

## Зондирование состояний двухзарядного акцептора в гетероструктурах на основе CdHgTe с помощью оптического затвора

И. Д. Николаев<sup>+</sup>, Т. А. Уаман Светикова<sup>+</sup>, В. В. Румянцев<sup>\*</sup>, М. С. Жолудев<sup>\*</sup>, Д. В. Козлов<sup>\*</sup>, С. В. Морозов<sup>\*</sup>,  
С. А. Дворецкий<sup>×</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>×</sup>, В. И. Гавриленко<sup>\*</sup>, А. В. Иконников<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup> Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра  
Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

<sup>×</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 10 апреля 2020 г.

После переработки 16 апреля 2020 г.

Принята к публикации 16 апреля 2020 г.

В работе выполнены исследования спектров фотопроводимости в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с нормальным зонным спектром. В спектрах фотопроводимости были обнаружены полосы fotocувствительности, связанные с ионизацией вакансии ртути – двухзарядного акцептора. Используя эффект остаточной фотопроводимости, удалось проследить трансформацию спектров фотопроводимости при прохождении положения уровня Ферми от края валентной зоны до зоны проводимости через запрещенную зону. Было показано, что наблюдаемые полосы поглощения связаны с ионизацией именно двухзарядного акцептора, а не отдельных различных однозарядных состояний.

DOI: 10.31857/S1234567820100067

**1. Введение.** Полупроводниковый материал CdHgTe (кадмий-ртуть-теллур, КРТ) является базовым для приемников и приемных матриц среднего инфракрасного диапазона [1]. Одним из основных его достоинств является возможность получения высококачественных твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  практически с любой долей кадмия. При этом ширина запрещенной зоны может изменяться от 1.6 эВ (при  $x = 1$ ) вплоть до нуля (при  $x \leq 0.16-0.17$ ), что делает такие растворы перспективными для терагерцевой (ТГц) оптоэлектроники.

Большой контроль над зонным спектром может быть достигнут при переходе от объемных материалов к гетероструктурам с квантовыми ямами (КЯ). Последние, применительно к КЯ HgTe/CdHgTe, за последнее десятилетие вызвали огромный интерес исследователей за счет своих уникальных свойств. В качестве наиболее известных примеров можно указать переход от нормальной к инвертированной зонной структуре при увеличении ширины КЯ [2, 3] и обнаружение проводимости по краевым состояниям, топологически защищенным от обратного рассеяния, в КЯ с инвертированным спектром [4]. С точки зрения новых практических приложений, гетерострук-

туры на основе КРТ в настоящее время рассматриваются в качестве активной среды для межзонных лазеров диапазона 30–50 мкм [5, 6], недоступного квантово-каскадным лазерам на материалах АЗВ5 из-за фонованого поглощения [7].

Одной из особенностей, присущей как твердым растворам CdHgTe, так и гетероструктурам на их основе, является образование вакансий ртути даже в структурах высшего качества. Вакансия возникает из-за слабой связи Hg–Te [8]. При этом она действует как двухзарядный акцептор, поскольку, встраиваясь в кристаллическую решетку HgTe, ион ртути отдает в валентную зону два электрона. Помимо увеличения числа дырок в валентной зоне, вакансия добавляет отрицательный вклад в периодический потенциал кристаллической решетки и может оказывать значительное влияние на времена межзонной рекомбинации [9]. Последнее особенно важно для практических приложений. Кроме того, в материалах на основе КРТ существует проблема отсутствия “простого” мелкого акцептора (каким, например, является бор для кремния). Поэтому для получения структур с дырочной проводимостью часто вакансии ртути создают намеренно, например, с помощью отжига [10], что, естественно, сказывается на качестве структур.

<sup>1)</sup>e-mail: antikon@physics.msu.ru

Таким образом, вакансия ртути является важной “особенностью” материалов на основе КРТ, что делает исследование ее энергетических характеристик актуальной задачей. При этом ее описание оказывается значительно более сложным по сравнению, например, с мелким водородоподобным центром. Изучению таких вакансий в твердых растворах КРТ было посвящено значительное число работ, однако данные об энергиях ионизации в них зачастую отличаются, а иногда оказываются противоречивыми. Применительно к узкозонным материалам можно рассмотреть следующие работы.

