

ПАМЯТИ ЛЕОНИДА ВЕНИАМИНОВИЧА КЕЛДЫША

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках и низкоразмерных структурах

Н.Н. Сибельдин

Рассмотрены конденсация экситонов в электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ) и основные свойства ЭДЖ в объёмных полупроводниках и низкоразмерных структурах. Свойства ЭДЖ в объёмных материалах обсуждаются главным образом на основе экспериментальных результатов, полученных при исследовании германия и кремния, и рассмотрений качественного характера. Описаны некоторые эксперименты, в которых получены основные термодинамические параметры ЭДЖ (её плотность и энергия связи), рассмотрены основные факторы, определяющие эти параметры. Обсуждается влияние внешних воздействий (одноосной деформации и магнитного поля) на стабильность ЭДЖ. Приведены фазовые диаграммы неравновесной системы экситонный газ – ЭДЖ и сведения о размерах и концентрации капель ЭДЖ в образце при различных экспериментальных условиях. Рассмотрены кинетика конденсации экситонов и кинетика рекомбинации в системе экситонный газ – электронно-дырочные капли (ЭДК). Обсуждаются динамические свойства ЭДК и их движение под действием внешних сил. Описаны свойства гигантских ЭДК, образующихся в потенциальных ямах, созданных неоднородной деформацией кристалла. Рассмотрены эффекты, связанные с увлечением ЭДК неравновесными фононами (фононным ветром), включая динамику и формирование анизотропной пространственной структуры облака ЭДК. В части обзора, посвящённой ЭДЖ в низкоразмерных структурах, представлен ряд экспериментальных работ по наблюдению и исследованию: пространственно непрямым (дипольными) электронно-дырочной и экситонной (диэлектрической) жидкостей в структурах GaAs/AlGaAs с двойными квантовыми ямами (КЯ); ЭДК, состоящих из нескольких пар частиц (дроплетонов); ЭДЖ в кремниевых КЯ I рода; пространственно прямой и дипольной ЭДЖ в кремний-германиевых гетероструктурах II рода.

Ключевые слова: экситоны, электронно-дырочная жидкость, плотность, энергия связи, стабильность, фазовая диаграмма, термодинамические параметры, электронно-дырочные капли, размеры и концентрация капель, кинетика конденсации, кинетика рекомбинации, движение капель, гигантские капли, фононный ветер, увлечение капель, капельное облако, пространственная структура облака капель, динамика капельного облака, поле деформаций, магнитное поле, низкоразмерные структуры, квантовые ямы, электронно-дырочные бислои, пространственно прямые и дипольные экситоны, пространственно прямая и дипольная жидкости, дроплетоны

PACS numbers: 71.35. – y, 73.20.Mf, 73.21. – b

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.08.038194>

Содержание

1. Введение (1236).
 2. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках (1238).
 - 2.1. Плотность и энергия связи электронно-дырочной жидкости.
 - 2.2. Стабильность электронно-дырочной жидкости.
 - 2.3. Фазовые диаграммы.
 - 2.4. Размеры и концентрация капель электронно-дырочной жидкости.
 - 2.5. Кинетика конденсации экситонов.
 - 2.6. Кинетика рекомбинации.
 - 2.7. Движение электронно-дырочных капель под действием внешних сил.
 - 2.8. Гигантские электронно-дырочные капли.
 - 2.9. Фононный ветер.
 - 2.10. Пространственная структура и динамика облака электронно-дырочных капель.
 3. Электронно-дырочная жидкость в низкоразмерных полупроводниковых структурах (1255).
 - 3.1. О стабильности электронно-дырочной жидкости в низкоразмерных структурах.
 - 3.2. Конденсация дипольных экситонов в структурах GaAs/AlGaAs с двойными квантовыми ямами.
 - 3.3. Квантовые электронно-дырочные капли — дроплетоны.
 - 3.4. Электронно-дырочная жидкость в кремниевых квантовых ямах I рода.
 - 3.5. Пространственно прямая и дипольная электронно-дырочные жидкости в гетероструктурах SiGe II рода.
 4. Заключение (1265).
- Список литературы (1266).

Светлой памяти Учителя

Н.Н. Сибельдин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: sibeldin@sci.lebedev.ru

Статья поступила 31 июля 2017 г.,
после доработки 23 августа 2017 г.

1. Введение

В 1968 году Л.В. Келдыш высказал и обосновал идею о возможности конденсации экситонов в полупроводниках в электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ) металлического типа, в которой электроны и дырки коллективизи-

рованы и связаны силами внутреннего взаимодействия [1–3]. Этот фазовый переход в общих чертах подобен конденсации паров атомов щелочных металлов в жидкий металл¹. Как и обычный переход газ–жидкость, конденсация экситонов является фазовым переходом первого рода и происходит 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 ЭДЖ была обнаружена экспериментально в кристаллах германия: Покровский и Свистунова [5] обнаружили рекомбинационное излучение ЭДЖ при высоких уровнях оптического возбуждения кристалла и температурах жидкого гелия, Багаев и др. [6] наблюдали движение капель ЭДЖ в неоднородно деформированных образцах на макроскопические расстояния, а Вавилов и др. [7] — резонансное поглощение дальнего инфракрасного (ИК) излучения каплями конденсированной фазы. Менее ясные свидетельства возникновения жидкой фазы были получены Асниним и Рогачевым [8], исследовавшими изменение спектра поглощения света в области прямых экситонных переходов при оптической накачке германия².

Первые работы по конденсации экситонов вызвали интерес к этой проблеме, и исследования в этом направлении стали интенсивно развиваться. Повышенное внимание к этому направлению было связано с необычностью и красотой самого явления — переход типа газ–жидкость происходит в неравновесной электронно-дырочной системе полупроводникового кристалла, а также с многообразием и уникальностью свойств капель ЭДЖ. Кроме того, система экситонов является прекрасным модельным объектом для экспериментального исследования поведения и свойств материи в условиях, недоступных в лаборатории для обычных веществ (например, в сверхсильных магнитных полях).

К настоящему времени конденсация экситонов и свойства ЭДЖ в объёмных полупроводниках широко и весьма полно исследованы теоретически и экспериментально. Открыто большое число новых и совершенно неожиданных эффектов. Хотя ещё далеко не все идеи и возможности реализованы, можно сказать, что основные свойства системы экситонный газ–ЭДЖ, особенности фазового перехода, параметры ЭДЖ, свойства капель ЭДЖ и прочее в ряде полупроводников достаточно хорошо изучены и в целом ясны. 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, являющихся 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. Исследования ЭДЖ в объёмных

материалах отражены в целом ряде обзоров и монографий [11–18], 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 ранние обзоры, опубликованные до соответствующего момента времени.

Ограниченный объём настоящего обзора не позволяет в полной мере осветить полученные в этой области результаты. В разделе 2 мы попытаемся отразить, не вдаваясь в детали, основные черты явления конденсации экситонов и свойства ЭДЖ в объёмных материалах, опираясь главным образом на экспериментальные результаты, полученные при исследовании германия и кремния, и рассуждения качественного характера. Достаточно подробную информацию о свойствах и параметрах ЭДЖ в других полупроводниках можно найти в обзоре Кулаковского и Тимофеева [19].

Раздел 3 посвящён экспериментальным исследованиям экситонных эффектов, межчастичных взаимодействий и фазовых переходов в неравновесных электронно-дырочных системах (ЭДС) в полупроводниковых наногетероструктурах, в основном в структурах с квантовыми ямами (КЯ). Теоретические представления о явлениях, которые могут происходить в ЭДС, начали складываться ещё в 1970-х годах. Л.В. Келдышем и его учениками было рассмотрено несколько ЭДС, имеющих общее свойство — сильную анизотропию электронного спектра [20]. Было показано, что в таких системах при определённых условиях электронно-дырочная плазма самосжимается и образуется стабильная сильно сжатая ЭДЖ с большой энергией связи. В частности, были рассмотрены квазиодномерные системы проводящих нитей и квазидвумерные (слоистые) системы проводящих плоскостей. В работе [21] рассчитаны фазовые диаграммы, критические температуры и плотности перехода газ–жидкость в слоистых ЭДС.

В работах Андриюшина и Силина [22] и Андриюшина [23] рассмотрена ЭДС с пространственно разделёнными слоями электронов и дырок, находящимися на противоположных параллельных плоскостях сверхтонкой полупроводниковой плёнки (электронно-дырочный бислой (ЭДБС)). Было показано, что при определённых толщинах плёнки металлическая ЭДЖ стабильна по отношению к газу экситонов, образующихся при связывании пространственно разделённых электронов и дырок (дипольные экситоны), а также указано на возможность упорядочения более тяжёлых частиц при большом различии масс электронов и дырок. Возможности бозеконденсации экситонов, сверхтекучести и сверхпроводимости в системах с пространственно разделёнными электронами и дырками теоретически изучены Лозовиком и Юдсоном [24, 25]. Несколько позднее был проведён детальный анализ фазовых переходов газ–жидкость и свойств экситонной (дieleктрической) жидкой фазы в работе Лозовика и Бермана [26].

В настоящее время наибольшая активность в исследовании фазовых переходов в ЭДС в низкоразмерных структурах, по-видимому, направлена на изучение ЭДБС. Теоретические работы в этом направлении посвящены в основном исследованию основного состояния ЭДС и фазовых переходов газ–жидкость [27–36], бозеконденсации пространственно не прямых (дипольных) экситонов [37–42], пространственного распределения и

¹ См., например, [4].

² Линии люминесценции ЭДЖ в кремнии были обнаружены Хейнсом [9] ещё до появления сформулированных Келдышем представлений о конденсации экситонов. Однако они были интерпретированы Хейнсом как рекомбинационное излучение экситонных молекул (бизекситонов). Правильная интерпретация этих линий дана Каминским и Покровским [10].

"тёмных" состояний конденсата [43–48], вигнеровской кристаллизации [49, 50], спиновой поляризации [51–54], коллективных мод в жидкости [55, 56], перехода Мотта в экситонной системе [57–60], конденсации экситонов в бислоях графена [61–63] и пр.

Электрон-дырочные бислои могут быть реализованы на интерфейсах в гетероструктурах II рода, а также в двойных (две КЯ, разделённые тонким туннельно-прозрачным потенциальным барьером) и широких КЯ в структурах I рода при приложении электрического поля вдоль оси роста структуры. Бозе-конденсация дипольных экситонов исследовалась в двойных КЯ в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в сериях работ Бутова с соавторами (см., например, [64–66]) и Горбунова и Тимофеева [67, 68]. Последние наблюдали и подробно исследовали бозе-конденсацию также в одиночных широких КЯ [69, 70]. Аллоинг и др. [71], исследуя бозе-конденсат в одиночных широких КЯ, установили, что "тёмные" экситоны дают определяющий вклад в плотность конденсата. Подробная информация об исследованиях бозе-конденсации дипольных экситонов содержится в обзорах [40, 42, 72–76].

Интересно, что идеи о возможности бозе-эйнштейновской конденсации экситонов в полупроводниках и соответствующие теоретические работы появились ещё в 1960-х годах [77–82]. Однако многочисленные попытки обнаружить это замечательное явление в объёмных материалах не привели к успеху.

Обозначенные выше направления исследований ЭДБС приведены для полноты картины. В рамках настоящего обзора основной интерес для нас представляет конденсация газа экситонов в реальном пространстве с образованием жидких фаз. Некоторые из экспериментальных работ, выполненных к настоящему времени в этом направлении на ЭДБС, рассмотрены в разделе 3.

2. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках

2.1. Плотность и энергия связи электронно-дырочной жидкости

Как известно, в полупроводниках образуются экситоны большого радиуса, называемые экситонами Ванье–Мотта, в которых электрон и дырка связаны кулоновской силой. Энергия основного состояния E_{ex} и эффективный ("боровский") радиус a_{ex} экситона Ванье–Мотта выражаются формулами, аналогичными известным формулам Бора:

$$E_{\text{ex}} = -\frac{1}{2} \frac{m^* e^4}{\kappa^2 \hbar^2}, \quad a_{\text{ex}} = \frac{\kappa \hbar^2}{m^* e^2}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, κ — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, $m^* = (m_e^{-1} + m_h^{-1})^{-1}$ — приведённая эффективная масса электрона и дырки, m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки соответственно. В кристалле вследствие его поляризации кулоновское взаимодействие существенно ослаблено, а эффективные массы электронов и дырок, как правило, заметно меньше массы свободного электрона. Поэтому энергии связи экситонов на 2–4 порядка величины меньше типичных атомных энергий, а их размеры значительно превышают межатомные расстояния в кристалле.

Существование экситонов в полупроводниках возможно лишь при низких температурах ($k_B T < |E_{\text{ex}}|$), когда скорость их термической ионизации мала. При таких температурах экситоны в равновесных условиях отсутствуют, так как обычно $|E_{\text{ex}}| \ll E_g$ (E_g — ширина запрещённой зоны), и для их образования требуется возбуждение кристалла. Обычно используется фотовозбуждение с энергией фотонов, превышающей E_g . Созданные возбуждающим светом неравновесные электроны и дырки в течение весьма малого времени термализуются и связываются в экситоны. При низких уровнях возбуждения в кристалле содержится диэлектрический идеальный экситонный бозе-газ с относительно малой плотностью.

Во многих отношениях экситонные системы ведут себя аналогично системам, состоящим из обычных атомов. При увеличении плотности экситонного газа взаимодействие между экситонами может приводить к образованию экситонных молекул (биэкситонов) и конденсации экситонов и/или биэкситонов в жидкую фазу, представляющую собой связанное состояние макроскопически большого числа частиц.

Отметим два обстоятельства, приводящих к существенному отличию экситонных систем от атомных. Во-первых, как правило, $m_e \sim m_h$, т.е. в системе отсутствуют тяжёлые частицы типа атомных ядер, поэтому ярко проявляются квантовые эффекты, включая квантовую делокализацию частиц. По этой причине нулевые колебания в экситонной молекуле имеют большую амплитуду и её энергия диссоциации весьма мала. Нулевые колебания в жидкости вызывают делокализации электронов и дырок по всему её объёму. Другими словами, жидкость должна состоять не из экситонов или биэкситонов, а являться жидкостью металлического типа, в которой электроны и дырки коллективизированы, т.е. электронно-дырочной жидкостью (Келдыш [1, 83]). Во-вторых, и экситоны, и ЭДЖ как неравновесные образования имеют конечное время жизни.

Кратко остановимся на вычислении основных параметров ЭДЖ: её плотности n_0 и энергии на пару частиц (электронно-дырочную (ЭД) пару) в основном состоянии жидкости E_0 . Полная энергия на пару частиц в ЭД-плазме зависит от её плотности n и может быть выражена как

$$E(n) = E_{\text{kin}} + E_{\text{exch}} + E_{\text{corr}}. \quad (2)$$

При низких температурах, $k_B T \ll E_F^{e,h}$, электроны и дырки вырождены и при квадратичных законах дисперсии средняя кинетическая энергия на пару частиц в трёхмерной плазме равна $E_{\text{kin}} = 3/5(E_F^e + E_F^h)$, где фермиевские энергии электронов и дырок $E_F^{e,h} = \hbar^2 k_F^2 / (2m_{e,h})$. С учётом спинового вырождения величина волнового вектора Ферми определяется как $k_F = \pi(3n/\pi)^{1/3}$. Два последних члена в правой части (2) описывают потенциальную энергию кулоновского взаимодействия. Хотя в целом плазма локально нейтральна, имеются определённые пространственные корреляции во взаимном расположении частиц, понижающие её полную энергию, — в непосредственной окрестности каждой частицы появляется некоторый избыток частиц с зарядом противоположного знака. Существуют две самостоятельные физические причины возникновения таких корреляций (см., например, [11, 17]). Первая из них связана с принципом Паули, запрещающим двум тождественным

частицам с одинаково направленными спинами находятся в одной точке пространства. Соответствующий вклад в энергию кулоновского взаимодействия, называемый обменной энергией, описывается выражением (на пару частиц)

$$E_{\text{exch}} = -\frac{3e^2}{2\kappa} \left(\frac{3n}{\pi}\right)^{1/3}. \quad (3)$$

Вторая причина пространственных корреляций имеет динамическую природу. Корреляции этого типа являются откликом окружающей плазмы на электрическое поле каждой заряженной частицы. Вклад в полную энергию, возникающий благодаря этим корреляциям, называют корреляционной энергией E_{corr} . Как и обменная энергия, E_{corr} в соответствии со своим физическим смыслом является отрицательной и возрастает по абсолютной величине при повышении плотности плазмы.

Расчёты показывают, что полная энергия на пару частиц как функция плотности, определяемая выражением (2), имеет минимум при равновесной плотности n_0 . Это означает, что плотная ЭД-плазма будет самосжиматься или расширяться до тех пор, пока занимаемый ею объём не будет отвечать равновесной плотности. Таким образом, рассматриваемая система является электронно-дырочной жидкостью. ЭДЖ — квантовая нейтральная, в простейшем случае двухкомпонентная фермижидкость, в которой внутреннее давление вырожденной плазмы уравнивается силами кулоновского притяжения. Энергия на пару частиц в основном состоянии жидкости $E_0 \equiv E(n_0)$ при $T = 0$.

Химический потенциал плазмы определяется выражением

$$\mu(n) = \frac{\partial[NE(N/V)]}{\partial N} = E(n) + n \frac{\partial E(n)}{\partial n}, \quad (4)$$

где $N = nV$ — полное число пар в объёме V . В ЭДЖ $n = n_0$ и $\partial E/\partial n = 0$, поэтому $\mu(n_0) \equiv \mu_0 = E_0$. Перенормированная ширина запрещённой зоны в области кристалла, заполненной ЭДЖ,

$$E_{\text{gL}} = E_{\text{g}} + \mu_0 - (E_{\text{F}}^{\text{e}} + E_{\text{F}}^{\text{h}}) = E_{\text{g}} + \left(E_{\text{exch}} + E_{\text{corr}} - \frac{2}{3} E_{\text{kin}}\right) < E_{\text{g}}, \quad (5)$$

где E_{g} — ширина запрещённой зоны в невозмущённом кристалле.

Энергия E_0 равна по величине минимальной энергии, которую необходимо затратить, чтобы удалить из жидкости одну ЭД-пару и развести электрон и дырку на бесконечно большое расстояние друг от друга. Как было сказано выше, при низкой плотности ЭД-система представляет собой газ экситонов и экситонных молекул. Если энергия E_0 больше энергии на пару частиц в биэкситоне ($E_0 < 0$), то даже при $T \rightarrow 0$ в основном состоянии система представляет собой газ биэкситонов и конденсация в жидкость невозможна (по крайней мере при $n \ll n_0$). В противном случае термодинамически стабильным будет жидкое состояние и при любой средней по всему (а не только занимаемому жидкостью) объёму плотности ЭД-пар ЭДЖ является основным состоянием системы. Поскольку энергия диссоциации экситонных молекул мала, во многих случаях их можно не при-

нимать во внимание³, и в дальнейшем мы будем считать, что неравновесные электроны и дырки могут связываться только в экситоны и ЭДЖ, как и наблюдается в большинстве экспериментов. Тогда можно считать, что ЭДЖ стабильна по отношению к распаду на свободные экситоны, если энергия связи на пару частиц в жидкости (работа выхода экситонов из ЭДЖ) $\varphi_0 = E_{\text{ex}} - E_0 > 0$, где E_{ex} определяется формулой (1).

Описанная процедура вычисления энергии основного состояния и плотности ЭДЖ, выполненная с учётом многодолинной структуры зоны проводимости, впервые была использована Покровским и Свистуновой [85] для ЭДЖ в германии и Каминским и др. [86] — в кремнии. Основы количественной теории ЭДЖ заложены в работах Бринкмана и др. [87], Комбеско и Нозьера [88], Бринкмана и Райса [89], Вашишты и др. [90]. Изложение и анализ теоретических результатов содержатся в обзорах [11, 14, 19, 91]. Там же, а также в обзоре [12] проведено сопоставление этих результатов с многочисленными экспериментальными данными.

Перейдём к изложению экспериментальных результатов. Энергия связи и плотность ЭДЖ измерены в многочисленных экспериментах, детальное изложение которых содержится в перечисленных во введении обзорах. Среди методов, применявшихся для измерения этих параметров, выделяется отличающийся наибольшей информативностью метод, основанный на анализе формы спектра люминесценции ЭДЖ. Впервые анализ формы спектра излучения ЭДЖ в Ge и Si был проведён в работах [85, 86] соответственно, а затем этот метод широко использовался, в том числе для других полупроводников. Обычно для обработки формы линии рекомбинационного излучения ЭДЖ в непрямых полупроводниках используется выражение

$$I(\hbar\omega) \propto \iint D_{\text{e}}(E_{\text{e}}) D_{\text{h}}(E_{\text{h}}) f_{\text{e}}(E_{\text{e}}) f_{\text{h}}(E_{\text{h}}) \times \delta(E_{\text{e}} + E_{\text{h}} + E_{\text{gL}} - \hbar\Omega - \hbar\omega) dE_{\text{e}} dE_{\text{h}}, \quad (6)$$

где D_{e} и D_{h} — плотности состояний соответственно в зоне проводимости и валентной зоне, f_{e} и f_{h} — фермиевские распределения для электронов и дырок, E_{e} и E_{h} — энергии электронов и дырок, отсчитанные от краёв соответствующих зон в жидкости, E_{gL} — перенормированная ширина запрещённой зоны (определяемая выражением (5)) в объёме кристалла, занимаемом жидкостью, Ω — частота фонона, испускаемого при электронном переходе. Испускание фонона в акте рекомбинации необходимо, чтобы удовлетворить закону сохранения квазиимпульса в кристалле; при низких температурах вероятность процесса с поглощением фонона крайне мала. Сложная структура энергетических зон кристалла учитывается в выражении (6) в эффективных массах плотностей для состояний электронов и дырок.

Напомним, что германий и кремний — непрямые полупроводники: в отличие от максимума валентной зоны, минимумы зоны проводимости в этих полупро-

³ Роль биэкситонов и особенности, которые может вносить их существование в термодинамику фазового перехода газ — жидкость в ЭД-системах, а также целый ряд других, не затронутых в настоящем обзоре, смежных проблем (диэлектризация электронного спектра жидкости, бозе-конденсация биэкситонов, переход Мотта и пр.), обсуждаются в обзорах [11, 16, 83, 84].

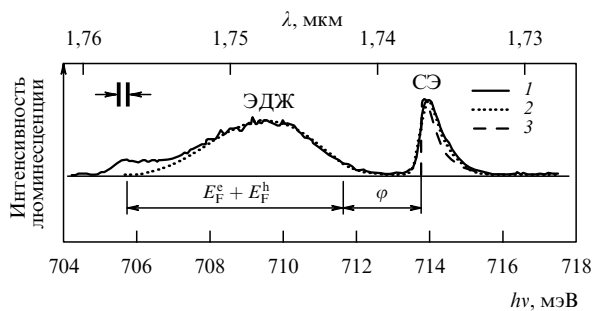


Рис. 1. LA-компоненты спектра люминесценции ЭДЖ и свободных экситонов (СЭ) в германии при $T = 3,04$ К: 1 — эксперимент, 2 — теоретическая обработка с учётом конечной ширины щели спектрометра (3 — без учёта). (Из работы [92].)

водниках расположены не в центре зоны Бриллюэна (в Ge — четыре эквивалентных минимума на осях $\langle 111 \rangle$, в Si — шесть на осях $\langle 100 \rangle$). Их спектры люминесценции состоят из нескольких фононных реплик. В германии наибольшую интенсивность имеют линии излучения экситонов и ЭДЖ с испусканием продольных акустических (LA) фононов, в кремнии — поперечных оптических (TO) фононов.

Плотность ЭДЖ находится как значение n_0 , при котором обеспечивается наилучшая подгонка расчётной формы линии излучения жидкости (6) к экспериментальной (рис. 1). Затем определяются энергии Ферми электронов и дырок и работа выхода экситонов из ЭДЖ ϕ (как показано на рис. 1) при температуре измерения спектра излучения. Для определения ϕ_0 надо измерить температурные зависимости этих величин и экстраполировать их к $T = 0$ [93]. Заметим, что для нахождения энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости E_0 необходимо независимым способом измерить энергию основного состояния экситона E_{ex} (обсуждение соответствующих экспериментов см. в обзорах Райса [11] и Хенсела и др. [12]). Численные значения n_0 , ϕ_0 , E_0 и E_{ex} для Ge и Si, взятые из [12], приведены в таблице.

Завершая обсуждение спектроскопии люминесценции ЭДЖ, отметим, что применение в выражении (6) распределений Ферми для электронов и дырок в ЭДЖ означает использование предположения о металлической природе жидкости при описании формы линии излучения. Хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными спектрами люминесценции ЭДЖ в германии и

Таблица. Термодинамические параметры ЭДЖ*

Параметр	Ge	Si	Ge	Si
	$P = 0$	$P = 0$	$P \parallel \langle 111 \rangle$	$P \parallel \langle 100 \rangle$
E_{ex} , мэВ	-4,17	$-14,7 \pm 0,4$	-2,33	-12,8
ϕ_0 , мэВ	$1,8 \pm 0,2$	$8,2 \pm 0,1$	0,65	2,0
E_0 , мэВ	$-6,0 \pm 0,2$	$-22,9 \pm 0,5$	-2,98	-14,8
n_0 , 10^{17} см $^{-3}$	$2,38 \pm 0,05$	$33,3 \pm 0,5$	0,274	4,5
T_c , К	$6,5 \pm 0,1$	25 ± 5	3,5	13
n_c , 10^{17} см $^{-3}$	$0,8 \pm 0,2$	12 ± 5	0,077	1,5

* E_{ex} — энергия основного состояния экситона, E_0 — энергия основного состояния ЭДЖ, ϕ_0 — работа выхода экситонов из ЭДЖ, n_0 — плотность жидкости, n_c — критическая плотность жидкости, T_c — критическая температура перехода в ненапряжённых и сильно сжатых германии и кремнии.

кремнии является экспериментальным подтверждением справедливости этого предположения.

Металлические свойства ЭДЖ проявляются и во многих других экспериментах различного типа. Так, металлическая природа ЭДЖ определяет её электрические и электромагнитные свойства (металлическую проводимость, возбуждение плазменных колебаний, магнито-осцилляционные эффекты, эффективность рассеяния ИК-излучения каплями ЭДЖ и др.), подробному рассмотрению которых посвящены обзоры Покровского [94] и Маркиевича и Тимаска [95], а также монография Мурзина [15].

Здесь мы упомянем лишь об экспериментах по исследованию спектров резонансного поглощения капель ЭДЖ в субмиллиметровой области [7]. При исследовании спектров пропускания фотовозбуждённого Ge при температурах ниже 2 К была обнаружена широкая полоса поглощения с максимумом при $\hbar\omega \approx 9$ мэВ, связанная с возбуждением плазменных колебаний в каплях ЭДЖ. Плазменный резонанс в поглощении возможен, когда размеры частицы много меньше длины волны электромагнитного излучения. В этом случае для металлических сферических частиц поглощение имеет максимум на частоте $\omega = \omega_{pl}/\sqrt{3}$, где $\omega_{pl} = [4\pi e^2 n_0 / (km^*)]^{1/2}$ — плазменная частота, m^* — приведённая эффективная масса электрона и дырки. Таким образом, плотность ЭДЖ находится из измеренного значения резонансной частоты.

О металлической (ферми-жидкостной) природе ЭДЖ свидетельствуют также периодические по обратной индукции магнитного поля осцилляции интегральных интенсивностей люминесценции (Багаев и др. [96]) и резонансного поглощения длинноволнового ИК-излучения (Мурзин и др. [97]) ЭДЖ в Ge, подобные осцилляциям де Гааза – ван Альфена и Шубникова – де Гааза. Эти осцилляции интенсивностей происходят при последовательном пересечении уровня Ферми электронов, связанных в ЭДЖ, уровнями Ландау при увеличении магнитной индукции, и, как показали Келдыш и Силин [98], они обусловлены осцилляциями плотности жидкости. Результаты расчётов [98] получили подтверждение в экспериментах Карузского и др. [99, 100], которые наблюдали соответствующие осцилляции ширины линии люминесценции ЭДЖ (она определяется суммарной энергией Ферми электронов и дырок (см. рис. 1)) и времени жизни ЭД-пар в жидкости (о рекомбинации в ЭДЖ см. в разделе 2.6). Детальное обсуждение свойств ЭДЖ в магнитном поле можно найти в работах [11, 12, 14, 15, 17, 94, 95]. Обзор Силина [101] целиком посвящён термодинамическим свойствам ЭДЖ в магнитном поле.

Следует упомянуть, что в начале 1970-х годов некоторые авторы придерживались отличной от изложенной здесь точки зрения на природу линии люминесценции ЭДЖ в германии, которую они интерпретировали как линию излучения биекситонов [102]. Весьма острая дискуссия по этому вопросу, проходившая в то время, сейчас представляет лишь исторический интерес.

2.2. Стабильность электронно-дырочной жидкости

Существование ЭДЖ возможно, если она стабильна по отношению к распаду на свободные экситоны, т.е. когда работа выхода экситонов из ЭДЖ $\phi_0 = E_{ex} - E_0 > 0$ (см. раздел 2.1). Рассмотрим факторы, стабилизирующие конденсированное состояние электронов и дырок в полупроводниках.

