Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 12, с. 926 – 932 25 декабря

Люминесценция квазидвумерной электронно-дырочной жидкости и экситонных молекул в гетероструктурах Si/SiGe/Si при двухэлектронных переходах

Т. М. Бурбаев[1)], *Д. С. Козырев, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков*

Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 ноября 2013 г.

Исследована низкотемпературная фотолюминесценция (ФЛ) гетероструктур $Si/Si_{0.91}Ge_{0.09}/Si$ в ближней инфракрасной (БИК) и видимой областях спектра. Для структуры с туннельно прозрачным для электронов слоем SiGe путем сравнения формы широкой линии люминесценции в видимой области с численной сверткой спектра излучения электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) в БИК-области показано, что при высоких уровнях возбуждения излучение в видимой области вызвано двухэлектронными переходами в квазидвумерной пространственно прямой ЭДЖ. Из совместного анализа спектров ФЛ в БИК и видимой областях определена энергия связи квазидвумерного свободного биэкситона в слое SiGe этих гетероструктур. В структурах с широким туннельно непрозрачным для электронов SiGe-слоем обнаружена пространственно непрямая (диполярная) ЭДЖ.

DOI: 10.7868/S0370274X13240132

Введение. Как известно, в спектрах люминесценции полупроводниковых кристаллов, помимо обычно исследуемого краевого излучения с энергиями фотонов, близкими к ширине запрещенной зоны E_g (одноэлектронные переходы), может наблюдаться на несколько порядков менее интенсивная люминесценция с энергиями квантов около $2E_g$. Она возникает при так называемых двухэлектронных переходах, т.е. при совместной рекомбинации четырех частиц: двух электронов и двух дырок [1, 2]. Таким образом, люминесценция в области энергий вблизи $2E_g$ отвечает многочастичным возбужденным состояниям, в которых находится не менее двух электронно-дырочных пар. Впервые люминесценция этого типа наблюдалась в объемных германии и кремнии [1]. В кремнии при температурах жидкого гелия исследовалось $2E_g$-излучение, связанное с рекомбинацией частиц в электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) [2, 3], биэкситонах [3, 4] и многоэкситонных примесных комплексах [4]. Наблюдение $2E_g$-люминесценции (видимая область спектра) наряду с рекомбинационным излучением в ближней инфракрасной (БИК) области, где расположены основные линии краевого излучения, использовалось нами как одно из возможных доказательств образования экситонных молекул и ЭДЖ [5–8] в гетероструктурах Si/SiGe/Si.

Структуры Si/SiGe/Si являются гетероструктурами II рода с потенциальным барьером для электронов и ямой для дырок в напряженном SiGe-слое [9–12]. Неравновесные электроны и дырки в таких структурах, вообще говоря, могут быть пространственно разделены. При этом дырки находятся в квантовой яме (КЯ) в SiGe-слое, а электроны – преимущественно в кремнии вблизи гетерограниц SiGe. Таким образом, экситоны являются пространственно непрямыми (диполярными) и между ними преобладает отталкивательное взаимодействие. Однако если туннельная прозрачность барьера достаточно высока, то электронная плотность может стать максимальной внутри SiGe-слоя [12]. Экситоны в этом случае являются пространственно прямыми. Взаимодействие между ними может приводить к образованию экситонных молекул и конденсации в ЭДЖ в слое SiGe. Требования к зонным параметрам и дизайну гетероструктур $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si$, при выполнении которых возможно образование ЭДЖ, обсуждались в работах [6–8]. В структурах с узким (с шириной, меньшей боровского радиуса экситона) туннельно прозрачным потенциальным барьером может образовываться квазидвумерная пространственно прямая (электроны и дырки находятся в SiGe-слое) ЭДЖ. Если имеется широкий, но недостаточно высокий барьер, то конденсация экситонов в слое SiGe приводит к образованию трехмерной ЭДЖ с

[1)]e-mail: burbaev@sci.lebedev.ru

такими же свойствами, как в одноосно деформированном объемном материале [13, 14].

