

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ КРЕМНИЙ-ГЕРМАНИЕВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

*Н. Н. Сибельдин**

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 декабря 2015 г.

Дан краткий обзор работ, в которых были обнаружены и исследованы квазидвумерные пространственно-прямая и дипольная электронно-дырочные жидкости в гетероструктурах Si/SiGe/Si II рода с малым содержанием германия в слое SiGe.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 85-летию Л. В. Келдыша

DOI: 10.7868/S0044451016030184

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1968 г. Л. В. Келдыш, подводя итоги 9-й Международной конференции по физике полупроводников (Москва), в своем Заключительном слове высказал и обосновал идею о возможности конденсации экситонного газа в полупроводниках в электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ) металлического типа, в которой электроны и дырки коллективизированы и связаны силами внутреннего взаимодействия [1]. Будучи фазовым переходом первого рода, конденсация экситонов должна происходить при температурах, меньших критической, когда плотность экситонного газа превышает плотность «насыщенного пара», или при заданной плотности газа, когда температура понижается до «точки росы».

Уже в следующем году Покровским и Свистуновой [2], Багаевым и др. [3] и Вавиловым и др. [4] ЭДЖ была обнаружена экспериментально в кристаллах германия. Менее ясные свидетельства возникновения жидкой фазы были получены Асниным и Рогачевым [5]. Первые работы по конденсации экситонов стимулировали широкий интерес к этой проблеме. Повышенное внимание к этому направлению было связано с необычностью и красотой самого явления — переход типа газ–жидкость происхо-

дит в неравновесной электронно-дырочной системе (ЭДС) полупроводникового кристалла, с многообразием и уникальностью свойств капель ЭДЖ. К тому же система экситонов является прекрасным модельным объектом для экспериментального исследования поведения и свойств материи в условиях, недостижимых в лаборатории для обычных веществ (например, в сверхсильных магнитных полях).

ЭДЖ наблюдалась в Ge, Si, GaP, GaAs, CdS и многих других полупроводниках. Наиболее детально фазовый переход газ–жидкость и свойства ЭДЖ изучены в германии и кремнии, являющимися классическими материалами для исследования этого явления. Параметры самих этих материалов, а также экситонов и ЭДЖ в них таковы, что многообразие свойств системы экситонный газ–ЭДЖ проявляется наиболее полно и может быть исследовано в экспериментах различного типа. Было выполнено значительное число теоретических и экспериментальных работ, посвященных этой проблеме, и можно сказать, что в объемных полупроводниках основные свойства системы экситонный газ–ЭДЖ, особенности фазового перехода, параметры ЭДЖ в различных материалах, свойства капель ЭДЖ и пр. достаточно хорошо изучены и, в целом, ясны. Исследования ЭДЖ в объемных материалах отражены в целом ряде обзоров и монографий [6–13], которые содержат достаточно полную информацию о теоретических и экспериментальных результатах, полученных в этой области, а также ссылки практически на все основные оригинальные работы и более ран-

* E-mail: sibeldin@sci.lebedev.ru

ние обзоры, опубликованные до соответствующего момента времени.

Как известно, в 80-х годах прошлого века интересы исследователей, работающих в области физики полупроводников, начали сосредоточиваться на изучении низкоразмерных систем и структур, и в настоящее время этим объектам посвящена львиная доля работ. Сказанное в полной мере относится к исследованиям экситонных эффектов, межчастичных взаимодействий и фазовых переходов в системах неравновесных носителей заряда в полупроводниковых наногетероструктурах. Развитие экспериментальных работ в этом, как и в большей части других направлений, базируется на совершенствовании технологий приготовления структур, поскольку для получения надежных результатов и исследования тонких эффектов необходимы гетероструктуры высокого качества. Прогресс в этой области сделал возможным экспериментальную проверку идей и теоретических представлений, которые начали складываться еще в 70-е годы.

Л. В. Келдышем и его учениками было рассмотрено несколько ЭДС, общее свойство которых — сильная анизотропия электронного спектра [14]. Было показано, что в таких системах при определенных условиях электронно-дырочная плазма самосжимается и образуется стабильная сильносжатая ЭДЖ с большой энергией связи. В частности, были рассмотрены квазиодномерные системы проводящих нитей¹⁾ и квазидвумерные (слоистые) системы проводящих плоскостей. В работе [21] рассчитаны фазовые диаграммы, критические температуры и плотности перехода газ–жидкость в слоистых ЭДС. Показано, что вблизи критической точки переход имеет плазменную природу, т. е. экситоны в газовой и жидкой фазах отсутствуют. В работе Андриюшина [22] рассмотрена ЭДС с пространственно-разделенными электронами и дырками, находящимися на противоположных параллельных плоскостях полупроводникового слоя. Было показано, что при определенных толщинах слоя металлическая ЭДЖ стабильна по отношению к газу пространственно-непрямых экситонов; также бы-

ло указано на возможность упорядочения более тяжелых частиц при большом различии масс электронов и дырок [22].

Возможности бозе-конденсации экситонов, сверхтекучести и сверхпроводимости в слоях с пространственно-разделенными электронами и дырками были рассмотрены теоретически Лозовиком и Юдсоном [23, 24]. Фазовые переходы газ–жидкость и свойства экситонной жидкой фазы, а также переход в сверхтекучее состояние в таких ЭДС в зависимости от расстояния между электронным и дырочным слоями в структурах с двойными квантовыми ямами (КЯ) детально проанализированы в работе Лозовика и Бермана [25]. Бозе-конденсация экситонов с учетом фермиевской природы составляющих их электронов и дырок впервые была рассмотрена Келдышем и Козловым [26, 27].

В настоящее время наибольшая активность в исследовании фазовых переходов в ЭДС в низкоразмерных структурах, по-видимому, направлена на изучение слоев с пространственно-разделенными электронами и дырками (электрон-дырочные бислои). Теоретические работы в этом направлении посвящены, в основном, исследованию основного состояния ЭДС, фазовых переходов газ–жидкость, бозе-конденсации пространственно непрямых (диполярных или дипольных) экситонов, вигнеровской кристаллизации, коллективных мод, спиновой поляризации и пр. (см., например, работы [28–37] и ссылки в них).

Электрон-дырочные бислои могут быть реализованы на интерфейсах в гетероструктурах II рода, а также в двойных (две КЯ, разделенные тонким туннельно-прозрачным потенциальным барьером) и широких КЯ в структурах I рода при приложении электрического поля вдоль оси роста структуры. Бозе-конденсация диполярных экситонов в двойных КЯ в гетероструктурах GaAs/AlGaAs исследовалась в сериях работ Бутова с соавторами (см., например, [38])²⁾ и Горбунова и Тимофеева [39, 40]. Последние наблюдали и подробно исследовали бозе-конденсацию также в одиночных широких КЯ [41, 42]. В короткопериодных сверхрешетках с гофрированными КЯ II рода (GaAs/AlAs) Кальтом и др. [43] было обнаружено и изучено образование ЭДЖ, а также электронно-дырочной плазмы (ЭДП) при температурах, больших критической температуры ЭДЖ. В сверхрешетках с близкими параметрами, но с плоскими КЯ, ЭДЖ наб-

¹⁾ Результаты расчетов для этой системы формально эквивалентны результатам для первоначально однородной ЭДС в сверхсильном магнитном поле с точностью до замены концентрации нитей на индукцию магнитного поля (в соответствующих единицах) [14, 15]. Стабилизированная магнитным полем ЭДЖ наблюдалась в объемных полупроводниках: в антимониде индия [16–18] и сильно деформированном германии [19]. Краткий обзор этих исследований содержится в работе [20].

²⁾ См. также статью Л. В. Бутова в этом выпуске.

людалась и исследовалась Фурукавой и Накаямой [44]. Тимофеев и др. [45] обнаружили ЭДЖ с пространственно-разделенными электронами и дырками в двойных КЯ GaAs/AlGaAs. Недавно аналогичные эксперименты были выполнены Стерном и др. [46]; авторы полагают, что ими обнаружена экситонная (диэлектрическая) жидкость, предсказанная Лозовиком и Берманом [25].

Заканчивая беглое описание хода событий в области исследования коллективных явлений и фазовых переходов в неравновесных ЭДС, отметим еще работы Алманда-Хантера и др. [47] и Мутза и др. [48], в которых были обнаружены жидкие капельки, состоящие всего из нескольких электронно-дырочных пар и обладающие квантованной энергией связи. Такие капельки были названы авторами квантовыми капельками или дроплетонами. Дроплетоны наблюдались в КЯ GaAs/AlGaAs на временах пикосекундного масштаба после резонансного возбуждения в состояние экситона с тяжелой дыркой ультракоротким лазерным импульсом.

Эксперименты, описанные выше, были выполнены на структурах на основе полупроводниковых соединений III-V. В то же время, как было отмечено выше, классическими материалами для исследования конденсации экситонов и свойств ЭДЖ в объемных полупроводниках являются германий и кремний. Благодаря многодолинности зон проводимости этих полупроводников, ЭДЖ в них обладает большой энергией связи (высокая степень вырождения электронных состояний приводит к уменьшению энергии Ферми электронов при заданной их плотности). Вместе с тем, положение потолка валентной зоны в k -пространстве отвечает центру зоны Бриллюэна. Поэтому межзонные переходы не прямые, и время рекомбинации неравновесных электронов и дырок на несколько порядков величины превышает время их энергетической релаксации в соответствующих зонах. В результате этого в кремнии и германии может устанавливаться тепловое равновесие между неравновесной ЭДС и кристаллической решеткой, и конденсация экситонов будет протекать в условиях, близких к равновесным.

Основная часть данной работы представляет собой краткий обзор экспериментальных работ по исследованию ЭДС в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе Si и Ge, выполненных за последние годы в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН.

2. ЭДЖ В КРЕМНИЙ-ГЕРМАНИЕВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Вначале кратко остановимся на исследовании образования ЭДЖ в тонких кремниевых слоях и КЯ гетероструктур Si/SiO₂ I рода, полученных по технологии «кремний на изоляторе» [49–51]. Такие структуры изготавливаются на кремниевой подложке и представляют собой тонкий слой монокристаллического кремния, находящийся между двумя слоями окисла, которые являются барьерными слоями для электронов и дырок в кремнии. Таким образом, структуры Si/SiO₂ — гетероструктуры I рода с глубокими потенциальными ямами для носителей заряда в Si-слое; разрывы зон на его границах составляют 3.2 эВ и 5 эВ соответственно для электронов и дырок. Таджима и Ибука [49] исследовали спектры фотолюминесценции (ФЛ) структур со слоями Si различной толщины от 54 до 320 нм. При низких температурах они наблюдали образование ЭДЖ, а при температурах, больших критической — переход экситонный газ–ЭДП. По своим свойствам наблюдавшаяся ЭДЖ практически не отличалась от ЭДЖ в объемном кремнии.

