

Примесная фотопроводимость узкозонных структур кадмий—ртуть—теллур

© Д.В. Козлов^{*†}, В.В. Румянцев^{**}, С.В. Морозов^{**}, А.М. Кадыков^{**♦}, В.С. Варавин^{*},
Н.Н. Михайлов^{*■}, С.А. Дворецкий^{*■}, В.И. Гавриленко^{**}, Ф. Терре[♦]

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

+ Нижегородской государственной университет им. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

• Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

■ Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

♦ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Université Montpellier II,
Montpellier, France

(Получена 29 апреля 2015 г. Принята к печати 12 мая 2015 г.)

Измерены спектры фотопроводимости (ФП) твердых растворов CdHgTe (КРТ) с долей Cd 17 и 19%. Предложена простая модель расчета состояний двухзарядных акцепторов в твердых растворах КРТ, позволяющая удовлетворительно описать наблюдаемые спектры фотопроводимости. Обнаруженные линии в спектрах фотопроводимости узкозонных КРТ структур связаны с переходами между состояниями как заряженного, так и нейтрального акцепторного центра.

1. Введение

Твердые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) исследуются уже свыше четырех десятилетий и за эти годы накоплен огромный материал по технологии и свойствам соединений с долей Cd $x > 0.2$, так как они широко применяются для создания приемников и приемных матриц среднего инфракрасного (ИК) диапазона. В то же время продвижение таких структур в длинноволновую область спектра сдерживалось рядом технологических трудностей, в частности возникающими флуктуациями состава твердого раствора, которые при небольших x приводят к сильным флуктуациям ширины запрещенной зоны. В последние годы качество КРТ структур значительно улучшилось благодаря прогрессу в технологии роста. Молекулярно-лучевая эпитаксия КРТ материалов при низких температурах позволяет выращивать высококачественные эпитаксиальные структуры на основе КРТ с шириной запрещенной зоны меньше 100 мэВ, как объемные пленки, так и структуры с КЯ. В работах [1,2] были выполнены исследования спектров терагерцовой фотопроводимости (ФП) в узкозонных объемных структурах КРТ. Спектры ФП структур с долей Cd в растворе более 0.19 и шириной запрещенной зоны при температуре жидкого гелия больше 50 мэВ состояли только из широкой полосы межзонной ФП, имеющей очень резкую красную границу (что говорит о высоком качестве структур) и смещающуюся в коротковолновую область с ростом температуры. В материалах с более узкой запрещенной зоной на фоне полосы ФП, связанной с межзонным возбуждением, обнаружены узкие линии, обусловленные, как показали измерения спектров ФП

в присутствии магнитного поля, возбуждением неких акцепторных центров [2]. Отметим, что наиболее распространенным акцептором в легированных твердых растворах КРТ из-за слабой связи Hg–Te является вакансия ртути [3]. Также известно, что вакансия ртути является двухзарядным акцептором [4].

Настоящая работа посвящена исследованию состояний двухзарядного акцептора в узкозонных структурах $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Были исследованы спектры ТГц ФП образцов, выращенных методом молекулярно-лучевой (МВЕ) эпитаксии. Для интерпретации экспериментальных данных был теоретически рассчитан спектр энергий двухзарядного акцептора в твердых растворах КРТ.

2. Эксперимент

Исследовались объемные эпитаксиальные слои КРТ, выращенные методом МВЕ на подложке GaAs(013). Активный слой структуры окружен варизонными слоями КРТ и располагается на буфере из CdTe толщиной около 5 мкм (см., например, [1,2]). Образец № 110429 содержит 17% кадмия, а № 120210 — 19%. Структуры не были намеренно легированы, остаточная концентрация электронов в образце № 110429 была около 10^{15} см^{-3} при $T = 4.2 \text{ К}$. Образец № 120210 (исходно также n -типа) отжигался в атмосфере инертного газа. В результате за счет выхода ртути из структуры была создана избыточная концентрация акцепторов (вакансий ртути) над донорной примесью. Спектры ФП были измерены на фурье-спектрометре Bruker Vertex 80v [2]. Исследуемый образец располагался в криостате замкнутого цикла OptistatAC-V, оптически сопряженном с фурье-спектрометром.