Настоящая работа посвящена исследованию фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур $\mathrm{Si/Si_{1-x}Ge_x/Si}$ в БИК и видимой областях спектра при гелиевых температурах в широком диапазоне уровней возбуждения. Основное внимание было уделено исследованию и анализу спектров ФЛ структур с узким туннельно прозрачным для электронов SiGe-слоем, в которых ранее были обнаружены пространственно прямые экситонные молекулы и ЭДЖ [6]. В результате сравнения формы широкой линии $2E_g$-люминесценции с формой линии излучения ЭДЖ, наблюдаемой в БИК-области спектра, получено прямое доказательство того, что эти линии принадлежат одним и тем же излучающим объектам. Кроме того, показано, что эти линии демонстрируют одинаковое поведение при изменении уровня накачки. Тем самым получены дополнительные свидетельства образования ЭДЖ в таких наноструктурах. Совместный анализ спектров ФЛ в БИК и видимой областях позволил также определить величину энергии связи свободного квазидвумерного биэкситона. В структурах с широким туннельно непрозрачным для электронов SiGe-слоем обнаружена пространственно непрямая (диполярная) ЭДЖ, электроны которой находятся в слоях кремния, а дырки – в слое твердого раствора.

Исследуемые структуры и методика экспериментов. Гетероструктуры $\mathrm{Si/Si_{0.91}Ge_{0.09}/Si}$ с псевдоморфными напряженными слоями SiGe были выращены на подложках Si(001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии в Институте физики микроструктур РАН (Нижний Новгород). Толщины буферного и защитного кремниевых слоев составляли, соответственно, 100 и 100–200 нм. Толщина слоя SiGe, расположенного между ними, в исследовавшихся структурах составляла $d = (2-5)$ нм. В настоящей работе основное внимание было уделено гетероструктурам с $d = 2$ нм. Именно о них далее и будет идти речь. Лишь в заключении мы скажем несколько слов о свойствах неравновесной электронно-дырочной системы в структурах с более толстыми SiGe-слоями.

При $x = 0.09$ высота потенциального барьера в зоне проводимости равна 10 мэВ, а глубина квантовой ямы для дырок в SiGe-слое составляет 66 мэВ [11, 12]. Барьер шириной 2 нм туннельно прозрачен для электронов. Взаимодействуя с дырками, они проникают в SiGe-слой. Плотность электронов оказывается максимальной в его центре [12]. Экситоны в этом случае являются пространственно прямыми. При высокой плотности экситонного газа образуются свободные биэкситоны и ЭДЖ [6, 7]. Эксперименты проводились при температурах образца $T = (1.8-60)$ К. При исследовании спектров ФЛ в БИК-области (одноэлектронные переходы) для квазистационарного возбуждения структур использовалось излучение гелий-кадмиевого лазера с длиной волны $\lambda = 0.44$ мкм. Плотность возбуждения изменялась в диапазоне $P = (0.05-200)$ Вт/см^2. Рекомбинационное излучение анализировалось с помощью светосильного дифракционного монохроматора и регистрировалось охлаждаемым жидким азотом германиевым *pin*-фотодиодом. Для стационарного фотовозбуждения структур при исследовании люминесценции в видимой области спектра, возникающей при двухэлектронных переходах, использовалось излучение титан-сапфирового лазера ($\lambda = 0.75$ мкм). Измерения проводились в диапазоне уровней возбуждения $P = (0.3-150)$ Вт/см^2. Рекомбинационное излучение анализировалось дифракционным монохроматором и регистрировалось с помощью охлаждаемой жидким азотом ПЗС-матрицы.

