

Спектроскопия фотолюминесценции структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в диапазоне длин волн 15–30 мкм

© В.В. Румянцев^{1,2}, А.А. Разова^{1,2}, Д.В. Козлов^{1,2}, М.А. Фадеев¹, К.В. Маремьянин¹, В.В. Уточкин¹, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³, В.И. Гавриленко^{1,2}, С.В. Морозов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

³ Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: rummyantsev@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 25 декабря 2021 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2021 г.

Принята к публикации 30 декабря 2021 г.

Гетероструктуры с квантовыми ямами $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ с малой шириной запрещенной зоны в последние годы активно исследуются как в связи с тематикой топологических изоляторов, так и с точки зрения их применения в оптоэлектронике терагерцового диапазона. В данной работе исследуются спектры фотопроводимости и фотолюминесценции гетероструктуры с квантовыми ямами $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}/\text{CdHgTe}$ с шириной запрещенной зоны 40 мэВ. Кроме межзонных переходов, идентифицированы особенности спектров, связанные с резонансными состояниями акцепторов. Обсуждаются возможности использования исследуемых структур для создания межзонных излучателей на длине волны ~ 30 мкм, недоступной для существующих квантово-каскадных лазеров.

Ключевые слова: узкозонные полупроводники, HgCdTe, резонансные состояния, акцепторы, фотолюминесценция.

DOI: 10.21883/FTP.2022.05.52348.9790

1. Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ с малой шириной запрещенной зоны в последние годы активно исследуются как в связи с тематикой топологических изоляторов [1–4], так и с точки зрения их применения в оптоэлектронике терагерцового диапазона [5]. В частности, КЯ на основе HgCdTe могут быть использованы в качестве активной среды для длинноволновых лазеров на межзонных переходах, которые могут составить конкуренцию квантово-каскадным лазерам (ККЛ). Особенно это актуально в диапазоне длин волн 20–60 мкм, который из-за сильного решеточного поглощения в материалах $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, используемых для создания ККЛ, на сегодняшний день остается практически не охваченным ими [6,7]. Предполагается, что квантовая эффективность межзонной фотолюминесценции (ФЛ) и стимулированного излучения (СИ) структур с КЯ $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}/\text{CdHgTe}$ при одной и той же ширине запрещенной зоны зависит от закона дисперсии носителей [8,9], вид которого определяется параметрами (толщина и доля кадмия в КЯ, а также состав барьеров).

Зная параметры КЯ, можно с помощью численных методов оценить эффективность оже-рекомбинации, которая является одним из главных факторов, препятствующих получению длинноволнового СИ. Как было показано в работах [9,10], эффективность оже-рекомбинации коррелирует с величиной так называемой пороговой

энергии оже-процесса, которая однозначно определяется зонным спектром исследуемой структуры. Пороговая энергия определяется как минимальная кинетическая энергия, в случае достижения которой система из трех частиц может принять участие в оже-процессе [11]. Определение эффективности оже-рекомбинации наиболее важно в диапазоне длин волн в окрестности 30 мкм и больше, где из-за растущего фононного поглощения [12] и поглощения на свободных носителях для получения усиления необходима большая концентрация носителей, которая влечет за собой увеличение темпов оже-рекомбинации.

Современная технология молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволяет выращивать высококачественные структуры с *in situ* эллипсометрическим контролем параметров [13,14]. Однако точное определение концентрации Cd в слоях толщиной в несколько нанометров для данного метода до сих пор остается относительно сложной задачей. Альтернативным способом уточнить параметры структур служат детальные измерения спектров фотопроводимости (ФП) и ФЛ. Кроме межзонных переходов, спектры ФЛ и ФП дают информацию и о переходах, связанных с наличием примесей и дефектов в материале. Исследование переходов с участием примесей является наиболее актуальным для приемников излучения, так как примесные уровни приводят к безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла [15–18], однако при-

месные переходы влияют и на характеристики источников излучения с малой мощностью. Одним из самых распространенных точечных дефектов в структурах на основе HgCdTe является вакансия ртути, которая представляет собой двухвалентный акцептор [19,20]. Он может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный A_2^0 -центр, частично ионизованный A_2^{-1} -центр и полностью ионизованный A_2^{-2} -центр [21]. В узкозонных гетероструктурах акцепторные центры могут оказаться в зоне проводимости, что приведет к образованию так называемых резонансных состояний, описание и идентификация которых является отдельной интересной задачей.