В опытах Паука и др. [50, 51] исследовались спектры ФЛ структур с толщинами d слоев кремния, лежащими в диапазоне от 4.7 до 190 нм. В структурах с $d > 3a_{ex} \approx 15$ нм, где $a_{ex} = 4.9$ нм — боровский радиус экситона в объемном Si, наблюдалась трехмерная ЭДЖ. В относительно толстых слоях Si с толщинами, лежащими в этой области, спектральное положение и форма линии люминесценции ЭДЖ не зависят от уровня возбуждения, а плотность жидкости и работа выхода экситонов из ЭДЖ практически такие же, как в объемном кремнии. В тонких (30 нм и меньше) слоях кремния при увеличении уровня возбуждения линия ЭДЖ сдвигается в красную сторону спектра. Этот сдвиг авторы объясняют уменьшением вклада поверхностной энергии капель ЭДЖ в химический потенциал жидкости с ростом их размеров в латеральном направлении, предположив, что наименьший диаметр образовавшихся капель определяется толщиной слоя Si.

В структурах с $d < 15$ нм на спектральное положение линии люминесценции ЭДЖ начинает влиять размерное квантование электронного спектра кремния. В таких структурах ЭДЖ квазидвумерна и капли жидкости имеют форму блинов. Посредством обработки формы линии излучения квазидвумерной ЭДЖ определена ее плотность ($n_0 \approx 2.4 \cdot 10^{12}$ см⁻² для структуры с $d = 4.7$ нм). Построена теоретическая модель квазидвумерной

ЭДЖ и рассчитаны фазовые диаграммы для ЭДС в размерно-квантованных слоях кремния различной толщины [51]. В расчетах учтено диэлектрическое рассогласование (различие в диэлектрических проницаемостях) ямного и барьерных слоев [52, 53], что является существенным для таких структур.

Перейдем теперь к кремний-германиевым структурам Si/Si_{1-x}Ge_x. При относительно малом содержании германия они являются гетероструктурами II рода. Достаточно глубокая потенциальная яма для дырок находится в SiGe-слое, который также создает невысокий потенциальный барьер для электронов, находящихся в кремнии. Так, при $x = 0.05$ разрыв зоны проводимости ΔE_c составляет 5 мэВ, а валентной зоны — $\Delta E_v = 40$ мэВ, а при $x = 0.07$ соответственно 7 и 60 мэВ [54, 55]. В таких структурах, как будет видно из дальнейшего, могут наблюдаться как пространственно-прямая (электроны и дырки в SiGe-слое), так и диполярная ЭДЖ с пространственно-разделенными электронами и дырками.

Были исследованы структуры Si/Si_{1-x}Ge_x/Si, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на кремниевых подложках, с содержанием германия x в SiGe-слоях от 2.9 до 25 % и толщиной d напряженных SiGe-слоев от 2 до 70 нм. Толщины буферного и защитного кремниевых слоев составляли, соответственно, 100 нм и 100–200 нм.

На рис. 1а показана трансформация спектров ФЛ структуры с $x = 0.05$ и $d = 70$ нм, измеренных при относительно низкой плотности стационарного возбуждения $P = 20$ Вт/см² (гелий-кадмиевый лазер с длиной волны $\lambda = 0.44$ мкм) при изменении температуры [56, 57]. При высоких температурах ($T > 10$ К) в спектре излучения SiGe-слоя видны бесфононная линия люминесценции свободных экситонов и ее фононное повторение, отстоящие на энергию поперечного оптического (ТО) фонона в кремнии (59 мэВ) (соответственно линии 4 и 3 на рис. 1). При понижении температуры до $T \approx 10$ К с низкоэнергетической стороны от этих линий пороговым образом возникают две линии излучения ЭДЖ с энергиями $\hbar\omega = 1111$ и $\hbar\omega = 1052$ мэВ (линии 2 и 1 на рис. 1). Максимумы возгорающихся линий излучения отстоят примерно на 9 мэВ от максимумов соответствующих экситонных линий. Возрастание интенсивности этих линий люминесценции при понижении температуры сопровождается уменьшением интенсивности линий излучения свободных экситонов. Возникновение линий излучения ЭДЖ имеет пороговый характер и по плотности возбуждения: интенсивность этих линий вблизи порога резко воз-

растает при увеличении уровня накачки (приблизительно на два порядка при изменении уровня возбуждения примерно на 15 %).

Следует отметить, что в спектральной области, отвечающей кремниевым защитному и буферному слоям, линия излучения ЭДЖ отсутствует даже при самых низких рабочих температурах (рис. 1а). Она появляется при значительно больших интенсивностях накачки на длинноволновом крыле линии люминесценции связанных экситонов (рис. 1б). При плотности возбуждения $P = 200$ Вт/см² пороговая температура образования ЭДЖ в Si-слоях около 8 К. Значительно более низкие пороговые интенсивности возбуждения и, соответственно, более высокие пороговые температуры (при заданном уровне возбуждения) возникновения ЭДЖ во внутреннем слое твердого раствора гетероструктуры, чем в слоях кремния, связаны с накоплением фотовозбужденных носителей заряда в слое SiGe, являющемся потенциальной ямой для дырок. Сравнение порогов образования ЭДЖ в SiGe-слое гетероструктуры и в объемных монокристаллах SiGe того же состава показало, что вследствие пространственного ограничения (локализации неравновесных носителей заряда в потенциальной яме) пороговые уровни возбуждения в SiGe-слое значительно ниже (примерно в пять раз при $T = 6$ К), а пороговые температуры выше, чем в объемном материале³⁾.

Для анализа формы линий люминесценции ЭДЖ использовалось обычное выражение для непрямых разрешенных межзонных переходов (см. монографии [7, 8] и ссылки там):

$$I(\hbar\omega) \propto \iint D_e(E_e)D_h(E_h)f_e(E_e)f_h(E_h) \times \\ \times \delta(E_e + E_h + E_{gL} - \hbar\Omega - \hbar\omega)dE_e dE_h, \quad (1)$$

где D_e и D_h — плотности состояний соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне, f_e и f_h — фермиевские распределения для электронов и дырок, E_e и E_h — энергии электронов и дырок, отсчитанные от краев соответствующих зон в жидкости, E_{gL} — перенормированная ширина запрещенной зоны в объеме кристалла, занимаемом жидкостью, и Ω — частота фонона, испускаемого при электронном переходе. Обработка формы линии излучения ЭДЖ с помощью этого выражения позволяет найти плотность n_0 жидкости и, если известно спектральное положение линии люминесценции экситонов, работу выхода φ экситонов из ЭДЖ.

³⁾ Это обстоятельство отмечено также в работе [58].

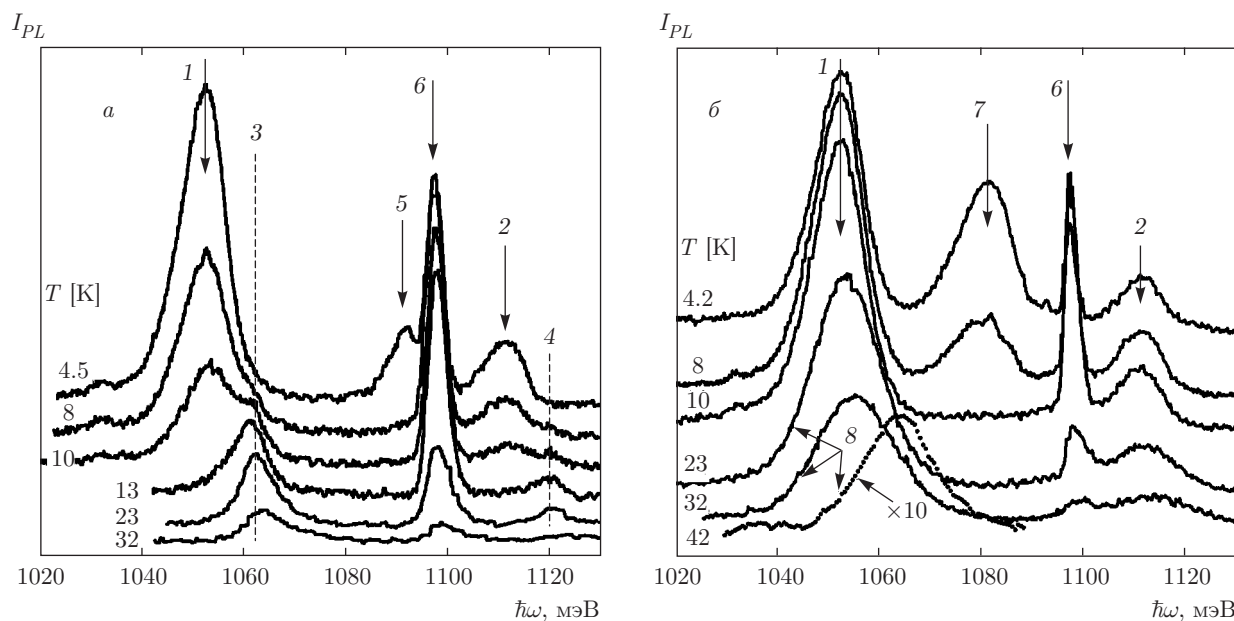


Рис. 1. Спектры люминесценции структуры Si/Si_{0.95}Ge_{0.05}/Si при различных температурах [56]: линии 1 и 2 (3 и 4) — соответственно ТО-фононное повторение и бесфононная линия излучения ЭДЖ (свободных экситонов) в слое SiGe; 5, 6 и 7 — ТО-компоненты спектра излучения соответственно связанных экситонов, свободных экситонов и ЭДЖ в слоях Si; 8 — линии излучения ЭДП в слое SiGe. Приведены спектры при низком, $P = 20$ Вт/см² (а), и высоком, $P = 200$ Вт/см² (б), уровнях возбуждения

Из обработки формы линий ЭДЖ SiGe-слоя и Si-слоев (соответственно, линии 1 и 7 на рис. 1б) с использованием 3D-плотностей состояний для электронов и дырок были получены значения $n_0 = 2.6 \times 10^{18}$ см⁻³, $\varphi = 3.0$ мэВ для ЭДЖ в слое твердого раствора и $n_0 = 3.3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $\varphi = 8.6$ мэВ для ЭДЖ в слоях кремния. Плотность и энергия связи ЭДЖ в слоях кремния практически такие же, как в объемном кремнии, тогда как плотность и энергия связи частиц ЭДЖ в SiGe-слое гетероструктуры оказались заметно ниже, чем в объемном материале такого же состава ($n_0 = 3.5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и $\varphi = 8.3$ мэВ). Уменьшение по сравнению с объемным материалом плотности и энергии связи ЭДЖ в слое твердого раствора обусловлено внутренними напряжениями в этом слое.