Результаты и обсуждение. Линия рекомбинационного излучения ЭДЖ возникает в спектре ФЛ при температурах ниже критической для фазового перехода экситонный газ – ЭДЖ, когда уровень возбуждения превышает некоторую зависящую от температуры пороговую величину. На рис. 1 показана трансформация спектра ФЛ исследовавшейся структуры в БИК-области при увеличении уровня возбуждения ($T = 15$ К). Представлена спектральная область, в которой расположены наиболее интенсивные линии излучения слоя SiGe и кремниевых слоев, отвечающие испусканию поперечных оптических фононов при рекомбинации электронов и дырок (TO-фононное повторение) в этих непрямозонных полупроводниках, а также бесфононные (NP) линии излучения SiGe-слоя. В центре этой спектральной области (Si:TO) находятся линии излучения свободных (интенсивная) и связанных (менее интенсивная) экситонов. В левой части показанной на рис. 1 спектральной области (SiGe:TO) расположены TO-компоненты спектра излучения SiGe-слоя. При низком уровне возбуждения (нижний спектр) наблюдается линия излучения свободных экситонов (FE–TO). С ростом уровня возбуждения с длинноволновой стороны от линии FE–TO возникает узкая линия излучения биэкситонов (FBiE–TO), на низкоэнергетическом крыле которой при дальнейшем увеличении интенсивности накачки появляется широкая полоса люминесценции ЭДЖ (EHL–TO). Аналогичные изменения при увеличении уровня накач-

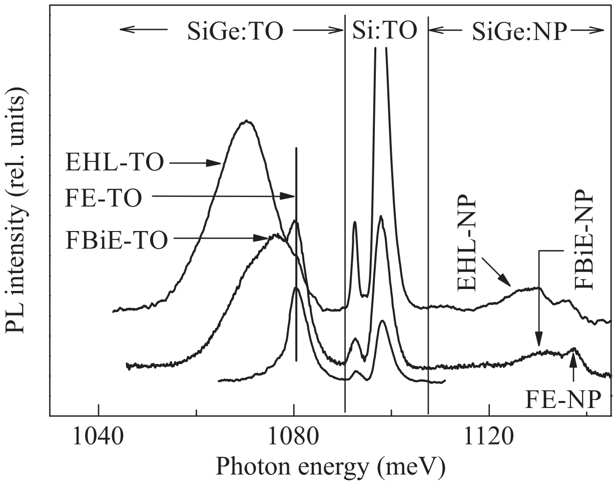

Рис. 1. Трансформация спектра ФЛ структуры в БИК-области при увеличении уровня накачки: $P = 0.35$, 1.9, 170 Вт/см^2 для нижнего, среднего и верхнего спектров соответственно. Показаны TO- и NP-компоненты спектра излучения SiGe-слоя и TO-компонента спектра люминесценции Si (буферный и защитный слои). FE, FBiE и EHL – линии излучения свободных экситонов, свободных биэкситонов и ЭДЖ соответственно. Чтобы NP-компонента была видна более четко в этой области из зарегистрированного спектра вычтен вклад излучения Si. Температура $T = 15$ K

ки претерпевает и NP-компонента спектра излучения SiGe-слоя, расположенная в области, обозначенной как SiGe:NP. Однако ее интенсивность значительно ниже, чем TO-компоненты. Следует отметить, что в этой гетероструктуре экситоны и экситонные молекулы являются свободными при $T > 12$ K. При более же низких температурах они локализуются на флуктуациях потенциала, связанных с неоднородностями в распределении германия в слое SiGe и несовершенством гетерограниц Si/SiGe [6].

Спектры $2E_g$-люминесценции в видимой области и их сопоставление с одноэлектронными спектрами в БИК-области предоставляют дополнительные возможности для распознавания природы и определения свойств многочастичных состояний. Прежде чем излагать экспериментальные результаты, отметим, что при двухэлектронных переходах в акте рекомбинации участвуют электроны из двух симметрично расположенных противолежащих долин зоны проводимости непрямого полупроводника. Поэтому квазиимпульс при таких переходах сохраняется автоматически и участия в процессе рекомбинации фононов не требуется. В результате линии $2E_g$-люминесценции должны наблюдаться при энергиях, в 2 раза превышающих энергии соответствующих бесфононных (NP) компонент спектра в БИК-области.