Согласно результатам теоретических расчётов, в ковалентных прямозонных полупроводниках с идеализированной зонной структурой (изотропные, параболические, невырожденные электронная и дырочная зоны) ЭДЖ нестабильна [11, 12, 14, 16, 19, 83, 91] и при низких плотностях ($na_{ex}^3 \ll 1$) неравновесная ЭД-система в основном состоянии является газом невзаимодействующих экситонов. В полярных полупроводниках (GaAs, CdTe и др.) кулоновское взаимодействие имеет запаздывающий характер вследствие инерционности ионов. Поэтому при вычислении энергии кулоновского взаимодействия частиц следует учитывать частотную зависимость диэлектрической проницаемости (взаимодействие электронов и дырок с продольными оптическими фононами). В результате отношение энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости к энергии связи экситона возрастает и конденсированное состояние оказывается стабильным уже при небольшой степени ионности химических связей кристалла (Келдыш и Силян [103], Бени и Райс [104]).

Наиболее существенными факторами, определяющими стабильность ЭДЖ, являются анизотропия и вырождение электронного спектра. Если при заданной плотности жидкости увеличить плотность электронных или дырочных состояний, то средняя кинетическая энергия частиц жидкости уменьшится, а потенциальная — практически не изменится. Баланс между силами притяжения и отталкивания нарушится, и жидкость будет самосжиматься до тех пор, пока баланс вновь не установится, но уже при больших значениях её плотности и энергии на пару частиц в основном состоянии. В полупроводниках с вырожденным и тем более многодолинным электронным спектром плотность состояний заметно выше, чем в полупроводнике с идеализированной зонной структурой (при тех же значениях κ , m_e , m_h). В многодолинных полупроводниках (Ge, Si, GaP и др.) электронная плотность состояний прямо пропорциональна числу эквивалентных минимумов зоны проводимости. В то же время энергия связи экситона не зависит от числа долин, так как каждый экситон принадлежит какой-либо одной долине. Поэтому многодолинность зонного спектра приводит к существенному увеличению стабильности ЭДЖ [6]. Схожие рассуждения показывают (см. статью Келдыша [83]), что вырождение потолка валентной зоны и анизотропия электронного спектра также являются стабилизирующими факторами. В сильно анизотропных ЭД-системах (например, квазиодномерных и квазидвумерных) при определённых условиях может существовать "сильно сжатая" ($n_0 \gg a_{ex}^{-3}$) ЭДЖ с энергией основного состояния, значительно превышающей по абсолютной величине энергию связи экситона [20].

Внешние воздействия, изменяющие электронный спектр кристалла, могут либо стабилизировать, либо дестабилизировать ЭДЖ. Одноосная деформация кристалла понижает его симметрию и приводит к снятию вырождения в максимуме валентной зоны, а в многодолинных полупроводниках — и к относительному энергетическому сдвигу минимумов зоны проводимости (см., например, [105]). В экспериментах обычно используется однородное одноосное сжатие вдоль высокосимметричных кристаллографических направлений. На рисунке 2 показано изменение энергетического положения минимумов зоны проводимости Ge при одноосном сжатии вдоль оси [110]. Под действием деформации дно зоны проводимости сдвигается как целое на величину δ_c , а

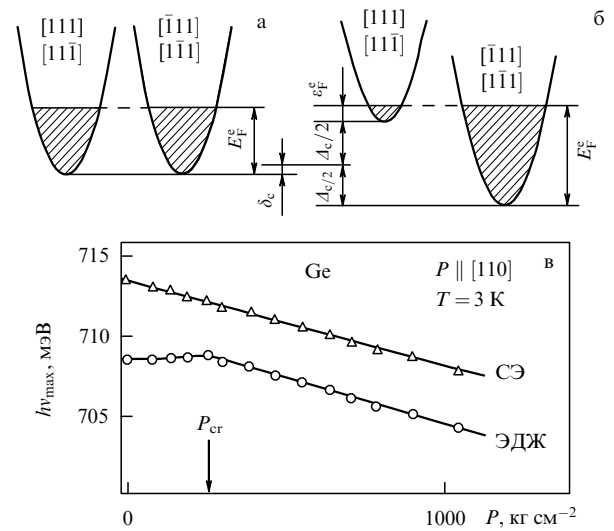


Рис. 2. (а, б) Схематическое изображение перераспределения электронов между минимумами зоны проводимости Ge при одноосном сжатии вдоль направления [110] ($P < P_{cr}$). Занятые состояния в невозмущённом (а) и подвергнутом деформации (б) кристалле заштрихованы. Масштаб между δ_c и A_c не соблюден. Минимумы, эквивалентные по отношению к оси сжатия, показаны как один. (в) Зависимости спектрального положения максимумов линий излучения свободных экситонов (СЭ) и ЭДЖ в Ge от напряжения сжатия вдоль оси [110] (из работы [106]).

пары минимумов, остающихся эквивалентными по отношению к направлению деформации, смещаются в противоположные стороны на величину $A_c/2$. Электроны, связанные в жидкости, переходят в незаполненные нижележащие состояния, т.е. верхняя пара минимумов опустошается, а нижняя — дополнительно заселяется (рис. 2б). В результате энергия Ферми электронов возрастает, жидкость расширяется, её плотность, абсолютная величина энергии основного состояния и энергия связи (работа выхода) уменьшаются.

Экспериментальные данные Алексея и др. [106] приведены на рис. 2в. Так как энергия связи экситона практически не зависит от величины сжатия, сдвиг максимума экситонной линии по линейному закону отражает уменьшение ширины запрещённой зоны с возрастанием напряжения одноосного сжатия P . При $P < P_{cr}$ энергетический зазор между максимумами линий, а значит, и работа выхода экситонов из ЭДЖ уменьшаются при увеличении P . Когда величина сжатия достигает значения P_{cr} , все электроны ЭДЖ оказываются в двух нижних минимумах зоны проводимости (рис. 2б) и при дальнейшем увеличении P максимумы линий люминесценции экситонов и ЭДЖ смещаются с одинаковой скоростью, т.е. энергия связи ЭДЖ не изменяется [106–108].

Величина расщепления дна зоны проводимости A_c и, соответственно, P_{cr} зависят от кристаллографического направления, вдоль которого приложено сжатие. При данном P расщепление максимально, когда сжатие приложено вдоль кристаллографических направлений, отвечающих осям обратной решётки, на которых расположены минимумы зоны проводимости (направления (111) в Ge и (100) в Si). Если направление оси сжатия таково, что все минимумы остаются эквивалентными (для Ge это ось (100)), то $A_c = 0$; уменьшение плотности и энергии связи ЭДЖ в этом случае обусловлено только расщеплением потолка валентной зоны.

Термодинамические параметры ЭДЖ в сильно деформированных Ge (вдоль оси $\langle 111 \rangle$) и Si (вдоль $\langle 100 \rangle$), взятые из обзора [19], приведены в таблице.

Благодаря значительному уменьшению работы выхода экситонов из ЭДЖ в сильно сжатых Ge и Si плотность экситонного газа, находящегося в равновесии с жидкостью, значительно выше (при той же температуре (см. раздел 2.3)). Поэтому при низких температурах газовая фаза может содержать наблюдаемое количество экситонных молекул, концентрация которых прямо пропорциональна квадрату экситонной плотности. В результате в спектре люминесценции между линиями излучения экситонов и ЭДЖ появляется биекситонная линия [109, 110]. Следует также отметить, что электроны, заселяющие разные долины в одноосно деформированных кристаллах, можно считать частицами различных типов. В этом смысле ЭДЖ в многодолинных полупроводниках является многокомпонентной ферми-жидкостью. Одноосная деформация кристалла позволяет изменять число компонентов ЭДЖ и их относительные концентрации (рис. 2а, б); E_F^e и ϵ_F^e на рис. 2б — электронные энергии Ферми двух компонентов ЭДЖ. Эти изменения могут приводить к фазовым переходам первого рода внутри самой жидкости [111]. Более полные сведения о свойствах и поведении системы экситонный газ — ЭДЖ в деформационных полях содержатся в перечисленных в начале этого раздела обзорах, а также в обзорах [17, 112, 113], посвящённых в значительной степени этому вопросу.

В отличие от поля деформаций, сильное магнитное поле стабилизирует ЭДЖ [20, 114–116]. В магнитном поле электронный спектр квазиодномерен. В сверхсильных магнитных полях, таких, что расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c \gg |E_{ex}|$, где циклотронная частота $\omega_c^{e,h} = eB/(cm_{e,h})$, B — магнитная индукция, все электроны и дырки находятся на наинизших уровнях Ландау (ультраквантовый предел). Плотности состояний вблизи дна электронной и дырочной подзон Ландау в отсутствие затухания расходятся обратно пропорционально $(E_k^{e,h})^{1/2}$. Кроме того, плотности состояний возрастают $\propto B$. Поэтому в достаточно сильном поле энергия Ферми уменьшается с возрастанием магнитной индукции $\propto B^{-2}$. Расчёты Келдыша и Онищенко [116] показали, что в сверхсильном поле основной вклад в энергию притяжения даёт корреляционная энергия и её величина определяется пространственными корреляциями частиц, находящихся на соседних цилиндрах Ландау. В этом случае должна образовываться "сильно сжатая" ЭДЖ с плотностью, существенно превышающей обратный объём экситона ($n_0 \gg (a_{ex}a_B^2)^{-1}$, где $a_B = [c\hbar/(eB)]^{1/2}$ — магнитная длина). Плотность и абсолютная величина энергии на пару частиц ЭДЖ в основном состоянии увеличиваются с возрастанием магнитной индукции как $n_0 \propto B^{8/7}$ и $|E_0| \propto B^{2/7}$. Заметим, что ЭДЖ в сверхсильных магнитных полях и в системе параллельных нитей теоретически формально эквивалентны [20].

В сверхсильных магнитных полях экситоны сильно анизотропны. Они имеют форму эллипсоидов вращения, вытянутых вдоль направления поля, с полуосями a_{ex} в продольном и a_B в поперечном направлении. Их энергия связи возрастает $\propto \ln B^2$ при увеличении магнитной индукции (см, например, [117, 118]). Поскольку величина энергии основного состояния ЭДЖ возрастает быстрее энергии связи экситона при увеличении B , ЭДЖ должна

стать стабильной в достаточно сильном поле, даже если она была неустойчивой в отсутствие поля. Теория ЭДЖ в сверхсильном магнитном поле рассмотрена в обзоре [101], обсуждение этой и смежных проблем содержится в обзорах [16, 83].

Исследование спектров люминесценции ЭДЖ в германии в магнитном поле показало, что при увеличении магнитной индукции плотность жидкости возрастает и при максимальной в этих экспериментах индукции $B = 19$ Тл она почти в пять раз выше, чем в отсутствие поля (Штормер и Мартин [119]). Вместе с тем магнитное поле не влияло на стабильность жидкого состояния (работу выхода). Для Ge использованное в этих опытах поле не является сверхсильным. Недавно магнитостабилизированная ЭДЖ была исследована в многодолинном соединении $Al_xGa_{1-x}As$ ($x = 0,387$) в магнитных полях величиной до 90 Тл [120]. Авторы наблюдали повышение плотности и снижение температуры ЭДЖ с возрастанием индукции магнитного поля.

Ранее магнитостабилизированная ЭДЖ наблюдалась в сильно сжатом Ge, в котором жидкость менее стабильна, чем в недеформированном кристалле (см. таблицу). В экспериментах Черненко и Тимофеева [121] при сильном сжатии германия линия излучения ЭДЖ в отсутствие магнитного поля исчезала и появлялась вновь в магнитном поле с $B > 4$ Тл. При увеличении B в диапазоне 5,5–14 Тл плотность жидкости и работа выхода экситонов возрастали в три и два раза соответственно.

Впервые стабилизированная магнитным полем ЭДЖ наблюдалась в антимониде индия (Кавецкая и др. [122–124]; краткий обзор этих работ дан в [125]). В InSb энергия связи экситона чрезвычайно мала ($|E_{ex}| \approx 0,5$ мэВ), поэтому магнитное поле для него можно считать сверхсильным уже при $B \gg 0,1$ Тл. В отсутствие магнитного поля ЭДЖ в InSb не существует. ЭДЖ возникала при $B > 2$ Тл, и при возрастании B от 2,3 до 5,5 Тл её плотность n_0 увеличивалась от $3,2 \times 10^{15}$ до $6,7 \times 10^{15}$ см $^{-3}$, а энергия связи на пару частиц жидкости ϕ — от 0,4 до 1,2 мэВ. Таким образом, в InSb и сильно сжатом Ge наблюдается магнитостабилизированная ЭДЖ, изменение термодинамических параметров которой в магнитном поле находится в качественном соответствии с теорией [20, 116]. Однако в условиях этих экспериментов ЭДЖ не являлась "сильно сжатой" (критерий $n_0 \gg (a_{ex}a_B^2)^{-1}$ не выполнялся), поэтому теория неприменима для количественного описания полученных результатов (подробнее см. в работах [101, 125]).

Заканчивая обсуждение стабильности ЭДЖ, напомним, что обычно в теории электронных жидкостей плотность характеризуют безразмерным параметром r_s , который для ЭДЖ выражают в виде $r_s = [(4/3)\pi a_{ex}^3 n_0]^{-1/3}$. Для ЭДЖ в Ge параметр $r_s = 0,5$, в Si $r_s = 0,86$. Как известно, для электронных ферми-жидкостей в металлах $r_s \geq 1,88$. Таким образом, ЭДЖ в Ge и Si обладают наибольшей относительной плотностью из всех "земных" электронных жидкостей. Кроме того, ЭДЖ — "самая квантовая" из известных квантовых жидкостей [12].

2.3. Фазовые диаграммы

Как и для обычных переходов жидкость — пар, равновесие фаз в системе экситонный газ — ЭДЖ можно изображать с помощью диаграмм. На плоскости переменных (n, T) область сосуществования жидкой и газовой фаз ограничена двумя линиями, встречающимися в критиче-

ской точке (n_c, T_c) . Линия, ограничивающая область сосуществования со стороны жидкости, представляет собой температурную зависимость плотности ЭДЖ. Для обычных жидкостей область сосуществования со стороны газа ограничена зависимостью плотности насыщенного пара от температуры, которая для плоской поверхности раздела между жидкостью и газом в нашем случае имеет вид

$$n_{0T} = v_d \left(\frac{M_d k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\varphi}{k_B T} \right), \quad (7)$$

где v_d — фактор вырождения основного состояния экситона, M_d — эффективная масса плотности экситонных состояний.

Теория довольно хорошо описывает термодинамику системы экситонный газ–ЭДЖ в критической области и даёт значения критических параметров (плотности n_c и температуры T_c), близкие к экспериментальным данным для Ge и Si. Обзоры и анализ теоретических работ содержатся в статьях [11, 19, 91]. Здесь мы остановимся только на экспериментальных данных.

О спектроскопических измерениях плотности ЭДЖ сказано в разделе 2.1. Для определения экситонной плотности, отвечающей газовой ветви фазовой диаграммы, используются пороговые и спектроскопические измерения. Не останавливаясь на рассмотрении спектроскопических измерений, кратко обсудим пороговые измерения как более наглядные. Детальное описание и обсуждение экспериментов, которые привели к построению фазовых диаграмм систем экситонный газ–ЭДЖ в Ge и Si, содержатся в обзорах [12, 19].

Уже в первых экспериментах было установлено, что линия люминесценции ЭДЖ [5, 85] и резонансное поглощение в субмиллиметровой области спектра [7] возникают пороговым образом при увеличении уровня возбуждения (при заданной температуре) и при понижении температуры (при заданном уровне возбуждения). График температурной зависимости плотности экситонного газа, измеренной каким-либо способом на пороге образования ЭДЖ, представляет собой линию пара фазовой диаграммы. Величина работы выхода, определяемая в соответствии с выражением (7) из зависимостей подобного рода, полученных в различных пороговых экспериментах (см., например, [126, 127]), меньше величины φ , найденной из спектроскопических измерений, описанных в разделе 2.1. Дело состоит в том, что для образования зародышей жидкой фазы необходимо пересыщение экситонного пара, увеличивающееся, как и для обычных жидкостей, при понижении температуры (см. раздел 2.5), тогда как выражение (7) описывает газовую ветвь фазовой диаграммы в условиях термодинамического равновесия. Поэтому правильнее фиксировать пороги не по возникновению жидкой фазы, а по её исчезновению [12, 128] (см. раздел 2.5). Наблюдаемое в этом случае низкотемпературное отклонение газовой ветви от зависимости (7) связано с неравновесностью ЭДЖ. Особенно наглядно это проявляется в Si. Из рисунка 3б видно, что при $T < 20$ К зависимость (7), показанная сплошной кривой, не согласуется с экспериментальными данными.

На рисунке 3 показаны фазовые диаграммы для германия (Томас и др. [129, 130]) и кремния (Дите и др. [131]), полученные из измерений спектров и порогов возникно-

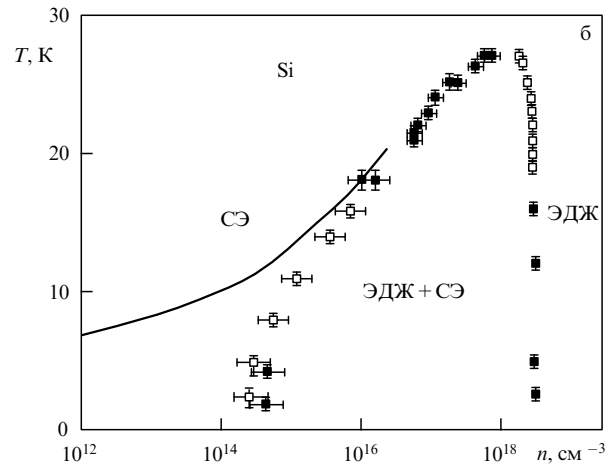
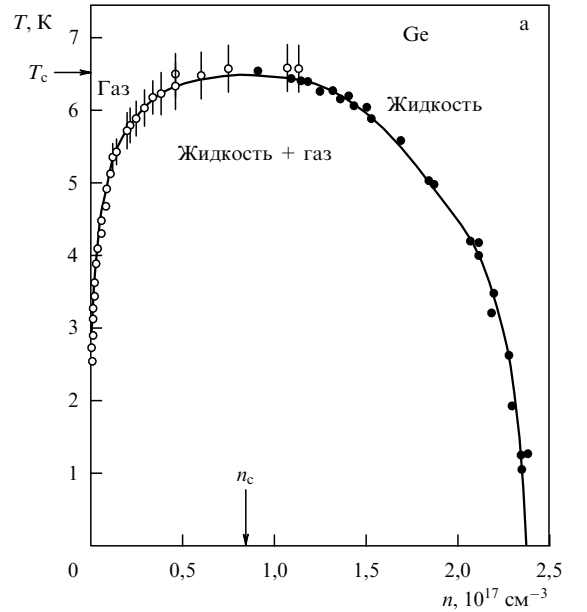


Рис. 3. Фазовые диаграммы системы экситонный газ–ЭДЖ в (а) германии [129, 130] и (б) кремнии [131]. Сплошная кривая — газовая ветвь фазовой диаграммы, рассчитанная по формуле (7).

вения люминесценции ЭДЖ, как в общих чертах описано выше. Критические параметры ЭДЖ в этих полупроводниках приведены в таблице, где также представлены критические параметры ЭДЖ в сильно сжатых Ge [132] и Si [133, 134]. При сильном сжатии газовая фаза в этих материалах может быть атомно-молекулярной, т.е. помимо экситонов содержать биэкситоны (см. раздел 2.2). Критические параметры наряду с плотностью и энергией связи являются основными термодинамическими параметрами ЭДЖ.

В последние годы достаточно активно исследуется ЭДЖ в алмазе [135–140], обладающая рекордными термодинамическими параметрами: $n_0 = (1–1,5) \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\varphi = 60–100 \text{ мэВ}$, $T_c \approx 170 \text{ К}$, $n_c \approx 4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Фазовые диаграммы системы экситонный газ–ЭДЖ, обсуждавшиеся выше, относятся к простейшему типу. Возможны, однако, и более сложные фазовые диаграммы, если кроме перехода газ–жидкость могут происходить другие фазовые переходы в жидкой или газовой фазах. Различные возможности рассмотрены в статьях

Келдыша [16, 83] и обзорах, упомянутых в этом разделе.

2.4. Размеры и концентрация капель электронно-дырочной жидкости

При низких температурах $T < T_c$ плотность ЭДЖ значительно больше плотности находящегося с ней в равновесии экситонного газа и при обычно используемых уровнях оптической накачки она занимает малую часть ($10^{-3} - 10^{-2}$) объема возбужденной области кристалла. Уже первые эксперименты по исследованию резонансного поглощения в субмиллиметровой области [7] привели к заключению, что ЭДЖ в германии находится в виде электронно-дырочных капель (ЭДК) размерами несколько микрометров. Наличие ЭДК проявляется также в возникновении больших импульсов фототока через $p-n$ -переход [141, 142]. Распад каждой капли на свободные электроны и дырки в области сильного поля $p-n$ -перехода сопровождается всплеском тока, величина которого отвечает числу ЭД-пар ($10^7 - 10^9$) в ней. Наиболее прямые и убедительные доказательства существования ЭДК, а также детальные сведения о размерах и концентрации капель при различных условиях эксперимента получены в опытах по рассеянию света (Покровский и Свистунова [143], Сибельдин и др. [144], Багаев и др. [145], Уорлок и др. [146]).

При исследовании рассеяния через возбужденную область образца пропускают зондирующий лазерный пучок (обычно с длиной волны 3,39 мкм), для которого кристалл прозрачен. Радиус рассеивающих частиц находится из углового распределения интенсивности рассеянного света (индикатрисы рассеяния). По известному радиусу частиц (ЭДК) и измеренной величине интенсивности рассеянного света (или поглощения зондирующего излучения, которое измеряется одновременно с рассеянием) можно найти концентрацию ЭДК (см., например, [147]).

Эксперименты по рассеянию света показали, что размеры и концентрация капель зависят от многих факторов: геометрии эксперимента, способа возбуждения (стационарное или импульсное, поверхностное или объемное) и пр. Здесь мы кратко остановимся на результатах, полученных при стационарном объемном возбуждении, и отметим некоторые свойства общего характера. При типичных экспериментальных условиях радиусы ЭДК в германии изменяются в пределах 1–10 мкм в зависимости от температуры и уровня возбуждения. На рисунке 4 показаны температурные зависимости радиуса и концентрации ЭДК (Багаев и др. [148]): размер капель увеличивается с возрастанием температуры, а их концентрация уменьшается. Однако когда радиус капель достигает величины $R \approx 10$ мкм, он перестаёт зависеть от температуры (рис. 4а) и почти не зависит от уровня возбуждения (возможные механизмы ограничения радиуса ЭДК мы обсудим в разделе 2.9). При более низких температурах радиусы ЭДК могут как увеличиваться (при возбуждении импульсами с длинным фронтом), так и уменьшаться (короткий фронт) при увеличении уровня накачки. Такое поведение радиуса ЭДК связано с различием характера зависимостей концентрации капель от уровня накачки при возбуждении импульсами с длинным и коротким фронтом [148]. В разделе 2.5 показано, что размеры и концентрация ЭДК определяются особенностями кинетики конденсации

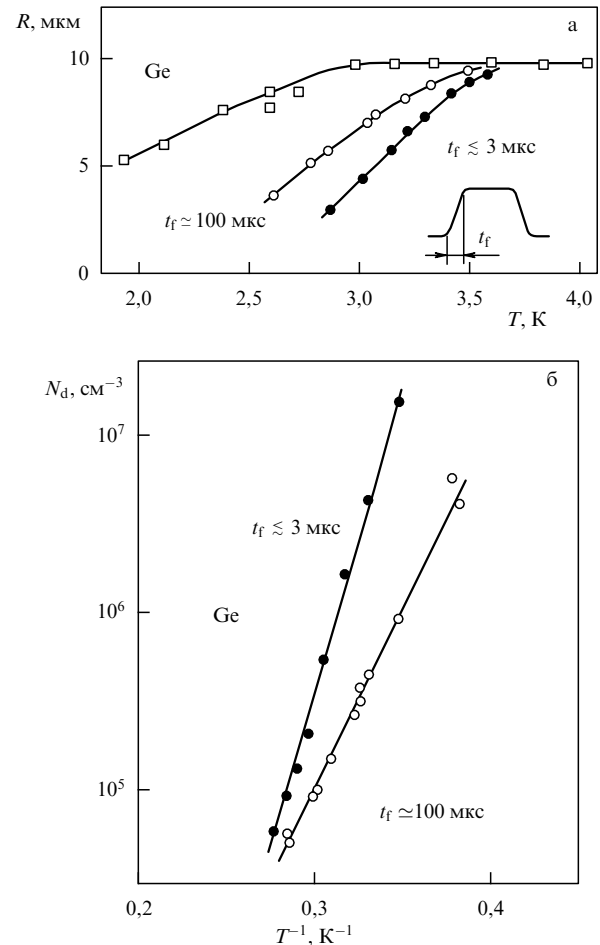


Рис. 4. Температурные зависимости радиуса (а) и концентрации (б) ЭДК в германии, полученные при квазистационарном возбуждении импульсами с длинным и коротким фронтом. (а) Верхняя зависимость (квадраты) отвечает большему уровню возбуждения (пороговая температура конденсации $T_{th} \approx 4,3$ К). Для двух нижних зависимостей $T_{th} \approx 3,55$ К. На вставке показана форма импульсов возбуждения; длительность импульсов $t_p = 500$ мкс, фронта $t_f < 3$ и ≈ 100 мкс. (б) При вычислении концентрации капель использованы значения R , отвечающие двум нижним кривым на рис. а [148].

экситонов. В частности, в низкотемпературной области размеры капель определяются их концентрацией, а значит, скоростью образования зародышей жидкой фазы. Зависимость концентрации ЭДК от длительности фронта импульса возбуждения отражает связь между скоростью образования зародышей и пересыщением экситонного пара.

Значительно более полные сведения о размерах и концентрации ЭДК в Ge содержатся в обзорах [12, 14, 17]. К сожалению, для ЭДК в кремнии подобная информация практически отсутствует. Оценка радиуса ЭДК в Si по величине всплесков фототока в $p-n$ -переходе составила $R \approx 0,75$ мкм при $T \approx 2$ К [149]. Другие не прямые оценки дают даже меньшие значения R . Таким образом, в кремнии радиусы ЭДК, по-видимому, значительно меньше, чем в германии.

2.5. Кинетика конденсации экситонов

Конденсация пара любой жидкости начинается с образования способных к дальнейшему росту зародышей жидкой фазы (зародышей с критическим радиусом).

Последующий рост этих зародышей продолжается до тех пор, пока не установится равновесие между жидкостью и паром. Однако неравновесность ЭД-системы порождает целый ряд новых, отсутствующих у обычных жидкостей, свойств, проявляющихся как в кинетике конденсации, так и в стационарных условиях. В частности, конечность времени жизни ЭД-пар в жидкости приводит к качественному изменению газовой ветви фазовой диаграммы (см. раздел 2.3).

Кинетика конденсации экситонов рассмотрена во многих работах (см., например, [148, 150–157]), а также в обзорах [11, 12, 14, 16–18, 83, 112, 128]. Здесь мы ограничимся кратким обсуждением основных особенностей поведения системы экситонный газ–ЭДК. Скорость изменения полного числа ЭД-пар в сферической капле ЭДЖ радиусом R описывается уравнением (Покровский и Свистунова [85], Багаев и др. [148]):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi n_0 R^3 \right) = 4\pi R^2 \left[n(R) - n_{0T} \exp \left(-\frac{2\sigma}{n_0 R k_B T} \right) \right] v_T - \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{n_0}{\tau_0}, \quad (8)$$

где $n(R)$ — концентрация экситонов вблизи поверхности капли, которая отличается, вообще говоря, от средней плотности n экситонного газа в объёме образца, но может быть выражена через неё, n_{0T} определяется выражением (7), v_T — средняя тепловая скорость экситонов, σ — коэффициент поверхностного натяжения ЭДЖ, τ_0 — время жизни ЭД-пар в жидкости. Первый член в правой части уравнения (8) представляет собой разность между скоростями захвата и испарения экситонов капель, а второй — скорость рекомбинации частиц в её объёме.

Стационарное ($dR/dt = 0$) решение уравнения (8) даёт зависимость плотности экситонного газа n от радиуса капли, находящейся в равновесии с газом. Это решение имеет две ветви. Ветвь, ниспадающая при увеличении R , является неустойчивой (при $\tau_0 \rightarrow \infty$ она описывается вторым членом в квадратных скобках уравнения (8), как для обычных жидкостей): при малом случайном отклонении n или R от значений, отвечающих этой ветви, капля или испаряется, или начинает расти. Такие капли называют критическими зародышами. Рост капли будет продолжаться до тех пор, пока параметры n и R не достигнут значений, соответствующих одной из точек восходящей устойчивой ветви зависимости n от R .