При малых x зонная структура твердого раствора Si_{1-x}Ge_x такая же, как у кремния: зона проводимости имеет шесть эквивалентных минимумов энергии, а максимум валентной зоны двукратно вырожден (конфигурация зон Si(6,2) [8]). Из-за внутренних напряжений в псевдоморфном слое Si_{1-x}Ge_x, выращенном на ненапряженной подложке Si (001), шестикратное (без учета спина) вырождение дна зоны проводимости снято: два минимума располо-

жены выше, а четыре, являющиеся дном зоны в напряженном SiGe-слое, ниже по энергии [54, 55]. Оценка междолинного расщепления с использованием данных этих работ показывает, что его величина существенно превышает энергию Ферми электронов в ЭДЖ, полученную из обработки формы линии ее излучения. Таким образом, в напряженном SiGe-слое электроны заселяют только четыре нижних минимума зоны проводимости. Обработка формы линии люминесценции ЭДЖ в SiGe-слое для зонной конфигурации Si(4,2) дала значения $n_0 = 2.3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и $\varphi = 2.4$ мэВ.

Плотность жидкости, определенная из обработки формы линии излучения, не зависит от уровня накачки при температурах, меньших 20 К. При более высоких температурах ширина линии увеличивается с ростом уровня возбуждения, что характерно для ЭДП, которой отвечают линии 8 на рис. 1б. Таким образом, критическая температура T_c ЭДЖ в слое SiGe примерно равна 20 К. При более высоких температурах наблюдается фазовый переход экситонный газ-ЭДП (ср. спектры излучения на рис. 1а и 1б, измеренные при температурах 23 и 32 К).

Таким образом, в SiGe-слое шириной $d = 70$ нм образуется трехмерная ЭДЖ, т. е. электроны и дыр-

ки оказываются в слое твердого раствора. Это происходит потому, что высота потенциального барьера в зоне проводимости не велика (к тому же она уменьшается благодаря искривлению зон в электрическом поле дырок, локализованных в SiGe-слое) и электроны могут проникать в слой SiGe. Кроме того, при образовании ЭДЖ запрещенная зона в ее объеме сужается (перенормируется) и барьер опускается относительно дна зоны проводимости в слоях кремния.

Несомненно, наибольший интерес вызывают исследования возможностей образования квазидвумерной ЭДЖ в структурах с тонкими SiGe-слоями. На рис. 2 показаны ТО-компоненты спектров ФЛ Si_{1-x}Ge_x-слоя толщиной $d = 2$ нм ($x = 0.09$) при различных уровнях возбуждения и температурах, измеренные Бурбаевым и др. [59, 60]. При низких уровнях возбуждения и высоких температурах в спектрах видна относительно узкая (ширина на полувысоте FWHM ≈ 4 мэВ при $T = 15$ К) линия излучения свободных экситонов (FE). При $T < 12$ К и низких плотностях накачки линия люминесценции свободных экситонов при понижении температуры смещается в красную сторону спектра из-за локализации экситонов на неоднородностях состава слоя, ее интенсивность при этом уменьшается, а в спектре появляется линия излучения локализованных экситонов (LE). При $T = 1.8$ К в спектре ФЛ слоя остается лишь линия излучения, обозначенная LE на рис. 2а, которая имеет значительную ширину (FWHM ≈ 7.5 мэВ). Согласно работе [61], эта линия состоит из трех спектрально-неразрешенных компонент: линий излучения локализованных и связанных на примесях экситонов и линии локализованных биэкситонов. С ростом уровня возбуждения при относительно низких температурах (рис. 2а) и при понижении температуры при достаточно высоких уровнях возбуждения (рис. 2б) с длинноволновой стороны от экситонной линии FE возникает узкая линия излучения экситонных молекул, обозначенная FViE, на низкоэнергетическом крыле которой при дальнейшем увеличении интенсивности накачки или уменьшении температуры появляется широкая полоса люминесценции ЭДЖ (EHL). Последняя при высоких уровнях возбуждения и низких температурах доминирует в спектре.

Наилучшее совпадение расчетной формы линии излучения ЭДЖ (выражение (1)) с экспериментальной (верхний спектр на рис. 2б) достигается при использовании при подгонке трехмерной ($D_e \propto E^{1/2}$) плотности состояний для электронов и двумерной, не зависящей от энергии E — для дырок. Энер-

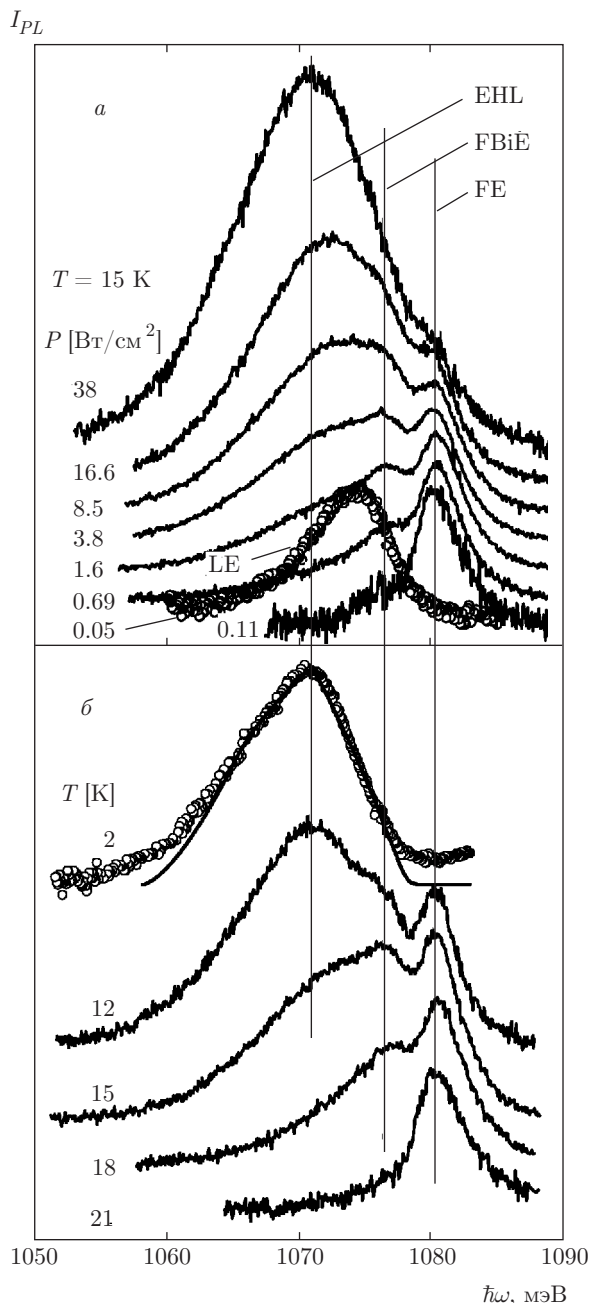


Рис. 2. Спектры ФЛ (ТО-компонента) Si_{1-x}Ge_x-слоя толщиной $d = 2$ нм ($x = 0.09$) в зависимости от уровня возбуждения P (а) и температуры T (б). FE, FViE и EHL — соответственно линии излучения свободных экситонов, биэкситонов и ЭДЖ, LE — локализованных экситонов. а) Каждый спектр (за исключением LE) нормирован на интенсивность в максимуме линии FE в данном спектре, $T = 15$ К. Спектр LE (изображен кружками) измерен при $T = 1.8$ К. б) $P = 3.8$ Вт/см² для $T = 12$ –21 К. Верхний спектр: кружки — эксперимент ($T = 2$ К, $P = 8.5$ Вт/см²), сплошная линия — результат теоретической обработки формы линии излучения ЭДЖ (из работы [59])

гии Ферми электронов и дырок в ЭДЖ, полученные из обработки формы линии, оказались соответственно равными $E_{Fe} = 13$ мэВ и $E_{Fh} = 7$ мэВ, а отвечающие им электронная и дырочная плотности — $n_0 = 4.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $p_0 = 8.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При такой плотности квазидвумерные дырки, связанные в ЭДЖ, заселяют лишь состояния наинижней подзоны размерного квантования в КЯ (подзоны тяжелых дырок, hh), а фермиевская энергия квазитрехмерных электронов превышает высоту потенциального барьера в зоне проводимости (в этой гетероструктуре она равна $\Delta E_c(\Delta_4) \approx 10$ мэВ [62, 63]). Эти электроны, заселяющие четыре минимума Δ_4 зоны проводимости кремния, расположенные на осях $\langle 100 \rangle$ обратной решетки, параллельных плоскости напряженного SiGe-слоя, могут туннелировать в слой, дно зоны проводимости которого сформировано четырьмя минимумами энергии Δ_4 той же симметрии (как видно на рис. 3б, максимум электронной плотности находится в центре слоя)⁴. Заметим, что и экситоны в Si/SiGe/Si-гетероструктурах II рода образуются из Δ_4 -электронов и hh -дырков. Величина работы выхода экситонов из ЭДЖ, оцененная как разность энергий, отвечающих спектральным положениям линии излучения свободных экситонов (линия FE на рис. 2) и высокоэнергетической границы полосы ЭДЖ (верхний спектр на рис. 2б) составляет примерно 3 мэВ.

Отношение дырочной и электронной плотностей равно $p_0/n_0 \approx 1.8 \text{ нм} < d = 2 \text{ нм}$, т. е. меньше толщины SiGe-слоя. По-видимому, это означает, что электронная плотность в ЭДЖ распределена неравномерно вдоль оси, перпендикулярной плоскости слоя. Следует также отметить, что электронная плотность n_0 в ЭДЖ, обнаруженной в квазидвумерных напряженных SiGe-слоях, существенно превышает плотность ЭДЖ в объемном недеформированном кремнии. По-видимому, такое увеличение плотности жидкости связано с ее квазидвумерностью. Оценка из экспериментальных данных критической температуры перехода экситонный газ — ЭДЖ дала значения $T_c = 18\text{--}20 \text{ К}$.