† E-mail: dvkoz@ipmras.ru

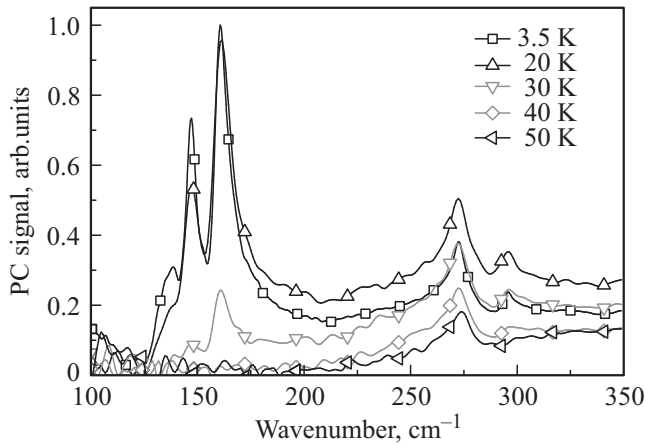


Рис. 1. Спектры фотопроводимости узкозонной КРТ-структуры № 110429 *n*-типа с долей Cd $x = 0.17$, измеренные при разных значениях температуры.

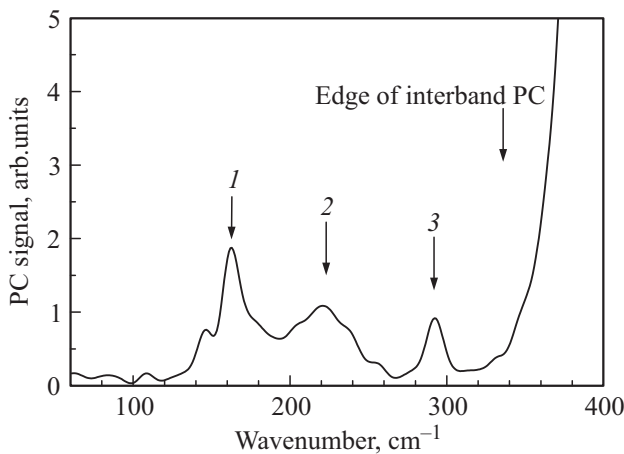


Рис. 2. Спектр ФП КРТ структуры № 120210 *p*-типа с долей Cd $x = 0.19$, измеренный при $T = 4.2$ К.

На рис. 1 представлены спектры длинноволновой ФП КРТ структуры № 110429 с шириной запрещенной зоны около 10 мэВ, измеренные при различных температурах. При $T = 3.5$ К на фоне полосы межзонных переходов видна мощная длинноволновая линия, соответствующая энергиям квантов $140\text{--}170\text{ см}^{-1}$, и более коротковолновый пик около 280 см^{-1} . „Провалы“ в спектре при 120 и 150 см^{-1} обусловлены поглощением на частотах HgTe- и CdTe-подобных ТО фононов [2]. Как уже отмечалось, связь данных особенностей с фотовозбуждением акцепторов была установлена в работе [2] путем измерения спектров ФП в магнитном поле. Приложение даже небольшого магнитного поля приводит к сильному квантованию Ландау электронов за счет их легкой массы, в то время как на гораздо более тяжелые дырки и соответственно акцепторные состояния, магнитное поле практически не действует. В результате ширина запрещенной зоны увеличивается, и красная граница межзонной фотопроводимости сдвигается в сторону коротких длин волн, а спектральное положение линий,

соответствующих переходам на резонансные состояния акцепторов, в зоне проводимости не изменяется. На рис. 1 представлены спектры ФП того же образца, измеренные при разных значениях температуры. Увеличение температуры действует сходным с магнитным полем образом — с ростом температуры ширина запрещенной зоны увеличивается, и полоса межзонных переходов сдвигается в коротковолновую область. Положение наблюдаемых линий при этом не меняется. Это подтверждает тот факт, что наблюдаемые особенности обусловлены переходами между состояниями, связанными с одной зоной, а именно — между состояниями акцепторов.