Существование восходящей ветви зависимости n от R является характерной особенностью фазового равновесия в системе с конечным временем жизни частиц жидкости, и оно связано с последним членом в правой части уравнения (8): возрастание экситонной плотности при увеличении R обеспечивает возрастание потока экситонов на поверхность капли, конденсация которых компенсирует убыль числа ЭД-пар в ней, вызываемую рекомбинацией частиц жидкости. Наличие этой ветви приводит к появлению минимума у зависимости n от R . Причём наименьшая плотность экситонного пара, при которой ещё возможно существование ЭДК с радиусом R_{\min} в устойчивом равновесии с экситонным газом, превышает термодинамически равновесную ($n_{\min} > n_{0T}$). Относительное превышение минимальной экситонной плотности над термодинамически равновесной ($n_{\min} - n_{0T}$)/ n_{0T} возрастает при понижении температуры. Поэтому, как

отмечено в разделе 2.3, газовая ветвь фазовой диаграммы не описывается выражением (7) в низкотемпературной области.

Для того чтобы найти n и R при определённых экспериментальных условиях, задаваемых температурой и уровнем возбуждения, к стационарному решению уравнения (8) надо добавить уравнение, описывающее сохранение числа частиц в системе. В стационарном случае такое уравнение имеет вид

$$g = \frac{n}{\tau} + \frac{4\pi R^3 n_0 N_d}{3\tau_0}, \quad (9)$$

т.е. скорость генерации g равна сумме скоростей рекомбинации в газовой (τ — время жизни экситонов) и жидкой (N_d — концентрация капель) фазах. Совместное решение этих двух уравнений даёт радиус критических зародышей при данной экситонной плотности и стационарный радиус ЭДК, величина которого зависит от концентрации капель. При низких температурах и высоких уровнях возбуждения рекомбинация идёт в основном через жидкую фазу и второй член в уравнении (9) много больше первого. В этом случае $R \approx [3g\tau_0/(4\pi n_0 N_d)]^{1/3}$. При противоположном соотношении между скоростями рекомбинации (высокие температуры, n незначительно превышает n_{\min}) $n \approx g\tau$ и радиус капель не зависит от N_d .

Чтобы замкнуть наши рассуждения, нам осталось показать, какими параметрами системы определяется концентрация капель. Как известно из классической теории конденсации (см., например, [158]), концентрация капель определяется вероятностью флуктуационного образования критических зародышей:

$$\frac{dN_d}{dt} \propto n^2 \exp \left(-\frac{4\pi\sigma R_{cr}^2}{3k_B T} \right), \quad (10)$$

где R_{cr} — радиус критического зародыша, который при не слишком малом пересыщении $\Delta n = n - n_{0T}$ ($n > n_{\min}$) можно выразить формулой $R_{cr} \approx 2\sigma/[n_0 k_B T \ln(n/n_{0T})]$, справедливой в условиях термодинамического равновесия. Из соотношения (10) и формулы для R_{cr} видно, что скорость образования критических зародышей резко возрастает при увеличении пересыщения экситонного пара. В частности, при заданной скорости генерации пересыщение, а вместе с ним и концентрация капель увеличиваются при понижении температуры в соответствии с представленными на рис. 4б экспериментальными данными. Из этих формул также следует, что относительное пересыщение $\Delta n/n_{0T}$, требуемое для поддержания скорости образования критических зародышей на некотором заданном уровне, возрастает при понижении температуры. Это возрастание пересыщения приводит при низких температурах к отклонению линии газа фазовой диаграммы, полученной из измерений порогов возникновения ЭДЖ, от зависимости (7), отвечающей термодинамическому равновесию (см. раздел 2.3).

Эффекты пересыщения особенно ярко проявляются в экспериментах по оптическому гистерезису, обнаруженному Ло и др. [159]. Детальное обсуждение этих опытов содержится в обзоре Вестервельта [128]. При медленном (настолько, что стационарное состояние успевает установиться при каждом значении P) монотонном увеличении мощности возбуждения P люминесценция ЭДК возникает, когда мощность достигает порогового значе-

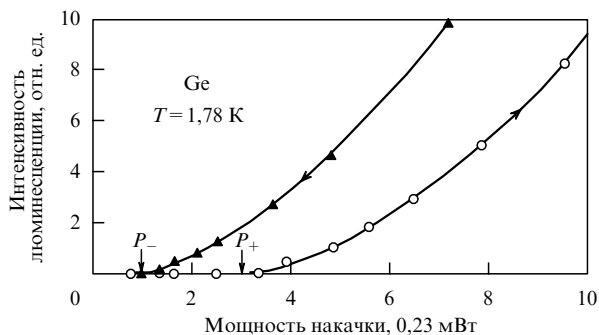


Рис. 5. Гистерезис люминесценции ЭДК в Ge. Мощность накачки равномерно увеличивается от нуля до 7,5 мВт (за пределами рисунка), а затем уменьшается до нуля. Полное время цикла 192 с [159].

ния P_+ (рис. 5). Дальнейшее увеличение P приводит главным образом к рождению новых и в меньшей степени к росту уже образовавшихся ЭДК и, соответственно, к возрастанию интенсивности люминесценции. При уменьшении P от некоторого максимального значения концентрация капель не изменяется, тогда как их радиусы уменьшаются. Люминесценция ЭДК исчезает при $P = P_- < P_+$, когда радиусы капель уменьшаются до величины, близкой к R_{\min} .

Зависимость размеров и концентрации ЭДК от длительности фронта импульсов возбуждения (см. раздел 2.4) является другим проявлением гистерезиса. Эффекты гистерезисного типа, когда система сохраняет память о своей предыстории, характерны для фазовых переходов первого рода. Однако ЭДЖ исключительна тем, что миллиарды поколений её частиц, генерированных намного позднее, чем образовались ЭДК (через несколько часов в некоторых экспериментах), "знают" об условиях зародышеобразования.

Скорость образования критических зародышей (10) сильно зависит от величины коэффициента поверхностного натяжения ЭДЖ. В германии величина поверхностного натяжения получена из измерений температурной зависимости концентрации капель [160, 161, 148], анализа порогов оптического гистерезиса [153, 157] и другими способами. При $T = 0$ поверхностное натяжение $\sigma = (2,6 \pm 0,3) \times 10^{-4}$ эрг см^{-2} (см. обзор [128]). Результаты теоретических расчётов σ (см. обзоры [11, 91] и приведённые там ссылки) для ЭДЖ в Ge удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Для справки приведём также значение $\sigma \approx 2 \times 10^{-3}$ эрг см^{-2} для кремния [162].

Следует отметить, что при достаточно низких температурах ($T \leq 1,4$ K в Ge) конденсация может происходить при отсутствии пересыщения. Гистерезиса в этом случае нет [83, 128]. По-видимому, в этих условиях зародышами капель ЭДЖ являются многоэкситонные примесные комплексы [86, 163, 164], во всяком случае в кремнии.

На основе рассмотренной выше картины кинетики конденсации экситонов могут быть объяснены почти все экспериментальные результаты, полученные при исследовании зависимостей концентрации и размера ЭДК от температуры, амплитуды и длительности фронта импульсов возбуждения, описанные в разделе 2.4, за исключением ограничения величины радиуса капель на уровне, близком к $R \approx 10$ мкм. Возможные механизмы ограни-

чения радиуса ЭДК, по-видимому, связаны с фоновым ветром (см. раздел 2.9).

В то же время описанная картина отвечает относительно невысоким уровням возбуждения. При мощном импульсном возбуждении вначале образуется плотная ЭД-плазма, и только после того, как её плотность в процессе рекомбинации уменьшится до моттовской или до плотности ЭДЖ, начнётся формирование ЭДК и экситонов. В кремнии эта задержка может составлять несколько сотен пикосекунд [165]. Вместе с тем в ЭД-плазме существуют экситонные корреляции и при плотностях выше моттовской [165, 166]. Обсуждение импульсных экспериментов содержится в обзорах, упомянутых в начале этого раздела.

2.6. Кинетика рекомбинации

Рассмотрим поведение неравновесной двухфазной системы экситонный газ – ЭДК после выключения возбуждения. Кинетика рекомбинации в этой системе описывается уравнением (8), к которому надо добавить уравнение непрерывности для скорости изменения плотности экситонного газа, учитывающее захват и испарение экситонов каплями (первый член уравнения (8), умноженный на N_d) и гибель экситонов вследствие рекомбинации связанных в них электронов и дырок [85, 148]. При этом предполагается, что в процессе возвращения к равновесию концентрация капель остаётся постоянной ($N_d = \text{const}$). Мы не будем выписывать это уравнение, а рассмотрим на примере системы газ – жидкость в германии ($\tau_0 \gg \tau$, где τ — время жизни экситонов) несколько частных случаев, позволяющих объяснить физические особенности происходящих процессов.

При низких температурах, когда испарением экситонов с поверхности капель можно пренебречь, радиус капель и, соответственно, объём жидкой фазы, пропорциональный $R^3 N_d$, уменьшаются в основном вследствие рекомбинации частиц жидкости. В этом случае, как следует из уравнения (8),

$$R(t) \approx R(0) \exp\left(-\frac{t}{3\tau_0}\right),$$

$$R^3(t)N_d \approx R^3(0)N_d \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right), \quad (11)$$

где $R(0)$ — радиус ЭДК в начальный момент. При этом плотность экситонного газа после выключения возбуждения убывает от своего установившегося значения $n(0)$ вначале экспоненциально с постоянной времени τ , а затем на временах $t \gg \tau$ — относительно медленно (как общая площадь поверхности ЭДК), и её величина определяется скоростью слабого испарения капель.

При более высоких температурах, когда скорость испарения капель становится сравнимой со скоростью рекомбинации ЭД-пар в жидкости, уравнение (8) при пренебрежении и обратным потоком экситонов на поверхность капли даёт

$$R(t) \approx R(0) \exp\left(-\frac{t}{3\tau_0}\right) - 3 \frac{n_{0T}}{n_0} v_T \tau_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{3\tau_0}\right)\right]. \quad (12)$$

В этом случае радиус ЭДК уменьшается неэкспоненциально с течением времени и обращается в нуль в

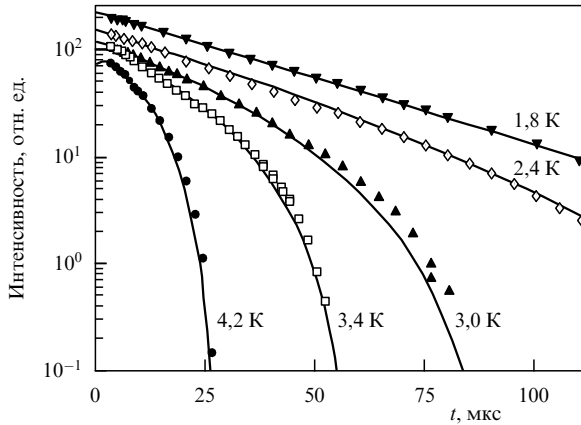


Рис. 6. Кинетика люминесценции ЭДК в ультрачистом германии после возбуждения импульсом GaAs-лазера (длительность импульса $t_p = 80$ нс, энергия в импульсе $W \approx 30$ эрг, диаметр лазерного пятна на поверхности образца $\approx 0,6$ мм) при различных температурах (указанных около кривых) [167].

некоторый момент времени t_c (Хенсел и др. [126]). Таким образом, измерив t_c , можно определить начальный радиус капель.

Результаты измерений кинетики люминесценции ЭДК в германии, полученные Вестервельтом и др. [167], показаны на рис. 6 (ссылки на другие эксперименты и соответствующее обсуждение содержатся в обзорах [12, 128, 163]). Наклон прямой, отвечающей $T = 1,8$ К, даёт значение $\tau_0 = 36$ мкс для времени жизни ЭД-пар в жидкости. В качественном согласии с уравнением (12) полное время затухания люминесценции ЭДК t_c уменьшается с возрастанием температуры. Что касается определения $R(0)$ с помощью уравнения (12), то здесь возникают некоторые проблемы [12, 17]. Этой процедурой можно воспользоваться только при относительно низких уровнях импульсного возбуждения. В этом случае она даёт разумные значения $R(0)$ [126, 168], согласующиеся с результатами, полученными другими методами [169, 170].

При увеличении интенсивности импульсной накачки (пересыщения), согласно соотношению (10), концентрация образовавшихся капель резко возрастает и скорость захвата экситонов поверхностью капель может превосходить скорость их гибели вследствие рекомбинации. В таком коллективном режиме релаксации (экситоны, появляющиеся при испарении капель, вновь захватываются ими, не успев рекомбинировать) измерение времени отсечки позволяет найти полное число ЭД-пар в жидкости (объём жидкой фазы) сразу после выключения возбуждения, а не начальный радиус ЭДК $R(0)$, как при их независимой гибели (Ашкинадзе и Фишман [171]). Именно в таких условиях полученные приведённые на рис. 6 данные. В этом случае экситоны находятся в квазиравновесии с ЭДК и их концентрация $n \approx n_{0T}$ остаётся почти неизменной (точнее, уменьшается значительно медленнее, чем объём жидкой фазы) в процессе гибели капель в течение довольно длительного времени $t \approx (2-3) \tau_0$ [167, 172, 173] (рис. 7).

До сих пор мы неявно предполагали, что все ЭДК имеют одинаковые размеры. На самом деле при высоких уровнях накачки это не так. Распределение капель по размерам имеет степенной характер: $f(R) \propto R^{-v}$, где v может изменяться от 3 до 6 (для Ge) в зависимости от условий эксперимента [170, 175]. Таким образом, мелкие

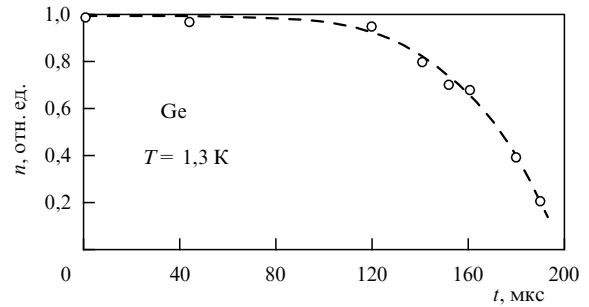


Рис. 7. Изменение плотности экситонного газа в Ge с течением времени после импульса возбуждения, генерировавшего $\approx 10^{15}$ см $^{-3}$ ЭД-пар. При $t \approx 120$ мкс $\gg \tau_0$ коллективный режим переходит в режим независимой гибели ЭДК. Концентрация экситонов определялась по изменению высокочастотной проводимости, связанному с появлением свободных носителей заряда при микроволновом импульсном пробое экситонов [173, 174].

капли составляют заметную долю общего объёма ЭДЖ, и вклад испарения в полную скорость уменьшения объёма мелких капель может быть существенным даже при низких температурах ($T \leq 2$ К).

Время жизни ЭД-пар в ЭДЖ в германии, определённое в экспериментах, подобных описанному выше, составляет $\tau_0 = 36-40$ мкс. Типичные значения времени жизни экситонов — $\tau = 2-9$ мкс в различных образцах (см. обзоры [12, 128, 163]). Вероятность рекомбинации частиц в жидкости $\tau_0^{-1} = \tau_r^{-1} + \tau_A^{-1}$, где $\tau_r^{-1} \propto n_0$ — вероятность излучательной, а $\tau_A^{-1} \propto n_0^2$ — безызлучательной оже-рекомбинации. Квантовая эффективность люминесценции ЭДЖ в Ge $Q = \tau_0/\tau_r \approx 25\%$ [176]. В кремнии величина плотности ЭДЖ n_0 более чем на порядок величины превышает её значение в германии (см. таблицу). Поэтому в ЭДЖ в Si скорость оже-рекомбинации $\tau_A^{-1} \gg \tau_r^{-1}$ и квантовая эффективность $Q \sim 5 \times 10^{-4}$ очень мала [177]. Время жизни ЭД-пар в жидкости $\tau_0 \approx 0,15$ мкс, время жизни экситонов $\tau = 2-5$ мкс [177-181].

Таким образом, в отличие от τ_0 в германии, в кремнии $\tau_0 \ll \tau$ и ЭДК гибнут быстрее, чем экситоны. Поэтому кинетика рекомбинации в системе экситонный газ – ЭДК в кремнии качественно отличается от нарисованной выше картины кинетических процессов в Ge [12, 14, 17, 19, 128, 163].

2.7. Движение электронно-дырочных капель под действием внешних сил

Вследствие фермиевского вырождения связанных в ЭДК носителей заряда их рассеяние на колебаниях решётки и дефектах кристаллической структуры существенно подавлено, так как в процессах рассеяния могут принимать участие лишь электроны и дырки с энергиями в интервалах $\approx k_B T \ll E_F^{e,h}$ вблизи соответствующих энергий Ферми. Поэтому при низких температурах капли обладают высокой подвижностью и могут легко ускоряться под действием внешних сил до скоростей, близких к скорости звука в кристалле, и перемещаться на макроскопические расстояния. Высокая подвижность — одно из главных свойств ЭДК, во многом благодаря которому возможно наблюдение большей части явлений, описанных в этом разделе и разделах 2.8–2.10.

Основным механизмом торможения ЭДК в достаточно чистых кристаллах является рассеяние составляющих каплю электронов и дырок на акустических фоновых,

и при малых скоростях движения ($v \ll s$, где s — скорость звука) сила трения пропорциональна скорости (Келдыш [3]). Поэтому, после того как на каплю начинает действовать сила \mathbf{F} , за малое время $t \sim \tau_p$ устанавливается её движение с дрейфовой скоростью

$$\mathbf{v} = \frac{\tau_p}{MN} \mathbf{F} = \frac{\tau_p}{M} \mathbf{f}, \quad (13)$$

где τ_p — время релаксации импульса капли, N — полное число ЭД-пар в ней, M — эффективная масса ЭД-пары, $\mathbf{f} = \mathbf{F}/N$ — внешняя сила, действующая на пару частиц жидкости. Коэффициент пропорциональности перед \mathbf{F} в первой из формул (13) — подвижность капли. Как правило, $F \propto N$. В этом случае скорость дрейфа v не зависит от размеров капли. Именно эту ситуацию имеют в виду, когда говорят о высокой подвижности ЭДК, понимая под подвижностью отношение (τ_p/M) . В то же время коэффициент диффузии ЭДК весьма мал, поскольку в соотношении Эйнштейна $D_{\text{ЭДК}} = k_B T \tau_p / (MN)$ входит полная масса капли [17].

Время релаксации τ_p было вычислено Келдышем [3] и Келдышем и Тиходеевым [182] для элементарной модели зонной структуры, а затем в ряде других работ с учётом многодолинности зоны проводимости, экранирования деформационного потенциала связанными в капли носителями заряда и других факторов⁴. Время релаксации импульса ЭДК сильно возрастает при понижении температуры. При низких температурах ($T < 1$ К в Ge) $\tau_p \propto T^{-5}$, как для электронов в металлах при рассеянии на колебаниях кристаллической решётки.

В этом разделе мы рассмотрим движение ЭДК в поле неоднородной статической [6, 106, 160] и динамической деформации (ультразвуковая волна [182, 184] и импульс деформации [185]). Эффектам, связанным с увлечением капель фононным ветром [186], посвящены разделы 2.9 и 2.10. Ускорение ЭДК возможно и силами иного происхождения, но мы не будем здесь на этом останавливаться.

В поле неоднородной деформации на каждую ЭД-пару жидкости действует сила

$$\mathbf{f} = -\nabla(E_g + E_0) = -\sum_{i,k} D_{ik} \nabla \varepsilon_{ik}, \quad (14)$$

где ε_{ik} — компоненты тензора деформации, $D_{ik} = \partial(E_g + E_0)/\partial \varepsilon_{ik}$ — суммарный деформационный потенциал электронов и дырок в ЭДЖ, E_g — ширина запрещённой зоны. При $P > P_{\text{cr}}$ (см. раздел 2.2) энергия на пару частиц в основном состоянии жидкости E_0 не зависит от P (рис. 2в) и $\mathbf{f} = -\nabla E_g$. Сила (14) является причиной движения ЭДК в деформационных полях.

В поле плоской продольной ультразвуковой волны с $\lambda_s \gg R$, распространяющейся вдоль оси z , сила $\mathbf{f} = \mathbf{q} D \varepsilon_{zz} \sin(\omega t - qz)$, где ε_{zz} — амплитуда волны деформации, ω — её угловая частота, $q = 2\pi/\lambda_s$ — величина волнового вектора \mathbf{q} , λ_s — длина волны. Под действием силы \mathbf{f} капля увлекается волной в направлении \mathbf{q} и в то же время капля как целое совершает колебательное движение в процессе этого дрейфа (Келдыш и Тиходеев [182]).

⁴ Соответствующие ссылки и обсуждение полученных результатов содержатся в обзорах [17, 112], где подробно рассмотрен практически весь спектр вопросов, связанных с движением ЭДК (см. также обзоры [12, 14, 113]).

При малых интенсивностях звуковой волны, таких, при которых скорость дрейфа капель $v \ll s_L$, коэффициент поглощения ультразвука как функция τ_p достигает максимума при $\omega \tau_p = 1$. При больших интенсивностях звука возможно полное увлечение капель, при котором они движутся вместе с волной со скоростью⁵ $v = s_L$.

Алексеев и др. [183] обнаружили и исследовали затухание ультразвука при его распространении через облако ЭДК в германии (частота звука 160 МГц, $\lambda_s \approx 30$ мкм). Температурная зависимость коэффициента поглощения звука имела максимум при $T = 2,4$ К. В условиях эксперимента зависимость коэффициента поглощения от температуры определялась температурной зависимостью времени релаксации импульса ЭДК. Поэтому $\tau_p = \omega^{-1} \approx 1$ нс — величина времени релаксации импульса при $T = 2,4$ К. При увеличении интенсивности ультразвука на температурной зависимости затухания появлялся дополнительный максимум при $T \approx 3,2$ К, связанный с возбуждением ультразвуковой волной капиллярных колебаний ЭДК [187, 188] (см. также [189]). Увлечение ЭДК ультразвуком зарегистрировано в работе [184] по изменению формы облака ЭДК, которое вытягивалось в направлении распространения волны.

В экспериментах Багаева и др. [185] исследовалось увлечение ЭДК импульсами продольной и поперечной (сдвиговой) деформации (когерентными фононами), которые возникали в образце Ge при облучении тонкой металлической плёнки, напылённой на один из торцов образца, короткими мощными лазерными импульсами. Импульсы деформации, распространяясь через облако ЭДК, увлекали капли и переносили их со скоростью продольного и поперечного звука на расстояния более 4 мм (рис. 8).

Наиболее полно исследовано движение ЭДК в поле неоднородной статической деформации [12, 14, 17, 112, 113]. Здесь мы кратко остановимся на экспериментах Алексеева и др. [106, 160], выполненных на образцах германия специальной формы, похожей на форму песочных часов, у которых площадь поперечного сечения

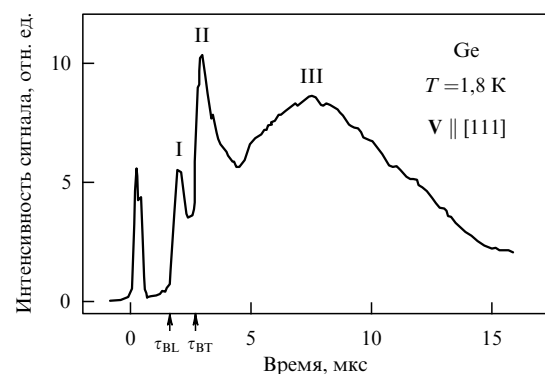


Рис. 8. Сигнал на p-n-переходе при появлении в области сильного поля ЭДК, движущихся вместе с импульсами продольной (I) и поперечной (II) деформации и вследствие увлечения неравновесными фононами (III), излучаемыми "горячим пятном" (см. раздел 2.9). τ_{BL} и τ_{BT} — времена распространения продольных (BL) и поперечных (BT) баллистических фононов через образец [185].

⁵ Торможение и свойства ЭДК при движении с около- и сверхзвуковыми скоростями — отдельная интересная проблема (см. обзоры, перечисленные в сноске 4).

вдоль оси сжатия изменялась по определённом закону. Распределение упругих напряжений в образце и градиент деформации (а значит, и сила f) могли быть легко рассчитаны. Поэтому по спектральному положению линии люминесценции ЭДК можно было определить, в каком сечении образца находятся капли (см. рис. 2в). Эти опыты показали, что ЭДК, созданные вблизи вершины или основания образца, перемещаются к его среднему сечению, в котором деформация максимальна. При возбуждении деформированного образца короткими лазерными импульсами длительностью $t_p \approx 0,2$ мкс было измерено время, в течение которого исчезала линия излучения ЭДК из верхнего сечения образца, где капли были созданы, и появлялась линия капельной люминесценции из его среднего сечения, т.е. время движения капель от вершины образца к его середине. В условиях эксперимента это время составило ≈ 1 мкс, что соответствовало средней скорости движения ЭДК $v \approx 3 \times 10^5$ см s^{-1} .

В заключение скажем несколько слов о величине времени релаксации импульса ЭДК. Значения τ_p для Ge, полученные различными методами, имеют достаточно большой разброс (см. обзоры [12, 14, 17, 112, 113]). Так, пересчёт к $T = 2$ К приведённого выше значения τ_p , отвечающего максимуму температурной зависимости затухания ультразвука, даёт $\tau_p \approx 2$ нс. В экспериментах Тамора и Вольфа, описанных в разделе 2.8, для ЭДК в Ge получена величина $\tau_p = 0,53$ нс [190], а для ЭДК в Si — $\tau_p \approx 0,6$ нс [191] при $T = 2$ К.

2.8. Гигантские электронно-дырочные капли

Качественно новые свойства ЭДЖ обнаружены в условиях, при которых ЭД-система локализована в некоторой области неоднородно деформированного образца, где в результате сдвига краёв разрешённых зон под действием деформации образовались потенциальные ямы для электронов и дырок (далее — просто потенциальная яма). В экспериментах, о которых пойдёт речь, сжимающая сила прикладывалась к поверхности образца с помощью нейлонового винта или стального пуансона со сферически закруглённым концом. В этом случае в зависимости от кристаллографического направления, вдоль которого производится сжатие, в кристалле образуются одна или несколько потенциальных ям. Обсуждению широкого спектра свойств неравновесных ЭД-систем, локализованных в потенциальных ямах неоднородно деформированных Ge и Si, а также экспериментальной техники, использовавшейся в этих исследованиях, посвящён обзор Вольфа и Джеффриса [113]. Дополнительную информацию можно найти в обзорах [12, 94, 95, 192]. Здесь мы ограничимся описанием некоторых экспериментов по исследованию больших или гигантских капель ЭДЖ (так называемых γ -капель⁶).

На рисунке 9 приведена фотография поверхности неоднородно деформированного образца Ge, полученная с использованием специальной техники сканирования увеличенного изображения этой поверхности в плоскости входной щели спектрометра, настроенного на линию люминесценции ЭДК (Тамор и Вольф [190]). Сила сжатия прикладывалась к центру верхней грани образца. Потенциальная яма образовывалась в объёме

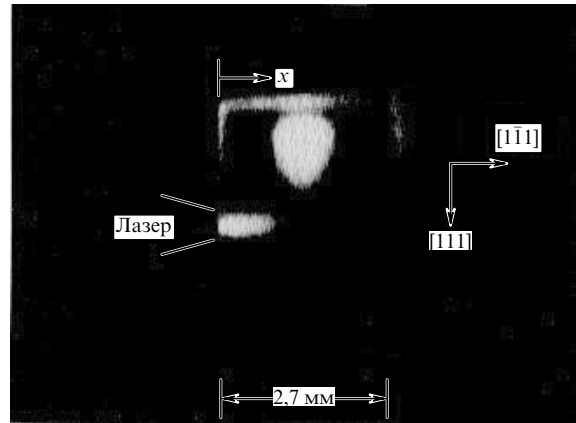


Рис. 9. Изображение люминесцирующих областей неоднородно деформированного Ge при стационарном возбуждении. Большое светящееся пятно — гигантская ЭДК, вытянутое пятно — поток мелких капель. Свечение краёв образца возникает из-за рассеяния рекомбинационного излучения ЭДК на его поверхности. Размеры образца $3,5 \times 3,3 \times 2,7$ мм³, $T = 2$ К [190].

образца примерно в середине большого светлого пятна яйцеобразной формы, представляющего собой изображение гигантской ЭДК, сформированной в потенциальной яме. "Факел", исходящий из возбуждаемой области образца, расположенной вблизи лазерного фокуса, является облаком обычных ЭДК, движущихся в поле неоднородной деформации. Конфигурация этого поля такова, что вначале капли движутся практически прямолинейно вдоль оси x в глубь образца, а затем, пройдя расстояние около 1 мм, — к потенциальной яме, где сливаются в гигантскую ЭДК.

Гигантские ЭДК в неоднородно деформированном германии были обнаружены в Калифорнийском университете (Маркиевич и др. [193], Вольф и др. [194]) по возникновению размерных резонансов в поглощении микроволнового излучения частотой 25 ГГц при определённых значениях индукции магнитного поля. Эти резонансы связаны с установлением стоячих альвеновских волн в гигантской ЭДК. Так как скорость альвеновской волны $v_A \propto B$, изменяя величину магнитной индукции, можно удовлетворить условиям резонанса для различных мод стоячих волн (см. обзор [95]). Эти эксперименты позволили определить радиус гигантской ЭДК и изучить его кинетику после выключения возбуждения, которую можно было описать первым из выражений (11).

Радиус гигантской ЭДК можно также определить по её фотографическому изображению (рис. 9). Это изображение, однако, не даёт представления о внутренней структуре объекта, т.е. такая фотография не позволяет отличить облако мелких капель от монокапли (ср. их изображения на рис. 9). О том, что гигантская капля представляет собой единое целое, свидетельствуют возникновение альвеновских размерных резонансов и отсутствие характерного для облака α -капель рассеяния света в его объёме [195, 196].