В данной работе проводится экспериментальное исследование спектров ФП и ФЛ, на основе которых осуществляется *ex situ* характеристика структуры, рассчитанной на генерацию длинноволнового излучения в окрестности 30 мкм. Для исследуемой структуры на основе уточненных параметров проводится оценка пороговой энергии оже-рекомбинации, и обсуждаются возможности получения СИ на межзонных переходах. Кроме межзонных переходов, в спектрах ФЛ впервые обнаружены особенности, связываемые с переходами между континуумом валентной зоны и резонансным состоянием акцептора.

2. Исследуемая структура и методика эксперимента

В данной работе исследуется волноводная гетероструктура с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe, выращенная в ИФП СО РАН методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs в направлении роста [013] с использованием буферных слоев ZnTe и CdTe [22]. В волноводные слои помещен массив (10 КЯ) разделенных широкозонными барьерными слоями CdHgTe квантовых ям HgCdTe, которые и являются активной областью структур. Активная область располагается в пучности TE_0 -моды, локализация которой происходит за счет градиента показателя преломления между волноводными слоями и между волноводными слоями и воздухом [10].

Для исследования спектров фотопроводимости образцы размещались на конце волноводной вставки, которая помещалась в сосуд Дьюара с жидким гелием или жидким азотом. Излучение заводилось из откачанного до давления 10^{-3} бар фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, где в качестве источника излучения использовался глобар. При измерении спектров ФП в зависимости от диапазона использовались светоделители на основе майлара и бромида калия, а также фильтр KRS5 для отделения вакуумированной части спектрометра от участка, заполненного жидким гелием или азотом.

При исследовании спектров ФЛ и СИ образцы помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла, обесп-

печивающий регулировку температуры в диапазоне от 8 до 300 К. В качестве источника возбуждения при исследовании ФЛ использовался непрерывный диодный лазер с рабочей длиной волны 808 нм и характерной мощностью 100 мВт. Регистрация спектров осуществлялась с помощью оптически сопряженного с криостатом фурье-спектрометра, работавшего в режиме пошагового сканирования [23]. Детектором излучения служил кремниевый болометр.

Для определения параметров структур проводилось сравнение экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов, выполненных в рамках модели Берга–Форемана с гамильтонианом Кейна 8×8 с температурно-зависимыми параметрами [24]. Пороговая энергия оже-рекомбинации определялась методом поиска экстремумов [25]. Расчет энергии ионизации вакансии ртути проводился методом, учитывающим химический сдвиг и влияние „зарядов-изображений“, возникающих из-за разной диэлектрической проницаемости слоев гетероструктуры. Более подробно используемый метод описан в работе [26].

3. Исследования фотопроводимости и фотолюминесценции

На рис. 1 представлены спектры ФП исследуемой структуры, полученные при температурах 4.2 и 77 К. Оба спектра имеют резкий длинноволновый край, отвечающий переходам между основными подзонами размерного квантования ($v1-c1$). Выше по энергии, в области 250 мэВ наблюдается пик, который отвечает энергии перехода между второй валентной подзоной и второй подзоной в зоне проводимости ($v2-c2$). При температуре 77 К второй пик ФП частично перекрывается с провалом в диапазоне 280–300 мэВ, который

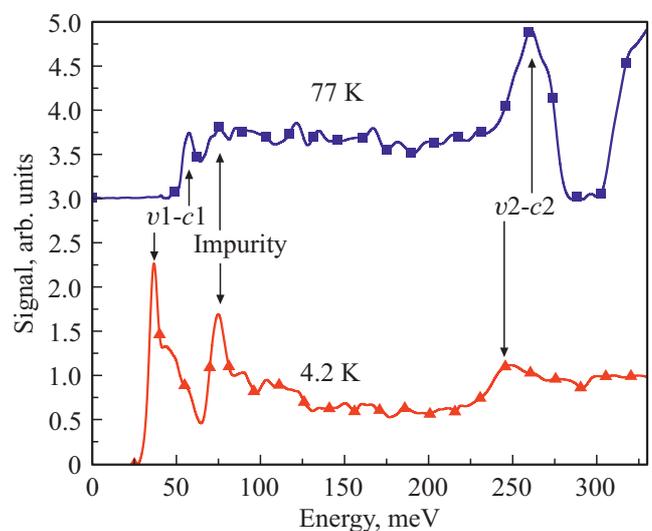


Рис. 1. Спектры фотопроводимости исследуемой структуры, измеренные при температурах 4.2 и 77 К.