На рис. 2 представлен спектр ФП КРТ структуры № 120210 *p*-типа с шириной запрещенной зоны около 45 мэВ. В этой структуре красная граница полосы ФП, связанной с межзонными переходами, соответствует 350 см^{-1} . Отметим, что в спектре ФП этого образца также наблюдаются особенности в районе $140\text{--}170\text{ см}^{-1}$ и около 280 см^{-1} , как и в спектре структуры № 110429. В дополнение к таким линиям в спектре присутствует особенность 2 вблизи 220 см^{-1} . Для интерпретации наблюдаемых особенностей в спектрах ФП были рассчитаны энергии состояний вакансии ртути и матричные элементы переходов между такими состояниями.

3. Расчет состояний двухвалентного акцептора в КРТ структурах

Как уже было сказано, остаточным акцептором в КРТ структурах является вакансия ртути, которая является двухвалентным центром. Такой акцептор может находиться в следующих рядовых состояниях.

1. С акцепторным центром не связана ни одна дырка. В таком случае акцептор будет двукратно заряжен (A^{-2} -центр).

2. С акцепторным центром связана одна дырка. В этом случае акцептор заряжен однократно (A^{-1} -центр). При этом говорят об одночастичных состояниях.

3. С акцепторным центром связаны две дырки. В этом случае мы имеем дело с нейтральным центром (A^0 -центр). Энергия состояния A^0 -центра складывается из энергий двух дырок, локализованных на таком центре. Основное состояние нейтрального акцептора реализуется, когда обе дырки находятся на нижнем уровне энергии E_0 (рис. 3). Возбужденное состояние центра образовано двумя дырками, одна из которых находится в нижнем состоянии с энергией E_1 , а вторая — в возбужденном состоянии с энергией E_2 . При этом энергия связи частицы на основном уровне оказывается больше, чем энергия каждой дырки ($E_1 > E_0$), когда центр находится в основном состоянии. Отметим, что энергия системы, где обе дырки возбуждены, оказывается больше энергии однократно ионизованного акцептора со второй дыркой, находящейся в основном состоянии.

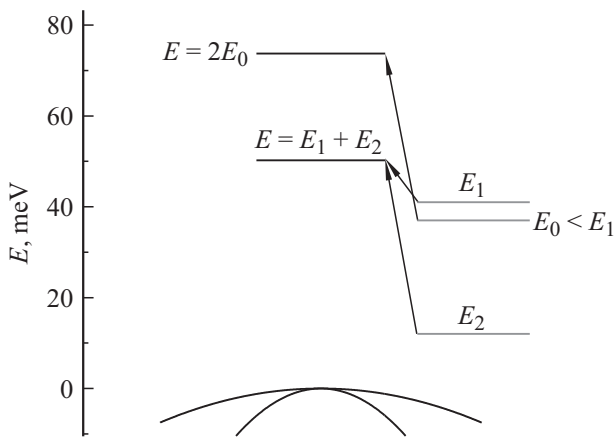


Рис. 3. Основное и нижнее возбужденное состояния нейтрального двухвалентного акцептора (черные линии), рассчитанные для образца № 110429 (см. далее). Серыми линиями показаны уровни энергий дырок, которые образуют соответствующие состояния центра.

Таким образом состояния двух возбужденных дырок лежат в непрерывном спектре (как и для электронов в атоме гелия).

Нужно отметить, что задача о двухчастичном состоянии на двузарядовом центре ранее решалась только приближенными методами применительно к атому гелия [5]. Расчет также осложняется тем, что приходится описывать состояния носителей вблизи края вырожденной зоны, а значит решать не одно уравнение Шредингера, а систему дифференциальных уравнений для огибающих волновых функций.