В работе [11] энергия ионизации вакансии определялась с помощью измерения пропускания в дальнем инфракрасном диапазоне. Она составляла 10–12 мэВ для растворов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x = 0.2 - 0.4$ . Такая же энергия была получена в работах [12, 13], однако, в отличие от [11], энергия ионизации существенно зависела от содержания кадмия, что может быть связано с тем, что для анализа использовались в основном транспортные методы. Зависимость от доли кадмия также отмечалась в работе [14], в которой были выявлены акцепторные состояния с энергиями ионизации 12 мэВ для  $x = 0.216$  и 19 мэВ для  $x = 0.234$ . В работе [15] был выполнен весьма сложный анализ спектров фотолюминесценции (ФЛ) с применением деконволюции спектральных линий. В результате анализа вакансии ртути приписывалась энергия ионизации в диапазоне 12–15 мэВ.

В более поздних работах вакансии ртути в твердых растворах КРТ стали приписывать несколько энергий ионизаций. К примеру, в работе [16] в твердых растворах с  $x$  в диапазоне 0.3–0.4 по спектрам ФЛ были определены уровни акцепторов, отстоящие на 14, 18 и 27 мэВ от края валентной зоны, часть из которых связывалась с вакансиями ртути. В работе [17], завершающей серию работ этой группы, рассматривается возможность того, что при малых концентрациях кадмия ( $x < 0.33$ ) вакансии ртути представляет собой глубокий центр с отрицательной энергией Хаббарда, или так называемый *negative U* центр, для которого энергия отрыва второй дырки от акцептора оказывается меньше, чем первой. Однако в работе [18], в которой изучались спектры ФЛ эпитаксиальных пленок  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x = 0.19 - 0.3$ , было показано, что энергия отрыва первой дырки от нейтрального акцептора составляет 10 мэВ, а энергия отрыва второй дырки – 19 мэВ. Данные энергии не зависели от состава.

В то же время исследования состояний двухзарядного акцептора в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе КРТ фактически только начинают-

ся. Можно лишь указать работы [19–21], в которых измерялись спектры ФП [19] и спектры ФЛ [20, 21] таких примесных состояний. В этих работах исследования проводились на узкозонных гетероструктурах ( $E_g < 80$  мэВ) с нормальным зонным спектром. В принципе, полученные данные не противоречили друг другу – в спектрах наблюдались субщелевые полосы, часть из которых (5–16 мэВ и 20–35 мэВ) связывалась с возбуждением вакансии ртути. Тем не менее, связь наблюдаемых полос именно с двухзарядным акцептором в указанных работах устанавливалась лишь на основе расчетов.

В настоящей работе будет экспериментально продемонстрировано, что наблюдаемые в спектрах ФП в гетероструктурах на основе КРТ субщелевые особенности связаны именно с ионизацией двухзарядного акцептора, а не с ионизацией состояний двух различных однозарядных акцепторов.

**2. Методика эксперимента.** Исследуемая структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (013) толщиной 400 мкм [22, 23]. На подложке выращивался буфер, состоящий из 30 нм слоя ZnTe и толстого (5 мкм) релаксированного слоя CdTe. Затем выращивалась активная часть структуры: нижний барьер  $\text{Cd}_{0.64}\text{Hg}_{0.36}\text{Te}$  толщиной 30 нм, нижняя КЯ HgTe толщиной 4.5 нм, туннельно-прозрачный барьер  $\text{Cd}_{0.64}\text{Hg}_{0.36}\text{Te}$  толщиной 3 нм, верхняя КЯ HgTe толщиной 4.5 нм и верхний барьер  $\text{Cd}_{0.64}\text{Hg}_{0.36}\text{Te}$  толщиной 30 нм. Поверх всей структуры выращивался покровный слой CdTe толщиной 40 нм. Легирование структуры не проводилось. Наличие двух КЯ в гетероструктуре для настоящей работы не существенно. Структура была выбрана для исследования субщелевой фотопроводимости (ФП) из-за хорошо выраженного эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП) [24]. В этой структуре пошаговая подсветка видимым светом позволяла последовательно изменять тип проводимости от дырочного к электронному, чего не наблюдалось ранее в структурах с одиночными КЯ. Таким образом, используя контролируемую подсветку, можно управлять положением уровня Ферми в исследуемом образце. Такую возможность иногда называют “оптическим затвором” (*optical gating*).

