(E_V) \times \\ \times L(\hbar\omega) dE_C dE_V, \quad (\text{П.1})$$

$$L(\hbar\omega) = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\Gamma(E_C, E_V)}{(\hbar\omega - E_V - E_C - \Delta)^2 + \Gamma^2(E_C, E_V)/4}. \quad (\text{П.2})$$

Здесь $\Gamma(E_C, E_V)$ — полуширина возбужденных состояний ЭДП, образующихся после рекомбинации электрона и дырки с энергиями соответственно E_C и E_V (энергии отсчитываются от краев соответствующих зон КЯ); Δ — ширина перенормированной запрещенной зоны (при анализе фоновое ТО-повторения из Δ вычитается энергия фонона). Аппроксимация экспериментальных данных выражением (П.1) осуществлялась в рамках модели двумерной ЭДП с эффективными (латеральными) массами плотности состояний электронов $m_e = 4(m_{\parallel}m_{\perp})^{1/2} = 1.68m_0$ и дырок $m_h = 0.21m_0$ [19], определяющими двумерные (не зависящие от энергии) плотности состояний $\rho_C(E_C)$, $\rho_V(E_V)$; $f_C(E_C)$, $f_V(E_V)$ — фермиевские функции распределения с квазиуровнями Ферми электронов μ_e и дырок μ_h , зависящими от плотности плазмы $n_e = n_h \equiv n$ и температуры T [6]:

$$\mu_{e,h} = kT \ln \left(\left(\exp \frac{\pi \hbar^2 n}{m_{e,h} kT} \right) - 1 \right). \quad (\text{П.3})$$

Сравнительно надежная оценка концентрации носителей оказывается возможной ввиду малости $\Gamma(E_C, E_V)$ при $E_C \sim \mu_e$, $E_V \sim \mu_h$. Это свойство $\Gamma(E_C, E_V)$ позволяет определить предынтегральный множитель I_0 в (П.1) по коротковолновому краю линии излучения ЭДП, где ее форма слабо искажается однородным уширением. Далее, нетрудно видеть, что интегральная интенсивность НФЛ определяется выражением

$$\begin{aligned} W &= \int_0^{\infty} d\omega I(\hbar\omega) = I_0 \int_0^{\infty} d\omega \times \\ &\times \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \rho_C(E_C) \rho_V(E_V) f_C(E_C) f_V(E_V) \times \\ &\times L(\hbar\omega) dE_C dE_V = I_0 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \rho_C(E_C) \rho_V(E_V) \times \\ &\times f_C(E_C) f_V(E_V) dE_C dE_V = I_0 \Phi(n), \quad (\text{П.4}) \end{aligned}$$

не зависящим от конкретного вида $\Gamma(E_C, E_V)$. Таким образом, решая уравнение $\Phi(n) = W/I_0$, где W — площадь под экспериментальным спектром излучения ЭДП, можно вычислить концентрацию n носителей в плазме.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. D. Landau and Ya. E. Zeldovich, Acta Phys. et Chem. USSR **18**, 194 (1943).
2. К. Д. Джефрис, Л. В. Келдыш, *Электронно-дырочные капли в полупроводниках*, Наука, Москва (1988).
3. N. Peyghambarian, H. M. Gibbs, J. L. Jewell et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 2433 (1984).
4. D. Hulin, A. Mysyrowicz, A. Antonetti et al., Phys. Rev. B **33**, 4389 (1986).
5. H. Reinholtz, Sol. St. Comm. **123**, 489 (2002).
6. S. Ben-Tabou de-Leon and B. Laikhtman, Phys. Rev. B **67**, 235315 (2003).
7. R. Cingolani, L. Calcagnile, G. Coli et al., J. Opt. Soc. Amer. B **13**, 1268 (1996).
8. Y. E. Lozovik and O. L. Berman, Phys. Scr. **55**, 491 (1997).
9. L. Kappei, J. Szczytko, F. Morier-Genoud et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 147403 (2005).
10. K. Kosai and M. Gershenson, Phys. Rev. B **9**, 723 (1974).
11. V. V. Zaitsev, V. S. Bagaev, T. M. Burbaev et al., Physica E **40**, 1172 (2008).
12. J. C. Sturm, H. Manoharan, L. C. Lenchyshyn et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 1362 (1991).
13. T. W. Steiner, L. C. Lenchyshyn, M. L. W. Thewalt et al., Sol. St. Comm. **89**, 429 (1994).
14. J. Christen and D. Bimberg, Phys. Rev. B **42**, 7213 (1990).
15. Э. И. Рашба, М. Д. Стерджа, *Экситоны*, Наука, Москва (1985).
16. R. B. Hammond, D. L. Smith, and T. C. McGill, Phys. Rev. Lett. **35**, 1535 (1975).
17. Т. М. Бурбаев, Е. А. Бобрик, В. А. Курбатов и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 410 (2007).
18. T. Stoica and L. Vescan, J. Appl. Phys. **94**, 4400 (2003).
19. C. Penn, F. Schäffler, G. Bauer et al., Phys. Rev. B **59**, 13314 (1999).