Расчет как одночастичных, так и двухчастичных состояний проводился в приближении эффективной массы. Гамильтониан выбирался в виде суммы кинетической энергии (гамильтониан Латтинжера) и энергии кулоновского взаимодействия с заряженным акцептором [6]. Химический сдвиг не учитывался. Использовалось сферическое приближение, т.е. закон дисперсии дырок полагался изотропным. Для этого в элементах гамильтониана Латтинжера были заменены параметры γ_2 и γ_3 на $\gamma = (2\gamma_2 + 3\gamma_3)/5$ [7]. Значения параметров Латтинжера и диэлектрической проницаемости в твердом растворе находили с использованием линейной интерполяции между соответствующими значениями параметров в HgTe и CdTe [8]. При решении уравнения Шредингера с гамильтонианом Латтинжера не учитывалось влияние зоны проводимости на спектр акцепторов. Такое влияние невелико, поскольку плотности состояний в зоне проводимости КРТ структуры много меньше плотности состояний в валентной зоне. Влияние зоны проводимости на спектр акцепторов было оценено по теории возмущений. Оказалось, что учет такого влияния приводит к изменению энергии основного одночастичного состояния дырки не более чем на 10%, а нижнего возбужденного не более чем на 3%.

При расчетах одночастичных состояний однократно ионизованного центра волновая функция акцептора разлагалась по базису из огибающих волновых функций свободных дырок, которые являются собственными функциями гамильтониана в отсутствие кулоновского потенциала. Подставляя такое разложение в уравнение эффективной массы, получаем интегральное уравнение для коэффициентов разложения, которое решали, заменяя интеграл дискретной суммой, как описано в [6].

При расчете двухчастичных состояний необходимо решать уравнение Шредингера с гамильтонианом Латтинжера для волновой функции двух дырок:

$$\left[H_L(\nabla_1) + H_L(\nabla_2) - \left(E + \frac{Ze^2}{\kappa r_1} + \frac{Ze^2}{\kappa r_2} - \frac{e^2}{\kappa |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right) \right] \times \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 0. \quad (1)$$

Здесь $H_L(\nabla_{1,2})$ — гамильтониан Латтинжера соответственно для первой и второй дырки, являющийся матрицей 4×4 , $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — четырехкомпонентный волновой вектор — функция двух частиц, $Z = 2$ — заряд акцепторного центра. Учитывая, что дырки являются фермионами и двухчастичная волновая функция должна менять знак при перестановке частиц, можно построить волновую функцию для двух дырок, находящихся в основном состоянии. Такие функции имеют вид

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_i(\mathbf{r}_1)\Psi_j(\mathbf{r}_2) - \Psi_i(\mathbf{r}_2)\Psi_j(\mathbf{r}_1)], \quad (2)$$

где $i, j = -3/2, -1/2, 1/2, 3/2$ — проекции полного момента для одночастичных функций, причем $i \neq j$. Функции $\Psi_{i,j}(r_{1,2})$ ищем в виде разложения по базису из собственных функций свободных дырок $G_i(n, \mathbf{k})$:

$$\Psi_i(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^2 \int d^3\mathbf{k} C_n(\mathbf{k}) G_i(n, \mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (3)$$

где $n = 1, 2$ — номер дырочной подзоны, $n = 1$ соответствует подзоне тяжелых дырок, $n = 2$ — подзоне легких дырок, \mathbf{r} — радиус-вектор, \mathbf{k} — волновой вектор дырки. Из таких функций строим двухчастичную функцию и, подставляя ее в уравнение Шредингера, получаем уравнение для коэффициентов разложения

$$\begin{aligned} [2E_{n'}(\mathbf{q}) - E]C_{n'}(\mathbf{q}) - \sum_{n=1}^2 \int d^3\mathbf{k} C_n(\mathbf{k}) G_i(n, \mathbf{k}) G_i^*(n', \mathbf{q}) \\ \times \frac{e^2}{\kappa |\mathbf{k} - \mathbf{q}|^2} \left(2Z - \sum_{m=1}^2 \int d^3\mathbf{k}' |C_m(\mathbf{k}')|^2 \right) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Интегральное нелинейное уравнение (4) решали методом последовательных приближений. Схема итераций

