Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 10, с. 679 – 684 © 2019 г. 25 мая

Особенности фотолюминесценции двойных акцепторов в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в терагерцовом диапазоне

Д. В. Козлов[a,b 1)], *В. В. Румянцев*[a,b], *А. М. Кадыков*[a,f], *М. А. Фадеев*[a,f], *Н. С. Куликов*[a,b], *В. В. Уточкин*[a,b], *Н. Н. Михайлов*[c,d], *С. А. Дворецкий*[c,e], *В. И. Гавриленко*[a,b], *Х.-В. Хюберс*[f 2)], *Ф. Теппе*[g 2)], *С. В. Морозов*[a,b]

[a] *Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия*

[b] *Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия*

[c] *Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[d] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[e] *Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия*

[f] *Institut fur Physik, Humboldt-Universitat zu Berlin, 12489 Berlin, Germany*

[g] *Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier, CC069 F-34095 Montpellier, France*

Поступила в редакцию 22 марта 2019 г.
После переработки 22 марта 2019 г.
Принята к публикации 17 апреля 2019 г.

В работе исследованы спектры терагерцовой фотолюминесценции при межзонном оптическом возбуждении гетероструктур HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в интервале температур 30–100 К и при мощности возбуждения от 3 до 300 мВт. В спектре фотолюминесценции наблюдается полоса, соответствующая энергиям квантов меньше ширины запрещенной зоны. Положение наблюдаемой полосы не меняется с ростом температуры, что позволило связать ее с захватом дырок на акцепторные центры. Показано, что эти акцепторные центры являются однократно ионизованными вакансиями ртути, являющимися двойными акцепторами. Обнаружена немонотонность зависимости интенсивности сигнала длинноволновой полосы фотолюминесценции от мощности возбуждающего источника, при этом с ростом мощности сигнала возбуждающего излучения появляется коротковолновая полоса фотолюминесценции, соответствующая межзонным переходам. В работе показывается, что данный эффект связан с насыщением числа частично ионизованных вакансий ртути при увеличении интенсивности накачки.

DOI: 10.1134/S0370274X19100072

Введение. В последние годы наблюдается интерес к терагерцовому излучению, возникающему за счет переходов с участием мелких примесей в полупроводниках и полупроводниковых структурах квантовыми ямами (КЯ) [1–3]. Данный интерес в первую очередь вызван фундаментальными исследованиями таких структур. До настоящего времени подобные исследования проводились в основном в наиболее распространенных и используемых полупроводниках, как Ge, GaAs [1], Si [2].

В данной работе была исследована терагерцовая (ТГц) эмиссия гетероструктур HgTe/$Hg_{1-x}Cd_xTe$ с КЯ, обусловленная переходами с участием состояний мелких акцепторов. Состояния акцепторных центров в HgCdTe (кадмий–ртуть–теллур – КРТ) структурах, в том числе обусловленных вакансиями ртути – дефектом, который всегда присутствует в материалах на основе HgCdTe, исследуются на протяжении многих лет, однако полной ясности об их энергетическом спектре нет. Ранее были обнаружены особенности в спектре фотопроводимости (ФП) объемных эпитаксиальных слоев КРТ, расположенные в более длинноволновой области по сравнению с красной границей межзонных переходов [4]. Показано, что эти особенности связаны с вакансиями ртути, которые являются двойными акцепторами [4]. Затем была обнаружена ТГц эмиссия из таких слоев [5]. Показано, что эта эмиссия также связана с захватом дырок из валентной зоны на состояния вакансий ртути [5]. В настоящей работе исследованы спектры ТГц фотолюминесценции (ФЛ), связанной с пе-

1) e-mail: dvkoz@ipmras.ru
2) H.-W. Hübers, F. Teppe.

реходами дырок из валентной зоны на состояния вакансий ртути, при межзонном оптическом возбуждении узкозонных гетероструктур HgTe/CdHgTe с КЯ в широком интервале температур и при различных значениях мощности накачки.

Методика эксперимента. Исследования ФЛ проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования. Измерения проводились в оптическом криостате замкнутого цикла, в котором имеется возможность регулировки температуры в диапазоне 20–150 K. В качестве фотоприемника был использован кремниевый болометр, охлаждаемый до температуры 4.2 K. Оптическое возбуждение осуществлялось непрерывным лазером с длиной волны 808 нм. Максимальная мощность лазера составляла 300 мВт, а диаметр пятна – 3 мм. Подробно методика эксперимента описана в работе [6].

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs в направлении (013) с буферными слоями ZnTe (толщиной 500 A) и CdTe (толщиной 5 мкм). На буфере CdTe выращивалась КЯ из чистого HgTe толщиной 49 A, окруженная барьерными слоями $Hg_{0.24}Cd_{0.76}Te$ толщиной 300 A. Ширина запрещенной зоны (энергетический зазор между нижней электронной подзоной размерного квантования и верхней подзоной размерного квантования тяжелых дырок) для исследуемой структуры составляла около 50 мэВ при $T = 4.2$ K, а темновая концентрация дырок $7 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$.