На рис. 2 продемонстрировано изменение спектров ФЛ в видимой области с ростом уровня воз-

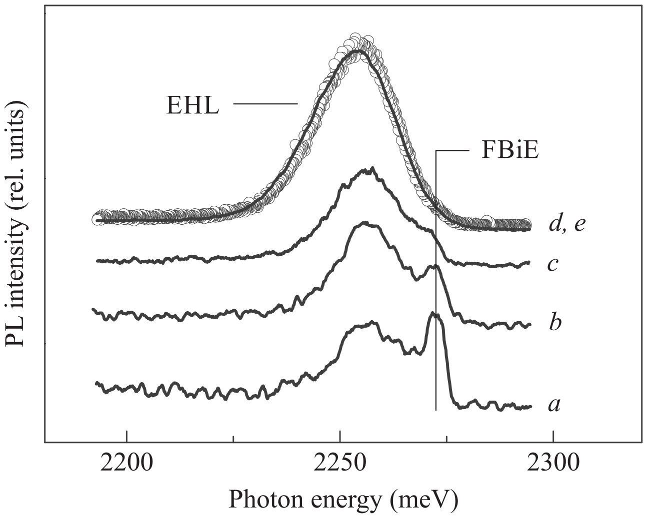

Рис. 2. Изменение спектров ФЛ в видимой области с увеличением накачки ($T = 15$ K). Плотности накачки для спектров a–e составляют $P = 0.5$, 1.0, 2.5, 85 и 150 Вт/см^2 соответственно. Для наглядности интенсивности в спектрах a–d увеличены в 80, 40, 16 и 1.2 раза соответственно. Спектр d (кружки) нормирован на максимум спектра e (сплошная линия)

буждения при $T = 15$ K. При низких уровнях возбуждения в спектрах хорошо выражена узкая (с полушириной FWHM ≈ 4 мэВ) линия ФЛ с максимумом при энергии фотонов, равной 2272.3 мэВ. При возрастании уровня возбуждения с длинноволновой стороны от этой узкой линии в спектре появляется широкая полоса, возникновение которой имеет пороговый характер. Эта полоса доминирует в спектрах при высоких уровнях возбуждения. Ее максимум расположен при энергии 2254.8 мэВ, а полуширина FWHM ≈ 20 мэВ. При высоких уровнях возбуждения форма этой широкой полосы не зависит от интенсивности накачки P (спектры d и e на рис. 2), что характерно для линии люминесценции ЭДЖ. Сравнение спектральных положений линий люминесценции, наблюдаемых в БИК (область SiGe:NP на рис. 1) и видимой (рис. 2) областях спектра, показывает, что спектр излучения в видимой области расположен при энергиях, примерно в 2 раза превышающих энергии, отвечающие положению NP-компонент спектра в БИК-области. Следует также отметить, что энергия фотонов рекомбинационного излучения в видимой области спектра значительно больше энергии квантов возбуждающего излучения титан-сапфирового лазера (1.65 эВ). Таким образом, излучение, зарегистрированное в види-