была построена следующим образом:

$$[2E_{n'}(\mathbf{q}) - E]C_{n'}^{(l)}(q) - \sum_{n=1}^2 \int d^3\mathbf{k} C_n^{(l)}(\mathbf{k}) G_i(n, \mathbf{k}) G_i^*(n', \mathbf{q}) \times \frac{e^2}{\kappa|\mathbf{k} - \mathbf{q}|^2} \left(2Z - \sum_{m=1}^2 \int d^3\mathbf{k}' |C_m^{(l-1)}(\mathbf{k}')|^2 \right) = 0, \quad (5)$$

где l — номер шага итераций. На каждом шаге значения коэффициентов разложения $C_n(\mathbf{k})$ были рассчитаны путем замены интегралов дискретными суммами. В качестве первого шага были найдены энергии и волновые функции дырок без учета взаимодействия между носителями, являющиеся решением уравнения

$$[2E_{n'}(\mathbf{q}) - E]C_{n'}(q) - \sum_{n=1}^2 \int d^3\mathbf{k} C_n(\mathbf{k}) \times G_i(n, \mathbf{k}) G_i^*(n', \mathbf{q}) \frac{e^2}{\kappa|\mathbf{k} - \mathbf{q}|^2} 2Z = 0. \quad (6)$$

Для расчета двухчастичных состояний, в котором одна дырка находится на основном уровне энергии, а вторая на возбужденном, был использован метод самосогласованного поля Хартри [6]. Рассматривалось состояние частицы в поле примесного центра и другой частицы, при этом решались одночастичные уравнения Шредингера для каждой из двух дырок:

$$\left[H_L(\nabla_1) - \left(E_1 + \frac{Ze^2}{\kappa r_1} - \frac{e^2}{2\kappa} \times \int \frac{|\Psi_2(\mathbf{r}_2)|^2 d^3\mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right) \right] \Psi_1(\mathbf{r}_1) = 0, \left[H_L(\nabla_2) - \left(E_2 + \frac{Ze^2}{\kappa r_2} - \frac{e^2}{2\kappa} \times \int \frac{|\Psi_1(\mathbf{r}_1)|^2 d^3\mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right) \right] \Psi_2(\mathbf{r}_2) = 0, \quad (7)$$

Здесь $E_{1,2}$ и $\Psi_{1,2}(\mathbf{r}_{1,2})$ — энергии и волновой вектор — функции первой и второй дырок соответственно. Представляя каждую волновую функцию в виде разложения (3) и подставляя эти разложения в систему (7), получим интегральные уравнения для коэффициентов разложения, которые решали методом последовательных приближений, описанным выше для расчета основного состояния нейтрального центра. Отметим, что полная энергия системы двух частей равна сумме E_1 и E_2 .

Описанными выше методами был рассчитан спектр энергий однократно ионизованного акцептора, а также основное и два нижних возбужденных состояний двухчастичной системы. Изложенный выше теоретический метод позволяет находить энергии и волновые функции состояний акцепторов. С использованием найденных волновых функций были рассчитаны матричные элементы оптических переходов между примесными уровнями.