связан с поглощением в жидком азоте. С увеличением температуры оба наблюдаемых перехода сдвигаются в сторону коротких длин волн, что подтверждает нормальную зонную структуру в КЯ. При этом температурный сдвиг переходов $\nu 2-c 2$ выражен слабее. Это связано с более слабой зависимостью от температуры экстремумов подзон $c 2$ и $\nu 2$ ввиду большей удаленности по энергии от „дна“ КЯ. Из-за толстых волноводных слоев использование контактов для транспортных измерений было затруднено. Для оценки сдвига Бурштейна–Мосса темновая концентрация носителей оценивалась по площади кривой циклотронного резонанса. Для исследуемой структуры она составила $2.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Сдвиг энергии наблюдаемых переходов при увеличении температуры позволяет проводить коррекцию параметров структуры, полученных на основе данных *in situ* эллипсометрии, поскольку температурное изменение энергии переходов зависит как от ширины КЯ, так и от содержания кадмия в ней. Выполнив подгонку параметров КЯ, используемых для расчета ширины запрещенной зоны в КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ (переход $\nu 1-c 1$), для двух различных температур, можно однозначно определить неизвестные параметры — ширину ямы и содержание кадмия в ней. Аналогичные расчеты можно провести для энергий переходов $\nu 2-c 2$ или сравнивая энергии переходов основных и возбужденных состояний при одной температуре. При этом наибольшая точность достигается при сравнении энергии переходов $\nu 1-c 1$ и $\nu 2-c 2$, так как в этом случае зависимость от параметров ямы наиболее резкая. Кроме того, наличие на спектрах ФП возбужденных переходов может оказаться полезным для характеристики структур с меньшей шириной запрещенной зоны, для которых граница межзонных переходов будет накладываться на особенности спектров ФП, связанные, например, с полосой остаточных лучей в подложке GaAs.

Наилучшее согласие между наблюдаемой картиной ФП и результатами расчетов достигается при значении параметров $x_{\text{Cd}} = 0.102$, $d = 11 \text{ нм}$. При этом энергии как переходов между основными, так и возбужденными состояниями соответствуют спектрам ФП. Высокое содержание Cd в КЯ, а также использование относительно узкозонных барьеров ($x_{\text{Cd}} = 0.58$) приводит к тому, что величина пороговой оже-рекомбинации составляет всего 8 мэВ, что практически в 2 раза меньше, чем в структуре, описанной в работе [10].

На спектрах ФЛ, измеренных при температурах от 10 до 70 К, показанных на рис. 2, видны две линии: длинноволновая, соответствующая энергиям квантов $\sim 37 \text{ мэВ}$, и коротковолновая, соответствующая энергиям 74 мэВ. Первая линия с хорошей точностью соответствует положению „красной границы“ ФП (т.е. энергия квантов в этой линии соответствует разнице энергий краев нижней электронной подзоны и верхней подзоны дырок) и смещается в коротковолновую область с ростом температуры, поэтому естественно связать ее

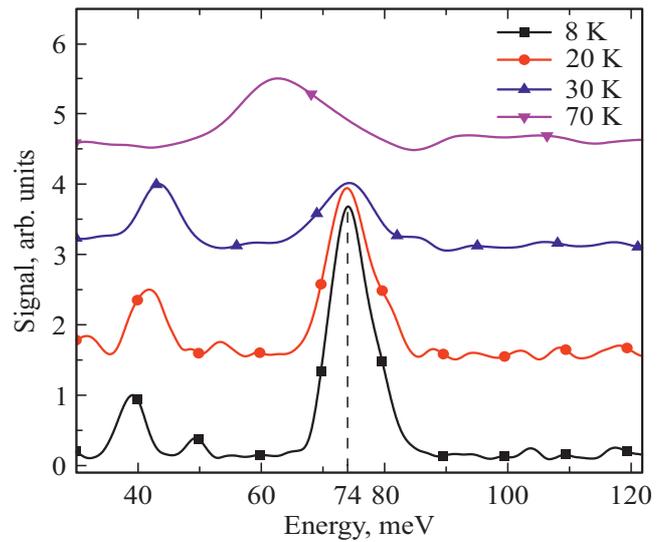


Рис. 2. Нормированные спектры стационарной фотолюминесценции при различных температурах.