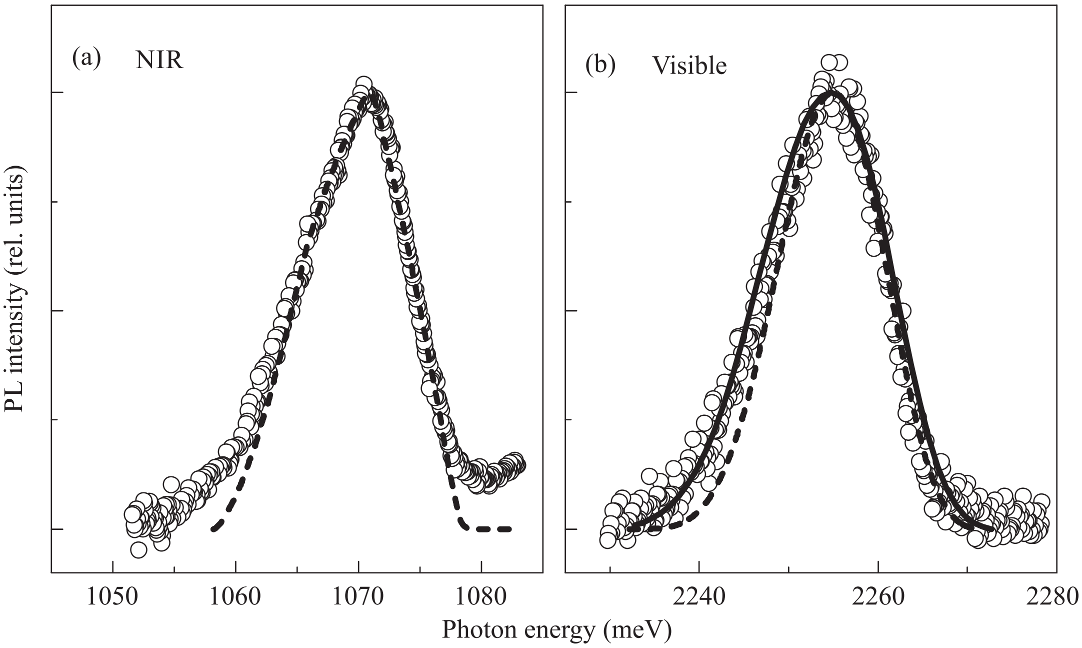

Рис. 3. Спектры ФЛ ЭДЖ (кружки) в БИК (TO-компонента) (a) и видимой (b) областях. Штриховыми линиями показаны расчетная форма линии излучения ЭДЖ в БИК-области спектра (a) и ее автосвертка (b). Сплошной линией (b) изображен спектр, полученный из экспериментального спектра в БИК-области (a) посредством автосвертки. Температура $T = 1.8\,\mathrm{K}$

мой области спектра, действительно является $2E_g$-люминесценцией.

На рис. 3 экспериментальные спектры широкой полосы люминесценции, измеренные в БИК и видимой областях, сравниваются с расчетными. Для анализа формы этой полосы излучения были использованы спектры, полученные при низкой температуре ($T = 1.8\,\mathrm{K}$), чтобы уменьшить искажение ее коротковолнового крыла за счет вклада излучения экситонов и экситонных молекул. Теоретическая обработка формы широкой полосы люминесценции в БИК-области спектра для этого образца была выполнена в работе [6] в предположении, что она обусловлена излучением ЭДЖ. Таким образом, ее форма по аналогии с объемными германием и кремнием [15, 16] определяется комбинированной плотностью состояний для разрешенных зон с учетом их заполнения, описываемого распределениями Ферми для электронов и дырок. На рис. 3а результаты этой обработки для TO-компоненты спектра представлены штриховой линией. Наилучшая подгонка расчетного спектра к экспериментальному была осуществлена при использовании в вычислениях двумерной плотности состояний ($\rho_h = \mathrm{const}$) для дырок в КЯ в SiGe-слое и трехмерной ($\rho_e \propto E^{1/2}$) для проникающих в барьер электронов. Хорошее согласие между результатами эксперимента и расчета позволило заключить, что показанная на рис. 3а полоса люминесценции принадлежит квазидвумерной ЭДЖ, образующейся в SiGe-слое структуры при достаточно высоких уровнях фотовозбуждения [6, 7]. Как и для линии излучения ЭДЖ в объемных Ge и Si, имеется некоторое расхождение между результатами эксперимента и расчета в области низких энергий (в области "красного хвоста"). В объемных материалах его можно устранить введением дополнительного подгоночного параметра (параметра затухания) [17, 18]. Однако здесь мы не будем останавливаться на этом вопросе.

Перейдем теперь к обсуждению природы широкой полосы люминесценции, возникающей при увеличении уровня накачки в видимой области. Наша цель – получить прямое доказательство того, что широкие полосы люминесценции, наблюдаемые в БИК и видимой областях спектра, принадлежат одним и тем же излучающим объектам, или, другими словами, показать, что широкая полоса $2E_g$-люминесценции является излучением ЭДЖ. Для этого надо сопоставить спектральные формы широких полос излучения в БИК и видимой областях спектра. Спектральная плотность излучения при двухэлектронных переходах $J_2(h\nu)$ связана со спектральной плотностью $J_1(h\nu)$ в TO-компоненте спектра, отвечающей одноэлектронным переходам, соотношением [2]

$$J_2(h\nu)\propto \iint J_1(h\nu')J_1(h\nu'')\delta(h\nu-h\nu'-h\nu''-2\hbar\omega)d\nu' d\nu'', \quad (1)$$