4. Результаты расчета и обсуждение

В табл. 1 и 2 представлены энергии состояний однократно ионизованного (табл. 1) и нейтрального (табл. 2) акцепторов, частоты и матричные элементы переходов между такими состояниями. Видно, что среди внутри-

Таблица 1. Энергии состояний (второй столбец), частоты переходов с основного уровня (третий столбец) и квадраты матричных элементов переходов (четвертый столбец) в спектре заряженного акцептора в твердых растворах КРТ. В 2–4 столбцах первая строчка соответствует значениям для КРТ с долей кадмия $x = 0.17$, а вторая — значениям для КРТ с долей кадмия $x = 0.19$

	$E, \text{мэВ}$ ($x = 0.17$) ($x = 0.19$)	Частота возбуждения (см^{-1})	$ M ^2$ (arb. units)	Обозначение
1Г8 ⁺	44.7			
	46			
1Г8	18.5	209	22.12	G
	19	215.4	22	
2Г8 ⁺	13	253	—	E
	13.5	259.4		
2Г8 ⁻	11.5	265	35.5	D
	11.8	273	35.5	
3Г8 ⁻	9	285	124.6	C
	9.2	293	125	
4Г8 ⁻	7	301	46	B
	7.1	310	45	

Таблица 2. Энергии состояний (второй столбец), частоты переходов с основного уровня (третий столбец) и квадраты матричных элементов переходов (четвертый столбец) в спектре нейтрального акцептора в твердых растворах КРТ. В 2–4 столбцах первая строчка соответствует значениям для КРТ с долей кадмия $x = 0.17$, а вторая — значениям для КРТ с долей кадмия $x = 0.19$

	$E(E_1 + E_2), \text{мэВ}$	$E_{\text{excitation}} (\text{см}^{-1})$	$ M ^2$ (arb. units)
1Г8 ⁺⁺ 1Г8 ⁺	73		
	74		
1Г8 ⁺⁺ 1Г8 ⁻	50	176	70
	50.5	180	68
1Г8 ⁺⁺ 2Г8 ⁻	47	208	15.5
	47.2	214	15.3
1Г8 ⁺⁺ 1Г7 ⁻	46.8	209.6	25.6
	47	215.6	25

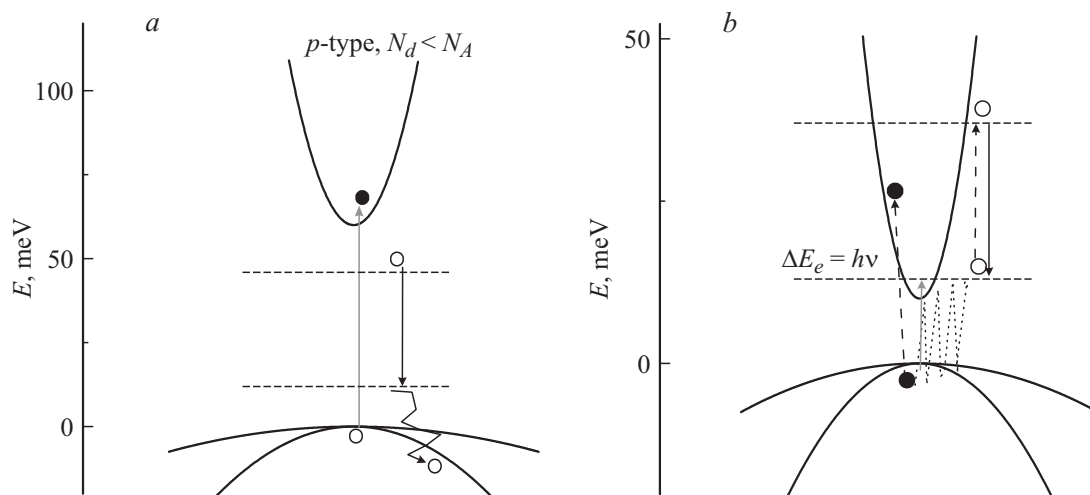


Рис. 4. Механизмы возникновения ФП при внутрицентровых переходах между акцепторными уровнями. *a* — КРТ *p*-типа и шириной запрещенной зоны, большей энергии связи основного состояния A^{-1} -центра. *b* — КРТ с узкой зоной. Пунктирные горизонтальные линии — положение уровней акцептора. Сплошные прямые стрелки показывают внутрицентровые (черные стрелки) и межзонные (серые стрелки) оптические переходы соответственно. Ломаная черная стрелка — переходы при поглощении оптических фононов. Пунктирные стрелки — переходы за счет электростатического взаимодействия электронов и дырок.