с межзонными переходами. Положение второй, более коротковолновой линии ФЛ также с хорошей точностью совпадает с особенностью $\sim 75 \text{ мэВ}$ на спектре ФП и не меняется с ростом температуры. Интенсивность данной линии ФЛ быстро убывает с температурой, и она становится плохо различимой на спектрах ФЛ при $T > 50 \text{ К}$. Следует заметить, однако, что на спектре ФП особенность $\sim 75 \text{ мэВ}$ заметна и при 77 К, хотя и слабо выражена. Данная особенность спектров ФП и ФЛ связана с переходами, энергия которых практически не меняется с температурой, т.е. она не может быть связана с межзонными переходами. Особенность на 75 мэВ можно связать с переходами между одной из зон и состоянием примеси/дефекта, связанным с той же зоной. Так как эффективная масса электронов в узкозонных твердых растворах HgCdTe очень мала, энергия связи $\sim 75 \text{ мэВ}$ может соответствовать лишь акцепторным центрам.

Отметим, что в материале HgCdTe всегда присутствуют по крайней мере двухзарядные акцепторы, образованные вакансиями ртути, возникающими по причине слабости химической связи Hg–Te. Тем не менее соответствующие линии ФЛ и ФП, наблюдаемые в данной работе, требуют более подробного рассмотрения, так как по энергии они находятся выше края межзонных переходов. Это отличает их от типичного случая, когда наблюдаемые особенности спектров связаны с переходами между состояниями непрерывного спектра и локализованными состояниями, расположенными в запрещенной зоне. В нашем случае состояния акцепторов, по всей вероятности, являются резонансными, т.е. попадают в континуум зоны проводимости. Подобные состояния ранее наблюдались только в спектрах ФП объемных пленок HgCdTe [27].