Нельзя не упомянуть о необычных парамагнитных свойствах, проявляющихся у гигантских капель. Парамагнитный момент возникает в магнитном поле вследствие наличия рекомбинационных потоков электронов и дырок внутри жидкости (Каминский и Покровский [197]). Поэтому капля сплющивается в направлении магнит-

⁶ В отличие от обычных ЭДК, которые называют α -каплями. Иногда гигантские ЭДК именуют также монокаплями.

ного поля (см. обзоры [94, 95, 113] и приведённые там ссылки).

Как и обычные ЭДК, γ -капли имеют металлическую природу. Количественные характеристики гигантских ЭДК, которые определялись в экспериментах различного типа [113, 198–200] зависят от направления и величины сжатия. Радиус γ -капли увеличивается с возрастанием уровня возбуждения, поскольку увеличивается общее число ЭД-пар в потенциальной яме, и может достигать $\approx 0,5$ мм. Так как гигантская капля существует в области максимальной деформации образца, её плотность существенно ниже (в большей части экспериментов в 3–5 раз), чем у ЭДК в недеформированном Ge (см. таблицу). Благодаря малой плотности гигантские ЭДК имеют более чем на порядок величины большее время жизни, $\tau_0 \sim 500$ мкс, чем обычные капли (см. раздел 2.6).

Таким образом, в неоднородно деформированном германии ЭДЖ, подобно обычной жидкости, удерживаемой от растекания стенками сосуда, скапливается в потенциальной яме в виде гигантской капли. Иная ситуация имеет место в кремнии. Мелкие ЭДК в потенциальной яме не сливаются в большую каплю [113], образованию которой препятствуют силы взаимного отталкивания между каплями, связанные с фоновым ветром (см. раздел 2.9). Кинетика формирования гигантских ЭДК в потенциальной яме с учётом сил фононного ветра, а также соответствующие теоретические и экспериментальные результаты рассмотрены в обзоре [17].

2.9. Фононный ветер

Почти вся энергия, затрачиваемая на генерацию ЭД-пар в кристалле, в конечном счёте диссипирует в тепло, т.е. преобразуется в акустические фононы (оптические фононы в течение весьма малого времени распадаются на акустические). Поэтому наличие интенсивных потоков неравновесных акустических фононов присуще самому существованию ЭДК. Неравновесные фононы поглощаются экситонами и ЭДК и передают им свой квазимпульс, т.е. со стороны фононных потоков на них действует сила (сила фононного ветра), играющая, как мы в дальнейшем увидим, ключевую роль в формировании динамических, макроскопических и пространственных свойств неравновесной системы экситонный газ–ЭДК (Келдыш [201], Багаев и др. [186]). Эффекты, связанные с фононным ветром, рассмотрены в этом разделе и разделе 2.10. Наиболее полные сведения об этих явлениях содержатся в обзорах [17, 112] (см. также обзоры [12, 14]).

В изотропной упругой среде для элементарной модели зонной структуры сила, действующая со стороны фононного ветра на пару частиц жидкости в точке \mathbf{r} , имеет вид

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \frac{m^2 D^2}{2\pi\hbar^3 \rho s_L^2 n_0} \overline{|\mathbf{q}|}_{q \leq 2k_F} \mathbf{J}(\mathbf{r}) \quad (15)$$

(суммирование по электронам и дыркам опущено). Здесь m — эффективная масса носителей заряда, D — константа деформационного потенциала, ρ — плотность кристалла, s_L — скорость продольного звука, $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ — плотность потока энергии фононов и $\overline{|\mathbf{q}|}_{q \leq 2k_F}$ — величина волнового вектора фононов, усреднённая по их функции распределения, где нижний индекс показывает, что в соответствии с законами сохранения энергии и

квазимпульса в вырожденной ЭДЖ возможно поглощение только относительно длинноволновых фононов с $q \leq 2k_F$.

В элементарной модели зонной структуры полупроводника носители заряда могут взаимодействовать только с продольными фононами. В многодолинных полупроводниках также возможно поглощение поперечных фононов электронами ЭДЖ. В этом случае электрон-фононное взаимодействие анизотропно, т.е. для каждой долины зоны проводимости D и m в формуле (15) зависят от угла между \mathbf{q} и осью вращения эллипсоида постоянной энергии, а D зависит ещё и от поляризации фононов. Кроме того, деформационные потенциалы в ЭДЖ изменяются вследствие экранирования электрон-фононного взаимодействия, которое также анизотропно. Помимо того, величина фермиевского волнового вектора электронов в ЭДЖ k_F зависит от направления вектора \mathbf{q} , что также даёт вклад в анизотропию силы (15). Вследствие вырождения валентной зоны дырки могут также взаимодействовать как с продольными, так и с поперечными фононами. Однако основной вклад в поглощение фононов ЭДЖ дают электроны (см. [17, 112] и приведённые там ссылки).

Под действием силы f ЭДК приобретают дрейфовую скорость v , определяемую выражением (13). Этот эффект увлечения ЭДК фононным ветром, предсказанный Келдышем [186], лежит в основе большей части рассмотренных в этом разделе и разделе 2.10 явлений. Схема эксперимента, в котором был обнаружен эффект увлечения [186], показана на вставке рис. 10. Облако ЭДК, созданное при объёмном квазистационарном возбуждении Ge лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 1,52$ мкм регистрировалось по поглощению зондирующего излучения с $\lambda = 3,39$ мкм. Неравновесные фононы генерировались в нижней части образца при её стационарном возбуждении излучением с $\lambda = 1,06$ мкм. Когда облако капель располагалось между зондирующим пучком и областью генерации фононов, ЭДК двигались под действием фононного ветра к зондирующему пучку. В этих экспериментах наблюдалось увлечение капель фононным ветром на расстояния, бóльшие 2 мм. На рисунке 10 показано устанавливающееся под действием фононного ветра пространственное распределе-

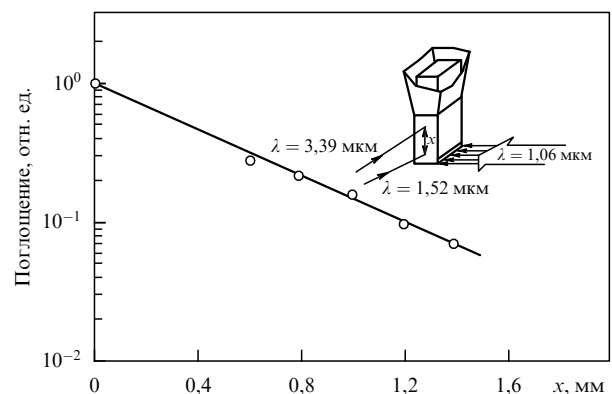


Рис. 10. Зависимость поглощения зондирующего излучения каплями ЭДЖ от расстояния между центром области генерации ЭДК и зондирующим пучком. Расстояние между зондирующим пучком и областью генерации фононов ≈ 7 мм, мощность излучения ≈ 40 мВт ($\lambda = 1,06$ мкм), $T = 1,95$ К. На вставке — схема эксперимента [186].

ние поглощения, которое описывается обычной для дрейфового движения зависимостью $\bar{n}(x) \propto \exp(-x/L_d)$, где \bar{n} — средняя концентрация ЭД-пар, связанных в ЭДК, $L_d = v\tau_0$ — длина дрейфа, τ_0 — время жизни ЭД-пар в жидкости. Наклон прямой на рис. 10 даёт величину $L_d \approx 0,5$ мм, которая при $\tau_0 = 40$ мкс соответствует скорости движения капель $v \approx 1,3 \times 10^3$ см s^{-1} . Измерения, выполненные при различных значениях мощности излучения с $\lambda = 1,06$ мкм, показали, что в соответствии с выражениями (13), (15) дрейфовая скорость ЭДК возрастает прямо пропорционально мощности этого излучения. В дальнейшем увлечение ЭДК фоновым ветром [202–204], а также поглощение неравновесных фононов ЭДЖ [203, 205–208] исследовались в целом ряде экспериментов различного типа.

Важное значение для выяснения всего круга явлений, о которых здесь идёт речь, имеет вопрос о механизмах генерации фоновых ветров, т.е. относительно длинноволновых акустических фононов с $q \leq 2k_F$, при оптическом возбуждении полупроводниковых кристаллов. Такие фононы выделяются на заключительном этапе термализации фотовозбуждённых носителей заряда, когда их кинетическая энергия становится меньше фермиевской энергии частиц жидкости (первичный фоновый ветер).

Однако основная доля энергии носителей заряда при термализации излучается в виде оптических фононов, которые быстро распадаются на высокочастотные акустические. При низких температурах ($k_B T \ll \hbar\omega$) и малых числах заполнения фоновых состояний ($N_\omega \ll 1$) основным процессом релаксации акустических фононов является спонтанный распад на два фонона с меньшими энергиями, скорость которого $\tau_N^{-1} \propto \omega^5$. В достаточно чистых Ge и Si основным резистивным процессом, приводящим к потере квазиимпульса фоновой подсистемы, является рэлеевское рассеяние фононов на изотопических примесях; скорость этого процесса $\tau_R^{-1} \propto \omega^4$. Таким образом, в области возбуждения кристалла образуется облако неравновесных фононов, скорость диффузионного расширения которого, определяемая временем τ_R , увеличивается по мере уменьшения частоты фононов ω . При больших числах заполнения ($N_\omega \sim 1$) становятся существенными процессы слияния фононов и в этой области может установиться планковское распределение неравновесных фононов с температурой, значительно превышающей температуру кристалла, т.е. образуется так называемое горячее пятно [203, 209–211], которое в процессе остывания излучает длинноволновые фононы. Режимы распространения неравновесных фононов весьма разнообразны; их детальному анализу посвящён обзор Левинсона [212] (см. также [17, 112]). Для нас, однако, существенно, что имеется диффузионно расширяющееся облако высокочастотных неравновесных фононов, которые в конце концов распадаются на длинноволновые баллистические фононы (фоновый ветер). Далее для краткости мы будем называть это облако высокочастотных неравновесных фононов горячим пятном независимо от того, установилась в нём температура или нет, а соответствующую составляющую фоновых ветров — фононами, излучаемыми горячим пятном.

Ещё одну составляющую фоновых ветров дают сами ЭДК. Основным каналом рекомбинации ЭД-пар в жидкости является ударная рекомбинация Оже (см. раздел 2.6). В каждом акте рекомбинации оже-частица при-

обретает энергию порядка ширины запрещённой зоны E_g . В процессе релаксации оже-частицы часть β этой энергии передаётся носителям заряда, связанным в ЭДК. В результате температура капли превышает температуру кристаллической решётки [12, 17, 112, 213–215]. При малом перегреве ($\Delta T \ll T$) относительное превышение температуры капли $\Delta T/T = \beta E_g \tau_p / (3Ms^2\tau_0)$ [17, 112]. Перегретая относительно кристаллической решётки ЭДК является тепловым генератором неравновесных фононов.

Поток фоновой энергии, излучаемой единицей объёма жидкости, $\Delta\Phi = \beta E_g n_0 / \tau_0$. Наличие этого потока приводит к нескольким эффектам, которые оказывают существенное влияние на свойства ЭДК. Плотность потока фоновой энергии, излучаемой каплей радиусом R , на расстоянии r от её центра в изотропном случае выражается как

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{1}{3} \beta E_g \frac{n_0}{\tau_0} \frac{R^3}{r^3} \mathbf{r}. \quad (16)$$

Этот фоновый поток увлекает за собой экситоны⁷. В результате плотность экситонного газа вблизи поверхности капли, а значит, и скорость роста капли уменьшаются. Поскольку $J(R) \propto R$, рост радиуса капли при увеличении R резко замедляется. Это одна из возможных причин наблюдавшегося (см. раздел 2.4) ограничения радиуса ЭДК [147, 186].

В основе другого механизма ограничения размера ЭДК, который, по-видимому, более эффективен, лежит неустойчивость больших объёмов ЭДЖ, возникающая под действием фоновых ветров, рождающегося в жидкости (Келдыш [201]). Часть неравновесных фононов, испускаемых ЭДЖ, поглощается внутри самой жидкости. Поэтому между двумя элементами её объёма, δV и $\delta V'$, расположенными на расстоянии r друг от друга, действует сила отталкивания, определяемая выражением

$$\mathbf{F} = \frac{\beta E_g}{8\pi^2} \frac{n_0}{\tau_0} \frac{m^2 D^2}{\hbar^3 \rho s^2} \frac{\delta V \delta V'}{r^3} \mathbf{r} = \rho_{ph}^2 \frac{\delta V \delta V'}{r^3} \mathbf{r}, \quad (17)$$

которое получается с помощью формул (15) и (16). Здесь введено обозначение ρ_{ph} , и из второй из формул (17) непосредственно видно, что объёмные силы, создаваемые в ЭДЖ фоновым ветром, формально эквивалентны силам в однородно заряженной жидкости с плотностью заряда ρ_{ph} . Исследование устойчивости ЭДК с $R > R_s = [15\sigma / (4\pi\rho_{ph}^2)]^{1/3}$ показало, что поверхностное натяжение обеспечивает стабильность сферических капель радиусом $R < R_b = \sqrt[3]{2} R_s$. Оценка предельного радиуса ЭДК в Ge ($\rho_{ph} \approx 300$ г^{1/2} см^{-3/2} с⁻¹) даёт $R_b \approx 20$ мкм в разумном согласии с экспериментальными данными [17, 112, 216]⁸.

Силы взаимного отталкивания (17) действуют, конечно, не только между различными элементами объёма одной капли, но и между всеми ЭДК в капельном облаке [201]. Расширение облака ЭДК под действием сил взаимного отталкивания наблюдалось Дурандиным и

⁷ Увлечение экситонов фоновым ветром обнаружено Багаевым и др. [186] в опытах, аналогичных описанным выше экспериментам по увлечению ЭДК. Однако этот эффект значительно слабее.

⁸ Возможны и не связанные с фоновым ветром механизмы ограничения размера ЭДК (см. обзоры [17, 112] и приведённые там ссылки).

др. [216] при объёмном возбуждении германия короткими световыми импульсами на временах 10–100 мкс после импульса возбуждения, т.е. после того как закончилось формирование слоя ЭДК и релаксация горячего пятна (см. раздел 2.10). Геометрия эксперимента была такова, что слой ЭДК имел форму кольца, радиус которого увеличивался с течением времени со средней скоростью $\approx 4 \times 10^3$ см с^{-1} . Из экспериментальных данных получено значение константы отталкивательного взаимодействия ЭДК ρ_{ph} , приведённое выше.

Силы взаимного отталкивания, действующие между ЭДК, играют важную роль в динамике капельного облака и оказывают существенное влияние на его форму и размеры. К этому вопросу мы вернёмся в разделе 2.10, а здесь упомянем об эксперименте Доулера и Уорлока [216], подтвердившем существование этого взаимодействия. Авторы [216] обнаружили увеличение скоростей дрейфа ЭДК в капельном облаке в Ge (см. раздел 2.10, рис. 11) при нагреве капель ИК-излучением. Генерация фононов при разогреве ЭДК ИК-излучением наблюдалась в опытах Маненкова и др. [217].

Для кремния оценки константы отталкивательного взаимодействия ЭДК ρ_{ph} из экспериментальных данных неизвестны. Оценка по формуле (17) при $\beta = 0,1$ даёт $\rho_{\text{ph}} \approx 2 \times 10^4$ г $^{1/2}$ см $^{-3/2}$ с $^{-1}$ [17]. Используя это значение ρ_{ph} , получим величину предельного радиуса ЭДК $R_b \approx 2$ мкм. При сильном сжатии Si вследствие уменьшения плотности и возрастания времени жизни ЭДЖ (см. таблицу и раздел 2.6) константа ρ_{ph} уменьшается примерно на порядок величины. Однако при этом в сильно сжатом Si она почти в 10 раз больше, чем в недеформированном Ge. Сильное отталкивающее взаимодействие между ЭДК препятствует образованию гигантских капель в потенциальной яме неоднородно деформированного кремния (см. раздел 2.8).

В заключение отметим, что ЭДК можно рассматривать как сгустки энергии возбуждения кристалла, а их движение под действием внешних сил — как направленный перенос энергии возбуждения. Энергия, запасённая в ЭДК, может быть преобразована в другие виды энергии. Так, в экспериментах Цветкова и др. [218] и Замковец и др. [219] ЭДК переносились фононным ветром к поверхности образца, где запасённая в них энергия выделялась в результате быстрой безызлучательной поверхностной рекомбинации, выходила в омывающий поверхность жидкий гелий и преобразовывалась в энергию возбуждённых в гелии звуковых волн.

2.10. Пространственная структура и динамика облака электронно-дырочных капель

В течение длительного времени проблема пространственного распределения ЭДК оставалась одной из самых загадочных (подробное обсуждение этой проблемы и соответствующих экспериментов содержится в обзорах [12, 14, 17, 112, 163]). Многочисленные измерения "коэффициента диффузии" ЭДК давали разброс в шесть порядков величины. Было установлено, что капли движутся со значительными скоростями из области возбуждения, где они образовались, а размеры облака ЭДК увеличиваются с возрастанием уровня возбуждения и при понижении температуры. Предлагавшиеся динамические модели облака ЭДК не объясняли всей совокупности экспериментальных данных. Ключ к решению проблемы пространственного распределения ЭДК был

найден Келдышем [186, 201], который показал, что эффект увлечения капель фононным ветром (см. раздел 2.9) может играть центральную роль в динамике облака ЭДК и определять его форму и размеры. Экспериментальные результаты, часть из которых описана ниже, полностью подтверждают это заключение.

Скорость движения капель и форма облака ЭДК зависят от геометрии возбуждения. Наиболее часто используется сферическая геометрия: если распространение неравновесных фононов и электрон-фононное взаимодействие изотропны, то при фокусировке возбуждающего излучения в точку должно образовываться облако ЭДК полусферической формы. В этом случае капли движутся из области возбуждения по радиусам полушеры и при стационарном возбуждении скорость движения ЭДК вне области возбуждения на расстоянии r от центра полушеры можно выразить как

$$v(r) = \frac{1}{2\pi\bar{n}_{\text{max}}\tau_0 r^2} \left(\Gamma G\tau_0 + 2\pi \int_0^r \bar{n}(r) r^2 dr \right), \quad (18)$$

где G — полное число ЭД-пар, генерируемых в образце в единицу времени, $\bar{n}(r)$ — средняя плотность жидкой фазы в точке r , $\Gamma = \Delta E / (\beta E_g)$, ΔE — энергия, преобразующаяся в области возбуждения в фононный ветер, в расчёте на одну созданную светом ЭД-пару и

$$\bar{n}_{\text{max}} = \frac{Mn_0^2}{4\pi\rho_{\text{ph}}^2\tau_p\tau_0}. \quad (19)$$

Член, содержащий Γ , в выражении (18) учитывает увлечение капель фононным ветром, рождающимся в области возбуждения (первичный фононный ветер и фононы, излучаемые горячим пятном (см. раздел 2.9)). Интегральный член описывает расширение облака ЭДК вследствие отталкивающего взаимодействия между каплями. Параметры Γ и \bar{n}_{max} являются основными величинами, используемыми для описания пространственного распределения ЭДК.

Мы не будем проводить здесь детальный анализ и приводить весьма громоздкие формулы, описывающие пространственное распределение ЭДК (см. обзоры [17, 112] и приведённые там ссылки), а ограничимся кратким перечислением основных свойств капельного облака. Из выражения (18) видно, что скорость движения капель, а значит, и их дрейфовая длина, определяющая размеры капельного облака, увеличиваются при понижении температуры ($v \propto \tau_p$ (см. раздел 2.7)) и с возрастанием уровня возбуждения. При высоких уровнях возбуждения $\Gamma g\tau_0 \gg \bar{n}_{\text{max}}/\Gamma$ (здесь g — объёмная скорость генерации в области возбуждения) и низких температурах, таких, при которых испарением капель в процессе их движения можно пренебречь, длина дрейфа ЭДК описывается выражением

$$L_{\text{eff}} = \left[\frac{3G\tau_0}{2\pi\bar{n}_{\text{max}}} (1 + \Gamma) \right]^{1/3}. \quad (20)$$

Поскольку полное число связанных в капли ЭД-пар пропорционально G , а объём капельного облака пропорционален L_{eff}^3 , при высоких уровнях возбуждения средняя по объёму облака плотность частиц жидкой фазы не зависит от скорости генерации. При этом в области возбуждения $\bar{n} \approx \bar{n}_{\text{max}}/\Gamma$, что является максимальной средней плотностью частиц конденсированной

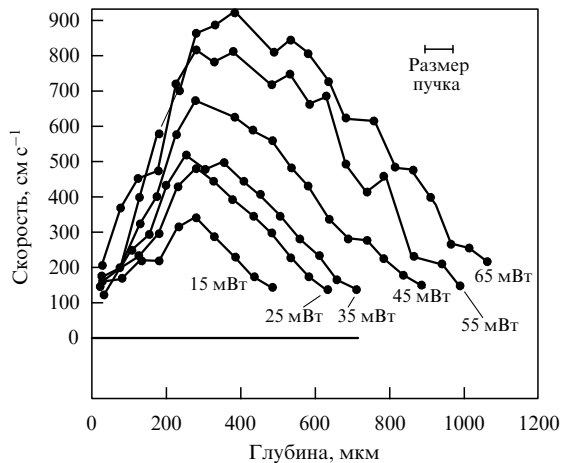


Рис. 11. Зависимости дрейфовой скорости ЭДК в Ge от расстояния между зондирующим лазерным лучом ($\lambda = 3,39$ мкм) и возбуждаемой поверхностью образца при различных уровнях накачки излучением аргонового лазера ($\lambda = 5145$ Å), $T = 2$ К [222].

фазы, которую можно получить в условиях стационарного необъемного возбуждения [186].

Увеличение объема облака ЭДК в Ge, пропорциональное интенсивности возбуждения, и насыщение при её увеличении средней плотности частиц жидкой фазы на уровне $\bar{n} \approx 10^{15}$ см $^{-3}$ наблюдалось в ряде работ, детальное обсуждение которых содержится в упоминавшихся выше обзорах. Оценка \bar{n}_{\max} с использованием формулы (19) и приведённого в разделе 2.9 значения ρ_{ph} даёт $\bar{n}_{\max} \approx 1,8 \times 10^{14}$ см $^{-3}$ и $\Gamma \approx \bar{n}_{\max}/\bar{n} \approx 0,2$ [220, 221].

Прямые доказательства динамической природы облака ЭДК получены в экспериментах Доулера и др. [222], которые измерили пространственное распределение скоростей дрейфа ЭДК при различных уровнях возбуждения (рис. 11). В этих опытах скорость ЭДК определялась по доплеровскому сдвигу частоты рассеянного каплями зондирующего излучения.

Следует отметить, что рассмотренная в разделе 2.5 теоретическая картина кинетики конденсации экситонов непосредственно не применима для описания динамического облака ЭДК. В стационарном динамическом облаке ЭДК отсутствует память о начальных условиях, задаваемых скоростью включения возбуждения. Основные макроскопические параметры, характеризующие экситонно-капельное облако (плотность экситонного газа, средняя концентрация связанных в капли ЭД-пар, радиус и концентрация ЭДК), а также пространственные распределения этих величин существенным образом зависят от скорости дрейфа ЭДК, определяемой интенсивностью фоновых ветров (Замковец и др. [223]). При этом переходные процессы могут иметь весьма сложный характер. Как видно на рис. 12, прежде чем установится стационарное состояние после включения возбуждения, радиусы ЭДК, измеренные по рассеянию зондирующего излучения с $\lambda = 3,39$ мкм, сначала уменьшаются, а затем начинают возрастать, достигая своей установившейся величины. При этом поглощение зондирующего излучения проходит через максимум на начальном этапе (Шекли и др. [224]). Брагиной и др. [225] показано, что переходный пик в поглощении наблюдается лишь при высоких уровнях возбуждения, когда существенно влияние фоновых ветров.

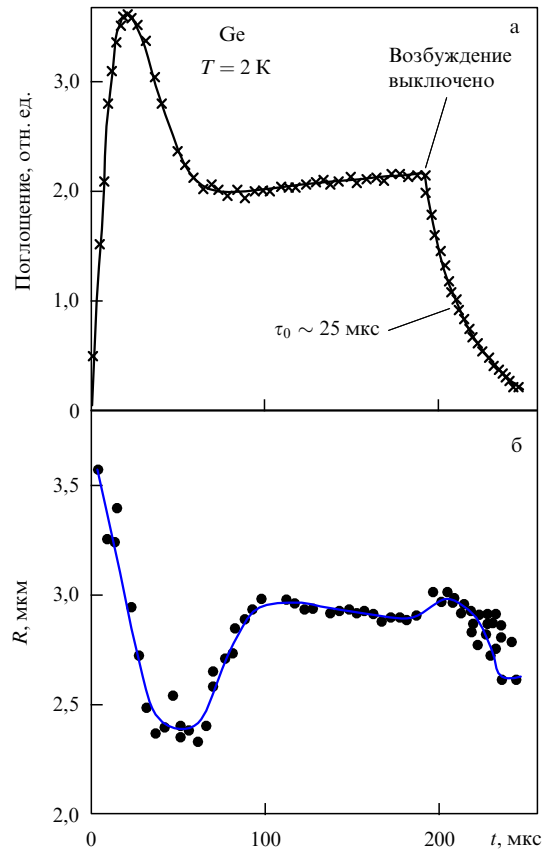


Рис. 12. Зависимости сигнала поглощения (а) и радиуса ЭДК (б) от времени после включения возбуждения (аргоновый лазер) в момент $t = 0$; длительность импульса возбуждения $t_p = 200$ мкс. (Shaklee K L, Epworth H W, Worlock J M; см. [224].)

Наиболее красивым проявлением эффекта увлечения ЭДК фоновым ветром и вместе с тем убедительным свидетельством того, что именно этот эффект ответствен за формирование пространственного распределения ЭДК, является наличие анизотропной пространственной структуры капельного облака в германии, обнаруженной и детально исследованной в серии экспериментов Гринштейна и Вольфа [226–228], Гринштейна и др. [229] и Маркиевича и др. [230]. Анизотропная пространственная структура облака ЭДК формируется при острой точечной фокусировке лазерного излучения на поверхность образца. Возникновение такой структуры связано с анизотропией фоновых потоков, а также с анизотропией электронного спектра кристалла и электрон-фононного взаимодействия, о чём говорилось в разделе 2.9. Вследствие анизотропии упругости акустические фононы в кристаллах распространяются преимущественно вдоль некоторых определённых кристаллографических направлений (фокусировка или каналирование фононов⁹). В германии продольные акустические фононы фокусируются вдоль направлений $\langle 111 \rangle$, поперечные фононы моды T_1 (быстрая поперечная мода для направлений $\langle 110 \rangle$) распространяются вблизи плоскостей $\{100\}$, а моды T_2 (медленная поперечная мода) — вблизи осей

⁹ Фокусировка фононов подробно рассмотрена в обзоре Мариса [231]. См. также обзоры [17, 112] и приведённые там ссылки, кроме того, в них содержится информация об исследованиях распространения фононов в германии.

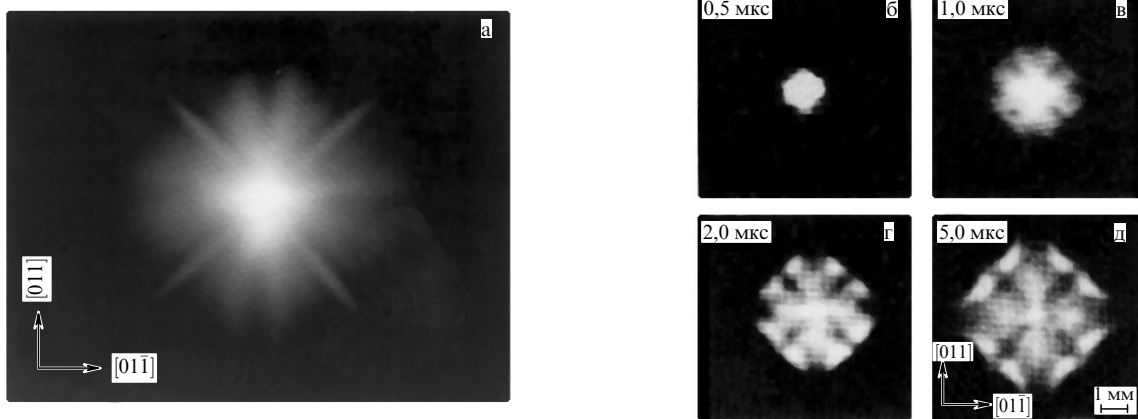


Рис. 13. Фотографии облака ЭДК в германии через грань образца, параллельную плоскости (100); возбуждающее излучение сфокусировано на его противоположную поверхность. (а) Стационарное облако ЭДК, размер фотографии соответствует 2,5 мм на образце, $P = 76$ мВт, $T = 1,75$ К [228]. (б–д) Динамика облака ЭДК: фотографии сделаны в различные моменты времени после импульса возбуждения длительностью $t_p = 300$ нс, энергия в импульсе $W = 200$ эрг, $T = 1,8$ К. Изображения на рис. б–г увеличены в 1,3 раза по отношению к изображению на рис. д [238].