Исследования спектров ФЛ. На рисунке 1 представлены спектры ФЛ структуры # 160126, измеренные при температуре 30 K при различной мощности накачки в диапазоне от 3 до 300 мВт. Энергия квантов для межзонных переходов в такой структуре при температуре 30 K составляет около 60 мэВ. Видно, что во всех спектрах присутствует полоса ФЛ от 6 до 50 мэВ, разделенная узкими участками резкого спада интенсивности сигнала ФЛ на линии 6–20 мэВ (полоса 1), 20–32 мэВ (полоса 2) и 32–50 мэВ (полоса 3). Следует отметить, что провал сигнала в спектре ФЛ между полосами 1 и 2 соответствует полосе фононного поглощения [7, 8].

Также на рис. 1 видно, что при высокой мощности источника (100 и 300 мВт) возникает полоса ФЛ, соответствующая энергиям квантов 55–70 мэВ (полоса 4 на рис. 1). Эта полоса отсутствует при небольшой мощности накачки.

Интенсивность полос 1–3 меняется при изменении интенсивности накачки одинаковым образом. С ростом мощности возбуждающего излучения положение

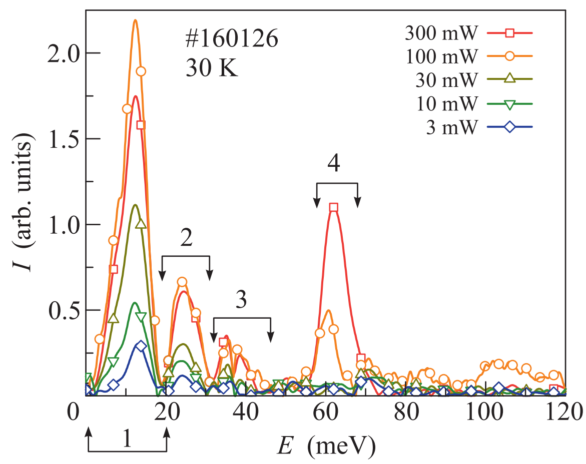

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры ФЛ образца # 160126 – гетероструктуры $Hg_{0.24}Cd_{-0.76}Te$/HgTe с КЯ толщиной 48 A, окруженной барьерами по 300 A, измеренные при температуре 30 K и при мощности накачки от 3 до 300 мВт

полос ФЛ 1–3 не меняется, а интенсивность сигнала меняется не монотонно. Так, на рис. 1 видно, что с ростом мощности накачки от 3 до 100 мВт, амплитуда линий 1–3 растет, а при увеличении интенсивности источника до 300 мэВ падает. Интенсивность коротковолновой полосы 4, как видно на рис. 1, возрастает при увеличении мощности источника, при этом положение длинноволнового фронта этой полосы остается неизменным.

На рисунке 2 представлены спектры ФЛ исследуемого образца # 160126, измеренные при фиксированной мощности источника (300 мВт), но при разных значениях температуры. Как и следовало ожи-

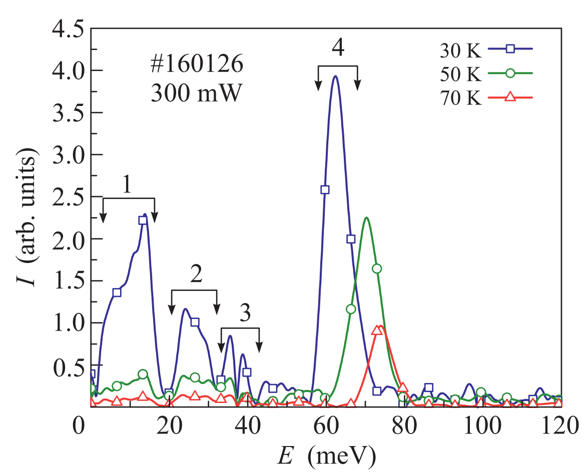

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры ФЛ образца # 160126, измеренные при мощности источника 300 мВт и температурах от 30 до 100 K

дать, в спектре, как и на рис. 1, присутствуют полосы 1–4. С ростом температуры интенсивность этих полос ФЛ падает, при этом положение полос 1–3 не меняется, а полоса 4 смещается в сторону высоких энергий квантов. Последний факт говорит о том, что полоса 4 в спектре ФЛ связана с межзонными переходами, поскольку ширина запрещенной зоны в HgTe увеличивается с ростом температуры [9]. Полосы ФЛ 1–3, не смещающиеся с ростом температуры, напротив, связаны с переходами носителей между состояниями, привязанными к одной зоне.

Интерпретация измеренных спектров. Ранее в работе [5] была исследована структура HgTe/$Hg_{0.3}Cd_{-0.7}Te$ с КЯ толщиной 48 А с параметрами, близкими к изучаемому в настоящей работе образцу. В представленных в работе [5] спектрах ФЛ этой структуры также присутствуют две длинноволновые полосы 5–18 мэВ и 20–32 мэВ. Полоса 3 (около 32–50 мэВ) в спектре ФЛ структуры из работы [5] отсутствует. В работе [5] описанные полосы ФЛ связывали с переходами дырок из валентной зоны на состояния вакансий ртути в запрещенной зоне. Естественно связать аналогичные особенности сигнала ФЛ в спектре изучаемой в настоящей работе структуры с оптическими переходами с участием состояний вакансии ртути.