Согласно проведенным расчетам зонной структуры [25] исследуемый образец обладает нормальным зонным спектром, что подтверждается ранее выполненными магнитооптическими исследованиями (см. данные по образцу 150217 в работе [26]). Заметим, что для получения хорошего согласия между наблю-

даемыми и рассчитанными энергиями магнитооптических переходов, в [26] использовались скорректированные параметры толщин КЯ и барьера между ними. Ширина запрещенной зоны в структуре по данным магнитооптических измерений составляет  $\sim 75$  мэВ, поэтому переходы с участием исследуемых “примесных” состояний будут наблюдаться в субщелевой области спектра.

Характеризация образцов осуществлялась с помощью исследования их электрофизических свойств. На поверхность образцов размерами  $4 \times 2$  мм наносились индиевые контакты в холловской геометрии. Эти же образцы использовались при измерениях спектров ФП. Образцы размещались в светонепроницаемой вставке, полностью экранирующей их от внешнего излучения. Рядом с образцом были размещены светодиод, излучающий в синей области спектра, и миниатюрная лампа накаливания, позволявшие осуществлять контролируемую подсветку образцов. Медленно опуская вставку в сосуд Дьюара с жидким гелием, можно было проводить измерения в диапазоне температур 4.5–300 К. Внешнее магнитное поле 0.05 Тл создавалось с помощью резистивного соленоида. Ток через образец составлял 1–10 мкА. Исследовались температурные зависимости продольного и поперечных сопротивлений.

Кроме того, проводились измерения квантового эффекта Холла по двухконтактной схеме на образцах размером  $5 \times 5$  мм с полосковыми омическими контактами. Структуры размещались в гелиевом криостате в центре сверхпроводящего соленоида (максимальное поле 6 Тл). Рядом с образцом был размещен “синий” светодиод.

Спектры ФП измерялись при  $T = 5$  К с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v. В качестве источника использовался глобар, в качестве светоделителя – Mylar Multilayer. Образцы размещались в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF, который устанавливался в спектрометр так, чтобы образец находился в фокусе пучка излучения. В криостате использовались окна из полипропилена и лавсана. Перед образцом размещался холодный фильтр из черного полиэтилена. Рядом с образцом находился “синий” светодиод. Спектральные характеристики всех используемых оптических элементов и фильтров позволяли осуществлять запись спектров в диапазоне 4–84 мэВ без внесения в спектр каких-либо резких особенностей. Спектральное разрешение составляло  $\approx 1$  мэВ ( $8 \text{ см}^{-1}$ ). Использовались те же образцы, что и при исследованиях температурных зависимостей сопротивления. Сигнал ФП снимался с токовых контактов.

**3. Результаты и обсуждение.** На рисунке 1 представлены температурные зависимости сопротивления и концентрации носителей в исследуемой