Для того чтобы получить дополнительное подтверждение правильности интерпретации природы линий излучения, приписываемых нами биекситонам и ЭДЖ, были измерены спектры ФЛ в видимой области. Люминесценция в видимой области спектра ($2E_g$ -люминесценция) возникает при так называемых двухэлектронных переходах, т. е. при совмест-

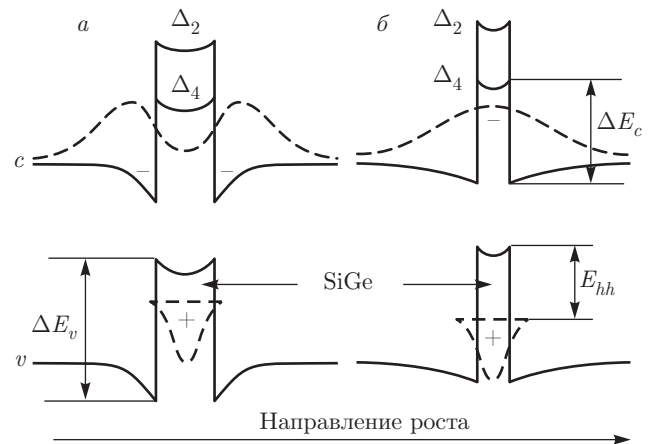


Рис. 3. Схематическое изображение зонных диаграмм Si/Si_{1-x}Ge_x/Si гетероструктур с $x = 0.09$ и толщинами слоев SiGe $d = 4$ нм (а) и $d = 2$ нм (б) [70]. Штриховыми линиями показаны распределения электронной и дырочной плотностей в направлении, поперечном слою, и уровень размерного квантования тяжелых дырок в КЯ каждой структуры

ной рекомбинации четырех частиц — двух электронов и двух дырок. В результате испускаются фотоны с энергией, равной суммарной энергии рекомбинирующих частиц [65–68]. Сопоставление одного и двухэлектронных спектров позволяет сделать более точные заключения о происхождении различных компонент обычного спектра ФЛ, поскольку в двухэлектронных спектрах отсутствуют линии излучения объектов, содержащих менее двух электронно-дырочных пар.

Для стационарного фотовозбуждения структур использовалось излучение титан-сапфирового лазера ($\lambda = 0.75 \text{ мкм}$). Энергия квантов его излучения значительно меньше энергии фотонов, излучаемых при $2E_g$ -люминесценции исследованных структур. Поэтому возбужденные состояния с энергией порядка $2E_g$ не могли быть заселены под действием излучения этого лазера. Спектры $2E_g$ -люминесценции структуры с SiGe-слоем толщиной $d = 2$ нм показаны на рис. 4 [69, 70]. При относительно низких уровнях возбуждения в спектрах видна узкая линия, спектральное положение которой отвечает линии люминесценции, приписанной нами биекситонам в одноэлектронном спектре ФЛ, измеренном в ближней ИК-области (см. рис. 2). С ростом уровня возбуждения на длинноволновом крае этой линии формируется полоса $2E_g$ -люминесценции ЭДЖ. Совпадение нормированных спектров 3 и 4 показывает, что форма этой полосы не зависит от уровня накач-

⁴) Зонные диаграммы, показанные на рис. 3, построены с учетом результатов работ [63, 64].

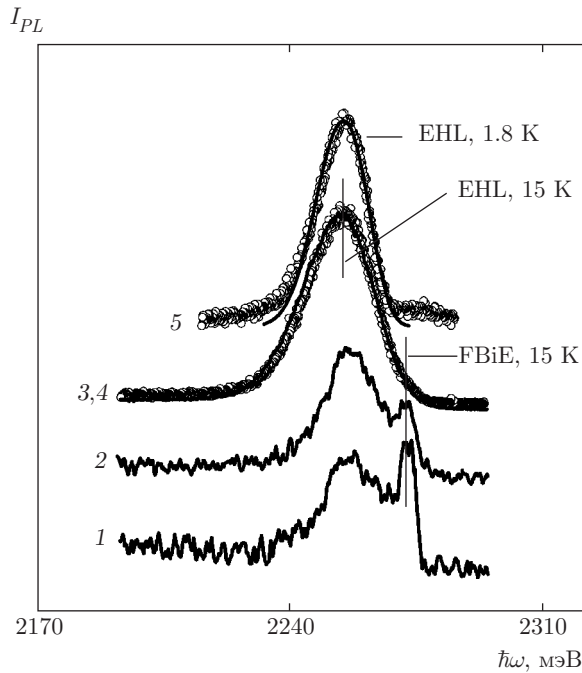


Рис. 4. Трансформация нормированных спектров $2E_g$ -люминесценции структуры с $d = 2$ нм ($x = 0.09$) при увеличении уровня накачки [70]. Интенсивность накачки P для спектров 1–4 соответственно равна 0.5, 1.0, 85, 150 Вт/см², $T = 15$ К. Спектры 3 (кружки, $P = 85$ Вт/см²) и 4 (линия, $P = 150$ Вт/см²) совмещены. Спектр 5 измерен при $T = 1.8$ К и $P = 260$ Вт/см²; сплошной линией изображен спектр, полученный из экспериментального одноэлектронного спектра, измеренного в ближней ИК-области, посредством автосвертки

ки, что служит основным признаком ее принадлежности к ЭДЖ.

Спектральная плотность излучения $J_2(\hbar\omega)$ при двухэлектронных переходах определяется автосверткой спектральной плотности в ТО-компоненте спектра, отвечающего одноэлектронным переходам, $J_1(\hbar\omega)$ [65, 69]:

$$J_2(\hbar\omega) \propto \int J_1(\hbar\omega') J_1[(\hbar\omega - 2\hbar\Omega) - \hbar\omega'] d\omega', \quad (2)$$

где $\hbar\Omega$ — энергия ТО-фонона. Спектр J_2 , полученный из экспериментального спектра J_1 с помощью этого выражения, практически совпадает с $2E_g$ -спектром 5 (рис. 4), измеренным в видимой области. Это означает, что широкие полосы люминесценции в ближней ИК и в видимой областях спектра связаны с одним излучающим объектом, в данном случае — с ЭДЖ.

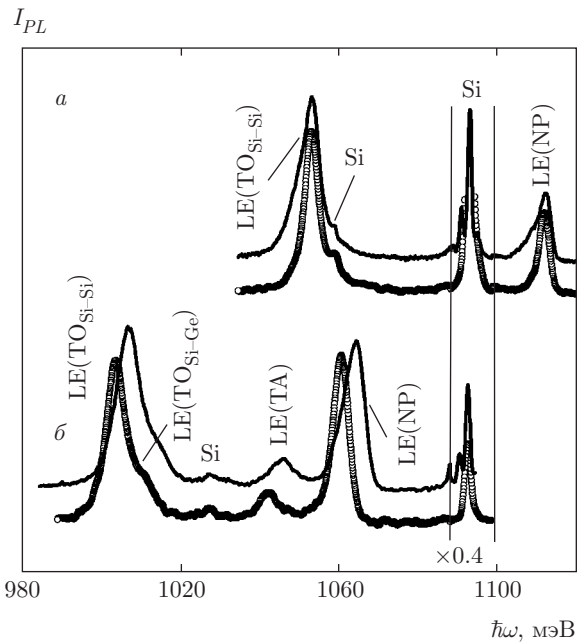


Рис. 5. Спектры ФЛ двух структур при низком ($P = 0.09$ Вт/см², кружки) и высоком ($P = 17$ Вт/см², сплошные линии) уровнях возбуждения [59]: *a* — $d = 4$ нм, $x = 0.09$, $T = 1.8$ К; *б* — $d = 2$ нм, $x = 0.25$, $T = 6$ К

Отметим, что совместный анализ одно- и двухэлектронных спектров ФЛ, показанных соответственно на рис. 2 и 4 позволяет с хорошей точностью определить энергию связи экситонных молекул с помощью выражения

$$E_M = 2[\hbar\omega_{NIR}(\text{FE-TO}) - \hbar\omega_{NIR}(\text{EHL-TO})] - [\hbar\omega_{VIS}(\text{FBiE}) - \hbar\omega_{VIS}(\text{EHL})], \quad (3)$$

где $\hbar\omega_{NIR}(\text{FE-TO})$ и $\hbar\omega_{NIR}(\text{EHL-TO})$ — энергетические положения соответственно линии свободных экситонов и максимума полосы ЭДЖ в ТО-компоненте спектра излучения в ближней ИК-области, $\hbar\omega_{VIS}(\text{FBiE})$ и $\hbar\omega_{VIS}(\text{EHL})$ — энергетические положения линии биэкситонов и максимума полосы ЭДЖ в видимой области спектра [69]. Подстановка в эту формулу требуемых энергетических интервалов из экспериментально полученных спектров ФЛ дает для энергии связи экситонной молекулы величину $E_M = 2.0 \pm 0.5$ мэВ. Эта величина, отвечающая энергии связи квазидвумерных свободных биэкситонов в напряженном слое SiGe-структуры с $d = 2$ нм, заметно превышает энергию связи трехмерных свободных биэкситонов в объемном одноосно-деформированном Si, равную $E_M = 1.3\text{--}1.4$ мэВ [71].

Совершенно иначе, чем спектры ФЛ структуры Si/Si_{1-x}Ge_x с $d = 2$ нм и $x = 0.09$, описанные вы-

ше, изменяются при увеличении уровня возбуждения спектры гетероструктур с $d = 4$ нм ($x = 0.09$) и $d = 2$ нм ($x = 0.25$). Спектры излучения этих структур, измеренные при низком и высоком уровнях возбуждения, приведены на рис. 5. В спектрах видны бесфононные линии излучения локализованных экситонов LE(NP) и их фононные повторения LE(TA), LE(TO_{Si-Si}), LE(TO_{Si-Ge}), отвечающие рекомбинации с испусканием поперечных акустических (TA) и оптических (TO) фононов колебательных мод Si-Si и Si-Ge. Как видно из рис. 5, трансформация приведенных на нем спектров ФЛ при увеличении уровня возбуждения сводится, в основном, к синему сдвигу экситонных линий SiGe-слоя, который особенно отчетливо проявляется в структуре с большей концентрацией германия. Синий сдвиг связан с искривлением зон, вызываемым кулоновским полем пространственно-разделенных электронов и дырок, и обычно считается признаком структур II рода [72]. При высоких уровнях накачки у экситонных линий SiGe-слоя появляются длинноволновые крылья, особенно заметные у бесфононных компонент (см. спектры, изображенные сплошными линиями на рис. 5). Признаков появления излучения ЭДЖ при этих уровнях накачки, однако, не обнаруживается.