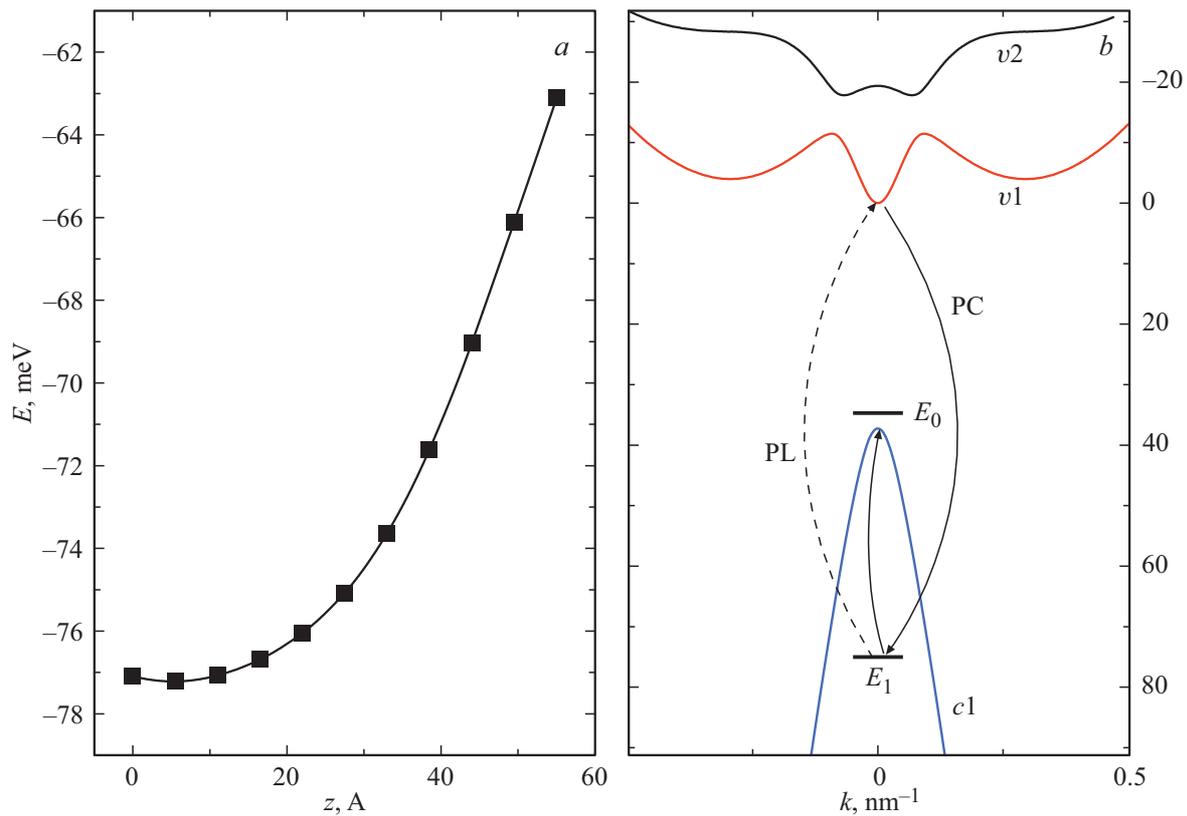


Рис. 3. *a* — зависимость энергии ионизации A_2^{-1} -центра от положения в КЯ; *b* — схема уровней вакансий ртути центров в исследуемой структуре. Стрелками показаны переходы, наблюдаемые на спектрах фотолюминесценции и фотопроводимости.

4. Анализ переходов, связанных с резонансными состояниями акцепторов

Прежде чем перейти к интерпретации наблюдаемых особенностей спектров, опишем состояния акцепторных центров, присутствующих в исследуемом образце. Вакансия ртути является двухвалентным акцептором, который может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный A_2^0 -центр, частично ионизованный A_2^{-1} -центр и полностью ионизованный A_2^{-2} -центр [21]. При этом наблюдаемыми величинами являются энергии ионизации A_2^0 - и A_2^{-1} -центров, которые мы обозначим E_0 и E_1 соответственно.

На рис. 3, *a* представлена рассчитанная энергия ионизации частично ионизованной вакансии ртути (E_1) при различном положении акцепторного центра в квантовой яме гетероструктуры. Расчет проводился методом, учитывающим химический сдвиг и влияние „зарядов-изображений“, возникающих из-за разных диэлектрических проницаемостей слоев гетероструктуры. Метод подробно описан в работе [26]. Как видно из рис. 3, *a*, энергия связи A_2^{-1} -центра в центре КЯ составляет 75.6 мэВ, т.е. состояние такого центра попадает в зону проводимости (ширина запрещенной зоны в гетероструктуре составляет ~ 37 мэВ) и оказывается резонансным. Следует от-

метить, что энергия ионизации нейтрального A_2^0 -центра в центре КЯ составляет 34.7 мэВ, что меньше ширины запрещенной зоны.

На рис. 3, *b* показано положение уровней E_0 и E_1 . Распределение вакансий ртути по зарядовым состояниям зависит от положения уровня Ферми. Так как изучаемая структура имеет электронный тип проводимости, т.е. уровень Ферми находится вблизи края зоны проводимости квантовой ямы гетероструктуры, то локализованные, находящиеся в запрещенной зоне состояния акцепторных центров свободны от дырок.

Таким образом, для вакансии ртути в квантовой яме гетероструктуры реализуется ситуация, когда к вакансии может быть привязан один электрон, но не может быть привязан второй. Так как структура *n*-типа, электронов с донорных уровней больше, чем с акцепторных центров, все двухвалентные акцепторы в квантовой яме гетероструктуры будут находиться в зарядовом состоянии A_2^{-1} . Такие центры участвуют в формировании сигнала фотопроводимости: электрон, поглощая квант света, равный энергии ионизации A_2^{-1} -центра, переходит на состояние акцептора, которое является резонансным. После распада такого резонансного состояния электрон оказывается в зоне проводимости, а дырка — в валентной зоне. Так возникает сигнал фотопроводимости правее полосы межзонных переходов. Данный процесс

проиллюстрирован на рис. 3, *b* сплошными стрелками. Следует отметить, что при перемещении вакансии ртути в барьер ее энергия связи быстро уменьшается, поэтому их состояния оказываются в запрещенной зоне. В структуре *n*-типа такие центры находятся в зарядовых состояниях A_2^{-2} и не участвуют в фотопроводимости.