центровых переходов с основного уровня в спектре ионизованного центра (табл. 1) должен доминировать переход на третье возбужденное состояние $3\Gamma_8^-$ (так называемая С-линия в спектре примесного поглощения акцепторов в полупроводниках с решеткой типа алмаза или цинковой обманки, см., например, [9]). Частота этого перехода хорошо согласуется с положением линии около 275 см^{-1} в спектре ФП структуры № 110429 и линии 3 около 285 см^{-1} в спектре ФП структуры № 120210. Положение особенности при 300 см^{-1} в спектре ФП структуры № 110429 хорошо согласуется с частотой линии В (табл. 1). При возбуждении нейтрального акцептора наиболее интенсивным оказывается переход на нижнее возбужденное состояние (табл. 2). Частота такого перехода совпадает с положением особенностей в спектре ФП около $150\text{--}170\text{ см}^{-1}$ в спектрах ФП обеих структур. Положение линии 2 в спектре ФП структуры № 120210 (220 см^{-1}) хорошо согласуется с частотами возбуждения носителей на мелкие уровни нейтрального акцептора и в непрерывных спектрах.

Отметим, что описанные выше переходы носителей не могут непосредственно приводить к изменению проводимости структуры и к увеличению фототока. Значительный фотоотклик возникает при забросе дополнительных носителей в непрерывный спектр: электронов в зону проводимости и дырок в валентную зону. Рис. 4 иллюстрирует механизмы возникновения сигнала ФП при внутрицентровых переходах между акцепторными уровнями для КРТ структур с различной шириной запрещенной зоны и типом проводимости. Рис. 4, *a* иллюстрирует механизм возникновения сигнала ФП при внутрицентровых переходах в широкозонной КРТ структуре *p*-типа с небольшой компенсацией ($N_d < N_a$). В образце в этом случае имеются как ионизованные A^{-1} -центры

(их концентрация при низкой температуре равна N_d), так и нейтральные A^0 -центры (их концентрация при низкой температуре равна $N_a - N_d$). В этом случае дырки, заброшенные излучением на возбужденные состояния как нейтральных, так и заряженных центров, поглощая акустические фононы, могут попасть в континуум. Нужно отметить, что энергия связи состояний, на которые возбуждаются носители, велика по сравнению с kT при гелиевой температуре. Это должно привести к ослаблению линий ФП. Отметим, что наблюдаемые линии ФП действительно слабы по сравнению с интенсивностью полосы ФП, связанной с межзонными переходами (рис. 2).

Рис. 4, *b* иллюстрирует возможный механизм возникновения сигнала ФП при внутрицентровых переходах в КРТ структуре с шириной запрещенной зоны около 10 мэВ . Эта величина меньше как энергии однократной ионизации нейтрального акцептора (28 мэВ), так и энергии полной ионизации, т.е. отрыва второй дырки (45 мэВ). В таком случае свободным дыркам энергетически выгодно не рекомбинировать с электронами, а захватиться на акцепторный центр. Тогда, вследствие того, что на очень мелких донорных уровнях (энергия связи доноров порядка долей мэВ) останутся непрорекомбинировавшие электроны, проводимость будет электронной при любой концентрации доноров и акцепторов, а акцепторные центры в равновесном случае будут нейтральными. Заряженные центры возникают при подсветке с энергией кванта больше 28 мэВ (энергия отрыва первой дырки от центра). Сигнал ФП в такой структуре при внутрицентровых переходах возникает следующим образом.

1. Поглощая квант света, акцепторный центр переходит в возбужденное состояние.

2. Затем возбужденный акцептор, взаимодействуя с электроном из валентной зоны посредством электростатического потенциала, возвращается в основное состояние, передавая свою энергию электрону. При этом электрон получает энергию, равную разности энергий возбужденного и основного состояния акцепторного центра, т. е. равную энергии кванта возбуждающего излучения (рис. 4, с). Тогда, если энергия кванта излучения больше ширины запрещенной зоны, электрон будет заброшен в зону проводимости, увеличится концентрация свободных носителей и возникнет сигнал ФП.