Гетероструктуры, спектры ФЛ которых показаны на рис. 2 и 5 отличаются друг от друга туннельной прозрачностью потенциальных барьеров, препятствующих проникновению неравновесных электронов в SiGe-слой. Различие в глубине КЯ для дырок в данном случае, по-видимому, не играет существенной роли. Возможность проникновения частицы сквозь потенциальный барьер можно оценить из соотношения неопределенностей: неопределенность в кинетической энергии движущегося в барьере электрона должна превосходить высоту барьера ΔE_c , т.е. барьер прозрачен, если $\Delta E_c(\Delta_4)d^2 < \hbar^2/8m \approx 50$ мэВ·нм², где m — эффективная масса Δ_4 -электронов в направлении, перпендикулярном SiGe-слою [59]. Для структуры с $d = 2$ нм ($x = 0.09$) левая часть неравенства примерно равна 40 мэВ·нм², и барьер прозрачен для электронов. Для двух других структур, $d = 2$ нм ($x = 0.25$) и $d = 4$ нм ($x = 0.09$), она примерно равна 110 и 160 мэВ·нм², соответственно, т.е. неравенство не выполняется, и неравновесные электроны в этих структурах сосредоточены, в основном, в кремнии вблизи гетерограниц Si/SiGe. Зонные диаграммы и распределения электронных и дырочных плотностей для структур с $x = 0.09$ и $d = 4$ и $d = 2$ нм изображены схематически на рис. 3.

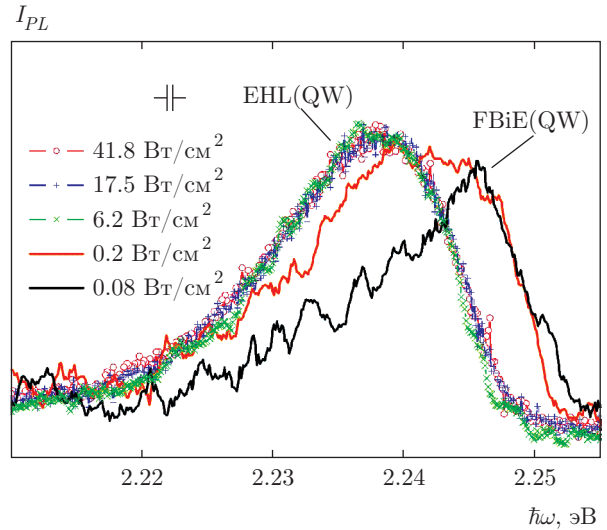


Рис. 6. Нормированные спектры $2E_g$ -люминесценции структуры с $d = 5$ нм и $x = 0.05$ при различных плотностях возбуждения, $T = 2$ К (из работы [75])

В работах Зайцева и др. [73] и Багаева и др. [74–78] детально исследована ЭДС в структурах Si/SiGe/Si с толщиной SiGe-слоя $d = 5$ нм и различным содержанием германия. В структурах с $x = 0.05$ возникновение линии люминесценции ЭДЖ при увеличении интенсивности возбуждения было обнаружено в работе [75]. Для обработки формы бесфононной линии излучения ЭДЖ, наблюдавшейся в ближней ИК-области спектра, авторы использовали выражение из работы [79], учитывающее однородное уширение линии, связанное с возбужденными состояниями, имеющими конечное время релаксации и появляющимися в плазме после рекомбинации электрона и дырки [80–82]:

$$I(\hbar\omega) \propto \iint D_e(E_e)D_h(E_h)f_e(E_e)f_h(E_h) \times \frac{\Gamma(E_e, E_h) dE_e dE_h}{(\hbar\omega - E_e - E_h - E_{gL})^2 + \Gamma^2(E_e, E_h)/4}, \quad (4)$$

где $\Gamma(E_e, E_h)$ — полуширина возбужденных состояний в ЭДЖ. Обработка формы линии излучения с использованием этого выражения с двумерными плотностями состояний для электронов и дырок (детали обработки см. в работах [74, 75]) позволила найти плотность квазидвумерной ЭДЖ, оказавшуюся равной $n_0 \approx 10^{12}$ см⁻².

Дополнительные доказательства существования ЭДЖ были получены из измерений спектров $2E_g$ -люминесценции (рис. 6). При самых низких уровнях возбуждения в спектрах видна линия свободных биэкситонов (FBiE). При увеличении

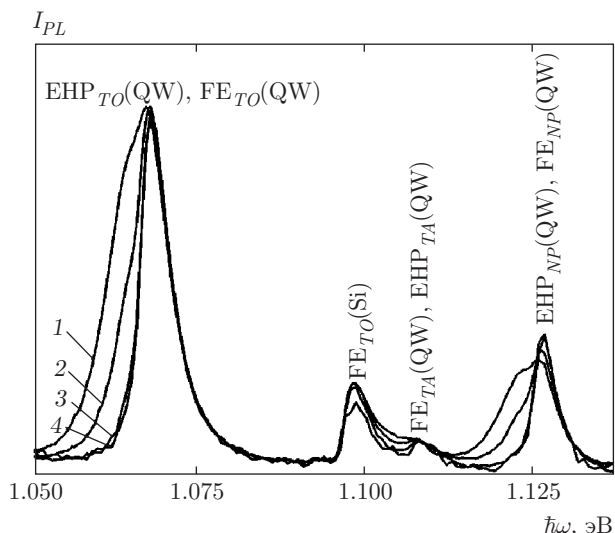


Рис. 7. Появление линий излучения ЭДП на длинноволновых крыльях линий свободных экситонов в квантовой яме (QW) структуры с $d = 5$ нм и $x = 0.07$ при увеличении уровня возбуждения, $T = 23$ К [74]. Спектры 1–4 получены при плотностях возбуждения соответственно $P = 0.016, 0.04, 0.13, 0.2$ Вт/см²

уровня возбуждения с длинноволновой стороны от нее появляется полоса ЭДЖ (EHL), форма которой при высоких уровнях накачки не зависит от ее плотности.

Вернемся к исследованиям ФЛ в ближней ИК-области. При увеличении уровня накачки, начиная с некоторой ее интенсивности, спектр люминесценции уширяется, и вместо двух линий (ЭДЖ и свободных экситонов) наблюдается одна полоса, ширина которой увеличивается с ростом плотности возбуждения. Эта полоса обусловлена излучением ЭДП [75]. В работе [74] образование ЭДП в SiGe-слое структуры исследовалось при достаточно высоких температурах, по-видимому, больших критической температуры ЭДЖ. На рис. 7 показаны спектры ФЛ в ближней ИК-области, измеренные при малых уровнях возбуждения. Видно, что при увеличении уровня возбуждения на длинноволновых крыльях бесфоновой линии излучения свободных экситонов [FE_{NP}(QW)] и ее ТО-повторения [FE_{TO}(QW)] формируются линии люминесценции ЭДП, соответственно, EHP_{NP}(QW) и EHP_{TO}(QW). Авторы показали, что переход экситонный газ–ЭДП (переход Мотта) имеет плавный характер.

Ценная информация о динамических свойствах ЭДС была получена при исследовании кинетики за-

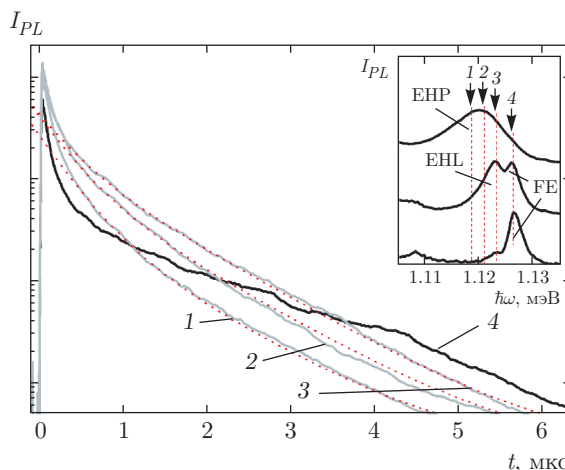


Рис. 8. Кинетические зависимости затухания интенсивности люминесценции КЯ структуры с $d = 5$ нм и $x = 0.05$ для четырех спектральных точек, отмеченных на вставке, $T = 15$ К [75]. Зависимости 1–3 относятся к полосе EHL_{NP}, зависимость 4 — к линии FE_{NP}. Пунктирные кривые — подгонка с использованием двух экспонент. На вставке — бесфоновые компоненты спектра ФЛ КЯ, измеренные при стационарном возбуждении структуры; плотность возбуждения $P = 0.02, 1.1, 340$ Вт/см² (снизу вверх)

тухания люминесценции КЯ [75]. Были измерены кинетические зависимости в четырех точках спектра излучения SiGe-слоя, отмеченных цифрами 1–4 на вставке к рис. 8. Точки 1–3 отвечают полосе люминесценции ЭДЖ, точка 4 — экситонной линии. Кинетические зависимости показаны на рис. 8. На больших временах после импульса возбуждения ($t > 1.5$ мкс) кинетические зависимости, отвечающие ЭДЖ, идут параллельно; это указывает на сохранение формы полосы люминесценции ЭДЖ при рекомбинации электронов и дырок в жидкости. Подгонка к экспериментальным зависимостям с использованием двух экспонент, которая оказалась вполне удовлетворительной для $t > 0.5$ мкс, позволила определить две постоянные времени, $\tau_0 \approx 0.4$ мкс и $\tau_{cap} \approx 0.95$ мкс. Первую из них авторы интерпретировали как время жизни частиц в ЭДЖ, а вторую — как время захвата экситонов в КЯ (лазерный импульс генерировал электронно-дырочные пары, в основном, в кремниевых слоях структуры). Величина постоянной времени τ_{cap} близка к времени жизни экситонов в объемном кремнии, хотя и несколько меньше его. Таким образом, время существования ЭДС в КЯ определяется подпиткой экситонами из слоев кремния, продолжительность которой зависит от времени жизни экситонов в кремнии. Отметим, что в плотной ЭДП вероятность рекомби-

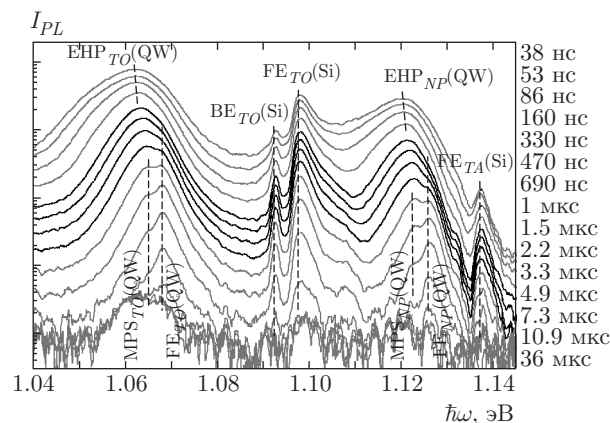


Рис. 9. Спектры люминесценции структуры с $d = 5$ нм и $x = 0.05$, измеренные при различных временных задержках t (значения t указаны вдоль правой границы рисунка) после импульса возбуждения, $T = 15$ К [77]. Черным цветом выделены спектры, отвечающие временному интервалу $t = 330\text{--}1000$ нс, на котором плотность ЭДП остается постоянной

нации частиц пропорциональна квадрату ее плотности (рекомбинация Оже). Плотность ЭДП в процессе рекомбинации уменьшается, а время жизни ее частиц возрастает. В отличие от плотности ЭДП, плотность ЭДЖ при рекомбинации остается неизменной, а ее объем уменьшается с постоянным временем жизни. На кинетической зависимости для экситонов (кривая 4 на рис. 8) имеется участок (в промежутке $1 \text{ мкс} < t < 4.4 \text{ мкс}$), на котором интенсивность излучения относительно медленно уменьшается с течением времени. Возможно, что, как и в объемном германии (см., например, [83])⁵⁾, на этом временном интервале спад экситонной плотности замедлен за счет испарения капель ЭДЖ. На больших временах кинетическая зависимость для экситонов параллельна кинетическим кривым для ЭДЖ. Это подтверждает предположение о подпитке ЭДС в КЯ экситонами из слоев кремния.