В то же время как A_2^{-1} -центры в квантовых ямах, так и A_2^{-2} -центры в барьерах могут участвовать в формировании ФЛ. При этом должны наблюдаться спектральные полосы, соответствующие энергии ионизации A_2^0 -центров, помещенных в КЯ гетероструктуры, и A_2^{-1} -центров, находящихся в барьере. Эти энергии меньше ширины запрещенной зоны, т.е. при переходах на указанные центры должна возникать полоса ФЛ с энергией кванта меньше, чем у межзонных переходов. В равновесном случае излучательные переходы с энергией E_1 в валентную зону невозможны, поскольку они обусловлены захватом дырок на A_2^{-2} -центры в КЯ, а последние в равновесии отсутствуют. Тем не менее наиболее интенсивная линия ФЛ, наблюдающаяся при низких температурах, соответствует именно энергии ионизации A_2^{-1} -центров, помещенных в КЯ. Такие центры могут возникать в силу неравновесности условий: после генерации электронно-дырочных пар в барьере, электроны благодаря высокой подвижности быстро диффундируют и захватываются в КЯ. Электрон в КЯ захватывается на резонансное состояние A_2^{-1} -центра, благодаря чему возникнет полностью ионизованная вакансия ртути, после чего на такой A_2^{-2} -центр может быть захвачена дырка из валентной зоны с испусканием кванта излучения с энергией E_1 . При этом время распада резонансного состояния A_2^{-2} -центра из-за взаимодействия с континуумом зоны проводимости должно быть больше времени излучательного перехода дырки на центр, что становится возможным благодаря более высокой плотности вероятности обнаружения электрона на резонансном состоянии (относительно других состояний в зоне проводимости) [28].

5. Подавление оже-рекомбинации и возможность получения СИ

Результаты исследований межзонной ФЛ и ФП позволили с хорошей точностью определить концентрацию Cd в КЯ и ее ширину. На основе уточненных параметров структуры была рассчитана пороговая энергия оже-рекомбинации, которая для основного оже-процесса с участием двух электронов и дырки из основных подзон размерного квантования составила 8 мэВ. Исследования при накачке импульсным CO₂-лазером не позволили получить СИ в данной структуре. С другой стороны, экспериментально подтверждено, что СИ на длине волны ~ 30 мкм удается получить при схожих условиях эксперимента в структурах с порогом оже-процесса ~ 20 мэВ [10]. Отметим, что в обоих случаях пороговая энергия значительно больше температуры

решетки 8 К (которая соответствует энергии ~ 1 мэВ), что должно приводить к сильному подавлению оже-рекомбинации, если температура носителей близка к температуре решетки. В частности, теоретические расчеты, принимающие температуры решетки и носителей равными 4.2 и 77 К соответственно, показывают, что модовый коэффициент усиления достигает ~ 5000 см⁻¹ при концентрации носителей $2 \cdot 10^{11}$ см⁻² в структурах с 20 КЯ, что позволяет рассчитывать на получение СИ во всем диапазоне длин от 20 до 50 мкм [29]. Для длин волн ~ 30 мкм требуемый коэффициент усиления для получения СИ значительно меньше и составляет не более 300 см⁻¹. Такой коэффициент усиления достигается [29] уже при неравновесной концентрации носителей $\sim 6 \cdot 10^{10}$ см⁻², для которой, согласно [30], при 8 К вероятность аннигиляции электронно-дырочной пары из-за оже-процесса все еще ниже вероятности излучательной рекомбинации. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте отсутствие СИ в структурах с пороговой энергией оже-рекомбинации < 20 мэВ указывает на существенное отличие температуры носителей от температуры решетки (более чем на 80 К), т.е. о сильном влиянии разогрева. Как показывают предыдущие исследования [31,32], разогрев носителей может быть уменьшен при переходе к более длинноволновой накачке, которую в диапазоне длин волн > 10.6 мкм можно реализовать с помощью ККЛ [33,34] при условии, что пороговая плотность мощности не будет превышать нескольких Вт/см² [35].