Если энергия поглощенного кванта меньше ширины запрещенной зоны, то электрон не может быть заброшен в зону проводимости и сигнала ФП не возникнет. Таким образом, при описанном выше механизме линии, связанные с внутрицентровыми переходами, должны появляться только на фоне полосы межзонных переходов. Это мы и наблюдаем на рис. 1: при низкой температуре красная граница межзонной полосы соответствует 80 см^{-1} . При росте температуры сначала, когда красная граница при $T = 30 \text{ К}$ оказывается около 150 см^{-1} , исчезает длинноволновая особенность, затем при $T = 60 \text{ К}$, когда красная граница около 250 см^{-1} , исчезает коротковолновая особенность. Сходное поведение примесных линий магнитопоглощения наблюдалось ранее в спектре ФП, измеренном при разных значениях магнитного поля [2]. Отметим, что магнитное поле влияет на ширину запрещенной зоны так же, как температура, — с ростом величины поля ширина запрещенной зоны растет.

5. Заключение

Предложена простая модель расчета состояний двухзарядных акцепторов в твердых растворах КРТ, позволяющая удовлетворительно описать наблюдаемые спектры ФП. Обнаруженные линии в спектрах ФП узкозонных КРТ структур связаны с переходами между состояниями как заряженного, так и нейтрального акцепторного центра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 14-02-01229, 13-02-01154, 15-02-05154) РАН и ЦКП.

Список литературы

- [1] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, A.V. Antonov, K.V. Marmyanin, K.E. Kudryavtsev, L.V. Krasilnikova, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 072 102 (2014).
- [2] V.V. Romyantsev, S.V. Morozov, A.V. Antonov, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretiskii, N.N. Mikhailov. *Semicond. Sci. Technol.*, **28**, 125 007 (2013).
- [3] K. Lischka. *Phys. Status Solidi B*, **133** (1), 17 (1986).
- [4] Z. Kucera, P. Hlidek, P. Hoschl, V. Kouele, V. Prosser, M. Zvara. *Phys. Status Solidi B*, **158**, K173 (1990).
- [5] Г. Бете, Э. Солпитер. *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами* (М., Физматлит, 1960).
- [6] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.В. Козлов. *ЖЭТФ*, **120** (6), 1495 (2001).
- [7] A. Baldereshi, N.O. Lipari. *Phys. Rev. B*, **8** (6), 2697 (1973).
- [8] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **72**, 035 321 (2005).
- [9] R.F. Kirkman, R.A. Stradling, P.J. Lin-Chung. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **11**, 419 (1978).

Редактор Т.А. Полянская

Impurity photoconductivity of narrow-gap CdHgTe structures

D.V. Kozlov^{*+}, V.V. Romyantsev^{*+}, S.V. Morozov^{*+}, A.M. Kadykov^{*♦}, V.S. Varavin[•], N.N. Mihajilov^{•■}, S.A. Dvorestky^{•■}, V.I. Gavrilenko^{*+}, F. Teppe[♦]

^{*} Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia
⁺ Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia
[•] Rzhanov Institute of Semiconductors Physics
Siberian Branch
of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia
[■] State University of Novosibirsk,
630090 Novosibirsk, Russia
[♦] Laboratoire Charles Coulomb (L2C),
Universite Montpellier II,
Montpellier, France

Abstract The photoconductivity (PC) spectra of solids solutions CdHgTe with part of Cd about 17 and 19% were measured. The simple model for calculation of the two-charged acceptors states in solids solutions CdHgTe, allowed satisfactory describe the observed spectra photoconductivity (PC) was suggested. The detected lines in PC spectra of narrow-gap CdHgTe structures bound with transitions between the states both of charged and neutral acceptor center.