На малых временах после импульса возбуждения ($t < 0.3\text{--}0.4$ мкс) ЭДС в КЯ представляет собой ЭДП, и начальные участки всех кинетических зависимостей, показанных на рис. 8, отражают динамические процессы, протекающие в ней. Об изменении состояния ЭДС с течением времени, прошедшего после импульса возбуждения, можно судить по спектрально-кинетическим зависимостям интен-

сивности люминесценции. На рис. 9 представлены спектры люминесценции структуры с $d = 5$ нм и $x = 0.05$, измеренные в различные моменты времени после возбуждения импульсом третьей гармоники Nd:YAG-лазера (длина волны излучения 355 нм, длительность импульса 5 нс) [77]. При временах задержки $t < 330$ нс в спектрах люминесценции КЯ видны линии ЭДП [EHP_{NP}(QW) и EHP_{TO}(QW)], интенсивность и ширина которых уменьшаются с течением времени. В области задержек $t = 330\text{--}1000$ нс форма линии и мгновенное время жизни ЭДП не изменяются. Это означает постоянство плотности плазмы в процессе рекомбинации ее частиц, что является характерным признаком ЭДЖ. В этой области в спектре начинают появляться линии излучения свободных экситонов [FE_{NP}(QW) и FE_{TO}(QW)], т. е. происходит расслоение на фазы экситонный газ и ЭДЖ. В дальнейшем излучения ЭДЖ и свободных экситонов с разной скоростью затухают, и при больших t (более 3.3 мкс) в спектре люминесценции КЯ остаются линии свободных экситонов и экситонных комплексов (линии последних обозначены как MPS_{NP}(QW) и MPS_{TO}(QW) на рис. 9). К таким комплексам можно отнести биэкситоны, образующиеся при высокой экситонной плотности в КЯ, или трионы при низкой концентрации экситонов [77].

Свойства и поведение ЭДС в SiGe-слоях структур Si/SiGe/Si с $d = 5$ нм и различным содержанием Ge были исследованы в работах [76, 77]. Спектры люминесценции структур, измеренные в ближней ИК и видимой областях, приведены на рис. 10. При $x < 6.9\%$ в спектрах люминесценции КЯ в ближней ИК-области (ТО-компонента, рис. 10а) видны линии ЭДЖ (EHD) и свободных электронов. С уменьшением концентрации германия линия излучения ЭДЖ смещается в длинноволновую сторону от экситонной линии. При этом интенсивность линии излучения экситонов возрастает по отношению к интенсивности линии ЭДЖ. Длинноволновый сдвиг линии люминесценции ЭДЖ наблюдается и в $2E_g$ -спектрах (рис. 10б). При относительно высоких концентрациях германия в SiGe-слое ($x = 9.6\%$ и $x = 13.8\%$) наблюдается одиночная линия излучения, максимум которой лежит вблизи дна экситонной зоны (в $2E_g$ -спектрах — вблизи удвоенной энергии возбуждения экситона).

Как уже было сказано выше, при малых x структуры Si/SiGe/Si являются гетероструктурами II рода, в которых имеется потенциальный барьер для электронов, сформированный в напряженном SiGe-слое. В структурах с $x = 9.6\%$ и $x = 13.8\%$

⁵⁾ Сведения о кинетике конденсации экситонов и рекомбинации в системе экситонный газ – ЭДЖ в объемных полупроводниках содержатся в монографиях и обзорах [7–9, 11–13].

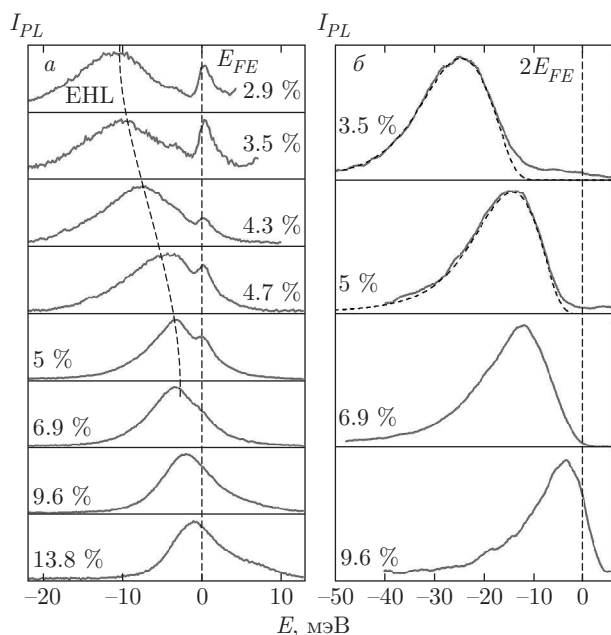


Рис. 10. Спектры люминесценции КЯ в структурах с $d = 5$ нм и различным содержанием Ge в SiGe-слое: ТО-компоненты (а) и $2E_g$ -спектры (б). За начало отсчета энергий приняты позиция линии свободных экситонов в спектрах (а) и удвоенная энергия возбуждения экситона (б). $a - P = 0.2$ Вт/см², $T = 10$ К; $b - P = 2$ Вт/см², $T = 2$ К, спектры, изображенные штриховыми линиями для $x = 3.5\%$ и $x = 5\%$ — теоретическая обработка экспериментальных спектров (из работы [76])

высота этого барьера достаточна, чтобы удерживать неравновесные электроны в кремнии вблизи гетерограниц Si/SiGe. Таким образом, электроны пространственно разделены с неравновесными дырками, которые находятся в КЯ в слое твердого раствора (см. рис. 3а). Наблюдаемое излучение этих структур (рис. 10) — люминесценция ЭДП образованного таким образом электрон-дырочного бислоя. При уменьшении содержания германия потенциальный барьер понижается и электроны начинают проникать в слой SiGe. В результате в этом слое формируются пространственно-прямые экситоны и пространственно-прямая ЭДЖ. Тот факт, что при уменьшении высоты барьера (снижении x) ЭДЖ образуется в слое раньше, чем в нем начинают формироваться экситоны (рис. 10), по-видимому, свидетельствует о значительном понижении барьера вследствие перенормировки ширины запрещенной зоны в объеме, занимаемом ЭДЖ.

Спектры, изображенные штриховыми линиями на рис. 10б, получены в результате теоретичес-

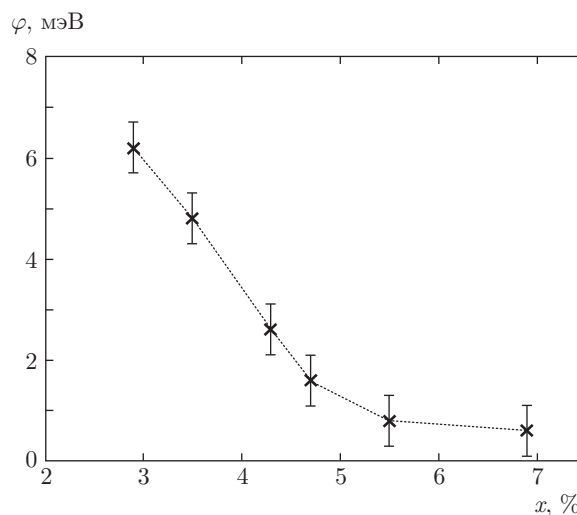


Рис. 11. Зависимость работы выхода экситонов из ЭДЖ в КЯ шириной $d = 5$ нм от концентрации Ge в SiGe-слое [76]

кой обработки экспериментальных спектров. Выражение для спектральной плотности $2E_g$ -люминесценции было записано авторами как свертка теоретического спектрального распределения в ближней ИК-области (типа описываемого выражением (4); соответствующие формулы и детали обработки формы линии см. в работе [76]). Важно, что при вычислениях была использована двумерная плотность состояний для электронов и дырок. В результате была определена плотность квазидвумерной ЭДЖ в КЯ, которая для структур с $x = 3.5\%$ и $x = 5\%$ составила соответственно $n_0 = 1.1 \cdot 10^{12}$ и $0.97 \cdot 10^{12}$ см⁻². Спектры $2E_g$ -люминесценции структур с $x \geq 6.9\%$ (рис. 10б) не удалось описать в рамках модели двумерной ЭДЖ. Работа выхода экситонов из ЭДЖ (энергия связи на пару частиц жидкости) была определена как половина энергетического интервала между удвоенной энергией возбуждения в состоянии экситона и высокоэнергетической границей полученного теоретически $2E_g$ -спектра излучения ЭДЖ (рис. 10б). Зависимость работы выхода от содержания германия в SiGe-слое приведена на рис. 11. Следует отметить, что работа выхода экситонов из ЭДЖ в КЯ структуры с $x \approx 3\%$, равная примерно 6 мэВ, значительно (в три раза) превосходит ее величину в объемном одноосно-деформированном сильносжатом кремнии. Большая энергия связи частиц жидкости и ее высокая плотность в исследованных структурах, очевидно, связаны с ее квазидвумерным характером.

Дополнительное подтверждение этих представлений об образовании ЭДЖ в структурах с различным содержанием германия в слое SiGe дают результаты измерений спектрально-кинетических зависимостей интенсивности люминесценции КЯ. Спектры люминесценции структуры с $x = 5\%$, измеренные в различные моменты времени после импульса возбуждения, показаны на рис. 9 и обсуждались выше. Аналогичные измерения были выполнены также на структурах со слоями SiGe такой же толщины ($d = 5$ нм) и $x = 3.5, 7, 9.5\%$ [77]. Эти измерения показали, что в КЯ структуры с $x = 3.5\%$ в процессе уменьшения плотности ЭДП (в результате рекомбинации ее частиц) ЭДЖ начинает формироваться значительно раньше, чем в структуре с $x = 5\%$, и отчетливо наблюдается на большем временном отрезке. В структуре с $x = 7\%$ кинетическое поведение ЭДС в КЯ практически не отличается от наблюдавшегося в структуре с $x = 5\%$, тогда как в структуре с $x = 9.5\%$ полоса люминесценции ЭДЖ не наблюдалась вообще. По мере уменьшения в рекомбинационном процессе плотности ЭДП в системе начинали появляться экситоны, т.е. происходил фазовый переход ЭДП–экситонный газ. Таким образом, кинетическое поведение ЭДС в КЯ структур, различающихся содержанием германия в слое SiGe, согласуется с представлениями, следующими из приведенных на рис. 10 результатов.