где $\hbar\omega$ – энергия TO-фонона. После интегрирования по ν'' получим

$$J_2(h\nu)\propto \int J_1(h\nu')J_1[(h\nu-2\hbar\omega)-h\nu']d\nu'. \quad (2)$$

Таким образом, спектральная плотность J_2 определяется автосверткой спектральной плотности J_1. Выражение (2) использовалось нами для численных расчетов формы широкой полосы люминесценции в видимой области спектра. На рис. 3b штриховой линией показан результат автосвертки расчетной (изображенной на рис. 3a штрихами), спектральной плотности в TO-компоненте спектра излучения ЭДЖ в БИК-области. Полученная этим способом расчетная спектральная зависимость достаточно хорошо описывает экспериментальный спектр $2E_g$-люминесценции вблизи его максимума и в области коротковолнового крыла. В то же время в видимой области спектра несовпадение расчетной и экспериментальной форм этой полосы люминесценции в области ее красного хвоста выражено более отчетливо. Здесь, однако, как уже было сказано, мы не будем обсуждать это расхождение.

Для решения сформулированной выше задачи более важным представляется сравнение форм широких полос люминесценции, наблюдаемых экспериментально в БИК и видимой областях спектра. Результат автосвертки, выполненной с использованием выражения (2), экспериментально наблюдаемой спектральной плотности в TO-компоненте спектра излучения ЭДЖ в БИК-области (кружки на рис. 3a) изображен сплошной линией на рис. 3b. Хорошее совпадение этой линии с экспериментально измеренной спектральной зависимостью в видимой области позволяет заключить, что природа излучающих объектов в этих двух случаях одинакова, т.е. широкие полосы ФЛ, наблюдающиеся в БИК и видимой областях спектра, принадлежат ЭДЖ. Таким образом, в БИК-области спектра наблюдается люминесценция при одноэлектронных, а в видимой – при двухэлектронных переходах в квазидвумерной ЭДЖ.

Используя данные о спектральном положении линий люминесценции в БИК (рис. 1, 3a) и видимой (рис. 2, 3b) областях спектра, можно найти энергию связи экситонных молекул более точно, чем из анализа только спектров излучения в БИК-области. Как видно из рис. 1, линия излучения биэкситонов сильно перекрывается с крыльями линий люминесценции свободных экситонов и ЭДЖ. К тому же биэкситонная линия при одноэлектронных переходах уширена, так как экситоны отдачи, остающиеся после излучательного распада молекул, уносят различные энергии. Поэтому достаточно точное определение спектрального положения линии излучения биэкситонов в БИК-области затруднительно. При двухэлектронных переходах энергия излученного при рекомбинации фотона равна полной энергии биэкситона, отсчитанной от энергии невозбужденного кристалла, и уширение такого типа отсутствует. Кроме того, линия излучения биэкситонов является самой коротковолновой в спектре $2E_g$-люминесценции (рис. 2). Поэтому она не искажена перекрытием с линиями, которые могли бы быть расположены выше по энергии. Таким образом, для более точного определения энергетического положения биэкситонной линии излучения предпочтительно использовать спектры люминесценции, измеренные в видимой области (ср. спектры на рис. 1 и 2). Энергию связи экситонной молекулы $E_{\rm M}$ можно найти как разность между суммой энергий возбуждения двух невзаимодействующих свободных экситонов и энергией фотона, испущенного при двухэлектронном излучательном распаде биэкситона. Принимая, что энергия возбуждения свободных экситонов близка к энергии фотонов $h\nu_{\rm NIR}$(FE–NP), отвечающей максимуму бесфононной линии излучения свободных экситонов в БИК-спектре (рис. 1), для энергии связи $E_{\rm M}$ можно написать

$$E_{\rm M}=2[h\nu_{\rm NIR}({\rm FE-NP})]-h\nu_{\rm VIS}({\rm FBiE}), \quad (3)$$