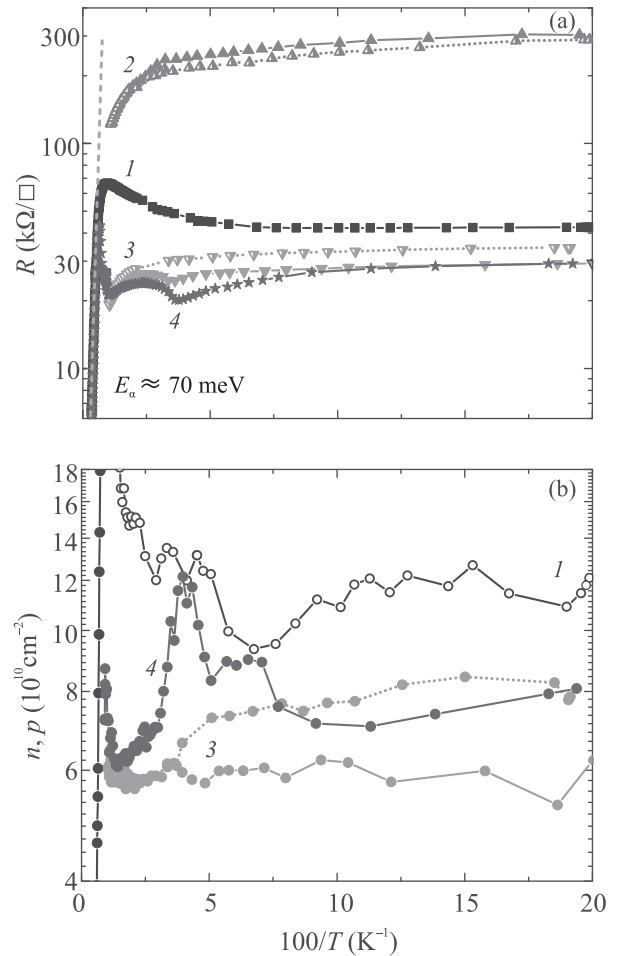


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости удельного поверхностного сопротивления двойной КЯ HgTe/CdHgTe от обратной температуры, полученные в темновых условиях (кривая 1) и после кратковременного освещения лампой накаливания (кривые 2 и 3) или “синим” светодиодом (кривая 4). Сплошные и точечные линии для кривых 2 и 3 соответствуют нагреванию и последующему охлаждению образца без включения подсветки. (б) – Зависимости концентрации носителей заряда от обратной температуры для тех же условий, что и на рис. 1а. Открытые символы соответствуют дырочному типу проводимости, сплошные – электронному

структуре. В высокотемпературной области при  $T > 180$  К наблюдается активационный участок, который соответствует области собственной проводимости. Энергия активации, определенная по наклону этого линейного участка, составляет  $E_a \approx 70$  мэВ, соответственно, термическая ширина запрещенной зо-

ны составляет  $E_g \approx 140$  мэВ, что в два раза превышает величину, определенную ранее из спектров магнитопоглощения [26]. Предположительно, это связано со значительными флуктуациями потенциала, из-за которых термически возбужденным носителям заряда приходится дополнительно преодолевать значительный барьер до достижения порога подвижности. С понижением температуры сопротивление и концентрация выходят на постоянные значения. Концентрация в темновых условиях при низких температурах составляет  $p \approx 1.1 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Проводимость при этом является *дырочной*.

После кратковременной подсветки лампой накаливания сопротивление структуры вырастает практически на порядок (кривые 2 на рис. 1). Отметим, что при нагреве до  $T = 100$  К и последующем обратном охлаждении сопротивление практически не изменилось, что говорит об устойчивом эффекте ОФП. Концентрацию, равно как и подвижность, в этих условиях измерить не удастся.

После дальнейшей кратковременной подсветки при низкой температуре сопротивление образца *уменьшается* практически до первоначальных значений. Однако тип проводимости при этом оказывается *электронным*. Концентрация при этом составляет  $n \approx 6 \cdot 10^{10}$  см $^{-2}$ . Нагрев до 100 К и последующее охлаждение немного увеличивают и сопротивление, и концентрацию, что свидетельствует о падении подвижности после нагрева. Возможно, нагрев приводит к некоторому опустошению каких-либо глубоких ловушек, находящихся, например, на поверхности. Это увеличивает концентрацию электронов, но и увеличивает число рассеивающих центров, что приводит к падению подвижности. Сама подвижность в этих структурах составляет  $\sim 2000$  см $^2$ /В·с для дырок и  $\sim 4000$  см $^2$ /В·с для электронов при низких температурах.

Освещение структуры синим светом приводит к той же ситуации, что и вторая подсветка лампой накаливания (кривые 3 и 4 на рис. 1). Это связано с тем, что при достаточно длительном воздействии светом устанавливается какая-то "итоговая" концентрация, значение которой зависит только от длины волны [24]. Длина волны излучения используемого светодиода при  $T = 4.2$  К составляет  $\lambda \approx 440$  нм, максимум излучения лампы накаливания –  $\lambda \approx 1500$  нм. Согласно [24], длительное воздействие светом с такими длинами волн приводит к установлению примерно одинаковой электронной концентрации для данной структуры. Таким образом, для смены типа проводимости и изменения концентрации носителей заряда за счет эффекта положительной ОФП в исследуемой

структуре можно использовать как лампу накаливания, так и "синий" светодиод. Однако с помощью светодиода удастся получать меньшие дозы подсветки и, соответственно, изменять концентрацию с меньшим шагом. Поэтому при дальнейших исследованиях мы использовали только подсветку синим светом.

На рисунке 2 показаны зависимости сопротивления структуры, измеренного по двухконтактной схеме, от магнитного поля при различных дозах подсветки "синим" светодиодом. Каждая кривая (кроме темновой) записана после выключения светодиода. Видно, что подсветка приводит сначала к *возрастанию* сопротивления, а затем, после достижения некоторого максимума, к его *убыванию*.