$\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Соответственно, основными элементами пространственной структуры облака ЭДК являются широкие лепестки (lobes) около кристаллографических направлений $\langle 111 \rangle$ и узкие факелы (flages), вытянутые вдоль осей $\langle 100 \rangle$ кристалла. Фотографии облака ЭДК показаны на рис. 13.

Для кремния экспериментальные данные немногочисленны. Из-за существенно меньшего, чем в Ge, времени жизни ЭДЖ в Si (см. раздел 2.6) размеры капельного облака в нём малы. Средняя концентрация связанных в капли ЭД-пар насыщается на уровне $\bar{n} \approx 1,5 \times 10^{16}$ см $^{-3}$ при увеличении уровня накачки [232]. Оценка по формуле (19) с использованием приведённой в разделе 2.9 величины ρ_{ph} даёт значение $\bar{n}_{max} \approx 1,9 \times 10^{16}$ см $^{-3}$. Из этих значений средней концентрации следует величина $\Gamma \approx 1,3$. Анизотропная пространственная структура облака ЭДК в Si выражена весьма слабо — по-видимому, главным образом из-за того, что размеры капельного облака соизмеримы с размерами области возбуждения.

До сих пор речь шла о стационарном капельном облаке. Пространственно-временные измерения при возбуждении образца короткими лазерными импульсами позволяют не только изучить динамику капельного облака, но и выявить различные составляющие фоновых ветров (см. раздел 2.9), поскольку последние разделены во времени (см. обзоры [17, 112] и приведённые там ссылки).

Динамика облака ЭДК в германии при импульсном возбуждении впервые была исследована Даменом и Уорлоком [233], которые измерили рассеяние зондирующего излучения каплями ЭДЖ с пространственным и временным разрешением. Они обнаружили, что при достаточно сильном возбуждении формируется слой ЭДК, движущийся от возбуждаемой поверхности в глубь кристалла. В серии аналогичных экспериментов, выполненных позднее в Физическом институте им. П.Н. Лебедева, было установлено, что имеются три последовательно сменяющие друг друга стадии динамики капельного облака, различающиеся механизмом генерации фоновых ветров (см. раздел 2.9), увлекающего ЭДК:

1) расширение с постоянной околосвуковой скоростью облака неравновесных носителей заряда под действием первичного фоновых ветров, в процессе которого

на переднем фронте облака начинает формироваться слой ЭДК. Скорость расширения почти не зависит от уровня возбуждения и температуры. Продолжительность этой стадии $t \leq 0,5$ мкс [234];

2) движение слоя ЭДК под действием фоновых ветров, излучаемого горячим пятном, в глубь образца в течение ≈ 8 мкс с монотонно уменьшающейся от начального значения $\sim 10^5$ см с $^{-1}$ скоростью (параллельные линейные участки кривых на рис. 14) [235];

3) расширение капельного облака со средней скоростью $\sim 10^3$ см с $^{-1}$ под действием сил взаимного отталкивания между ЭДК [236]. Продолжительность этой заключительной стадии динамики облака более 100 мкс.

На рисунке 14 показано, как изменяется скорость переднего фронта слоя ЭДК во время стадий 1 и 2 динамики капельного облака.

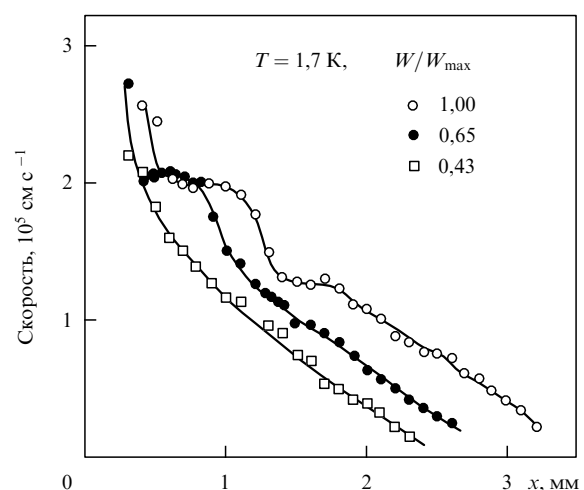


Рис. 14. Зависимости скорости переднего фронта облака ЭДК в Ge от расстояния до возбуждаемой поверхности образца при различных энергиях в лазерном импульсе ($W_{max} = 120$ эрг). Возбуждение излучением лазера на молекулярном азоте ($\lambda = 0,34$ мкм, длительность импульса $t_p \approx 10$ нс). Геометрия возбуждения — плоская (одномерное движение ЭДК от возбуждаемой поверхности в глубь образца). Ось x направлена вдоль оси $\langle 110 \rangle$ [234].

Так же как и стационарное капельное облако, облако ЭДЖ при импульсном возбуждении имеет анизотропную пространственную структуру (рис. 13в–д) [237, 238].

В заключение отметим, что модель, предложенная для описания первой стадии динамики облака ЭДЖ [234], достаточно хорошо объясняет транспорт экситонов в объёмных полупроводниках [239, 240] и квантовых ямах [241] при высоких уровнях оптического возбуждения.

3. Электронно-дырочная жидкость в низкоразмерных полупроводниковых структурах

3.1. О стабильности электронно-дырочной жидкости в низкоразмерных структурах

Возможность образования жидкости в тех или иных низкоразмерных структурах определяется, как и в объёмных материалах, стабильностью жидкого состояния (см. раздел 2.2), т.е. энергия на пару частиц в основном состоянии жидкости должна быть больше по абсолютной величине энергии связи экситона (строго говоря, энергии на один экситон в экситонной молекуле). Энергия основного состояния жидкости, так же как и энергия связи экситона, в низкоразмерных структурах зависит от конкретных параметров структур (ширина и глубина квантовых ям (КЯ), если это структуры с КЯ) и материалов, из которых они изготовлены.

Как показывают расчёты [242–244], в КЯ GaAs/AlGaAs I рода (т.е. когда КЯ для электронов и дырок находятся в одном слое структуры, в данном случае — в слое GaAs) при типичных параметрах структур ЭДЖ нестабильна, так как наименьшим по энергии является основное состояние экситона. В связи с этим напомним, что в объёмном GaAs ЭДЖ стабильна благодаря полярному эффекту (см. раздел 2.2)¹⁰. В то же время ЭДЖ оказывается стабильной в узких (шириной в несколько монослоёв) КЯ GaAs/AlAs II рода (КЯ для электронов и дырок находятся в соседних слоях структуры, в данном случае КЯ для электронов — в слое AlAs, а для дырок — в слое GaAs) [244–246]. При ширинах слоёв GaAs и AlAs соответственно в шесть монослоёв и четыре монослоя работа выхода экситонов из ЭДЖ достигает величины 2,5 мэВ [244].

Заметим, что при переходе от структур GaAs/AlGaAs к структурам GaAs/AlAs экситоны и, соответственно, ЭДЖ становятся пространственно непрямыми (дипольными) и, помимо того, непрямыми в импульсном пространстве и анизотропными. Увеличение степени вырождения (числа эквивалентных минимумов в зоне проводимости) и анизотропии электронного спектра относительно слабо сказывается на энергии связи экситонов и биекситонов¹¹, но приводит к значительному возрастанию энергии основного состояния жидкости (см. раздел 2.2). Поэтому априори можно ожидать, что ЭДЖ будет стабильной в низкоразмерных структурах на основе многодолинных полупроводников.

¹⁰ Следует отметить, что экспериментальное наблюдение ЭДЖ с малой энергией связи (работой выхода экситонов из жидкости) в прямозонных полупроводниках и КЯ на их основе может быть затруднено из-за саморазогрева экситонной системы в процессах излучательной рекомбинации экситонов и биекситонов [247].

¹¹ Энергии связи экситонных молекул в бислоевых системах вычислены в работе [248].

3.2. Конденсация дипольных экситонов в структурах GaAs/AlGaAs с двойными квантовыми ямами

По-видимому, конденсация дипольных экситонов в ЭДЖ в гетероструктурах II рода впервые наблюдалась Кальтом и др. [249], исследовавшими спектры фотолюминесценции (ФЛ) короткопериодных сверхрешёток (СР) GaAs/AlAs, выращенных на плоскости (311)A GaAs-подложки. В результате выращенная структура представляла собой СР образованных вдоль ступеней роста квантовых нитей, туннельно связанных между собой в плоскости слоя СР. Были определены плотность, энергия связи (работа выхода экситонов) и критическая температура обнаруженной ЭДЖ, которые составляли соответственно $n_0 \approx 1,3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\varphi \approx 4,5 \text{ мэВ}$ и $T_c \approx 16 \text{ К}$. При температурах, больших критической, наблюдалось излучение электронно-дырочной плазмы (ЭДП).

В СР с близкими параметрами, но выращенных на плоскости (001) GaAs-подложки и поэтому представлявших собой СР с плоскими КЯ, Фурукавой и Накаемой [250, 251] исследована динамика спектров ФЛ при возбуждении структуры излучением Ti-сапфирового лазера с синхронизацией мод (длительность импульсов 140 фс, частота следования 76 МГц). При температуре $T = 10 \text{ К}$ в течение около 0,4 нс после импульса возбуждения в спектре ФЛ наблюдалась широкая полоса излучения ЭДП, а приблизительно через 0,7 нс появлялись линии излучения экситонов и биекситонов. По прошествии примерно 14 нс форма полосы излучения ЭДП переставала зависеть от времени, что является характерным признаком излучения ЭДЖ, плотность которой не изменяется при рекомбинации составляющих её частиц. Энергия связи наблюдавшейся пространственно не прямой (дипольной) ЭДЖ относительно энергии экситонной молекулы составляла $\sim 3,1 \text{ мэВ}$.

ЭДЖ с пространственно разделёнными электронами и дырками в двойных КЯ GaAs/AlGaAs была обнаружена и исследована Тимофеевым и др. [252]. Опыты проводились на p-i-n-структуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0,35$), в которую были встроены две КЯ GaAs шириной $d = 8 \text{ нм}$ каждая, разделённые барьерным слоем Al_xGa_{1-x}As шириной 5 нм. Энергетическая диаграмма рабочей области структуры при приложении к ней электрического напряжения схематически показана на рис. 15а. На рисунке 15б приведены спектры ФЛ структуры, полученные при различных температурах и стационарном резонансном возбуждении в основное состояние прямого (внутриямного) экситона с лёгкой дыркой. При понижении температуры линия излучения пространственно непрямого (межъямного или дипольного) экситона (линия IX) сдвигалась в сторону высоких энергий. В узкой температурной области (2,55–2,42 К) спектр ФЛ претерпевал кардинальные изменения: линия IX практически исчезала; вместо линии излучения заряженных экситонных комплексов (трионов) X[±] постепенно появлялась новая полоса L, отличавшаяся от трионной линии своим спектральным положением, формой и шириной; возникла линия излучения внутриямных экситонов X. Линия L возникала в спектре пороговым образом не только при понижении температуры при постоянной интенсивности возбуждения, но и при увеличении уровня накачки при постоянной температуре (при температурах, меньших критической, которая при напряжении смещения +0,7 В, приложенном к p-i-n-структуре в прямом направлении, составляла $\sim 8,5 \text{ К}$).

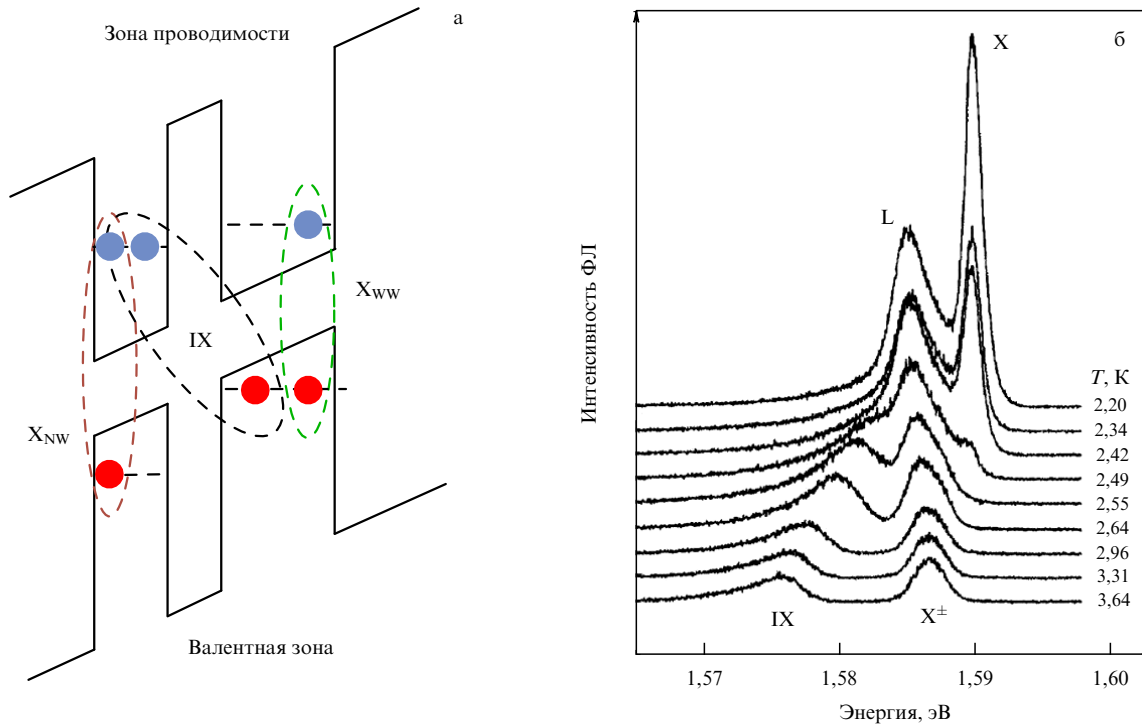


Рис. 15. (В цвете онлайн.) (а) Энергетическая диаграмма асимметричной двухъямной структуры в электрическом поле, приложенном вдоль оси роста структуры. IX — пространственно непрямой (межъямный) экситон, X_{NW} и X_{WW} — внутриямные экситоны в узкой и широкой КЯ соответственно; голубые кружки — электроны, красные — дырки [253]. В работе [252] использована симметричная структура — обе КЯ имели одинаковую ширину. (б) Спектры ФЛ симметричной двухъямной структуры при различных температурах, указанных в правой части рисунка. Интенсивность возбуждения $P = 10$ мВт см^{-2} . Напряжение, приложенное в прямом направлении к p-i-n-структуре, равно +0,7 В [252].

Результаты измерений спектров ФЛ и возбуждения ФЛ в магнитном поле с индукцией до 5 Тл, приложенном вдоль оси роста структуры, а также спектрально-кинетических измерений при возбуждении структуры пикосекундными лазерными импульсами привели авторов [252] к заключению, что L-линия принадлежит ЭДЖ с электронами и дырками, заселяющими соседние КЯ двухъямной структуры. Оценка плотности жидкости из результатов магнитооптических измерений дала значение $n_0 \approx 8,8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ независимо от напряжения смещения, приложенного в прямом направлении. При обратном напряжении смещения, равном $-2,5$ В, оцененная плотность ЭДЖ составила $n_0 \approx 1,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Полученная с помощью обработки формы L-линии энергия связи жидкости относительно внутриямного экситона составила $\varphi \approx 4,5$ мэВ.

Эксперименты Стерна и др. [253] были выполнены на асимметричных двухъямных структурах GaAs/AlGaAs ($x = 0,28$) с КЯ шириной $d = 12$ и 18 нм с барьерным слоем шириной 3 нм между ними (рис. 15а). Образцы имели форму мезы размерами 100×100 мкм. При измерении спектров ФЛ использовалось стационарное внутриямное возбуждение структуры (энергия лазерных квантов 1,59 эВ). При увеличении уровня возбуждения ($T = 1,5$ К) спектр ФЛ претерпевал практически такие же качественные изменения, как и при понижении температуры (рис. 15б) в опытах [252], описанных выше (линия, обозначенная на рис. 15б как X, в описываемых экспериментах принадлежит прямому экситону в широкой КЯ — X_{WW}). Линия излучения металлической дипольной ЭДЖ (линия L на рис. 15б) в этих опытах не наблюдалась (во всяком случае авторы не обсуждают особенно-

сти спектра ФЛ при интенсивной накачке с этой точки зрения).

Наиболее яркие изменения в спектре ФЛ происходили при существенно больших (примерно на порядок) уровнях возбуждения. В спектре пороговым образом (пороговым как при понижении температуры, так и при увеличении уровня возбуждения: при мощности возбуждения $W = 250$ мкВт пороговая температура составляла 4,7 К; при $T = 0,7$ К пороговая мощность — 210 мкВт) появлялась линия Z, смещённая на 3–4 мэВ в низкоэнергетическую область от линии дипольных экситонов. При этом люминесцентное изображение поверхности мезы разбивалось на области (области I и II на рис. 16а) с отчётливой тёмной границей между ними. Этим областям соответствуют определённые линии излучения в спектрах ФЛ: области I — линия межъямных экситонов (IX), области II — Z-линия (рис. 16б). С возрастанием мощности возбуждения площадь области II увеличивалась до тех пор, пока эта область не покрывала всю поверхность мезы.

Авторы [253] полагают, что Z-линия отвечает "классической" экситонной жидкости, предсказанной в работе [26], плотность которой по их оценкам составляет $(4-6) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Основными аргументами в пользу такой интерпретации являются значительно меньшая, чем в области I, латеральная электропроводность области II, форма и поведение линии Z при увеличении уровня возбуждения. Эта линия имеет гауссову форму, при увеличении уровня возбуждения она сдвигается в сторону высоких энергий и сужается. Сужение и высокоэнергетический сдвиг свидетельствуют об увеличении плотности новой фазы, хотя, казалось бы, плотность

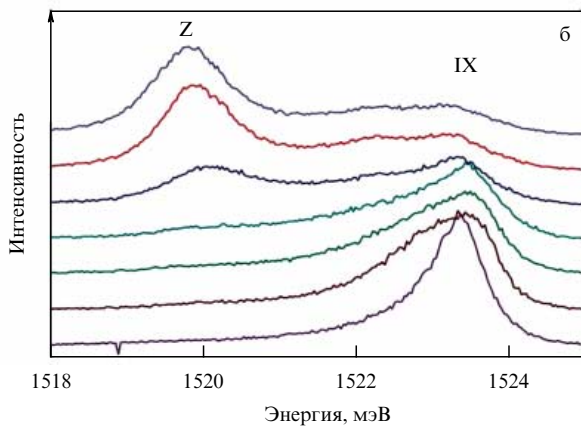
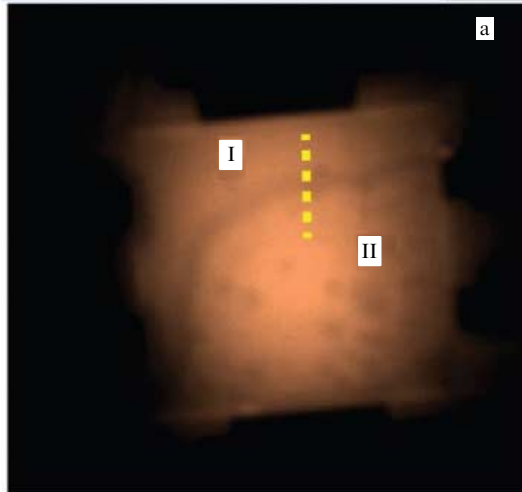


Рис. 16. (В цвете онлайн.) (а) Люминесцентное изображение поверхности мезы. Отчётливо видна граница между областями I и II. (б) Спектры микро-ФЛ, измеренные в различных точках структуры, расположенных вдоль жирной пунктирной линии на рис. а. Каждый спектр сдвинут вертикально на фиксированную величину, соответствующую положению точки на этой линии, отвечающей данному спектру. $T = 1,5$ К, $W = 250$ мкВт, напряжение смещения на структуре $V_g = 2,3$ В [253].

жидкости, определяемая внутренними силами притяжения и отталкивания, должна оставаться постоянной, до тех пор пока жидкость не заполнит весь образец.

3.3. Квантовые электронно-дырочные капли — дроблетоны

В разделе 3.1 говорилось о нестабильности ЭДЖ в КЯ GaAs/AlGaAs I рода. Вместе с тем, как показано в работах Алманда-Хантера и др. [254] и Мутза и др. [255], в сильно неравновесной ЭДП в таких КЯ могут возникать состояния всего из нескольких электронно-дырочных пар жидкие капельки (названные авторами дроблетонами), обладающие квантованной энергией связи. Опыты проводились на структурах GaAs/AlGaAs ($x = 0,3$) с несколькими туннельно изолированными КЯ шириной $d = 10$ нм (барьеры имели такую же ширину). После удаления подложки образцы помещались на сапфировый диск. Были измерены спектры пропускания структуры в различные моменты времени после импульса возбуждения (метод накачка–зондирование). В качестве источника возбуждающего и зондирующего света использовался Ti-сапфировый лазер, настроенный

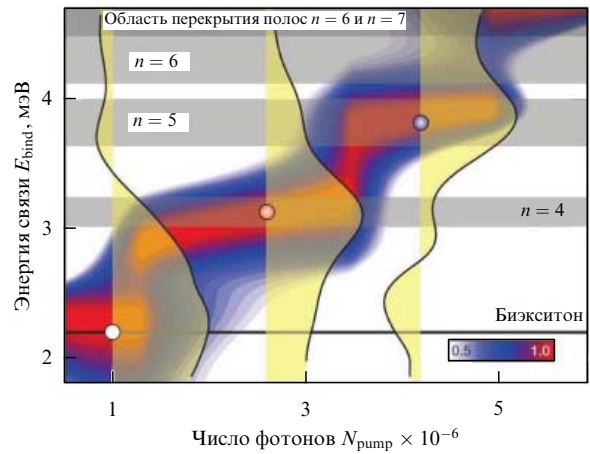


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Детектирование дроблетонов посредством квантовой спектроскопии. Контурная диаграмма квантово-оптического дифференциального поглощения $\Delta\alpha_{\text{МВ}}$ (цветная шкала) через $t = 16$ пс после импульса накачки ($T = 10$ К). Чёрные линии, ограничивающие области, тонированные жёлтым, — спектры $\Delta\alpha_{\text{МВ}}$, полученные при $N_{\text{pump}} = 1 \times 10^6$ (левый спектр), $2,6 \times 10^6$ (средний) и $4,2 \times 10^6$ (правый). Серые горизонтальные полосы — рассчитанные энергетические зоны дроблетонов, содержащих $n = 4, 5, 6$ и 7 пар частиц соответственно. Чёрной горизонтальной линией отмечена энергия связи бикситона [254].

на частоту перехода в основное ($1s$) состояние экситона с тяжёлой дыркой в КЯ. Длительности импульсов накачки и зондирования составляли 320 и 160 фс соответственно. Накачивающий и зондирующий световые пучки имели противоположные круговые поляризации.

Для увеличения чувствительности в регистрации многочастичных коррелированных состояний авторы использовали специальный проекционный протокол [256], позволявший преобразовать массив данных, полученных при измерениях обычного дифференциального (по отношению к изменениям в интенсивности накачки) поглощения $\Delta\alpha$ для большого ансамбля интенсивностей накачки, в набор данных квантово-оптических "измерений" дифференциального (по отношению к квантово-оптическим флуктуациям в источнике накачки) поглощения $\Delta\alpha_{\text{МВ}}$. Результаты, полученные после такого преобразования, показаны на рис. 17 в координатах энергия связи E_{bind} (отчитанная от экситонного уровня энергии)–число фотонов в импульсе накачки N_{pump} . При низких уровнях накачки в спектрах $\Delta\alpha_{\text{МВ}}$ наблюдается бикситонный резонанс. Когда при увеличении накачки N_{pump} достигает значений $1,3 \times 10^6$, $3,5 \times 10^6$ и 5×10^6 , резонансы совершают резкие скачки, отвечающие переходам между соседними энергетическими полосами дроблетонов. Другими словами, при этих уровнях накачки становится возможным формирование дроблетонов, содержащих соответственно 4, 5 и 6 ЭД-пар. Положения максимумов в спектрах $\Delta\alpha_{\text{МВ}}$ находятся в хорошем согласии с результатами расчётов энергетического спектра дроблетонов, выполненных авторами. В спектрально-кинетических исследованиях $\Delta\alpha_{\text{МВ}}(E_{\text{bind}}, t)$, где t — временная задержка между зондирующим и накачивающим импульсами, авторы обнаружили квантовые биения между уровнями, отвечающими дроблетонам из четырёх и пяти пар частиц; частота биений отвечала энергетическому расстоянию между указанными уровнями. Эти

эксперименты позволили также получить грубую оценку времени жизни дроблетонов — 25 пс.

3.4. Электронно-дырочная жидкость в кремниевых квантовых ямах I рода

Эксперименты по исследованию образования ЭДЖ в тонких кремниевых слоях [257, 258] и КЯ [259, 260] гетероструктур Si/SiO₂ I рода были выполнены на структурах, полученных по технологии "кремний на изоляторе". Такие структуры изготавливаются на кремниевой подложке и представляют собой тонкий слой монокристаллического Si между двумя слоями оксида, которые являются барьерными слоями для электронов и дырок, находящихся в кремниевом слое. То есть структуры Si/SiO₂ — гетероструктуры I рода с глубокими потенциальными ямами для носителей заряда в Si-слое; разрывы зон на гетерограницах Si/SiO₂ составляют 3,2 и 5 эВ для электронов и дырок соответственно. В работах Таджimy и Ибуки [257] и Калво [258] исследовались спектры ФЛ структур со слоями Si различной толщины, от 54 до 320 нм. При низких температурах в спектрах доминировала линия излучения ЭДЖ, а при температурах, больших критической, наблюдался переход экситонный газ — ЭДП. Наблюдавшаяся ЭДЖ по свойствам практически не отличалась от ЭДЖ в объёмном кремнии (см. раздел 2.1). В то же время, как было отмечено авторами обеих работ, благодаря локализации неравновесных носителей заряда в Si-слое пороговая интенсивность возбуждения для образования ЭДЖ при заданной температуре была существенно ниже, чем в объёмном кремнии (см. также работу [261]).

В опытах Паука и др. [259, 260] исследовались спектры ФЛ структур с толщинами слоёв кремния d 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 объёмном Si, наблюдалась трёхмерная (3D) ЭДЖ. В слоях Si с толщинами, принадлежащими этой области, спектральное положение и форма линии люминесценции ЭДЖ не зависели от уровня возбуждения (рис. 18), а плотность жидкости и работа выхода экситонов из ЭДЖ были практически такими же, как и в объёмном кремнии (см. таблицу). В тонких (~ 30 нм и менее) слоях кремния при увеличении уровня возбуждения линия ЭДЖ сдвигается в красную область спектра до тех пор, пока не займёт окончательное положение. Этот сдвиг авторы объясняют уменьшением вклада поверхностной энергии капель ЭДЖ (ЭДК) 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 и линия ЭДЖ сдвигается в сторону высоких энергий по мере уменьшения толщины слоя кремния (см. рис. 18). В таких структурах ЭДЖ квазидвумерна (2D) и капли жидкости имеют форму блинов. Посредством обработки формы линии излучения квазидвумерной ЭДЖ определена её плотность ($n_0 \approx 2,4 \times 10^{12}$ см⁻² для структуры с $d = 4,7$ нм). Используя подход Клейнмана [242], авторы построили теоретическую модель квазидвумерной ЭДЖ и рассчитали фазовые диаграммы для ЭДС в размерно-квантованных слоях кремния различной толщины [260]. В расчётах было учтено диэлектрическое

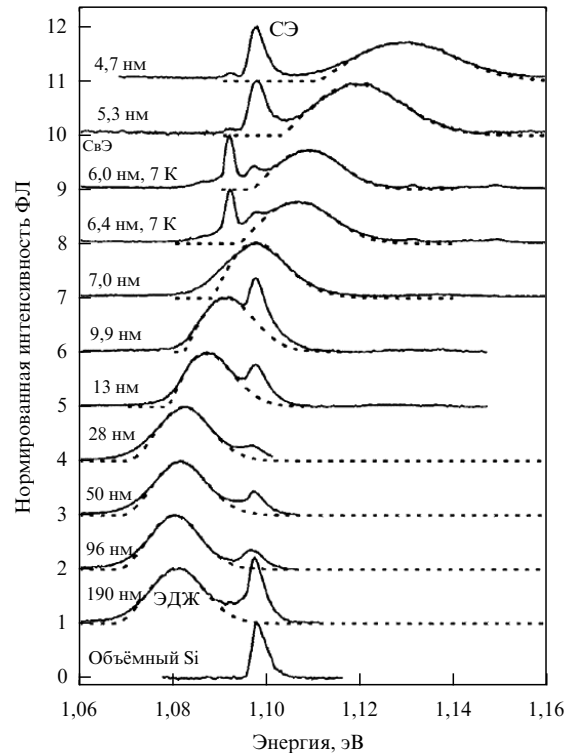


Рис. 18. ТО-компоненты спектров излучения ЭДЖ (сплошные кривые) в кремниевых слоях различной толщины (указана слева от спектров), полученные при возбуждении структур излучением Ag⁺-лазера ($\lambda = 351$ нм) при $P = 6,5$ Вт см⁻² и $T = 15$ К (для двух спектров $T = 7$ К). Показаны линии излучения свободных (СЭ) и связанных экситонов (СвЭ) подложки. Штриховые кривые — теоретическая обработка формы линий ЭДЖ согласно выражению (6) с использованием 3D-плотности состояний (для $d \geq 28$ нм) и 2D-плотности состояний (для $d \leq 13$ нм) [260].