где $h\nu_{\rm NIR}$(FBiE) – энергии квантов излучения в максимуме биэкситонной линии в видимой области спектра. Здесь и далее нижними индексами обозначены спектральные области (БИК или видимая), в которых расположены линии излучения, указанные в круглых скобках (их обозначения приведены на рис. 1–3). Энергии фотонов отвечают максимумам этих линий. Отсчет энергий в БИК и видимой областях спектра удобнее вести от максимумов соответствующих линий люминесценции ЭДЖ. Учитывая, что $h\nu_{\rm NIR}({\rm FE-NP})-h\nu_{\rm NIR}({\rm EHL-NP})=h\nu_{\rm NIR}({\rm FE-TO})-h\nu_{\rm NIR}({\rm EHL-TO})$, будем использовать для определения спектрального положения максимумов линий излучения свободных экситонов и ЭДЖ их TO-компоненты, выраженные в спектре более четко. Таким образом, выражение (3) можно переписать как

$$E_{\rm M}=2[h\nu_{\rm NIR}({\rm FE-TO})-h\nu_{\rm NIR}({\rm EHL-TO})]-\\-[h\nu_{\rm VIS}({\rm FBiE})-h\nu_{\rm VIS}({\rm EHL})]. \quad (4)$$

Поскольку в квадратных скобках выражения (4) стоят энергетические интервалы между максимумами линий люминесценции только в БИК или только в видимой области, результат расчета величины E_{M} из экспериментальных данных с помощью этой формулы не зависит от точности абсолютной калибровки спектрометров, используемых в установках для измерений ФЛ в БИК и видимой областях спектра. Определив требуемые энергетические интервалы из спектров люминесценции, показанных на рис. 1–3, для энергии связи экситонной молекулы получим $E_{\mathrm{M}} = 2.0\pm0.5$ мэВ. Эта величина, отвечающая энергии связи квазидвумерных свободных биэкситонов в слое SiGe исследованной структуры, заметно превышает энергию связи свободных биэкситонов в трехмерном случае (в объемном одноосно деформированном Si $E_{\mathrm{M}} \approx (1.3-1.4)$ мэВ [19]).

Описанные выше эксперименты были выполнены на $\mathrm{Si/Si_{0.91}Ge_{0.09}/Si}$-гетероструктуре II рода с туннельно прозрачным для электронов SiGe-слоем ($d = 2$ нм). Благодаря туннельной прозрачности барьера в зоне проводимости квазидвумерные экситоны, биэкситоны и ЭДЖ в этом случае являются пространственно прямыми. Однако в гетероструктурах II рода может быть реализована и другая ситуация. Если электроны и дырки пространственно разделены, то экситоны являются пространственно непрямыми (диполярными). В этом случае возможно образование пространственно непрямой ЭДЖ, рассматривавшейся теоретически в работах [20, 21]. Подобная диполярная квазидвумерная ЭДЖ с электронами в слоях Si и дырками в SiGe-слое была обнаружена нами в такой же гетероструктуре, но с более широким (d=4 нм) туннельно непрозрачным для электронов слоем SiGe при исследовании спектров ФЛ в БИК и видимой областях (подробное описание этих экспериментов и их результаты будут опубликованы отдельно). Критическая температура диполярной ЭДЖ ($T_c \approx 6$ K) и ее энергия связи оказались существенно меньшими, чем у пространственно прямой ЭДЖ ($T_c = (18-20)$ K), исследованной в опытах, описанных выше (см. также работы [6, 7]).

Заключение. В настоящей работе были исследованы спектры ФЛ гетероструктур $\mathrm{Si/Si_{0.91}Ge_{0.09}/Si}$ II рода в БИК (одноэлектронные переходы) и видимой (двухэлектронные переходы) областях спектра при гелиевых температурах. Для структуры с тонким туннельно прозрачным слоем SiGe проведено сравнение экспериментально измеренной в видимой области спектра формы широкой полосы $2E_g$-люминесценции с численной автосверткой спектра ЭДЖ, измеренного в БИК-области. Показано, что природа излучающих объектов в этих двух случаях одна и та же. Тем самым получено новое, дополнительное доказательство образования квазидвумерной пространственно прямой ЭДЖ в слое SiGe этой структуры.