Подытоживая сказанное о свойствах ЭДС в КЯ структур Si/SiGe/Si, исследованных на примере структур с SiGe-слоем толщиной $d = 5$ нм, еще раз подчеркнем, что образование ЭДЖ в этих структурах контролируется высотой потенциального барьера в зоне проводимости, сформированного в SiGe-слое. Если барьер не слишком высок и электроны могут из Si проникать в SiGe-слой, то в слое может образовываться пространственно-прямая квазидвумерная ЭДЖ, плотность и энергия связи частиц которой возрастают при уменьшении высоты барьера. Заканчивая разговор об этих структурах, сошлемся еще на работу [78], в которой исследовалось влияние легирования SiGe-слоя на свойства ЭДС.

Выше речь шла об образовании пространственно-прямой ЭДЖ, электроны и дырки которой перемешаны и находятся в одном и том же объеме. В заключение приведем результаты экспериментов, указывающие на образование пространственно-непрямой (дипольной) ЭДЖ в электрон-дырочных бислоях, формирующихся на гетерограницах Si/SiGe при фотовозбуждении структуры [69, 70, 84]. Опыты проводились на той же структуре

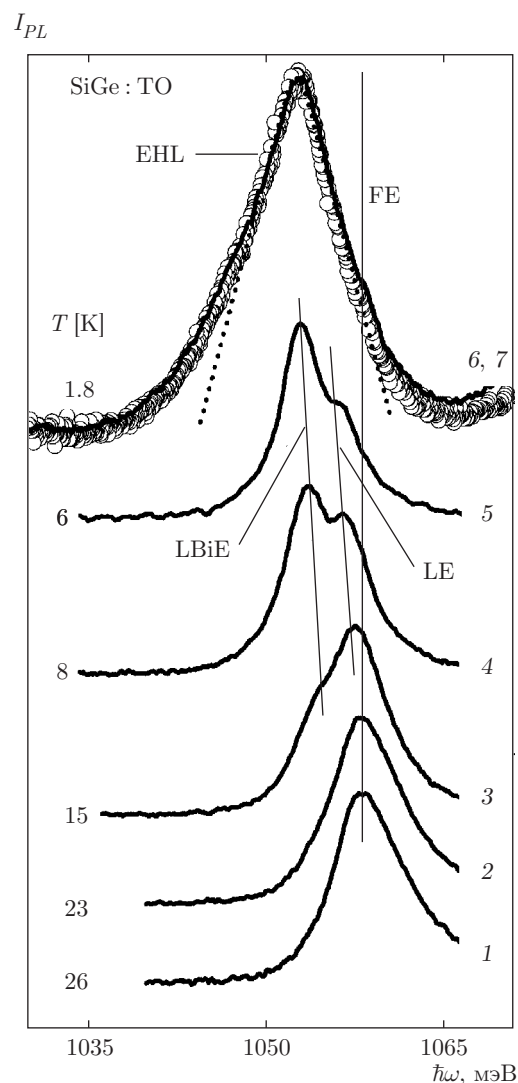


Рис. 12. Нормированные спектры ФЛ структуры с $d = 4$ нм и $x = 0.09$ в ближней ИК-области при различных температурах и уровнях возбуждения [84]: спектры 1–5 — $P = 0.12$ Вт/см², T изменяется от 26 до 6 К; спектры 6 (кружки, $P = 85$ Вт/см²) и 7 (сплошная линия, $P = 170$ Вт/см²) совмещены, $T = 1.8$ К. Пунктирной кривой показана расчетная форма линии дипольной ЭДЖ

($d = 4$ нм, $x = 0.09$), результаты для которой приведены на рис. 5а, только при значительно больших уровнях возбуждения. Спектры ФЛ структуры, измеренные в ближней ИК и в видимой областях, показаны соответственно на рис. 12, 13. При высоких температурах ($T = 23$ К и $T = 26$ К) и низких уровнях возбуждения в одноэлектронном спектре ФЛ наблюдается только линия излучения свободных пространственно-непрямых (дипольных) экситонов (рис. 12). При понижении температуры на

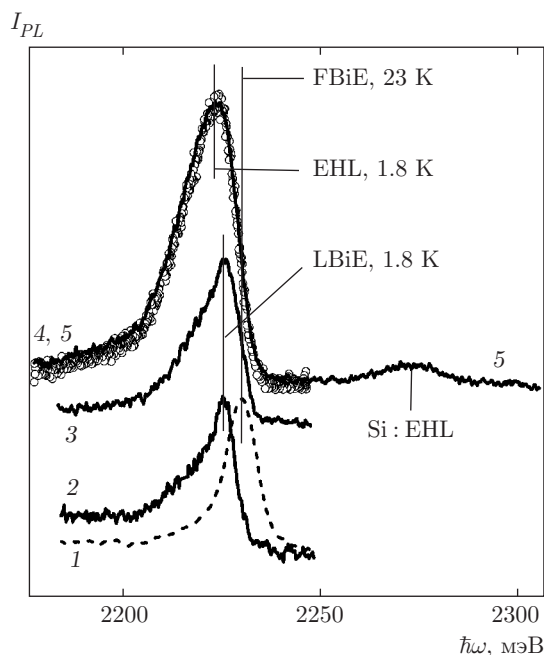


Рис. 13. Спектры ФЛ структуры с $d = 4$ нм и $x = 0.09$ в видимой области [84]: для спектров 2–5 соответственно $P = 3.8, 13, 108, 180$ Вт/см², $T = 1.8$ К. Спектры 4 (кружки, 108 Вт/см²) и 5 (линия, 180 Вт/см²) совмещены. Спектр 1 (штриховая кривая) — линия свободных диполярных биэкситонов ($T = 23$ К, $P = 3.5$ Вт/см²)

длинноволновом крыле этой линии возникает линия излучения локализованных биэкситонов, интенсивность которой при низких температурах превосходит интенсивность экситонной линии излучения. Красный сдвиг обеих линий при понижении температуры обусловлен локализацией этих частиц. В области температур $T < 6$ К при высоких уровнях накачки возникает интенсивная линия излучения, форма и спектральное положение которой перестают зависеть от интенсивности накачки при дальнейшем ее увеличении (спектры 6 и 7 на рис. 12). Ее максимум расположен с красной стороны от линии свободных экситонов (FE), которая наблюдается при высоких температурах, на расстоянии примерно 5.4 мэВ от нее. Пунктирной кривой показана теоретическая обработка формы этой линии с использованием двумерной плотности состояний для электронов и для дырок. Аналогичная линия при тех же условиях появляется в спектре $2E_g$ -люминесценции. Возникновение этой линии при увеличении уровня возбуждения показано на рис. 13. Подобно линии излучения, появившейся в спектре в ближней ИК-области, ее форма и спектральная позиция не зависят от интенсивности накачки (спектры 4 и 5 на рис.

13). Суммируя экспериментальные факты, можно заключить, что линии излучения, наблюдающиеся в ближней ИК и в видимой областях спектра при интенсивной накачке, принадлежат квазидвумерной диполярной ЭДЖ, критическая температура которой равна $T_c \approx 6$ К. При высоких температурах в спектре $2E_g$ -люминесценции наблюдается только линия излучения свободных диполярных биэкситонов (спектр 1 на рис. 13, $T = 23$ К). Подробное исследование образования диполярных экситонных молекул в аналогичных гетероструктурах выполнено в работе [85].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность экспериментальных данных и их анализ, выполненный авторами рассмотренных в этом кратком обзоре работ, позволяют заключить, что в гетероструктурах Si/SiGe/Si II рода с малым содержанием германия возможно образование пространственно-прямой и диполярной квазидвумерных ЭДЖ. Выявлены требования к дизайну гетероструктур и экспериментальные условия, при которых могут наблюдаться эти жидкости. Пространственно-прямая квазидвумерная ЭДЖ формируется в достаточно тонких SiGe-слоях (экспериментально исследованы структуры со слоями толщиной до 5 нм), если потенциальный барьер для электронов, образованный в SiGe-слое, не слишком высок (его высота определяется содержанием Ge в слое твердого раствора) или туннельно прозрачен. Пространственно-непрямая (диполярная) ЭДЖ может образовываться в структурах с достаточно высоким барьером в электрон-дырочных бислоях, формирующихся на гетерограницах Si/SiGe при мощном фотовозбуждении структуры. Для ряда экспериментальных условий определены параметры жидкостей (плотность, энергия связи, время жизни, критическая температура). В то же время достаточно полные данные и представления пока отсутствуют. Мало информации о кинетике конденсации, неизвестно в какой форме существует ЭДЖ в КЯ, нет фазовых диаграмм для ЭДЖ в структурах с различными параметрами, не ясна связь между критической температурой перехода газ-жидкость и дизайном гетероструктуры и пр. Так что предстоит еще много поработать, чтобы картина приобрела некоторую завершенность.