6. Заключение

В данной работе выполнено экспериментальное исследование спектров ФП и ФЛ, на основе которых осуществляется *ex situ* характеристика структуры, рассчитанная на генерацию длинноволнового излучения в окрестности 30 мкм. Для исследуемой структуры на основе уточненных параметров получена оценка пороговой энергии оже-рекомбинации, и показано, что возможность получения СИ на межзонных переходах ограничена разогревом носителей. Кроме межзонных переходов, идентифицированы особенности спектров ФП и ФЛ, связанные с резонансным состоянием вакансии ртути, и предложен механизм возникновения наблюдаемых особенностей при квазиравновесных (в режиме исследования ФП) и неравновесных условиях (в режиме исследования ФЛ).

Благодарности

Исследования фотопроводимости и расчет энергий межзонных переходов и энергии ионизации акцепторных состояний поддержаны Министерством науки и высшего образования РФ (грант Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых — кандидатов наук и докторов

наук МК-1430.2020.2). Исследования фотолюминесценции поддержаны грантом Российского научного фонда (RSF-ANR Grant # 20-42-09039).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L. Lunczer, P. Leubner, M. Endres, V.L. Müller, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. Lett.*, **123** (4), 047701 (2019).
- [2] A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, S.N. Danilov, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov. *JETP Lett.*, **106** (3), 162 (2017).
- [3] M.V. Durnev, S.A. Tarasenko. *Phys. Rev. B*, **93** (7), 075434 (2016).
- [4] C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, L.W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Nature Phys.*, **8** (6), 485 (2012).
- [5] S. Ruffenach, A. Kadykov, V.V. Rumyantsev, J. Torres, D. Coquillat, D. But, S.S. Krishtopenko, C. Consejo, W. Knap, S. Winnerl, M. Helm, M.A. Fadeev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov, F. Teppe. *APL Mater.*, **5** (3), 035503-1 (2017).
- [6] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. *Opt. Express*, **23** (4), 5167 (2015).
- [7] M.S. Vitiello, A. Tredicucci. *Adv. Phys. X*, **6** (1), 1893809 (2021).
- [8] V. Rumyantsev, M. Fadeev, V. Aleshkin, N. Kulikov, V. Utochkin, N. Mikhailov, S. Dvoretzkii, S. Pavlov, H.-W. Hübers, V. Gavrilenko, C. Sirtori, Z.F. Krasilnik, S. Morozov. *Phys. Status Solidi B*, **256** (6), 1800546 (2019).
- [9] V.V. Rumyantsev, A.A. Razova, L.S. Bovkun, D.A. Tatarskiy, V.Y. Mikhailovskii, M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, T.A. Uaman Svetikova, K.V. Maremyanin, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, V.G. Remesnik, V.Y. Aleshkin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, M. Potemski, M. Orlita, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *Nanomaterials*, **11** (7), 1855 (2021).
- [10] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, M.S. Zholudev, A.A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, V.I. Gavrilenko, F. Teppe. *ACS Photonics*, **8** (12), 3526 (2021).
- [11] V.N. Abakumov, V.I. Perel, I.N. Yassievich. *Nonradiative Recombination in Semiconductors* (North-Holland, Elsevier Science Publishers, 1991).
- [12] D.N. Talwar, M. Vandevyver. *J. Appl. Phys.*, **56** (6), 1601 (1984).
- [13] V.A. Shvets, N.N. Mikhailov, D.G. Ikusov, I.N. Uzhakov, S.A. Dvoretzkii. *Opt. Spectrosc.*, **127** (2), 340 (2019).
- [14] S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39** (7), 918 (2010).
- [15] K. Jóźwikowski, M. Kopytko, A. Rogalski. *J. Appl. Phys.*, **112** (3), 033718 (2012).
- [16] D. Donetsky, G. Belenky, S. Svensson, S. Suchalkin. *Appl. Phys. Lett.*, **97** (5), 052108 (2010).
- [17] C.H. Grein, M.E. Flatté, Y. Chang. *J. Electron. Mater.*, **37** (9), 1415 (2008).
- [18] S. Krishnamurthy, M.A. Berding, Z.G. Yu. *J. Electron. Mater.*, **35** (6), 1369 (2006).