Из спектров люминесценции в БИК и видимой областях найдена энергия связи свободного квазидвумерного биэкситона: $E_{\mathrm{M}} \approx 2$ мэВ.

В структурах с широким туннельно непрозрачным слоем SiGe обнаружена пространственно непрямая (диполярная) ЭДЖ, электроны которой находятся в слоях Si, а дырки – в SiGe-слое.

Авторы признательны Д.Н. Лобанову и А.В. Новикову за выращивание структур, Д.В. Шепелю за помощь при измерениях ФЛ в видимой области, В.А. Цветкову и А.П. Силину за обсуждение результатов. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты # 13-02-00853 и # 13-02-90467) и программами РАН.

1. K. Betzler, T. Weller, and R. Conradt, Phys. Rev. B **6**, 1394 (1972).
2. K. Betzler and R. Conradt, Phys. Rev. Lett. **28**, 1562 (1972).
3. M. L. W. Thewalt and W.G. McMullan, Phys. Rev. B **30**, 6232 (1984).
4. W. Schmid, Phys. Rev. Lett. **45**, 1726 (1980).
5. V. S. Bagaev, V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev, A. V. Novikov, E. E. Onishenko, and M. L. Skorikov, Phys. Rev. B **82**, 1153131 (2010).
6. Т. М. Бурбаев, М. Н. Гордеев, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. М. Рзаев, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков, В. А. Цветков, Д. В. Шепель, Письма в ЖЭТФ **92**, 341 (2010).
7. D. Shepel, T. Burbaev, N. Sibeldin, and M. Skorikov, Phys. Stat. Sol. C **8**, 1186 (2011).
8. В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, Е. Е. Онищенко, М. Л. Скориков, А. В. Новиков, Д. Н. Лобанов, Письма в ЖЭТФ **94**, 63 (2011).
9. C. G. Van de Walle and R. M. Martin, Phys. Rev. B **34**, 5621 (1986).
10. L. Yang, J. R. Watling, R. C. W. Wilkins, M. Borici, J. R. Barker, A. Asenov, and S. Roy, Semicond. Sci. Technol. **19**, 1174 (2004).
11. M. M. Rieger and P. Vogl, Phys. Rev. B **48**, 14276 (1993).
12. C. Penn, F. Schaffler, G. Bauer, and S. Glutsch, Phys. Rev. B **59**, 13314 (1999).
13. Т. М. Бурбаев, Е. А. Бобрик, В. А. Курбатов, М. М. Рзаев, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, Ф. Шэффлер, Письма в ЖЭТФ **85**, 410 (2007).
14. T. M. Burbaev, V. S. Bagaev, E. A. Bobrik, V. A. Kurbatov, A. V. Novikov, M. M. Rzaev, N. N. Sibeldin, F. Schaffler, V. A. Tsvetkov, A. G. Tarakanov, and V. V. Zaitsev, Thin Solid Films **517**, 55 (2008).

15. Ya. E. Pokrovsky, A. S. Kaminsky, and K. I. Svistunova, in: *Proceedings of the Tenth International Conference on the Physics of Semiconductors, Cambridge, Mass., 1970*, Ed. by S. P. Keller, J. C. Hensel, and F. Stern; CONF-700801, U.S. AEC Division of Technical Information, Springfield, Virginia (1970), p. 504.
16. T. M. Rice, Sol. State Phys. **32**, 1 (1977); J. C. Hensel, T. G. Fillips, and G. A. Thomas, Sol. State Phys. **32**, 87 (1977).
17. V. D. Kulakovskii and V. B. Timofeev, in: *The Electron-Hole Drops in Semiconductors*, in: *Modern Problems in Condensed Matter Sciences* **6**, ed. by C. D. Jeffries and L. V. Keldysh, Amsterdam: North-Holland (1983), p. 95.
18. T. Stoica and L. Vescan, J. Appl. Phys. **94**, 4400 (2003).
19. В. Д. Кулаковский, В. Г. Лысенко, В. Б. Тимофеев, УФН **147**, 3 (1985).
20. Е. А. Андрюшин, ФТТ **18**, 2493 (1976).
21. Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман, ЖЭТФ **111**, 1879 (1997).