Также из рисунка 2 видно, что характерные значения магнитных полей, при которых начинается

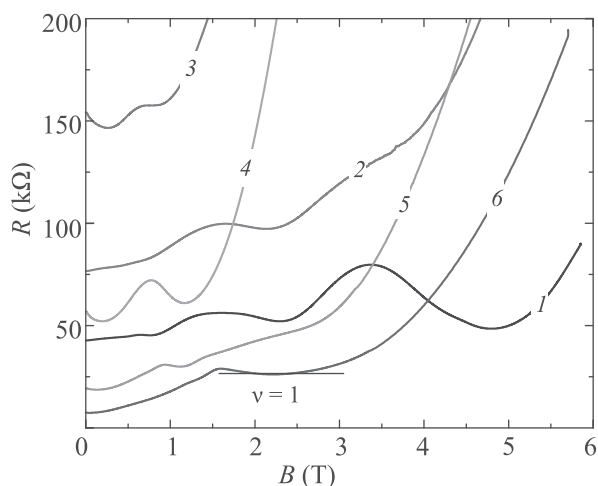


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости сопротивления структуры от магнитного поля, полученные в темновых условиях (кривая 1) и после кратковременных подсветок синим светом (кривые 2–6). Последовательная засветка приводит сначала к росту сопротивления (кривые 1–3), а затем к уменьшению (кривые 3–6)

резкий рост сопротивления, сначала уменьшаются с дозой подсветки, а затем вновь увеличиваются. Данный резкий рост сопротивления связан с увеличением кратности вырождения уровней Ландау с ростом магнитного поля. При достаточной величине магнитного поля все носители заряда оказываются на одном уровне Ландау (ультраквантовый предел). При этом дальнейшее увеличение поля приводит к тому, что все больше носителей заряда становятся локализованными и перестают давать вклад в проводимость. Уменьшение концентрации носителей заряда, естественно, приводит к тому, что такая ситуация наступает при меньших магнитных полях.

При больших дозах подсветки, когда проводимость осуществляется электронами, на зависимостях магнитосопротивления наблюдается фундаментальное плато квантового эффекта Холла. Концентрация электронов, определенная по положению плато, соответствующему фактору заполнения  $\nu = 1$  (кривая 6 на рис. 2), составляет  $5.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , что хорошо согласуется с данными холловских измерений в слабых магнитных полях.

На темновой кривой (соответствующей дырочной проводимости) также наблюдаются проявления квантования Ландау, однако выраженных плато, как для “электронного” случая, не наблюдается. Скорее всего, это связано со сложной структурой уровней Ландау в валентной зоне в КЯ HgTe [27, 28] и, особенно, в структурах с двойными КЯ [29, 30].

Таким образом, можно утверждать, что кратковременные дозированные подсветки синим светом или светом лампы накаливания приводят к постепенному уменьшению темновой дырочной концентрации и переходу через изолирующее состояние вновь к проводящему, но уже определяемому электронами. Другими словами, при подсветке уровень Ферми, находясь сначала в валентной зоне, поднимается вверх по энергии, затем проходит запрещенную зону и, наконец, оказывается в зоне проводимости.

Перейдем теперь к рассмотрению спектров фотопроводимости. На рисунке 3 показаны спектры ФП, снятые сразу после охлаждения образца (кривая 1) и после кратковременных последовательных подсветок синим светом (кривые 2–7). На всех спектрах наблюдается полоса межзонной ФП с красной границей 70–75 мэВ. Это значение хорошо согласуется с данными, определенными из спектров магнитопоглощения [26]. Резкий спад полосы после 80 мэВ связан с падением пропускания используемого светоделиителя.

Наибольший интерес представляют субщелевые полосы ФП на 8–16 мэВ (полоса *a*) и 19–25 мэВ (полоса *b*) (рис. 3). В “темновых”<sup>2)</sup> условиях (кривая 1) наблюдается только полоса *a*. Сопротивление образца при этом близко к значению темнового сопротивления на рис. 1. Кратковременная подсветка приводит к появлению в спектрах полосы *b* (кривые 2, 3 на рис. 3). Сопротивление образца при этом *увеличивается*. Дальнейшая подсветка образца вызывает уменьшение интенсивности (кривая 4) и исчезновение (кривая 5) полосы *a*, в то время как полоса