рассогласование (различие в диэлектрических проницаемостях) ямного и барьерных слоёв [262, 263] (см. также [264] и приведённые там ссылки), что является существенным для таких структур. Расчёты показали, что плотность и критическая температура ЭДЖ значительно возрастают при уменьшении толщины слоя кремния.

3.5. Пространственно прямая и дипольная электронно-дырочные жидкости в гетероструктурах SiGe II рода

3.5.1. Трёхмерная ЭДЖ в структурах с широкими SiGe-слоями. Кремний-германиевые структуры Si/Si_{1-x}Ge_x при относительно малом содержании германия являются гетероструктурами II рода. Достаточно глубокая потенциальная яма для дырок находится в SiGe-слое, который также создаёт 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; при $x = 0,07$ — соответственно 7 и 60 мэВ [265, 266]. В таких структурах, как будет видно из дальнейшего, может наблюдаться как пространственно прямая (электроны и дырки в SiGe-слое), так и дипольная ЭДЖ с пространственно разделёнными электронами и дырками.

При малых x зонная структура твёрдого раствора Si_{1-x}Ge_x такая же, как и у кремния. Но из-за внутренних напряжений в псевдоморфном слое Si_{1-x}Ge_x, выращенных

ном на ненапряжённой подложке Si(001), шестикратное (без учёта спина) вырождение дна зоны проводимости снято: два минимума расположены выше, а четыре, являющиеся дном зоны в напряжённом SiGe-слое, — ниже по энергии [265, 266]. Снимается вырождение и вершины валентной зоны.

В работах, которые будут обсуждаться далее до конца настоящего обзора (более подробное обсуждение этих работ содержится в [267]), 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 напряжённых SiGe-слоёв от 2 до 70 нм. Толщины буферного и защитного кремниевых слоёв составляли соответственно 100 и 100–200 нм.

Спектры низкотемпературной ФЛ структур с $x = 0,05$ и широкими SiGe-слоями при изменении температуры и интенсивности возбуждения качественно вели себя практически так же, как спектры объёмного материала с таким же содержанием германия (Бурбаев и др. [268, 269]). Обработка формы линии излучения ЭДЖ в SiGe-слое с помощью выражения (6) с использованием 3D-плотностей состояний для электронов и дырок дала для плотности и энергии связи ЭДЖ, отсчитанной от дна экситонной зоны, значения $n_0 = 2,3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\varphi = 2,4 \text{ мэВ}$ соответственно. В объёмном материале такого же состава $n_0 = 3,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\varphi = 8,3 \text{ мэВ}$. Уменьшение плотности и энергии связи ЭДЖ в слое твёрдого раствора структуры по сравнению с таковыми в объёмном материале обусловлено внутренними напряжениями в этом слое. Из экспериментальных данных была получена оценка критической температуры ЭДЖ в SiGe-слое $T_c \approx 20 \text{ К}$. При более высоких температурах наблюдалось излучение ЭДП.

Таким образом, в широких SiGe-слоях образуется трёхмерная ЭДЖ. Электроны и дырки оказываются в слое твёрдого раствора структуры, потому что высота потенциального барьера в зоне проводимости невелика (кроме того, барьер понижается вследствие искривления зон в электрическом поле дырок, локализованных в SiGe-слое), и электроны могут проникать в слой SiGe.

Так же как и в структурах Si/SiO₂ (см. раздел 3.4), в структурах Si/SiGe наблюдается снижение пороговых для образования ЭДЖ интенсивностей возбуждения. В спектральной области, отвечающей кремниевым защитному и буферному слоям структуры, а также в объёмном твёрдом растворе того же состава линии излучения ЭДЖ при одинаковой температуре появлялись при значительно больших интенсивностях накачки, чем в SiGe-слое структуры. Так, при $T = 6 \text{ К}$ пороговый для образования ЭДЖ уровень возбуждения в SiGe-слое примерно в пять раз ниже, чем в объёмном материале. В данном случае этот эффект связан с накоплением фотовозбуждённых носителей заряда в слое SiGe, являющемся потенциальной ямой для дырок.

3.5.2. Пространственно прямая ЭДЖ; условия образования. Обратимся теперь к исследованиям условий образования пространственно прямой квазидвумерной ЭДЖ в структурах с тонкими SiGe-слоями. ТО-компоненты спектров ФЛ Si_{1-x}Ge_x-слоя толщиной $d = 2 \text{ нм}$ ($x = 0,09$) при различных уровнях возбуждения и температурах, показанные соответственно на рис. 19а и б, были измерены Бурбаевым и др. [270] и Шепелем и др. [271] при

возбуждении структуры излучением гелий-кадмиевого лазера с длиной волны $\lambda = 0,44 \text{ мкм}$. При низких уровнях возбуждения и высоких температурах в спектрах видна относительно узкая (ширина на полувысоте (FWHM) $\approx 4 \text{ мэВ}$ при $T = 15 \text{ К}$) линия излучения свободных экситонов (СЭ). При $T < 12 \text{ К}$ и низких плотностях накачки линия люминесценции свободных экситонов при понижении температуры смещается в красную область спектра из-за локализации экситонов на неоднородностях состава слоя, её интенсивность при этом уменьшается, а в спектре появляется линия излучения локализованных экситонов (ЛЭ). При $T = 1,8 \text{ К}$ в спектре ФЛ слоя остаётся лишь линия излучения ЛЭ, которая имеет значительную полуширину, равную $\approx 7,5 \text{ мэВ}$ (рис. 19а). Согласно работе [272] эта линия состоит из трёх спектрально неразрешённых компонент: линий излучения локализованных и связанных на примесях экситонов и линии локализованных биэкситонов. С возрастанием уровня возбуждения при относительно низких температурах (рис. 19а) и при понижении температуры при достаточно высоких уровнях возбуждения (рис. 19б) с длинноволновой стороны от линии свободных экситонов (СЭ) возникает узкая линия излучения экситонных молекул, обозначенная как СБЭ, на низкоэнергетическом крыле которой при дальнейшем увеличении интенсивности накачки или уменьшении температуры появляется широкая полоса люминесценции ЭДЖ. Последняя при высоких уровнях возбуждения и низких температурах доминирует в спектре.

Наилучшее совпадение расчётной формы линии излучения ЭДЖ (выражение (6)) с экспериментальной (верхний спектр на рис. 19б) достигается при использовании при подгонке трёхмерной ($D_e \propto E_e^{1/2}$) плотности состояний для электронов и двумерной, не зависящей от энергии E_h , — для дырок. Энергии Ферми электронов и дырок в ЭДЖ, полученные из обработки формы линии, составили соответственно $E_{Fe} = 13 \text{ мэВ}$ и $E_{Fh} = 7 \text{ мэВ}$, а отвечающие им электронная и дырочная плотности — $n_0 = 4,8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $p_0 = 8,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При такой плотности квазидвумерные дырки, связанные в ЭДЖ, заселяют лишь состояния наинизшей подзоны размерного квантования в КЯ (подзоны тяжёлых дырок (hh)), а фермиевская энергия квазитрёхмерных электронов превышает высоту потенциального барьера в зоне проводимости (в этой гетероструктуре она равна $\Delta E_c(\Delta_4) \approx 10 \text{ мэВ}$ [273, 274]). Эти электроны, заселяющие четыре минимума Δ_4 зоны проводимости кремния, расположенные на осях $\langle 100 \rangle$ обратной решётки, параллельных плоскости напряжённого SiGe-слоя, могут туннелировать в слой, дно зоны проводимости которого сформировано четырьмя минимумами энергии Δ_4 той же симметрии (как видно на рис. 20б, максимум электронной плотности находится в центре слоя)¹². Заметим, что и экситоны в Si/SiGe/Si-гетероструктурах II рода образуются из Δ_4 -электронов и hh-дырок. Величина работы выхода экситонов из ЭДЖ, оценённая как разность энергий, отвечающих спектральным положениям линии излучения свободных экситонов (линия СЭ на рис. 19а, б) и высокоэнергетической границы полосы ЭДЖ (верхний спектр на рис. 19б) составляет $\varphi \approx 3 \text{ мэВ}$.

¹² Зонные диаграммы, показанные на рис. 20, построены с учётом результатов работ [274, 275].

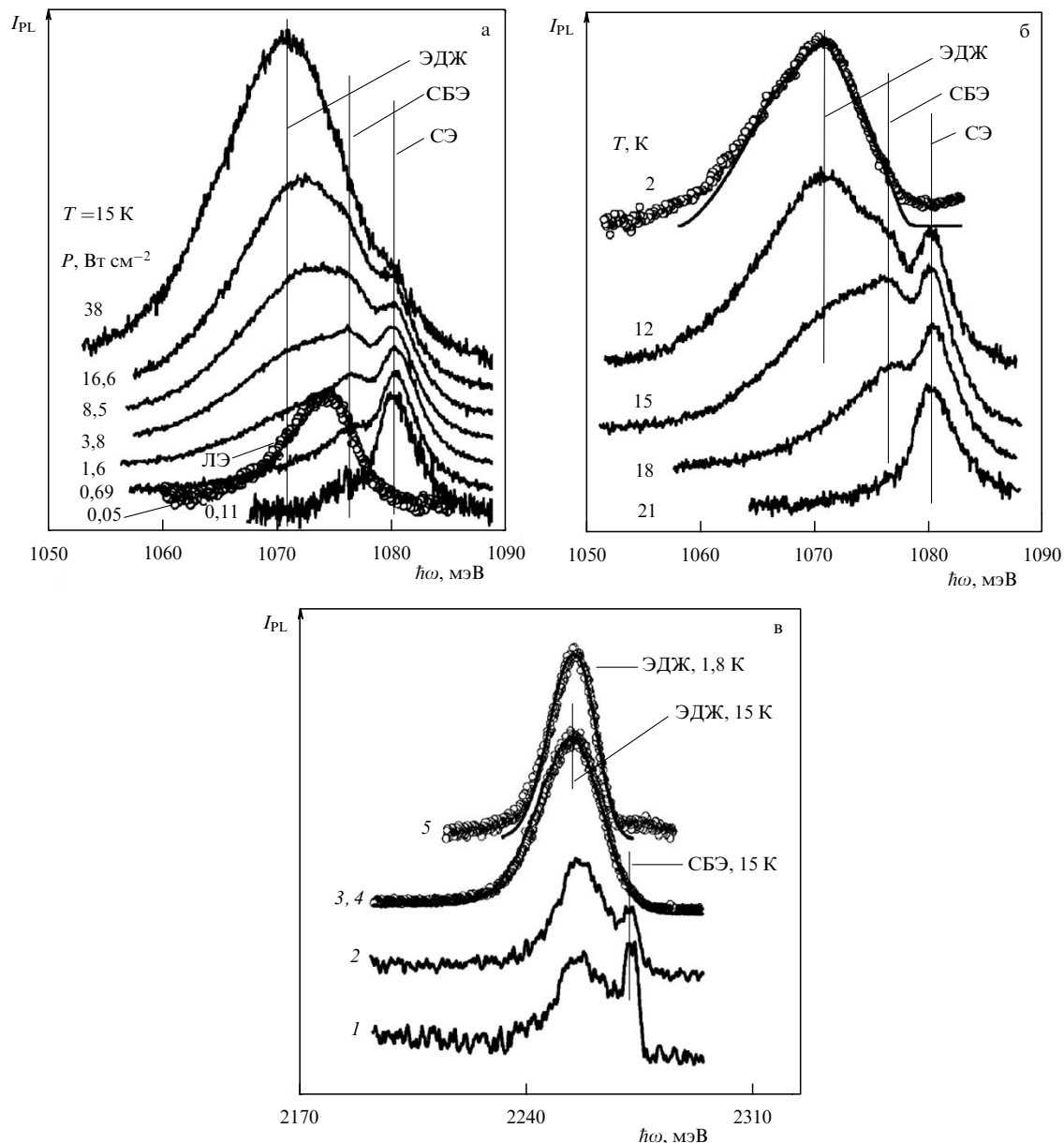


Рис. 19. Спектры ФЛ (ТО-компонента) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -слоя толщиной $d = 2$ нм ($x = 0,09$) в зависимости от уровня возбуждения P (а) и температуры T (б) [270]. (в) Нормированные спектры $2E_g$ -люминесценции [280]. СЭ, СБЭ и ЭДЖ — линии излучения свободных экситонов, биэкситонов и ЭДЖ соответственно, ЛЭ — локализованных экситонов. На рисунке а каждый спектр (за исключением спектра ЛЭ) нормирован на интенсивность в максимуме линии СЭ в данном спектре, $T = 15$ К; спектр ЛЭ (изображён кружками) измерен при $T = 1,8$ К. На рисунке б $P = 3,8$ Вт см^{-2} для $T = 12\text{--}21$ К; верхний спектр: кружки — эксперимент ($T = 2$ К, $P = 8,5$ Вт см^{-2}), сплошная кривая — результат теоретической обработки формы линии излучения ЭДЖ. На рисунке в для спектров 1–4 $P = 0,5, 1,0, 85, 150$ Вт см^{-2} соответственно, $T = 15$ К; спектры 3 (кружки, $P = 85$ Вт см^{-2}) и 4 (кривая, $P = 150$ Вт см^{-2}) совмещены; спектр 5 измерен при $T = 1,8$ К и $P = 260$ Вт см^{-2} ; сплошной кривой изображён спектр, полученный из экспериментального одноэлектронного спектра, измеренного в БИК-области, посредством автосвёртки.

Отношения дырочной и электронной плотностей $p_0/n_0 \approx 1,8$ нм $< d = 2$ нм, т.е. меньше толщины SiGe-слоя. Очевидно, 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 напряжённых SiGe-слоях, существенно превышает плотность ЭДЖ в объёмном недеформированном кремнии. По-видимому, такое увеличение плотности жидкости связано с её квазидвумерностью. Оценка из экспериментальных данных критиче-

ской температуры перехода экситонный газ–ЭДЖ дала значения $T_c = 18\text{--}20$ К.

Для того чтобы получить дополнительное подтверждение правильности интерпретации линий излучения, приписываемых биэкситонам 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 совместной рекомбинации четырёх частиц — двух электронов и двух дырок, в результате которой испускается фотон с энергией, равной суммарной энер-

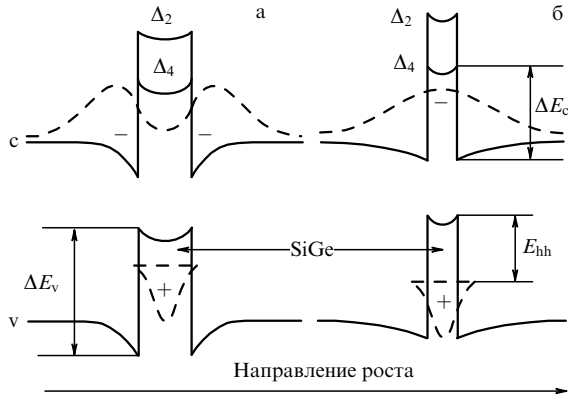


Рис. 20. Схематическое изображение зонных диаграмм гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с $x = 0,09$ и толщинами слоёв SiGe $d = 4$ нм (а) и 2 нм (б). Штриховыми линиями показаны распределения электронной и дырочной плотностей в направлении, поперечном слою, а также уровень размерного квантования тяжёлых дырок в КЯ каждой структуры [280].

гии рекомбинирующих частиц [272, 276, 277]¹³. Сопоставление одно- 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 ЭД-пар.

Для стационарного фотовозбуждения структур использовалось излучение титан-сапфирового лазера ($\lambda = 0,75$ мкм). Энергия квантов этого излучения значительно меньше энергии фотонов, излучаемых при $2E_g$ -люминесценции исследованных структур. Поэтому возбуждённые состояния с энергией $\sim 2E_g$ не могли быть заселены под действием излучения этого лазера. Спектры $2E_g$ -люминесценции структуры с SiGe-слоем толщиной $d = 2$ нм показаны на рис. 19в [279, 280]. При относительно низких уровнях возбуждения в спектрах видна узкая линия, спектральное положение которой отвечает линии биэкситонной люминесценции в одноэлектронном спектре ФЛ (рис. 19а, б). С возрастанием уровня возбуждения на длинноволновом крае этой линии формируется полоса $2E_g$ -люминесценции ЭДЖ. Совпадение нормированных спектров 3 и 4 (рис. 19в) показывает, что форма этой полосы не зависит от уровня накачки, что служит основным признаком её принадлежности к ЭДЖ.

Спектральная плотность излучения при двухэлектронных переходах $J_2(\hbar\omega)$ определяется автосвёрткой спектральной плотности, например, в ТО-компоненте спектра, отвечающего одноэлектронным переходам $J_1(\hbar\omega)$ [276, 279]:

$$J_2(\hbar\omega) \propto \int J_1(\hbar\omega') J_1[(\hbar\omega - 2\hbar\Omega) - \hbar\omega'] d\omega', \quad (21)$$

где $\hbar\Omega$ — энергия ТО-фонона. Спектр J_2 , полученный из экспериментального спектра J_1 с помощью выражения (21), практически совпадает с $2E_g$ -спектром 5, показанным на рис. 19в. Это означает, что широкие полосы люминесценции в ближней инфракрасной (БИК) и види-

мой областях спектра связаны с одним излучающим объектом, в данном случае — с ЭДЖ.

Таким образом, в гетероструктурах Si/SiGe/Si II рода с тонким туннельно прозрачным для электронов SiGe-слоем при высоких уровнях возбуждения и низких температурах ($T < T_c$) образуется пространственно прямая квазидвумерная ЭДЖ.

Отметим, что совместный анализ одно- и двухэлектронных спектров ФЛ, показанных на рис. 19, позволяет с хорошей точностью определить энергию связи экситонных молекул. Не вдаваясь в детали (см. работы [267, 279]), приведём лишь полученную величину энергии связи квазидвумерных свободных биэкситонов $E_M = (2,0 \pm 0,5)$ мэВ в напряжённом слое SiGe структуры с $d = 2$ нм. Эта величина заметно превышает энергию связи трёхмерных свободных биэкситонов в объёмном одноосно деформированном Si: $E_M = 1,3-1,4$ мэВ [281].

Совершенно иначе, чем спектры ФЛ структуры Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с $d = 2$ нм и $x = 0,09$, описанные выше, изменяются при увеличении уровня возбуждения спектры гетероструктур с $d = 4$ нм ($x = 0,09$) и $d = 2$ нм ($x = 0,25$). В одноэлектронных спектрах ФЛ этих структур видны бесфононные линии излучения локализованных экситонов LE(NP) и их фононные повторения LE(TA), LE(TO_{Si-Si}), LE(TO_{Si-Ge}), отвечающие комбинации с испусканием поперечных акустических (ТА) и оптических (ТО) фононов Si-Si и Si-Ge-колебательных мод. Трансформация этих спектров при увеличении уровня возбуждения сводится в основном к синему сдвигу экситонных линий SiGe-слоя, который особенно отчётливо проявляется в структуре с большей концентрацией германия. Синий сдвиг связан с искривлением зон, вызываемым кулоновским полем пространственно разделённых электронов и дырок, и обычно считается признаком структур II рода [282]. При высоких уровнях накачки у экситонных линий SiGe-слоя появляются длинноволновые крылья, особенно заметные у бесфононных компонент. Однако признаков появления излучения ЭДЖ при уровнях накачки, сравнимых с приведёнными на рис. 19а, б, не обнаруживается.

Низкоразмерные гетероструктуры, о спектрах ФЛ которых говорилось выше, 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 неопределённостей: неопределённость в кинетической энергии движущегося в барьере электрона должна превосходить высоту барьера ΔE_c (см., например, [283]), 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. Для структуры с $d = 2$ нм ($x = 0,09$) левая часть неравенства составляет ≈ 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 составляет ≈ 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 [270]. Зонные диаграммы и распределения электронных и дырочных плотностей для структур с $x = 0,09$, $d = 4$ и 2 нм схематически изображены на рис. 20.

¹³ Следует отметить, что, так же как и в случае одноэлектронной люминесценции, интенсивность излучения при двухэлектронных переходах может быть значительно увеличена за счёт взаимодействия с локализованными поверхностными плазмонами [278].

3.5.3. Влияние высоты барьера для электронов на свойства пространственно прямой ЭДЖ. Влияние высоты барьера для электронов, сформированного SiGe-слоем, на условия образования и свойства пространственно прямой ЭДЖ детально исследовано в работах [284–290] на структурах Si/SiGe/Si с толщиной слоя SiGe $d = 5$ нм и различным содержанием германия. Вначале остановимся на исследованиях ЭДС в структурах с $x = 0,05$. Возникновение линии люминесценции ЭДЖ при увеличении интенсивности возбуждения в таких структурах было обнаружено Багаевым и др. [286]. С использованием для обработки формы бесфонной линии излучения ЭДЖ, наблюдающейся в БИК-области спектра, выражения из работы [291], учитывающего однородное уширение линии, и двумерных плотностей состояний для электронов и дырок (детали обработки см. в работах [267, 285, 286]) найдено значение плотности квазидвумерной ЭДЖ $n_0 \approx 10^{12}$ см⁻². Дополнительные доказательства существования ЭДЖ получены из измерений спектров $2E_g$ -люминесценции.

При увеличении уровня накачки начиная с некоторой её интенсивности спектр люминесценции уширялся и вместо двух линий (ЭДЖ и СЭ) наблюдалась одна полоса, ширина которой увеличивалась с возрастанием плотности возбуждения. Эта полоса обусловлена излучением ЭДП [286]. В работе [285] образование ЭДП в SiGe-слое структуры исследовалось при температурах, больших критической температуры ЭДЖ $T_c \approx 20$ К. Авторы показали, что переход экситонный газ–ЭДП (переход Мотта) имеет плавный характер.

Информация о динамических свойствах ЭДС была получена при исследовании кинетики затухания люминесценции КЯ [286]. Были измерены кинетические зависимости в четырёх точках спектра излучения SiGe-слоя, отмеченных как 1–4 на вставке рис. 21. Точки 1–3 отвечают полосам люминесценции ЭДП/ЭДЖ, точка 4 — на больших временах соответствует экситонной линии. Кинетические зависимости показаны на рис. 21. На малых временах после импульса возбуждения ($t < 0,3$ – $0,4$ мкс) ЭДС в КЯ представляет собой ЭДП и начальные участки всех кинетических зависимостей отражают динамические процессы, протекающие в ней. На больших временах после импульса возбуждения ($t > 1,5$ мкс) кинетические зависимости 1–3 отвечают ЭДЖ и 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 $\tau_{\text{сар}} \approx 0,95$ мкс. Первую из них авторы интерпретировали как время жизни частиц в ЭДЖ в КЯ, а вторую — как время захвата экситонов в КЯ (лазерный импульс генерировал ЭД-пары в основном в кремниевых слоях структуры). Постоянная времени $\tau_{\text{сар}}$ близка по величине к времени жизни экситонов в объёмном кремнии, хотя и несколько меньше его.

Таким образом, время существования ЭДС в КЯ связано с подпиткой экситонами из слоёв кремния, продолжительность которой зависит от времени жизни экситонов в кремнии. Заметим, что в плотной ЭДП вероятность рекомбинации частиц пропорциональна квадрату её плотности (рекомбинация Оже (см. раздел 2.6)). Плотность ЭДП в процессе рекомбинации уменьшается

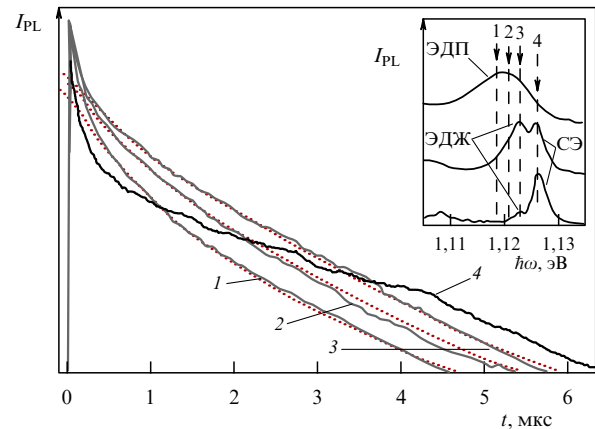


Рис. 21. Кинетические зависимости затухания интенсивности люминесценции SiGe-слоя структуры с $d = 5$ нм и $x = 0,05$ для четырёх спектральных точек, отмеченных на вставке, $T = 15$ К. Зависимости 1–3 при $t < 0,5$ мкс относятся к полосе ЭДП_{НР}, при $t > 0,5$ мкс — к полосе ЭДЖ_{НР}, зависимость 4 при $t < 0,5$ мкс — к полосе ЭДП_{НР}, при $t > 0,5$ мкс — к линии СЭ_{НР}. Пунктирные кривые — подгонка с использованием двух экспонент. На вставке — бесфонные (НР) компоненты спектра ФЛ SiGe-слоя, измеренные при стационарном возбуждении структуры; плотность возбуждения $P = 0,02, 1,1$ и 340 Вт см⁻² (снизу вверх) [286].

и её время жизни возрастает. В отличие от плотности ЭДП, плотность ЭДЖ при рекомбинации остаётся неизменной, а её объём уменьшается с постоянным временем жизни. На кинетической зависимости для экситонов (кривая 4 на рис. 21) имеется участок (в промежутке 1 мкс $< t < 4,4$ мкс), на котором интенсивность излучения относительно медленно уменьшается с течением времени. Возможно, что, как и в объёмном германии, на этом временном интервале убывание экситонной плотности замедлено за счёт испарения капель ЭДЖ (см. раздел 2.6). На больших временах кинетическая зависимость для экситонов параллельна кинетическим кривым для ЭДЖ. Это подтверждает предположение о подпитке ЭДС в КЯ экситонами из слоёв кремния. Ранее к такому же выводу пришли Зреннер с соавторами [292], исследовавшие ФЛ более глубоких КЯ Si/SiGe. Отметим, что экситоны, попадающие из слоёв Si в КЯ, весьма быстро захватываются каплями ЭДЖ. Как показывают эксперименты по испарению капель тепловыми импульсами, равновесие восстанавливается за несколько десятков наносекунд [293].

Более полное представление о динамике изменения состояния ЭДС с течением времени, прошедшего после импульса возбуждения, можно получить из спектрально-кинетических зависимостей интенсивности люминесценции. На рисунке 22 представлены спектры люминесценции структуры с $d = 5$ нм и $x = 0,05$, измеренные в различные моменты после возбуждения импульсом 3-й гармоники Nd:YAG-лазера ($\lambda = 355$ нм, длительность импульса 5 нс) [288]. При временах задержки $t < 330$ нс в спектрах люминесценции КЯ видны линии электронно-дырочной плазмы (ЭДП_{НР}(КЯ) и ЭДП_{ТО}(КЯ)), интенсивность и ширина которых уменьшаются с течением времени. В области задержек $t = 330$ – 1000 нс форма линии и мгновенное время жизни ЭДП не изменяются. Это означает постоянство плотности плазмы в процессе рекомбинации её частиц, что является характерным признаком ЭДЖ. В этом временном интервале в спектре

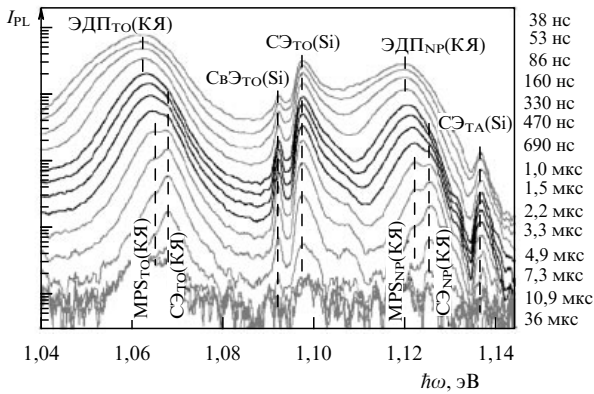


Рис. 22. Спектры люминесценции структуры с $d = 5$ нм и $x = 0,05$, измеренные при различных временных задержках t (значения t указаны вдоль правой вертикальной границы рисунка) после импульса возбуждения, $T = 15$ К. СвЭТО — связанные ТО-экситоны, MPS (Many-Particle States) — многочастичные состояния. Чёрным цветом выделены спектры, отвечающие временному интервалу $t = 330 - 1000$ нс, на котором плотность ЭДП остаётся постоянной [288].

начинают появляться линии излучения свободных экситонов (СЭНР(КЯ) и СЭТО(КЯ)), т.е. происходит расслоение на фазы экситонный газ и ЭДЖ. В дальнейшем излучения ЭДЖ и экситонов с разной скоростью затухают и при больших t ($> 3,3$ мкс) в спектре люминесценции КЯ остаются линии свободных экситонов и экситонных комплексов (линии последних на рис. 22 обозначены как MPSНР(КЯ) и MPSТО(КЯ)). К таким комплексам можно отнести биэкситоны, образующиеся при высокой экситонной плотности в КЯ, или трионы при низкой концентрации экситонов [288].