В заключение хочется выразить глубокую признательность Л. В. Келдышу, многолетние общение

и сотрудничество с которым в значительной степени определяло научные интересы автора. Приношу искреннюю благодарность В. С. Багаеву, Т. М. Бурбаеву, В. С. Кривобоку, С. Н. Николаеву, Е. Е. Онищенко, М. Л. Скорикову и В. А. Цветкову за долготелее сотрудничество и многочисленные обсуждения затронутых в статье вопросов, а С. Г. Тиходееву еще и за долготерпение. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-01425).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. V. Keldysh, in *Proc. 9th Intern. Conf. on Physics of Semiconductors*, ed. by S. M. Ryvkin, Nauka, Leningrad (1968), p. 1303.
2. Я. Е. Покровский, К. И. Свистунова, Письма в ЖЭТФ **9**, 435 (1969).
3. В. С. Багаев, Т. И. Галкина, О. В. Гоголин, Л. В. Келдыш, Письма в ЖЭТФ **10**, 309 (1969).
4. В. С. Вавилов, В. А. Заяц, В. Н. Мурзин, Письма в ЖЭТФ **10**, 304 (1969).
5. В. М. Аснин, А. А. Рогачев, Письма в ЖЭТФ **9**, 415 (1969).
6. Т. М. Rice, in *Solid State Physics*, ed. by Н. Ehrenreich, F. Seitz, and D. Turnbull, Acad. Press, New York (1977), Vol. 32, p. 1 (*перевод* Т. Райс, Дж. Хенсел, Т. Филипс, Г. Томас, *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках*, Мир, Москва (1980), с. 11).
7. J. C. Hensel, T. G. Phillips, and G. A. Thomas, in *Solid State Physics*, ed. by Н. Ehrenreich, F. Seitz, and D. Turnbull, Acad. Press, New York (1977), Vol. 32, p. 88 (*перевод* см. [6, с. 101]).
8. *Electron-hole Droplets in Semiconductors*, ed. by C. D. Jeffries and L. V. Keldysh, in *Modern Problems in Condensed Matter Science*, ed. by V. M. Agronovich and A. A. Maradulin, North-Holland, Amsterdam (1983), Vol. 6 (*перевод* *Электронно-дырочные капли в полупроводниках*, под ред. К. Д. Джеффриса, Л. В. Келдыша, Наука, Москва (1988)).
9. С. Г. Тиходеев, УФН **145**, 3 (1985).
10. В. Н. Мурзин, *Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей тока в полупроводниках*, Наука, Москва (1985).
11. L. V. Keldysh, *Contemp. Phys.* **27**, 395 (1986).
12. L. V. Keldysh and N. N. Sibeldin, in *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, ed. by V. M. Agronovich and A. A. Maradulin, North-Holland, Amsterdam (1986), Vol. 16 (ed. by W. Eisenmenger and A. A. Kaplyanskii), Ch. 9, p. 455.
13. N. N. Sibeldin, in *Problems of Condensed Matter Physics: Quantum Coherence Phenomena in Electron-Hole and Coupled Matter-Light Systems*, ed. by A. L. Ivanov and S. G. Tikhodeev, Intern. Ser. Monographs on Physics, Oxford Univ. Press (2008), Vol. 139, p. 227.
14. Е. А. Андрияшин, В. С. Бабиченко, Л. В. Келдыш, Т. А. Онищенко, А. П. Силян, Письма в ЖЭТФ **24**, 210 (1976).
15. Л. В. Келдыш, Т. А. Онищенко, Письма в ЖЭТФ **24**, 70 (1976).
16. И. В. Кавецкая, Я. Я. Кость, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, Письма в ЖЭТФ **36**, 254 (1982).
17. I. V. Kavetskaya, N. N. Sibeldin, and V. A. Tsvetkov, *Sol. St. Comm.* **97**, 157 (1996).
18. И. В. Кавецкая, Н. В. Замковец, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, ЖЭТФ **111**, 737 (1997).
19. А. В. Черненко, В. Б. Тимофеев, ЖЭТФ **112**, 1091 (1997).
20. Н. Н. Сибельдин, УФН **173**, 999 (2003).
21. Е. А. Андрияшин, Л. В. Келдыш, А. П. Силян, ЖЭТФ **73**, 1163 (1977).
22. Е. А. Андрияшин, ФТТ **18**, 2493 (1976).
23. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 26 (1975).
24. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
25. Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман, ЖЭТФ **111**, 1879 (1997).
26. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, Письма в ЖЭТФ **5**, 238 (1967).
27. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, ЖЭТФ **54**, 978 (1968).
28. Jinwu Ye, *J. Low Temp. Phys.*, 158, 882 (2010).
29. K. I. Golden, G. J. Kalman, P. Hartmann, and Z. Donko, *Phys. Rev. E* **82**, 036402 (2010).
30. M. G. Nayak and L. K. Saini, *Contrib. Plasma Phys.* **52**, 211 (2012).

31. K. I. Golden, G. J. Kalman, P. Hartmann, and Z. Donko, *Contrib. Plasma Phys.* **52**, 130 (2012).
32. J. Schleede, A. Filinov, M. Bonitz, and H. Fehske, *Contrib. Plasma Phys.* **52**, 819 (2012).
33. K. Kumar and R. K. Moudgil, *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 415601 (2012).
34. K. I. Golden and G. J. Kalman, *Phys. Rev. E* **88**, 033107 (2013).
35. В. С. Бабиченко, И. Я. Полищук, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 726 (2013).
36. V. S. Babichenko and I. Ya. Polishchuk, *Physica B* **453**, 49 (2014).
37. V. S. Babichenko and I. Ya. Polishchuk, *J. Low Temp. Phys.* **180**, 153 (2015).
38. L. V. Butov, C. W. Lai, A. L. Ivanov, A. C. Gossard, and D. S. Chemla, *Nature* **417**, 47 (2002).
39. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 210 (2004).
40. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, *J. Appl. Phys.* **101**, 081708 (2007).
41. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, *Phys. Stat. Sol. (c)* **5**, 2379 (2008).
42. A. V. Gorbunov and V. B. Timofeev, *Sol. St. Comm.* **157**, 6 (2013).
43. H. Kalt, R. Notzel, K. Ploog, and H. Gießen, *Sol. St. Comm.* **83**, 285 (1992).
44. Y. Furukawa and M. Nakayama, *J. Phys.: Conf. Ser.* **619**, 012005 (2015).
45. V. B. Timofeev, A. V. Larionov, M. Grassi-Alessi, M. Capizzi, and J. M. Hvam, *Phys. Rev. B* **61**, 8420 (2000).
46. M. Stern, V. Umansky, and I. Bar-Joseph, *Science* **343**, 55 (2014).
47. A. E. Almand-Hunter, H. Li, S. T. Cundiff, M. Mootz, M. Kira, and S. W. Koch, *Nature* **506**, 471 (2014).
48. M. Mootz, M. Kira, S. W. Koch, A. E. Almand-Hunter, K. Wang, and S. T. Cundiff, *Proc. SPIE* **9361**, 936115 (2015).
49. M. Tajima and S. Ibuka, *J. Appl. Phys.* **84**, 2224 (1998).
50. N. Pauc, V. Calvo, J. Eymery, F. Fournel, and N. Magnea, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 236802 (2004).
51. N. Pauc, V. Calvo, J. Eymery, F. Fournel, and N. Magnea, *Phys. Rev. B* **72**, 205324 (2005).
52. Л. В. Келдыш, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 716 (1979).
53. L. Keldysh, *Phys. Stat. Sol. (a)* **164**, 3 (1997).
54. C. G. Van de Walle and R. M. Martin, *Phys. Rev. B* **34**, 5621 (1986).
55. L. Yang, J. R. Watling, R. C. W. Wilkins, M. Boriçi, J. R. Barker, A. Asenov, and S. Roy, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 1174 (2004).
56. Т. М. Бурбаев, Е. А. Бобрик, В. А. Курбаев, М. М. Рзаев, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, Ф. Шэффлер, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 410 (2007).
57. Т. М. Burbaev, V. S. Bagaev, E. A. Bobrik, V. A. Kurbatov, A. V. Novikov, M. M. Rzaev, N. N. Sibeldin, F. Schäffler, V. A. Tsvetkov, A. G. Tarakanov, and V. V. Zaitsev, *Thin Sol. Films* **517**, 55 (2008).
58. A. Roige, J. Fernandez-Tejero, J. O. Osso, A. R. Goni, I. Martin, C. Voz, R. Alcubilla, and L. F. Vega, *Phys. Stat. Sol. RRL* **8**, 943 (2014).
59. 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).
60. D. Shepel, T. Burbaev, N. Sibeldin, and M. Skorikov, *Phys. Stat. Sol. (c)* **8**, 1186 (2011).
61. T. W. Steiner, L. C. Lenchyshyn, M. L. W. Thewalt, J.-P. Noël, N. L. Rowell, and D. C. Houghton, *Sol. St. Comm.* **89**, 429 (1994).
62. M. M. Rieger and P. Vogl, *Phys. Rev. B* **48**, 14276 (1993).
63. C. Penn, F. Schäffler, G. Bauer, and S. Glusch, *Phys. Rev. B* **59**, 13314 (1999).
64. A. Orlov, N. Levashova, and T. Burbaev, *J. Phys.: Conf. Ser.* **586**, 012003 (2015).
65. K. Betzler and R. Conradt, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1562 (1972).
66. K. Betzler, T. Weller, and R. Conradt, *Phys. Rev. B* **6**, 1394 (1972).
67. M. L. W. Thewalt and W. G. McMullan, *Phys. Rev. B* **30**, 6232 (1984).
68. W. Schmid, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1726 (1980).
69. Т. М. Бурбаев, Д. С. Козырев, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 926 (2013).

70. T. M. Burbaev, D. S. Kozyrev, N. N. Sibeldin, and M. L. Skorikov, in *Proc. Intern. Conf. Nanomaterials: Applications and Properties*, Vol. 3, No 1, 01NTF01 (2014).
71. В. Д. Кулаковский, В. Г. Лысенко, В. Б. Тимофеев, УФН **147**, 3 (1985).
72. T. Baier, U. Mantz, K. Thonke, R. Sauer, F. Schaffler, and H.-J. Herzog, *Phys. Rev. B* **50**, 15191 (1994).
73. V. V. Zaitsev, V. S. Bagaev, T. M. Burbaev, V. S. Krivobok, A. V. Novikov, and E. E. Onishchenko, *Physica E* **40**, 1172 (2008).
74. В. С. Багаев, В. В. Зайцев, В. С. Кривобок, Д. Н. Лобанов, С. Н. Николаев, А. В. Новиков, Е. Е. Онищенко, ЖЭТФ **134**, 988 (2008).
75. V. S. Bagaev, V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev, A. V. Novikov, E. E. Onishchenko, and M. L. Skorikov, *Phys. Rev. B* **82**, 115313 (2010).
76. 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).
77. В. С. Багаев, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, Е. Е. Онищенко, А. А. Пручкина, Д. Ф. Аминев, М. Л. Скориков, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, ЖЭТФ **144**, 1045 (2013).
78. V. S. Bagaev, V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev, A. V. Novikov, E. E. Onishchenko, and A. A. Pruchkina, *J. Appl. Phys.* **117**, 185705 (2015).
79. T. Stoica and L. Vescan, *J. Appl. Phys.* **94**, 4400 (2003).
80. P. T. Landsberg, *Sol. St. Comm.* **10**, 513 (1967).
81. В. Д. Кулаковский, В. Б. Тимофеев, В. М. Эдельштейн, ЖЭТФ **24**, 374 (1978).
82. J. Christen and D. Bimberg, *Phys. Rev. B* **42**, 7213 (1990).
83. R. M. Westervelt, in [8], Ch. 3, p. 187.
84. T. M. Burbaev, D. S. Kozyrev, N. N. Sibeldin, and M. L. Skorikov, in *Proc. 21th Intern. Symp. Nanostructures: Physics and Technology*, St. Petersburg Acad. Univ. (2013), EN.07p.
85. В. С. Багаев, Э. Т. Давлетов, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, А. В. Новиков, Е. Е. Онищенко, А. А. Пручкина, М. Л. Скориков, ЖЭТФ **148**, 1198 (2015).