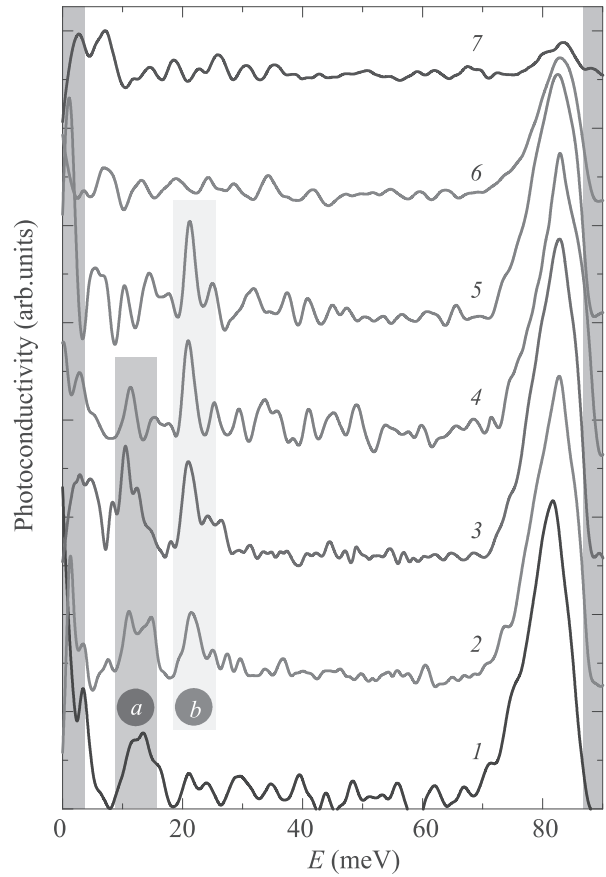


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры ФП двойной КЯ HgTe/CdHgTe, полученные в “темновых” условиях (кривая 1) и после кратковременных подсветок синим светом (кривые 2–7). Кривые сдвинуты по оси ординат относительно друг друга на фиксированную величину. Полосы *a* и *b* – наблюдаемые в спектрах субщелевые особенности. Серые полосы по краям рисунка обозначают спектральные области, выходящие за пределы полосы пропускания светоделиителя Mylar Multilayer

*b* сохраняется. Сопротивление при этом продолжает расти, достигая максимума в несколько мегаом. Наконец, дальнейшая дозированная подсветка приводит к *уменьшению* сопротивления. При этом обе субщелевые полосы в спектрах ФП исчезают (кривые 6 и 7).

Для объяснения наблюдаемого поведения субщелевых особенностей спектров ФП обратимся к схеме, иллюстрирующей энергии ионизации двухзарядного акцептора относительно зон (рис. 4). Данная схема основана на расчете зонного спектра из работы [26] и расчете энергий ионизаций двухвалентного акцептора из работы [19] (дисперсия энергий ионизации в зависимости от положения вакансии ртути относительно центра КЯ приводит к некоторому уширению полос *a* и *b* ФП). “Удвоение” подзон валентной зоны

<sup>2)</sup>В данном случае слово “темновых” взято в кавычки, поскольку образец так или иначе освещается теплыми частями криостата и излучением глобара фурье-спектрометра.

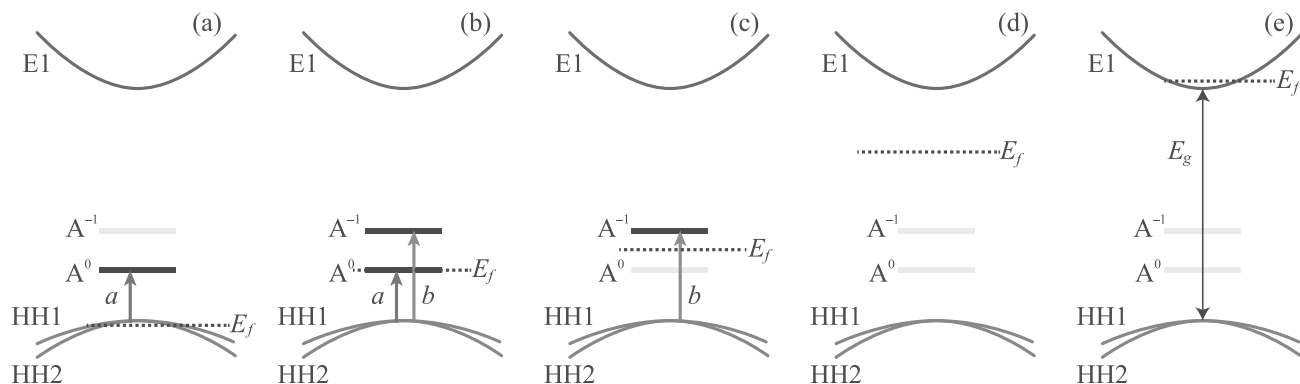


Рис. 4. (Цветной онлайн) Схема, иллюстрирующая наблюдаемые в спектрах ФП примесные переходы. E1 – первая подзона размерного квантования зоны проводимости, HH1 и HH2 – подзоны валентной зоны. Схема зон взята из работы [26].  $E_f$  – положение уровня Ферми.  $A^0$  – энергия частичной ионизации (отрыв одной дырки) нейтральной вакансии ртути,  $A^{-1}$  – энергия полной ионизации (отрыв второй дырки) однократно ионизованной вакансии ртути (энергии отсчитываются от потолка валентной зоны). Серым цветом обозначены энергии переходов, невозможных при заданном положении уровня Ферми