Свойства и поведение ЭДС в SiGe-слоях структур Si/SiGe/Si с $d = 5$ нм и различным содержанием Ge исследованы в работах Багаева и др. [287, 288]. Спектры люминесценции структур, измеренные в БИК- и видимой областях, приведены на рис. 23а, б. При $x < 6,9\%$ в спектрах люминесценции КЯ в БИК-области (ТО-компонента (рис. 23а)) видны линии ЭДЖ и СЭ. 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. 23б). При относительно высоких концентрациях германия в SiGe-слое ($x = 9,6$ и $13,8\%$) наблюдается одиночная линия излучения, максимум которой лежит вблизи дна экситонной зоны (в $2E_g$ -спектрах — вблизи удвоенной энергии возбуждения экситона).

Как было сказано выше, при малых x структуры Si/SiGe/Si являются гетероструктурами II рода, в которых имеется потенциальный барьер для электронов, сформированный в напряжённом SiGe-слое. В структурах с $x = 9,6$ и $13,8\%$ высота этого барьера достаточна для того, чтобы удерживать неравновесные электроны в кремнии вблизи гетерограниц Si/SiGe. Таким образом, неравновесные электроны и дырки пространственно разделены; последние находятся в КЯ в слое твёрдого раствора (рис. 20а). Наблюдаемое излучение этих структур (рис. 23а, б) — люминесценция ЭДП в образованных таким образом электронно-дырочных бислоях. При уменьшении содержания германия потенциальный барьер по-

нижается и электроны начинают проникать в слой SiGe. В результате в этом слое формируются пространственно прямые экситоны и пространственно прямая ЭДЖ. Тот факт, что при понижении высоты барьера (уменьшении x) ЭДЖ образуется в слое раньше, чем в нём начинают формироваться экситоны (рис. 23а), по-видимому, свидетельствует о значительном понижении барьера вследствие перенормирования ширины запрещённой зоны в объёме, занимаемом ЭДЖ (см. раздел 2.1).

Спектры, изображённые штриховыми линиями на рис. 23б, получены в результате теоретической обработки экспериментальных спектров. Выражение для спектральной плотности $2E_g$ -люминесценции записано авторами как свёртка теоретического спектрального распределения в БИК-области, взятого из работы [291] (см. выше); соответствующие формулы и детали обработки формы линии содержатся в работе [287]. Важно, что при вычислениях использовались двумерные плотности состояний для электронов и дырок. В результате определена плотность квазидвумерной ЭДЖ в КЯ, которая для структур с $x = 3,5$ и 5% составила $n_0 = 1,1 \times 10^{12}$ и $0,97 \times 10^{12}$ см⁻² соответственно. Спектры $2E_g$ -люминесценции структур с $x \geq 6,9\%$ (рис. 23б) 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. 23б). Зависимость работы выхода от содержания германия в SiGe-слое приведена на рис. 23в. Следует отметить, что работа выхода экситонов из ЭДЖ в КЯ-структуры с $x \approx 3\%$, равная примерно 6 мэВ, значительно (в три раза) превосходит её величину в объёмном сильно сжатом кремнии (см. таблицу). Большая энергия связи частиц жидкости и её высокая плотность в исследованных структурах, очевидно, связаны с квазидвумерным характером жидкости.

Дополнительно подтверждают эти представления об образовании ЭДЖ в структурах с различным содержанием германия в слое SiGe результаты измерений спектрально-кинетических зависимостей, подобные представленным на рис. 22 для структуры с $x = 5\%$. Аналогичные измерения выполнены на структурах со слоями SiGe такой же толщины ($d = 5$ нм) и $x = 3,5, 7$ и $9,5\%$ [288]. Эти измерения показали, что в КЯ структуры с $x = 3,5\%$ в процессе уменьшения плотности ЭДП в результате рекомбинации её частиц ЭДЖ начинает формироваться значительно раньше, чем в структуре с $x = 5\%$, и отчётливо 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 вовсе. 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 приведённых на рис. 23 результатов.

Подводя итог сказанному о свойствах ЭДС в КЯ структур Si/SiGe/Si, исследованных на примере структур с SiGe-слоем толщиной $d = 5$ нм, ещё раз подчеркнём,

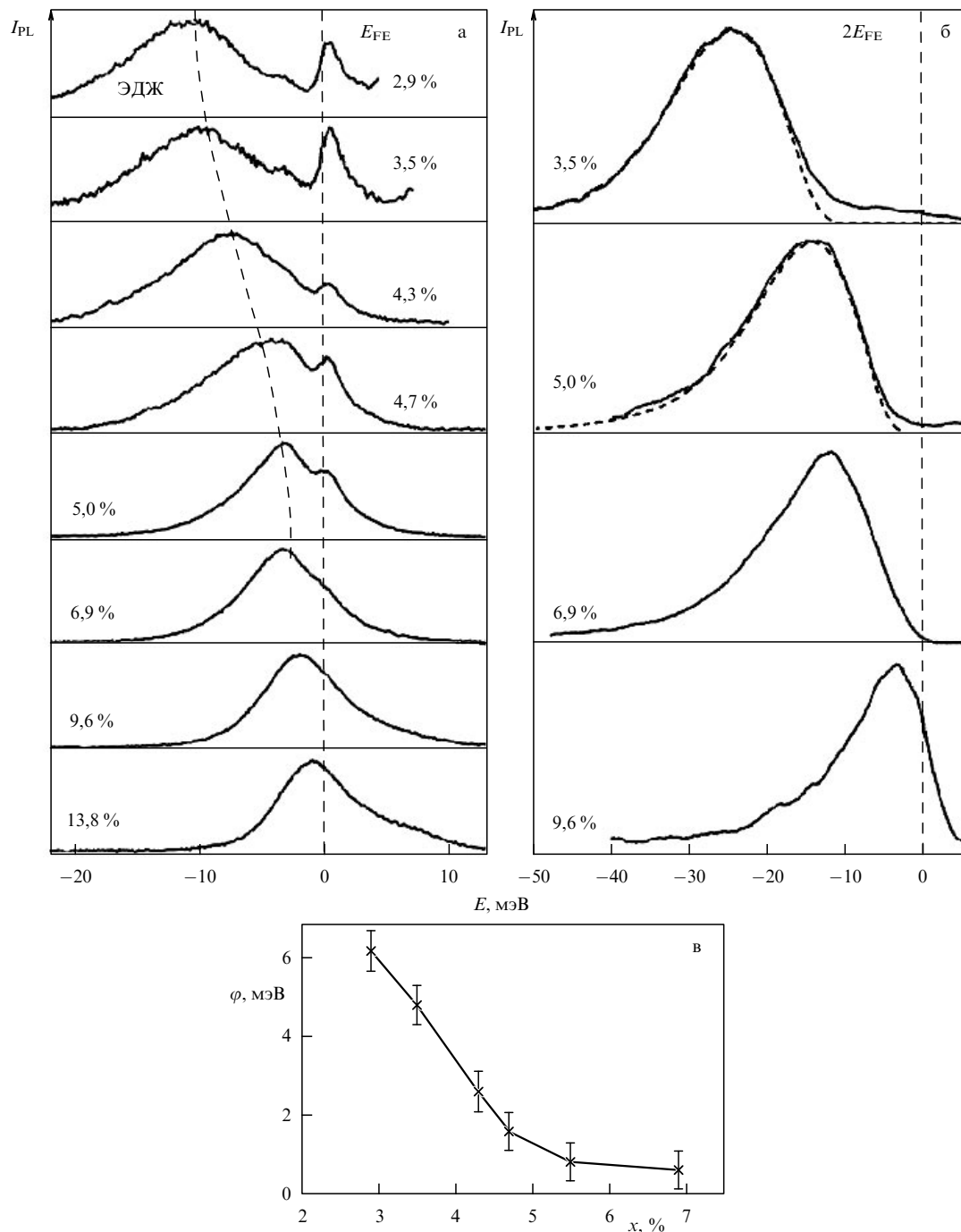


Рис. 23. Спектры люминесценции КЯ в структурах с $d = 5$ нм и различным содержанием Ge в SiGe-слое: ТО-компоненты в БИК-области при $P = 0,2$ Вт см $^{-2}$, $T = 10$ К (а) и $2E_g$ -спектры при $P = 2$ Вт см $^{-2}$, $T = 2$ К (б). За начало отсчёта на рис. а принята позиция линии СЭ в спектрах, на рис. б — удвоенная энергия возбуждения экситона. Спектры, изображённые штриховыми кривыми для $x = 3,5$ и 5% , — теоретическая обработка экспериментальных спектров. (в) Зависимость работы выхода экситонов из ЭДЖ в КЯ шириной $d = 5$ нм от концентрации Ge в SiGe-слое [287].

что образование ЭДЖ в этих структурах регулируется высотой потенциального барьера в зоне проводимости, сформированного в SiGe-слое. Если барьер не слишком высок и электроны из Si могут проникать в SiGe-слой, то в слое может образоваться пространственно прямая квазидвумерная ЭДЖ, плотность и энергия связи частиц которой возрастают при уменьшении высоты барьера.

3.5.4. Пространственно непрямая (диполярная) ЭДЖ. Выше речь шла об образовании пространственно пря-

мой ЭДЖ, электроны и дырки которой перемешаны и находятся в одном и том же объёме. Приведём теперь результаты экспериментов, указывающие на образование пространственно непрямой (диполярной) ЭДЖ в электронно-дырочных бислоях, формирующихся на гетерограницах Si/SiGe при фотовозбуждении структуры [279, 280, 294]. Опыты проводились на той же структуре ($d = 4$ нм, $x = 0,09$), результаты для которой описаны в разделе 3.5.2, только при значительно больших уровнях возбуждения. Спектры ФЛ структуры, измеренные в

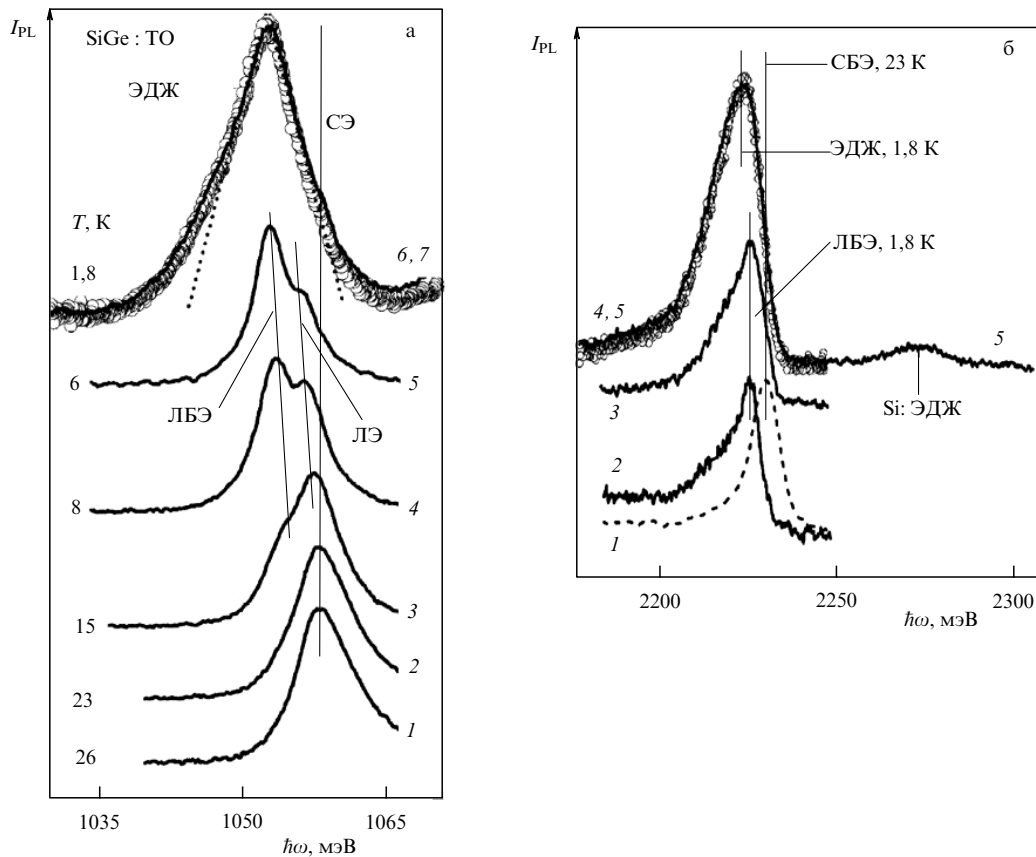


Рис. 24. Нормированные спектры ФЛ структуры с $d = 4$ нм и $x = 0,09$ в БИК-области (а) и видимой области (б) при различных температурах и уровнях возбуждения. На рисунке а $P = 0,12$ Вт см⁻², T изменяется от 26 до 6 К (спектры 1–5); спектры 6 (кружки, $P = 85$ Вт см⁻²) и 7 (сплошная кривая, $P = 170$ Вт см⁻²) совмещены, $T = 1,8$ К; пунктирная кривая — расчётная форма линии дипольной ЭДЖ. На рисунке б $P = 3,8, 13, 108, 180$ Вт см⁻² для спектров 2–5 соответственно, $T = 1,8$ К; спектры 4 (кружки, $P = 108$ Вт см⁻²) и 5 (сплошная кривая, $P = 180$ Вт см⁻²) совмещены; спектр 1 (штриховая кривая) — линия свободных дипольных биэкситонов ($T = 23$ К, $P = 3,5$ Вт см⁻²) [294].

БИК- и видимой областях, показаны на рис. 24а и б соответственно. При высоких температурах ($T = 23$ и 26 К) и низких уровнях возбуждения в одноэлектронном спектре ФЛ наблюдается только линия излучения свободных пространственно непрямы (дипольных) экситонов (рис. 24а). При понижении температуры на 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 её увеличении (спектры 6 и 7 на рис. 24а). Максимум этой линии находится с красной стороны от линии свободных экситонов (СЭ), которая наблюдается при высоких температурах, на расстоянии $\approx 5,4$ мэВ от неё. Штриховой кривой показана теоретическая обработка формы этой линии с использованием двумерных плотностей состояний для электронов и дырок в выражении (6). Аналогичная линия при тех же условиях появляется в спектре $2E_g$ -люминесценции. Возникновение этой линии при увеличении уровня возбуждения показано на рис. 24б. Её форма и спектральная позиция (как и линии излучения, появившейся в БИК-спектре) не зависят от интенсивности накачки (спектры 4

и 5 на рис. 24б). Суммируя экспериментальные факты, можно заключить, что линии излучения, наблюдающиеся в БИК- и видимой областях спектра при интенсивной накачке, принадлежат квазидвумерной дипольной ЭДЖ, критическая температура которой близка к $T_c \approx 6$ К. При высоких температурах в спектре $2E_g$ -люминесценции наблюдается только линия излучения свободных дипольных биэкситонов (спектр 1 на рис. 24б, $T = 23$ К). Подробное исследование образования дипольных экситонных молекул в аналогичных гетероструктурах проведено в работе [295].

4. Заключение

Наше обсуждение охватывало широкий круг проблем, связанных со свойствами и поведением неравновесных электронно-дырочных систем, и прежде всего с конденсацией экситонов и свойствами ЭДЖ в объёмных полупроводниках и низкоразмерных, в основном двумерных, структурах. Ограниченный объём обзора позволил лишь конспективно коснуться значительной части обсуждавшихся проблем, а целый ряд важных и интересных тем (многокомпонентная ЭДЖ, ферми-жидкостные свойства ЭДЖ, возможные виды фазовых диаграмм, ЭДЖ в других (не в Ge и Si) материалах и многое другое) остался практически вне нашего внимания. Обсуждение многих из этих вопросов можно найти в перечисленных во введении и упоминавшихся по ходу изложения обзоров.

Часть настоящего обзора, касающаяся конденсации экситонов в объёмных материалах, носит в основном ретроспективный характер. Современные работы в этом направлении немногочисленны. Хотя в них и получен ряд новых интересных результатов, они не привели к заметному изменению основных понятий и установившихся представлений. В то же время некоторые, на взгляд автора, интересные задачи остаются экспериментально не исследованными. Одна из них — поиск диэлектрической ЭДЖ и перехода металл–диэлектрик внутри самой жидкости в магнитном поле (см. обзор [101]). Значительный интерес представляло бы обнаружение ЭДЖ в узкощелевых полупроводниках типа халькогенидов свинца и олова, обладающих прямым многодолинным электронным спектром и большой диэлектрической проницаемостью; образование ЭДЖ могло бы привести к существенной перестройке их энергетического спектра [296].

Представляется заманчивым исследование путей искусственного увеличения анизотропии электронного спектра для получения жидкости с большой энергией связи. В частности, такую возможность дают квазиодномерные и квазидвумерные системы [20].

Сопоставление частей настоящего обзора, относящихся к объёмным полупроводникам и низкоразмерным структурам, показывает, что исследования ЭДЖ в последние находятся практически на начальном этапе. Возможность управления электронным спектром посредством изменения дизайна структур и выбора материалов, из которых они изготовлены, открывает широкие перспективы для поиска новых свойств ЭДС. В частности, может быть реализована возможность получения более сложных, чем приведённые в разделе 2.3, фазовых диаграмм (см. статьи Келдыша [16, 83]), например, описывающих фазовый переход вырожденный бозе-газ–ЭДЖ¹⁴. Несомненный интерес вызывает исследование возможности перехода от металлической жидкости к диэлектрической (см. раздел 3.2) посредством изменения параметров электронно-дырочного бислоя или под влиянием внешних воздействий. И, конечно, много нового и интересного можно ожидать от исследования фазовых переходов в ЭДС с дираковским электронным спектром.

Эта статья — дань памяти выдающемуся учёному и человеку Леониду Вениаминовичу Келдышу. Глубокая признательность Л.В. Келдышу за многолетнее общение и сотрудничество останется со мной навсегда.

Я искренне благодарен А.С. Алексееву, В.С. Багаеву, Г.М. Бурбаеву, М.Л. Скорикову, С.Г. Тиходееву и В.А. Цветкову за долговременную совместную работу и многочисленные обсуждения затронутых в обзоре вопросов, а также М.В. Кочиеву за помощь в подготовке обзора.

Список литературы

1. Keldysh L V, in *Proc. of the 9th Intern. Conf. on Physics of Semiconductors, Moscow, July 23–29, 1968* Vol. 2 (Ed. S M Ryvkin) (Leningrad: Nauka, 1968) p. 1303; Келдыш Л В, в сб. *Труды IX Международной конф. по физике полупроводников, Москва, 23–29 июля 1968 г.* Т. 2 (Под ред. С М Рывкина) (Л.: Наука, 1968) с. 1387
2. Келдыш Л В *УФН* **100** 514 (1970); Keldysh L V *Sov. Phys. Usp.* **13** 292 (1970)
3. Келдыш Л В, в сб. *Экситоны в полупроводниках* (Отв. ред. Б М Вул) (М.: Наука, 1971) с. 5
4. Leys F E et al. *Phys. Rev.* **B 66** 073314 (2002)
5. Покровский Я Е, Свистунова К И *Письма в ЖЭТФ* **9** 435 (1969); Pokrovskii Ya E, Svistunova K I *JETP Lett.* **9** 261 (1969)
6. Багаев В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **10** 309 (1969); Bagaev V S et al. *JETP Lett.* **10** 195 (1969)
7. Вавилов В С, Заяц В А, Мурзин В Н *Письма в ЖЭТФ* **10** 304 (1969); Vavilov V S, Zayats V A, Murzin V N *JETP Lett.* **10** 192 (1969)
8. Аснин В М, Рогачев А А *Письма в ЖЭТФ* **9** 415 (1969); Asnin V M, Rogachev A A *JETP Lett.* **9** 248 (1969)
9. Haynes J R *Phys. Rev. Lett.* **17** 860 (1966)
10. Каминский А С, Покровский Я Е *Письма в ЖЭТФ* **11** 381 (1970); Kaminskii A S, Pokrovskii Ya E *JETP Lett.* **11** 255 (1970)
11. Rice T M, in *Solid State Physics* Vol. 32 (Eds H Ehrenreich, F Seitz, D Turnbull) (New York: Academic Press, 1977) p. 1; Пер. на русск. яз.: Райс Т, в кн. Райс Т, Хенсел Дж, Филлипс Т, Томас Г *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках* (М.: Мир, 1980) с. 11
12. Hensel J C, Phillips T G, Thomas G A, in *Solid State Physics* Vol. 32 (Eds H Ehrenreich, F Seitz, D Turnbull) (New York: Academic Press, 1977) p. 87; Пер. на русск. яз.: Хенсел Дж, Филлипс Т, Томас Г, в кн. Райс Т, Хенсел Дж, Филлипс Т, Томас Г *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках* (М.: Мир, 1980) с. 101
13. Jeffries C D, Keldysh L V (Eds) *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6) (Amsterdam: North-Holland, 1983); Джеффрис К Д, Келдыш Л В (Ред.) *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (М.: Наука, 1988)
14. Тиходеев С Г *УФН* **145** 3 (1985); Tikhodeev S G *Sov. Phys. Usp.* **28** 1 (1985)
15. Мурзин В Н *Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей тока в полупроводниках* (М.: Наука, 1985)
16. Keldysh L V *Contemp. Phys.* **27** 395 (1986)
17. Keldysh L V, Sibeldin N N, in *Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals* (Modern Problems in Condensed Matter Science, Vol. 16, Eds W Eisenmenger, A A Kaplyanskii) (Amsterdam: North-Holland, 1986) p. 455
18. Sibeldin N N, in *Problems of Condensed Matter Physics: Quantum Coherence Phenomena in Electron-Hole and Coupled Matter-Light Systems* (International Series of Monographs on Physics, Vol. 139, Eds A L Ivanov, S G Tikhodeev) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2008) p. 227
19. Kulakovskii V D, Timofeev V B, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 95; Кулаковский В Д, Тимофеев В Б, в *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 86
20. Андриюшин Е А и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 210 (1976); Andryushin E A et al. *JETP Lett.* **24** 185 (1976)
21. Андриюшин Е А, Келдыш Л В, Силин А П *ЖЭТФ* **73** 1163 (1977); Andryushin E A, Keldysh L V, Silin A P *Sov. Phys. JETP* **46** 616 (1977)
22. Андриюшин Е А, Силин А П *ФТТ* **18** 2132 (1976); Andryushin E A, Silin A P *Sov. Phys. Solid State* **18** 1243 (1976)
23. Андриюшин Е А *ФТТ* **18** 2493 (1976); Andryushin E A *Sov. Phys. Solid State* **18** 1457 (1976)
24. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 26 (1975); Lozovik Yu E, Yudson V I *JETP Lett.* **22** 11 (1975)
25. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *ЖЭТФ* **71** 738 (1976); Lozovik Yu E, Yudson V I *Sov. Phys. JETP* **44** 389 (1976)
26. Лозовик Ю Е, Берман О Л *ЖЭТФ* **111** 1879 (1997); Lozovik Yu E, Berman O L *Sov. Phys. JETP* **84** 1027 (1997)
27. Moskalenko S A et al. *Phys. Rev.* **B 66** 245316 (2002)
28. Ye J J. *Low Temp. Phys.* **158** 882 (2010)
29. Golden K I, Kalman G J *Phys. Rev.* **E 88** 033107 (2013)

¹⁴ О когерентных состояниях и бозе-конденсации экситонов в неравновесных условиях см. [297]. Эта малоизвестная статья Келдыша опубликована в данном номере журнала (с. 1273) [298].

30. Бабиченко В С, Полишчук И Я *Письма в ЖЭТФ* **97** 726 (2013); Babichenko V S, Polishchuk I Ya *JETP Lett.* **97** 628 (2013)
31. Babichenko V S, Polishchuk I Ya *Physica B* **453** 49 (2014)
32. Babichenko V S, Polishchuk I Ya *J. Low Temp. Phys.* **180** 153 (2015)
33. Berman O L, Kezerashvili R Ya, Ziegler K *Physica E* **71** 7 (2015)
34. Babichenko V S, Polishchuk I Ya *Phys. Rev. B* **94** 165304 (2016)
35. Sharma R O, Saini L K, Bahuguna B P *Phys. Rev. B* **94** 205435 (2016)
36. Cinti F, Wang D-W, Boninsegni M *Phys. Rev. A* **95** 023622 (2017)
37. Lozovik Yu E, Berman O L, Willander M *J. Phys. Condens. Matter* **14** 12457 (2002)
38. Moskalenko S A et al. *Physica E* **19** 278 (2003)
39. Dumanov E V, Gherciu L E *Phys. Status Solidi B* **250** 1432 (2013)
40. Москаленко С А *ФТТ* **55** 1457 (2013); Moskalenko S A et al. *Phys. Solid State* **55** 1563 (2013)
41. Lobanov S V, Gippius N A, Butov L V *Phys. Rev. B* **94** 245401 (2016)
42. Combescot M, Combescot R, Dubin F *Rep. Prog. Phys.* **80** 066501 (2017)
43. Nazarenko A V, Ogawa T, Sugakov V I *Phys. Status Solidi B* **228** 857 (2001)
44. Сугаков В И *ФТТ* **46** 1455 (2004); Sugakov V I *Phys. Solid State* **46** 1496 (2004)
45. Shilo Y et al. *Nature Commun.* **4** 2335 (2013)
46. Chernyuk A A, Sugakov V I, Tomylo V V *Phys. Rev. B* **90** 205308 (2014)
47. Cohen K et al. *Nano Lett.* **16** 3726 (2016)
48. Andreev S V *Phys. Rev. B* **94** 165308 (2016)
49. Saini L K, Nayak M G *Adv. Mater. Res.* **665** 283 (2013)
50. Сурис Р А *ЖЭТФ* **149** 695 (2016); Suris R A *JETP* **122** 602 (2016)
51. Saini L K *J. Low Temp. Phys.* **158** 515 (2010)
52. Nayak M G, Saini L K *Contrib. Plasma Phys.* **52** 211 (2012)
53. Kumar K, Moudgil R K *J. Phys. Condens. Matter* **24** 415601 (2012)
54. Nayak M G, Saini L K *Eur. Phys. J. B* **86** 3 84 (2013)
55. Golden K I et al. *Phys. Rev. E* **82** 036402 (2010)
56. Golden K I et al. *Contrib. Plasma Phys.* **52** 130 (2012)
57. Nikolaev V V, Portnoi M E *Phys. Status Solidi C* **1** 1357 (2004)
58. Nikolaev V V, Portnoi M E *Superlat. Microstruct.* **43** 460 (2008)
59. Schleede J et al. *Contrib. Plasma Phys.* **52** 819 (2012)
60. Asano K, Yoshioka T *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 084702 (2014)
61. Lozovik Yu E, Ogarkov S L, Sokolik A A *Phys. Rev. B* **86** 045429 (2012)
62. Phan V-N, Fehske H *New J. Phys.* **14** 075007 (2012)
63. Apinyan V, Коpec Т К *Phys. Scripta* **91** 095801 (2016)
64. Butov L V et al. *Nature* **417** 47 (2002)
65. Butov L V, Gossard A C, Chemla D S *Nature* **418** 751 (2002)
66. Butov L V, in *Problems of Condensed Matter Physics: Quantum Coherence Phenomena in Electron-Hole and Coupled Matter-Light Systems* (International Series of Monographs on Physics, Vol. 139, Eds A L Ivanov, S G Tikhodeev) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2008) p. 83
67. Горбунов А В, Тимофеев В Б *Письма в ЖЭТФ* **80** 210 (2004); Gorbunov A V, Timofeev V B *JETP Lett.* **80** 185 (2004)
68. Timofeev V B, Gorbunov A V *J. Appl. Phys.* **101** 081708 (2007)
69. Timofeev V B, Gorbunov A V *Phys. Status Solidi C* **5** 2379 (2008)
70. Gorbunov A V, Timofeev V B *Solid State Commun.* **157** 6 (2013)
71. Alloing M et al. *Europhys. Lett.* **107** 10012 (2014)
72. Littlewood P B, in *Problems of Condensed Matter Physics: Quantum Coherence Phenomena in Electron-Hole and Coupled Matter-Light Systems* (International Series of Monographs on Physics, Vol. 139, Eds A L Ivanov, S G Tikhodeev) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2008) p. 163
73. Timofeev V B, in *Problems of Condensed Matter Physics: Quantum Coherence Phenomena in Electron-Hole and Coupled Matter-Light Systems* (International Series of Monographs on Physics, Vol. 139, Eds A L Ivanov, S G Tikhodeev) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2008) p. 258
74. Zimmermann R, in *Problems of Condensed Matter Physics: Quantum Coherence Phenomena in Electron-Hole and Coupled Matter-Light Systems* (International Series of Monographs on Physics, Vol. 139, Eds A L Ivanov, S G Tikhodeev) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2008) p. 285
75. Тимофеев В Б *ФТТ* **38** 693 (2012); Timofeev V B *Low Temp. Phys.* **38** 541 (2012)
76. Butov L V *ЖЭТФ* **149** 505 (2016); *JETP* **122** 434 (2016)
77. Москаленко С А *ФТТ* **4** 276 (1962); Moskalenko S A *Sov. Phys. Solid State* **4** 199 (1962)
78. Blatt J M, Böer K W, Brandt W *Phys. Rev.* **126** 1691 (1962)
79. Москаленко С А, Хаджи П И, Бобрышева А И *ФТТ* **5** 1444 (1963); Moskalenko S A, Khadzhi P I, Bobrysheva A I *Sov. Phys. Solid State* **5** 1051 (1963)
80. Келдыш Л В, Козлов А Н *Письма в ЖЭТФ* **5** 238 (1967); Keldysh L V, Kozlov A N *JETP Lett.* **5** 190 (1967)
81. Келдыш Л В, Козлов А Н *ЖЭТФ* **54** 978 (1968); Keldysh L V, Kozlov A N *Sov. Phys. JETP* **27** 521 (1968)
82. Гергель В А, Казаринов Р Ф, Сурис Р А *ЖЭТФ* **54** 298 (1968); Gergel' V A, Kazarinov R F, Suris R A *Sov. Phys. JETP* **27** 159 (1968)
83. Keldysh L V, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. xi; Келдыш Л В, в *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 7
84. Rice T M, in *Problems of Condensed Matter Physics: Quantum Coherence Phenomena in Electron-Hole and Coupled Matter-Light Systems* (International Series of Monographs on Physics, Vol. 139, Eds A L Ivanov, S G Tikhodeev) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2008) p. 214
85. Покровский Я Е, Свистунова К И *ФТП* **4** 491 (1970); Pokrovskii Ya E, Svistunova K I *Sov. Phys. Semicond.* **4** 409 (1970)
86. Каминский А С, Покровский Я Е, Алкеев Н В *ЖЭТФ* **59** 1937 (1970); Kaminskii A S, Pokrovskii Ya E, Alkeev N V *Sov. Phys. JETP* **32** 1048 (1971)
87. Brinkman W F et al. *Phys. Rev. Lett.* **28** 961 (1972)
88. Combescot M, Nozieres P *J. Phys. C* **5** 2369 (1972)
89. Brinkman W F, Rice T M *Phys. Rev. B* **7** 1508 (1973)
90. Vashishta P, Bhattacharyya P, Singwi K S *Phys. Rev. Lett.* **30** 1248 (1973)
91. Vashishta P, Kalia R K, Singwi K S, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 1; Вашишта П, Калиа Р К, Снгви К С, в *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 26
92. Lo T K *Solid State Commun.* **15** 1231 (1974)
93. Thomas G A et al. *Phys. Rev. Lett.* **31** 386 (1973)
94. Pokrovskii Ya E, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 509; Покровский Я Е, в *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 374
95. Markiewicz R S, Timusk T, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 543; Маркиевич Р С, Тимаск Т, в *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 396
96. Багаев В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **16** 120 (1972); Bagaev V S et al. *JETP Lett.* **16** 83 (1972)
97. Мурзин В Н, Заяц В А, Кононенко В Л *ФТТ* **15** 3634 (1973); Murzin V N, Zayats V A, Kononenko V L *Sov. Phys. Solid State* **15** 2421 (1974)
98. Келдыш Л В, Силян А П *ФТТ* **15** 1532 (1973); Keldysh L V, Silin A P *Sov. Phys. Solid State* **15** 1026 (1973)
99. Карузский А Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **22** 65 (1975); Karuzskii A L et al. *JETP Lett.* **22** 29 (1975)
100. Карузский А Л и др. *ЖЭТФ* **69** 1088 (1975); Karuzskii A L et al. *Sov. Phys. JETP* **42** 554 (1975)
101. Silin A P, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 619; Силян А П, в *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 449