- [19] W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone. *Appl. Phys. Rev.*, **2** (4), 041303 (2015).
- [20] A. Rogalski. *Rep. Progr. Phys.*, **68** (10), 2267 (2005).
- [21] 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. Dvoretzkii, V.I. Gavrilenko. *Semicond. Sci. Technol.*, **32** (9), 095007 (2017).
- [22] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, Y.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhlytski. *Int. J. Nanotechnol.*, **3** (1), 120 (2006).
- [23] J. Shao, W. Lu, X. Lü, F. Yue, Z. Li, S. Guo, J. Chu. *Rev. Sci. Instrum.*, **77** (6), 063104 (2006).
- [24] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **72** (3), 035321 (2005).
- [25] V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Rumyantsev, S.V. Morozov. *J. Phys. Condens. Matter*, **31** (42), 425301 (2019).
- [26] Д.В. Козлов, В.В. Румянцев, С.В. Морозов. *ФТП*, **53** (9), 1224 (2019).
- [27] V.V. Rumyantsev, S.V. Morozov, A.V. Antonov, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretzkii, N.N. Mikhailov. *Semicond. Sci. Technol.*, **28** (12), 125007 (2013).
- [28] М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, С.В. Морозов. *ФТП*, **55** (10), 861 (2021).
- [29] А.А. Дубинов, В.В. Румянцев, М.А. Фадеев, В.В. Уточкин, С.В. Морозов. *ФТП*, **55** (5), 455 (2021).
- [30] V.Y. Aleshkin, V.V. Rumyantsev, K.E. Kudryavtsev, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, G. Alymov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, F. Teppe, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *J. Appl. Phys.*, **129** (13), 133106 (2021).
- [31] В.В. Румянцев, Н.С. Куликов, А.М. Кадьков, М.А. Фадеев, А.В. Иконников, А.С. Казаков, М.С. Жолудев, В.Я. Алешкин, В.В. Уточкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **52** (11), 1263 (2018).
- [32] V.V. Rumyantsev, M.A. Fadeev, V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, A.V. Antonov, D.A. Ryzhov, D.I. Kuritsin, V.I. Gavrilenko, Z.F. Krasilnik, C. Sirtori, F. Teppe, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, S.V. Morozov. *J. Infrared, Millim. Terahertz Waves*, **41** (7), 750 (2020).
- [33] Z. Lohmari, M. Bahriz, A. Meguekam, R. Teissier, A.N. Baranov. *Electron. Lett.*, **55** (3), 144 (2019).
- [34] A.N. Baranov, M. Bahriz, R. Teissier. *Opt. Express*, **24** (16), 18799 (2016).
- [35] В.В. Уточкин, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, В.И. Гавриленко, Н.С. Куликов, М.А. Фадеев, В.В. Румянцев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, А.А. Разова, С.В. Морозов. *ФТП*, **54** (10), 1169 (2020).

Редактор А.Н. Смирнов

Photoluminescence spectroscopy of HgCdTe quantum well heterostructures in the 15–30 μm wavelength range

V.V. Rumyantsev^{1,2}, A.A. Razova^{1,2}, D.V. Kozlov^{1,2},
M.A. Fadeev¹, K.V. Maremyanin¹, V.V. Utochkin¹,
N.N. Mikhailov³, S.A. Dvoretzky³,
V.I. Gavrilenko^{1,2}, S.V. Morozov^{1,2}

¹ Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² National Research Lobachevsky State
University of Nizhny Novgorod,
603022 Nizhny Novgorod, Russia

³ Institute for Semiconductor Physics,
Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract In recent years, narrow gap heterostructures with $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ quantum wells have been actively studied both in connection with the topic of topological insulators and from the point of view of their application in optoelectronics in the terahertz domain. In this work, we study the photoconductivity and photoluminescence spectra of structure with a band gap of 40 meV. In addition to interband transitions, the features of the spectra associated with the resonance states of acceptors have been identified. The possibilities of using the structures under study to develop interband emitters at a wavelength of $\sim 30 \mu\text{m}$, which is inaccessible to existing quantum-cascade lasers, are discussed.