возникает из-за двойной КЯ, поскольку барьер между КЯ оказывается значительно менее туннельно-прозрачным для дырок, чем для электронов. Энергия  $A^0$  соответствует однократной ионизации нейтрального акцептора (акцептор с двумя дырками), энергия  $A^{-1}$  – отрыву второй дырки от однократно ионизованного акцептора. Энергия  $A^{-1}$  больше  $A^0$ , поскольку из-за кулоновского взаимодействия “оторвать” одну дырку от нейтрального акцептора проще, чем “оторвать” дырку от уже отрицательно заряженного однократно ионизованного акцептора.

После охлаждения образцы обладают дырочной проводимостью, и уровень Ферми близок к потолку валентной зоны (рис. 4a). В этом случае все вакансии ртути будут нейтральными. Соответственно, в спектрах ФП будут наблюдаться переходы с энергией  $A^0$ , соответствующие отрыву одной дырки (переходу электронов из валентной зоны на нейтральный акцептор). Именно такие переходы и отвечают за наблюдаемую в спектрах полосу  $a$  (кривая 1 на рис. 3). Важно отметить, что отсутствие полосы  $b$  на кривой 1 говорит о том, что энергии  $A^0$  и  $A^{-1}$  соответствуют именно ионизации двухзарядного акцептора, а не каких-то двух отдельных однозарядных акцепторов. В последнем случае, в ситуации, когда уровень Ферми находится в валентной зоне, в спектрах ФП сразу бы наблюдались обе полосы  $a$  и  $b$ .

После кратковременной подсветки уровень Ферми поднимается и доходит до энергии  $A^0$ . В этом случае часть нейтральных акцепторов становится однократно ионизованными (рис. 4b). При данных условиях в спектрах ФП будут наблюдаться обе полосы  $a$  и  $b$ , связанные с ионизацией нейтральных и

однократно заряженных акцепторов соответственно (кривые 2 и 3 на рис. 3). Дисперсия энергий ионизации в зависимости от положения вакансии ртути относительно центра КЯ приводит к тому, что полосы ФП  $a$  и  $b$  наблюдаются в некотором интервале положений уровня Ферми (интервале доз подсветки).

Дальнейшая подсветка будет приводить ко все большей ионизации нейтральных акцепторов, что приведет к уменьшению интенсивности полосы  $a$  (кривая 4 на рис. 3). Наконец, когда уровень Ферми окажется выше энергии  $A^0$  (рис. 4c), все акцепторы будут однократно ионизованы, и в спектрах ФП останется только полоса  $b$  (кривая 5 на рис. 3).

При еще большем повышении энергии Ферми все акцепторы оказываются полностью (двукратно) ионизованными (рис. 4d), что приводит к исчезновению всех субщелевых особенностей спектров ФП (кривая 6 на рис. 3). В конце концов, при попадании уровня Ферми в зону проводимости (рис. 4e), возрастает собственная электронная проводимость образца, из-за чего зарегистрировать межзонную ФП становится сложнее (кривая 7 на рис. 3).

Спектральное положение полос  $a$  (8–16 мэВ) и  $b$  (19–25 мэВ) хорошо совпадает с данными, полученными для энергий ионизации вакансии ртути в различных одиночных КЯ HgTe с нормальной зонной структурой [19–21]. Такое совпадение вместе с наблюдаемыми изменениями интенсивностей полос при изменении положения уровня Ферми позволяют связать полосу  $a$  с ионизацией нейтральной вакансии ртути (отрыв одной дырки), а полосу  $b$  с ионизацией уже однократно ионизованной вакансии (отрыв второй дырки).



Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант # 19-72-00128). Измерения магнитосопротивления были выполнены в рамках гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (МК-1430.2020.2).

Авторы благодарят Л. С. Бовкуна за помощь в анализе транспортных измерений.