102. Rogachev A A, in *Excitons at High Density* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 73, Eds H Haken, S Nikitine) (Berlin: Springer, 1974) p. 127
103. Келдыш Л В, Силин А П *ЖЭТФ* **69** 1053 (1975); Keldysh L V, Silin A P *Sov. Phys. JETP* **42** 535 (1975)
104. Beni G, Rice T M *Phys. Rev. Lett.* **37** 874 (1976)
105. Бир Г Л, Пикус Г Е *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М.: Наука, 1972); Пер. на англ. яз.: Bir G L, Pikus G E *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors* (New York: Wiley, 1974)
106. Алексеев А С, Багаев В С, Галкина Т И *ЖЭТФ* **63** 1020 (1972); Alekseev A S, Bagaev V S, Galkina T I *Sov. Phys. JETP* **36** 536 (1973)
107. Багаев В С, Галкина Т И, Гоголин О В *Краткие сообщения по физике ФИАН* (2) 42 (1970)
108. Benoît à la Guillaume C, Voos M, Salvan F *Phys. Rev. B* **5** 3079 (1972)
109. Кулаковский В Д, Тимофеев В Б *Письма в ЖЭТФ* **25** 487 (1977); Kulakovskii V D, Timofeev V B *JETP Lett.* **25** 458 (1977)
110. Кукушкин И В, Кулаковский В Д, Тимофеев В Б *Письма в ЖЭТФ* **32** 304 (1980); Kukushkin I V, Kulakovskii V D, Timofeev V B *JETP Lett.* **32** 280 (1980)
111. Kirczenow G, Singwi K S *Phys. Rev. B* **20** 4171 (1979)
112. Bagaev V S, Galkina T I, Sibeldin N N, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 267; Багаев В С, Галкина Т И, Сибельдин Н Н, в *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 207
113. Wolfe J P, Jeffries C D, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 431; Вольф Дж П, Джеффрис К Д, в *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 317
114. Chui S T *Phys. Rev. B* **9** 3438 (1974)
115. Buttner H, in *Proc. 12th Intern. Conf. on Physics of Semiconductors* (Ed. M H Pilkuhn) (Stuttgart: Teubner, 1974) p. 81
116. Келдыш Л В, Онищенко Т А *Письма в ЖЭТФ* **24** 70 (1976); Keldysh L V, Onishchenko T A *JETP Lett.* **24** 59 (1976)
117. Сеисян Р П *Спектроскопия диамагнитных экситонов* (М.: Наука, 1984)
118. Seisyan R P, Zakharchenya V P, in *Landau Level Spectroscopy* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 27, Eds G Landwehr, E I Rashba) (Amsterdam: North-Holland, 1991) p. 345
119. Störmer H L, Martin R W *Phys. Rev. B* **20** 4213 (1979)
120. Alberi K et al. *Phys. Rev. B* **93** 075310 (2016)
121. Черненко А В, Тимофеев В Б *ЖЭТФ* **112** 1091 (1997); Chernenko A V, Timofeev V B *JETP* **85** 593 (1997)
122. Кавецкая И В и др. *Письма в ЖЭТФ* **36** 254 (1982); Kavetskaya I V et al. *JETP Lett.* **36** 311 (1982)
123. Kavetskaya I V, Sibeldin N N, Tsvetkov V A *Solid State Commun.* **97** 157 (1996)
124. Кавецкая И В и др. *ЖЭТФ* **111** 737 (1997); Kavetskaya I V et al. *JETP* **84** 406 (1997)
125. Сибельдин Н Н *УФН* **173** 999 (2003); Sibeldin N N *Phys. Usp.* **46** 971 (2003)
126. Hensel J C, Phillips T G, Rice T M *Phys. Rev. Lett.* **30** 227 (1973)
127. Гершензон Е М, Гольцман Г Н, Птицина Н Г *ЖЭТФ* **70** 224 (1976); Gershenzon E M, Gol'tsman G N, Pitsina N G *Sov. Phys. JETP* **43** 116 (1976)
128. Westervelt R M, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 187; Вестервельт Р М, в *Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 149
129. Thomas G A et al. *Phys. Rev. Lett.* **31** 386 (1973)
130. Thomas G A, Rice T M, Hensel J C *Phys. Rev. Lett.* **33** 219 (1974)
131. Дите А Ф, Кулаковский В Д, Тимофеев В Б *ЖЭТФ* **72** 1156 (1977); Dite A F, Kulakovskii V D, Timofeev V B *Sov. Phys. JETP* **45** 604 (1977)
132. Feldman B J, Chou H-h, Wong G K *Solid State Commun.* **24** 521 (1977)
133. Кулаковский В Д, Кукушкин И В, Тимофеев В Б *ЖЭТФ* **78** 381 (1980); Kulakovskii V D, Kukushkin I V, Timofeev V B *Sov. Phys. JETP* **51** 191 (1980)
134. Forchel A et al. *Phys. Rev. Lett.* **46** 678 (1981)
135. Nagai M et al. *Phys. Status Solidi B* **238** 509 (2003)
136. Sauer R, Teofilov N, Thonke K *Diamond Related Mater.* **13** 691 (2004)
137. Naka N, Omachi J, Kuwata-Gonokami M *Phys. Rev. B* **76** 193202 (2007)
138. Kozák M et al. *Phys. Status Solidi RRL* **7** 278 (2013)
139. Lipatov E I et al. *Proc. SPIE* **9810** 98101G (2015)
140. Popelár T et al. *Diamond Related Mater.* **71** 13 (2017)
141. Аснин В М, Рогачев А А, Саблина Н И *Письма в ЖЭТФ* **11** 162 (1970); Asnin V M, Rogachev A A, Sablina N I *JETP. Lett.* **11** 99 (1970)
142. Benoît à la Guillaume C et al. *C.R. Hebd. Seances Acad. Sci. B* **272** 236 (1971)
143. Покровский Я Е, Свистунова К И *Письма в ЖЭТФ* **13** 297 (1971); Pokrovskii Ya E, Svistunova K I *JETP Lett.* **13** 212 (1971)
144. Сибельдин Н Н и др. *ФТТ* **15** 177 (1973); Sibeldin N N et al. *Sov. Phys. Solid State* **15** 121 (1973)
145. Багаев В С и др. *ФТТ* **15** 3269 (1973); Bagaev V S et al. *Sov. Phys. Solid State* **15** 2179 (1974)
146. Worlock J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 771 (1974)
147. Сибельдин Н Н *Труды ФИАН* **97** 63 (1977)
148. Багаев В С и др. *ЖЭТФ* **70** 1501 (1976); Bagaev V S et al. *Sov. Phys. JETP* **43** 783 (1976)
149. Capizzi M et al. *Solid State Commun.* **16** 709 (1975)
150. Silver R N *Phys. Rev. B* **11** 1569 (1975)
151. Silver R N *Phys. Rev. B* **12** 5689 (1975)
152. Etienne B, Benoît à la Guillaume C, Voos M *Phys. Rev. Lett.* **35** 536 (1975)
153. Etienne B, Benoît à la Guillaume C, Voos M *Phys. Rev. B* **14** 712 (1976)
154. Келдыш Л В, Тиходеев С Г *Краткие сообщения по физике ФИАН* (8) 9 (1976)
155. Westervelt R M *Phys. Status Solidi B* **74** 727 (1976)
156. Staehli J L *Phys. Status Solidi B* **75** 451 (1976)
157. Westervelt R M *Phys. Status Solidi B* **76** 31 (1976)
158. Френкель Я И *Кинетическая теория жидкостей* (Л.: Наука, 1975); Пер. на англ. яз.: Frenkel J *Kinetic Theory of Liquids* (Oxford: The Clarendon Press, 1946)
159. Lo T K, Feldman B J, Jeffries C D *Phys. Rev. Lett.* **31** 224 (1973)
160. Alekseev A S et al., in *Proc. of the 12th Intern. Conf. on Physics of Semiconductors* (Ed. M H Pilkuhn) (Stuttgart: Teubner, 1974) p. 91
161. Багаев В С, Сибельдин Н Н, Цветков В А *Письма в ЖЭТФ* **21** 180 (1975); Bagaev V S, Sibeldin N N, Tsvetkov V A *JETP Lett.* **21** 80 (1975)
162. Voisin R, Etienne B, Voos M *Phys. Rev. Lett.* **42** 526 (1979)
163. Pokrovskii Ya *Phys. Status Solidi A* **11** 385 (1972)
164. Кулаковский В Д, Пикус Г Е, Тимофеев В Б *УФН* **135** 237 (1981); Kulakovskii V D, Pikus G E, Timofeev V B *Sov. Phys. Usp.* **24** 815 (1981)
165. Suzuki T, Shimano R *Phys. Rev. Lett.* **103** 057401 (2009)
166. Sekiguchi F, Shimano R *Phys. Rev. B* **91** 155202 (2015)
167. Westervelt R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **32** 1051 (1974)
168. Benoît à la Guillaume C et al. *Solid State Commun.* **15** 1031 (1974)
169. Келдыш Л В и др. *ЖЭТФ* **66** 2178 (1974); Keldysh L V *Sov. Phys. JETP* **39** 1072 (1974)
170. Катърин В В и др. *ФТТ* **20** 1426 (1978); Katyrin V V et al. *Sov. Phys. Solis State* **20** 820 (1978)
171. Ашкинадзе Б М, Фишман И М *ФТП* **11** 408 (1977); Ashkinadze B M, Fishman I M. *Sov. Phys. Semicond.* **11** 235 (1977)
172. Астемиров Т А и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 225 (1976); Astemirov T A et al. *JETP Lett.* **24** 200 (1976)
173. Маненков А А и др. *ЖЭТФ* **70** 695 (1976); Manenkov A A et al. *Sov. Phys. JETP* **43** 359 (1976)
174. Маненков А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **16** 454 (1972); Manenkov A A et al. *JETP Lett.* **16** 322 (1972)
175. Заяц В А и др. *ЖЭТФ* **73** 1422 (1977); Zayats V A et al. *Sov. Phys. JETP* **46** 748 (1977)

176. Betzler K, Zhurkin B G, Karuzskii A L *Solid State Commun.* **17** 577 (1975)
177. Cuthbert J D *Phys. Rev. B* **1** 1552 (1970)
178. Ашкинадзе В М и др. *ЖЭТФ* **58** 507 (1970); Ashkinadze B M et al. *Sov. Phys. JETP* **31** 271 (1970)
179. Ashkinadze B M et al. *Phys. Status Solidi B* **46** 495 (1971)
180. Dite A F, Lysenko V G, Timofeev V B *Phys. Status Solidi B* **66** 53 (1974)
181. Schmid W *Solid State Commun.* **19** 347 (1976)
182. Келдыш Л В, Тиходеев С Г *Письма в ЖЭТФ* **21** 582 (1975); Keldysh L V, Tikhodeev S G *JETP Lett.* **21** 273 (1975)
183. Алексеев А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **21** 578 (1975); Alekseev A S et al. *JETP Lett.* **21** 271 (1975)
184. Алексеев А С и др. *ЖЭТФ* **79** 216 (1980); Alekseev A S et al. *Sov. Phys. JETP* **52** 109 (1980)
185. Багаев В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **32** 356 (1980); Bagaev V S et al. *JETP Lett.* **32** 332 (1980)
186. Багаев В С и др. *ЖЭТФ* **70** 702 (1976); Bagaev V S et al. *Sov. Phys. JETP* **43** 362 (1976)
187. Алексеев А С, Галкина Т И *ФТТ* **18** 2005 (1976); Alekseev A S, Galkina T I *Sov. Phys. Solid State* **18** 1167 (1976)
188. Келдыш Л В, Тиходеев С Г *ФТТ* **19** 111 (1977); Keldysh L V, Tikhodeev S G *Sov. Phys. Solid State* **19** 63 (1977)
189. Etienne B et al. *Phys. Rev. Lett.* **37** 1299 (1976)
190. Tamor M A, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **24** 3596 (1981)
191. Tamor M A, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **26** 5743 (1982)
192. Jeffries C D *Science* **189** 955 (1975)
193. Markiewicz R S, Wolfe J P, Jeffries C D *Phys. Rev. Lett.* **32** 1357 (1974)
194. Wolfe J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **34** 275 (1975)
195. Покровский Я Е, Свистунова К И *Письма в ЖЭТФ* **23** 110 (1976); Pokrovskii Ya E, Svistunova K I *JETP Lett.* **23** 95 (1976)
196. Mattos J C V, Worlock J M, Damen T C *Solid State Commun.* **35** 519 (1980)
197. Каминский А С, Покровский Я Е *Письма в ЖЭТФ* **21** 431 (1975); Kaminskii A S, Pokrovskii Ya E *JETP Lett.* **21** 197 (1975)
198. Furneaux J E, Wolfe J P, Jeffries C D *Solid State Commun.* **20** 317 (1976)
199. Маненков А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 141 (1976); Manenkov A A et al. *JETP Lett.* **24** 122 (1976)
200. Ohyama T, Hansen A D A, Turney J L *Solid State Commun.* **19** 1083 (1976)
201. Келдыш Л В *Письма в ЖЭТФ* **23** 100 (1976); Keldysh L V *JETP Lett.* **23** 86 (1976)
202. Астемиров Т А и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 225 (1976); Astemirov T A et al. *JETP Lett.* **24** 200 (1976)
203. Hensel J C, Dynes R C *Phys. Rev. Lett.* **39** 969 (1977)
204. Астемиров Т А и др. *ФТТ* **19** 937 (1977); Astemirov T A et al. *Sov. Phys. Solid State* **19** 547 (1977)
205. Hensel J C, Dynes R C, in *Phonon Scattering in Condensed Matter. Proc. of the 3rd Intern. Conf.* (Ed. H J Maris) (New York: Plenum Press, 1980) p. 395
206. Багаев В С и др. *ЖЭТФ* **77** 2117 (1979); Bagaev V S et al. *Sov. Phys. JETP* **50** 1013 (1979)
207. Dietsche W, Kirch S J, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **26** 780 (1982)
208. Kirch S J, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **29** 3382 (1984)
209. Гусейнов Н М, Левинсон И Б *ЖЭТФ* **85** 779 (1983); Guseinov N M, Levinson I B *Sov. Phys. JETP* **58** 452 (1983)
210. Казаковцев Д В, Левинсон И Б *ЖЭТФ* **88** 2228 (1985); Kazakovtsev D V, Levinson I B *Sov. Phys. JETP* **61** 1318 (1985)
211. Гусейнов Н М, Оруджев Г С *ФТТ* **29** 2269 (1987); Guseinov N M, Orudzhev G S *Sov. Phys. Solid State* **29** 1308 (1987)
212. Levinson Y B, in *Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals* (Modern Problems in Condensed Matter Science, Vol. 16, Eds W Eisenmenger, A A Kaplyanskii) (Amsterdam: North-Holland, 1986) p. 91
213. Брагина Т М, Конин К П, Шререр Ю Г *ФТТ* **19** 1872 (1977); Bragina T M, Konin K P, Shreter Yu G *Sov. Phys. Solid State* **19** 1086 (1977)
214. Hensel J C *Solid State Commun.* **31** 443 (1979)
215. Аснин В М *ФТТ* **23** 177 (1981); Asnin V M *Sov. Phys. Solid State* **23** 99 (1981)
216. Doehler J, Worlock J M *Phys. Rev. Lett.* **41** 980 (1978)
217. Manenkov A A et al. *Phys. Status Solidi B* **134** 631 (1986)
218. Цветков В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **42** 272 (1985); Tsvetkov V A et al. *JETP Lett.* **42** 335 (1985)
219. Замковец Н В, Сибельдин Н Н, Цветков В А *ЖЭТФ* **105** 1066 (1994); Zamkovets N V, Sibel'din N N, Tsvetkov V A *JETP* **78** 572 (1994)
220. Markiewicz R S *Phys. Rev. B* **21** 4674 (1980)
221. Markiewicz R S *Solid State Commun.* **33** 701 (1980)
222. Doehler J, Mattos J C V, Worlock J M *Phys. Rev. Lett.* **38** 726 (1977)
223. Замковец Н В и др. *ЖЭТФ* **89** 2206 (1985); Zamkovets N V et al. *Sov. Phys. JETP* **62** 1274 (1985)
224. Shaklee K L, in *Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Light Scattering in Solids* (Paris: Flammarion, 1976) p. 160
225. Брагина Т М, Леликов Ю С, Шререр Ю Г *ЖЭТФ* **79** 1838 (1980); Bragina T M, Lelikov Yu S, Shreter Yu G *Sov. Phys. JETP* **52** 929 (1980)
226. Greenstein M, Wolfe J P *Phys. Rev. Lett.* **41** 715 (1978)
227. Greenstein M, Wolfe J P *Solid State Commun.* **33** 309 (1980)
228. Greenstein M, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **24** 3318 (1981)
229. Greenstein M, Wolfe J P, Haller E E *Solid State Commun.* **35** 1011 (1980)
230. Markiewicz R S, Greenstein M, Wolfe J P *Solid State Commun.* **35** 339 (1980)
231. Maris H J, in *Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals* (Modern Problems in Condensed Matter Science, Vol. 16, Eds W Eisenmenger, A A Kaplyanskii) (Amsterdam: North-Holland, 1986) p. 51
232. Tamor M A, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **21** 739 (1980)
233. Damen T C, Worlock J M, in *Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Light Scattering in Solids* (Paris: Flammarion, 1976) p. 183
234. Сибельдин Н Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **38** 177 (1983); Sibel'din N N et al. *JETP Lett.* **38** 207 (1983)
235. Замковец Н В и др. *ЖЭТФ* **74** 1147 (1978); Zamkovets N V et al. *Sov. Phys. JETP* **47** 603 (1978)
236. Кавецкая И В и др. *ФТТ* **20** 3608 (1978); Kavetskaya I V et al. *Sov. Phys. Solid State* **20** 2085 (1978)
237. Greenstein M, Tamor M A, Wolfe J P *Solid State Commun.* **45** 355 (1983)
238. Tamor M A, Greenstein M, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **27** 7353 (1983)
239. Bulatov A E, Tikhodeev S G *Phys. Rev. B* **46** 15058 (1992)
240. Tikhodeev S G, Gippius N A, Kopelevich G A *Phys. Status Solidi A* **178** 63 (2000)
241. Monte A F G et al. *Phys. Rev. B* **62** 6924 (2000)
242. Kleinman D A *Phys. Rev. B* **33** 2540 (1986)
243. Bauer G E W, Ando T *Phys. Rev. B* **34** 1300 (1986)
244. Ando T, Nakayama M, Hosoda M *Phys. Rev. B* **69** 165316 (2004)
245. Hawrylak P *Phys. Rev. B* **39** 6264(R) (1989)
246. Inagaki A, Katayama S *Solid State Commun.* **125** 337 (2003)
247. Belykh V V, Kochiev M V *Phys. Rev. B* **92** 045307 (2015)
248. Lee R M, Drummond N D, Needs R J *Phys. Rev. B* **79** 125308 (2009)
249. Kalt H et al. *Solid State Commun.* **83** 285 (1992)
250. Furukawa Y, Nakayama M *J. Phys. Conf. Ser.* **619** 012005 (2015)
251. Furukawa Y, Nakayama M *Phys. Status Solidi C* **13** 101 (2016)
252. Timofeev V B et al. *Phys. Rev. B* **61** 8420 (2000)
253. Stern M, Umansky V, Bar-Joseph I *Science* **343** 55 (2014)
254. Almand-Hunter A E et al. *Nature* **506** 471 (2014)
255. Mootz M et al. *Proc. SPIE* **9361** 936114 (2015)
256. Kira M et al. *Nature Phys.* **7** 799 (2011)
257. Tajima M, Ibuka S *J. Appl. Phys.* **84** 2224 (1998)
258. Calvo V et al. *Opt. Mater.* **17** 107 (2001)
259. Pauc N et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 236802 (2004)
260. Pauc N et al. *Phys. Rev. B* **72** 205324 (2005)
261. Roigé A et al. *Phys. Status Solidi RRL* **8** 943 (2014)
262. Келдыш Л В *Письма в ЖЭТФ* **29** 716 (1979); Keldysh L V *JETP Lett.* **29** 658 (1979)
263. Keldysh L V *Phys. Status Solidi A* **164** 3 (1997)
264. Rodina A V, Efros Al L *ЖЭТФ* **149** 641 (2016); *JETP* **122** 554 (2016)
265. Van de Walle C G, Martin R M *Phys. Rev. B* **34** 5621 (1986)
266. Yang L et al. *Semicond. Sci. Technol.* **19** 1174 (2004)
267. Сибельдин Н Н *ЖЭТФ* **149** 678 (2016); Sibel'din N N *JETP* **122** 587 (2016)

268. Бурбаев Т М и др. *Письма в ЖЭТФ* **85** 410 (2007); Burbaev T M et al. *JETP Lett.* **85** 331 (2007)
269. Burbaev T M et al. *Thin Solid Films* **517** 55 (2008)
270. Бурбаев Т М и др. *Письма в ЖЭТФ* **92** 341 (2010); Burbaev T M et al. *JETP Lett.* **92** 305 (2010)
271. Shepel D et al. *Phys. Status Solidi C* **8** 1186 (2011)
272. Steiner T W et al. *Solid State Commun.* **89** 429 (1994)
273. Rieger M M, Vogl P *Phys. Rev. B* **48** 14276 (1993)
274. Penn C et al. *Phys. Rev. B* **59** 13314 (1999)
275. Orlov A, Levashova N, Burbaev T J. *Phys. Conf. Ser.* **586** 012003 (2015)
276. Betzler K, Conradt R *Phys. Rev. Lett.* **28** 1562 (1972)
277. Betzler K, Weller T, Conradt R *Phys. Rev. B* **6** 1394 (1972)
278. Кривобок В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **104** 229 (2016); Krivobok V S et al. *JETP Lett.* **104** 231 (2016)
279. Бурбаев Т М и др. *Письма в ЖЭТФ* **98** 926 (2013); Burbaev T M et al. *JETP Lett.* **98** 823 (2013)
280. Burbaev T M et al., in *Proc. Intern. Conf. Nanomaterials: Applications and Properties, September 21–27, 2014* Vol. 3 No. 1 (2014) 01NTF01
281. Кулаковский В Д, Лысенко В Г, Тимофеев В Б *УФН* **147** 3 (1985); Kulakovskii V D, Lysenko V G, Timofeev V B *Sov. Phys. Usp.* **28** 735 (1985)
282. Baier T et al. *Phys. Rev. B* **50** 15191 (1994)
283. Блохинцев Д И *Основы квантовой механики* (М.: Высшая школа, 1963) с. 398
284. Zaitsev V V et al. *Physica E* **40** 1172 (2008)
285. Багаев В С и др. *ЖЭТФ* **134** 988 (2008); Bagaev V S et al. *JETP* **107** 846 (2008)
286. Bagaev V S et al. *Phys. Rev. B* **82** 115313 (2010)
287. Багаев В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 63 (2011); Bagaev V S et al. *JETP Lett.* **94** 63 (2011)
288. Багаев В С и др. *ЖЭТФ* **144** 1045 (2013); Bagaev V S et al. *JETP* **117** 912 (2013)
289. Bagaev V S et al. *J. Appl. Phys.* **117** 185705 (2015)
290. Николаев С Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **104** 161 (2016); Nikolaev S N et al. *JETP Lett.* **104** 163 (2016)
291. Stoica T, Vescan L J. *J. Appl. Phys.* **94** 4400 (2003)
292. Zrenner A et al. *Phys. Rev. B* **52** 16608 (1995)
293. Аминев Д Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **105** 164 (2017); Aminev D F et al. *JETP Lett.* **105** 179 (2017)
294. Burbaev T M et al., in *Proc. of the 21st Intern. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg: Academic Univ., 2013) p. EN.07
295. Багаев В С и др. *ЖЭТФ* **148** 1198 (2015); Bagaev V S et al. *JETP* **121** 1052 (2015)
296. Андрюшин Е А, Силян А П *ФТТ* **21** 839 (1979)
297. Келдыш Л В "Когерентные состояния экситонов", в сб. *Проблемы теоретической физики. Памяти Игоря Евгеньевича Тамма* (Отв. ред. В И Ритус) (М.: Наука, 1972) с. 433
298. Келдыш Л В *УФН* **187** 1273 (2017); Keldysh L V *Phys. Usp.* **60** (11) (2017)

Electron-hole liquid in semiconductors and low-dimensional structures

N.N. Sibeldin

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: sibeldin@sci.lebedev.ru*

The condensation of excitons into an electron-hole liquid (EHL) and the main EHL properties in bulk semiconductors and low-dimensional structures are considered. The EHL properties in bulk materials are discussed primarily in qualitative terms based on the experimental results obtained for germanium and silicon. Some of the experiments in which the main EHL thermodynamic parameters (density and binding energy) have been obtained are described and the basic factors that determine these parameters are considered. Topics covered include the effect of external perturbations (uniaxial strain and magnetic field) on EHL stability; phase diagrams for a nonequilibrium exciton gas–EHL system; information on the size and concentration of EHL drops (EHDs) under various experimental conditions; the kinetics of exciton condensation and of recombination in the exciton gas–EHD system; dynamic EHD properties and the motion of EHDs under the action of external forces; the properties of giant EHDs that form in potential wells produced by applying an inhomogeneous strain to the crystal; effects associated with the drag of EHDs by nonequilibrium phonons (phonon wind), including the dynamics and formation of the anisotropic spatial structure of the EHD cloud. In discussing EHL in low-dimensional structures, a number of studies are reviewed on the observation and experimental investigation of such phenomena as spatially indirect (dipolar) electron-hole and exciton (dielectric) liquids in GaAs/AlGaAs structures with double quantum wells (QWs), EHDs containing just a few electron-hole pairs (dropletons), EHL in type-I silicon QWs, and spatially direct and dipolar EHLs in type-II silicon-germanium heterostructures.

Keywords: excitons, electron-hole liquid, density, binding energy, stability, phase diagram, thermodynamic parameters, electron-hole drops, drop size and concentration, condensation kinetics, recombination kinetics, drop motion, giant drops, phonon wind, drag effect, drop cloud, spatial structure of drop cloud, dynamics of drop cloud, strain field, magnetic field, low-dimensional structures, quantum wells, electron-hole bilayers, spatially direct and dipolar excitons, spatially direct and dipolar liquids, dropletons.

PACS numbers: **71.35**.–y, **73.20**.Mf, **73.21**.–b

Bibliography — 298 references

Received 31 July 2017, revised 23 August 2017

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (11) 1236–1270 (2017)

Physics–Uspekhi **60** (11) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.08.038194>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.08.038194>