1. A. Rogalski, *Opto-Electron. Rev.* **20**, 279 (2012).
2. L. G. Gerchikov and A. Subashiev, *Phys. Status Solidi B* **160**, 443 (1990).
3. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
4. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. L. Qi, and S. C. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
5. V. Rumyantsev, M. Fadeev, V. Aleshkin, N. Kulikov, V. Utochkin, N. Mikhailov, S. Dvoretiskii, S. Pavlov, H.-W. Hübers, V. Gavrilenko, C. Sirtori, Z. F. Krasilnik, and S. Morozov, *Phys. Status Solidi B* **256**, 1800546 (2019).
6. G. Alymov, V. Rumyantsev, S. Morozov, V. Gavrilenko, V. Aleshkin, and D. Svintsov, *ACS Photonics* **7**, 98 (2020).
7. M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, and P. De Natale, *Opt. Express* **23**, 5167 (2015).
8. D. T. Cheung, *J. Vac. Sci. Technol. A* **3**, 128 (1985).
9. A. Rogalski, *Rep. Prog. Phys.* **68**, 2267 (2005).
10. В. С. Варавин, Г. Ю. Сидоров, Ю. Г. Сидоров, *Журнал физической химии* **84**, 1605 (2010).
11. B. Li, Y. Gui, Z. Chen, H. Ye, J. Chu, S. Wang, R. Ji, and L. He, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1538 (1998).
12. T. Sasaki, N. Oda, M. Kawano, S. Sone, T. Kanno, and M. Saga, *J. Cryst. Growth* **117**, 222 (1992).
13. S. H. Shin, M. Chu, A. H. B. Vanderwyck, M. Lanir, and C. C. Wang, *J. Appl. Phys.* **51**, 3772 (1980).
14. S. R. Kurtz, J. Bajaj, D. D. Edwall, and S. J. C. Irvine, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 941 (1993).
15. F. Yue, J. Wu, and J. Chu, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 131909 (2008).
16. К. Д. Мынбаев, А. В. Шияев, Н. Л. Баженов, А. И. Ижнин, И. И. Ижнин, Н. Н. Михайлов, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, *ФТП* **49**, 379 (2015).
17. F. Gemain, I. C. Robin, and G. Feuillet, *J. Appl. Phys.* **114**, 213706 (2013).
18. V. V. Rumyantsev, D. V. Kozlov, S. V. Morozov, M. A. Fadeev, A. M. Kadykov, F. Teppe, V. S. Varavin, M. V. Yakushev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, and V. I. Gavrilenko, *Semicond. Sci. Technol.* **32**, 095007 (2017).
19. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев, В. С. Варавин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, *Ф. Тeppe, ФТП* **50**, 1690 (2016).
20. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев, Н. С. Куликов, В. В. Уточкин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, Х.-В. Хюберс, Ф. Тeppe, С. В. Морозов, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 679 (2019).
21. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев, М. С. Жолудев, В. С. Варавин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, *Ф. Тeppe, ЖЭТФ* **154**, 1226 (2018).
22. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretiskii, Y. G. Sidorov, V. A. Shvets, E. V. Spesivtsev, and S. V. Rykhliiski, *Int. J. Nanotechnol.* **3**, 120 (2006).
23. S. Dvoretiskii, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, *J. Electron. Mater.* **39**, 918 (2010).
24. К. Е. Спиринов, Д. М. Гапонова, К. В. Маремьянин, В. В. Румянцев, В. И. Гавриленко, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *ФТП* **52**, 1482 (2018).
25. S. S. Krishtopenko, W. Кнар, and F. Teppe, *Sci. Rep.* **6**, 30755 (2016).
26. Л. С. Бовкун, С. С. Криштопенко, А. В. Иконников, В. Я. Алешкин, А. М. Кадыков, S. Ruffenach, C. Consejo, F. Teppe, W. Кнар, M. Orlita, V. Piot, M. Potemski, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, *ФТП* **50**, 1554 (2016).
27. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, and M. Orlita, *J. Phys. Condens. Matter* **31**, 145501 (2019).
28. K. Ortner, X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, C. R. Becker, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. B* **66**, 075322 (2002).
29. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. V. Maremyanin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, S. S. Krishtopenko, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, M. Orlita, and V. I. Gavrilenko, *Opto-Electron. Rev.* **27**, 213 (2019).
30. М. В. Якунин, С. С. Криштопенко, С. М. Подгорных, М. Р. Попов, В. Н. Неверов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 415 (2016).