Вакансия ртути является двухвалентным акцептором и может находиться в трех зарядовых состояниях:

1) с акцептором могут быть связаны две дырки. Такой акцепторный центр будем называть A_2^0-центром (А – акцептор, нижний индекс показывает валентность, верхний – заряд центра);

2) с акцептором может быть связана одна дырка. Такой акцепторный центр будем называть A_2^{-1}-центром;

3) акцепторный центр может не иметь связанных дырок. Это – полностью ионизованный A_2^{-2}-центр.

Наблюдаемыми величинами являются энергии ионизации A_2^0-центра и A_2^{-1}-центра, которые обозначим E_1 и E_2 соответственно. Описывать состояния центра можно двумя способами - как состояния дырок, связанных с акцептором, или как состояния электронов, связанных с центром. Мы будем придерживаться "дырочного" формализма, при котором все энергетические состояния будут описываться как состояния дырок, а оптические переходы в структуре будут описываться как переходы дырок.

Сигнал ФЛ, связанной с акцепторными центрами, обусловлен излучательными переходами дырок на акцепторные состояния из валентной зоны (иначе говоря, захватом дырок на акцепторные центры). Это захват дырки из валентной зоны на A_2^{-2}-центр с излучением фотона и образованием A_2^{-1} или захват дырки на A_2^{-1}-центр с излучением фотона и образованием A_2^0-центра. На A_2^0 дырки захвачены быть не могут, поэтому такие центры в формировании сигнала ФЛ не участвуют.

При интерпретации спектров ФЛ в структурах с КЯ необходимо учитывать дисперсию энергии связи дырок, локализованных в КЯ, на вакансиях ртути в барьере. Для этого были рассчитаны энергии состояний одной (одночастичные состояния) и двух (двухчастичное состояние) дырок, связанных на вакансии ртути при различных расположениях дефекта в гетероструктуре, т.е. найдены энергии отрыва первой и второй дырок от такой вакансии (энергии ионизации A_2^0 и A_2^{-1}-центров). Расчет проводился k-p методом. Гамильтониан уравнения для огибающих волновых функций дырок записывался в виде суммы 4 слагаемых: кинетической энергии (гамильтониан Латтинджера [10]), энергии кулоновского взаимодействия с заряженным акцептором, ограничивающего потенциала квантовой ямы, а также дополнительного отталкивающего потенциала, существенного вблизи акцепторного центра и описывающего потенциал центральной ячейки (ПЦЯ). Данный потенциал выбирали, аналогично [11], в виде экранированного кулоновского потенциала точечного заряда: $\frac{1}{r}Ze^2\exp(-\frac{r}{\lambda})$. Для величины заряда ($Z$) и длины экранировки ($\lambda$) использовались значения из работы [4], которые дают наилучшее согласие энергий ионизации вакансий ртути с положением линий ФП в объемных КРТ структурах. При расчетах использовалось аксиальное приближение, т.е. не учитывалась анизотропия закона дисперсии дырок в плоскости, квантовой ямы. Для этого в элементах гамильтониана Латтинджера опущены слагаемые, ответственные за такую анизотропию [12]. Значения параметров Латтинджера и диэлектрической проницаемости в твердом растворе находились линейной интерполяцией между соответствующими значениями параметров в HgTe и CdTe, взятых из работы [13]. Более подробно расчет энергий состояний вакансий ртути описан в работе [14].

Следует отметить, что диэлектрические проницаемости слоев барьеров ($Hg_{0.24}Cd_{-0.76}Te$) и квантовой ямы (HgTe) существенно отличаются (составляют, соответственно, 12.5 и 20.8) [13]. Из-за этого на гетерогранице возникает существенный наведенный заряд, который оказывает заметное влияние на потенциал, действующий на носители. В настоящей работе влияние этого заряда учитывается с помощью так называемых "сил изображений". Рассмотрим два полубесконечных диэлектрика с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2, и на расстоянии d от границы раздела этих двух сред, в диэлектрике с проницаемостью ε_1, расположен некоторый внешний заряд q. Тогда на границе раздела возникает наведенный заряд и его электрическое поле выглядит так:

1) в среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 это поле равно полю точечного заряда, расположенного симметрично внешнему заряду относительно от границы сред;

2) в среде с диэлектрической проницаемостью ε_2 поле наведенного заряда равно полю точечного заряда, положение которого совпадает с положением внешнего заряда.

Величина такого "эффективного" заряда, называемого "зарядом-изображением", равна:

$$q(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2).$$

В нашем случае слой диэлектрика с одной диэлектрической проницаемостью (КЯ из HgTe) ограничен средами с другой диэлектрической проницаемостью (барьеры из $Hg_{0.24}Cd_{0.76}Te$). В этом случае "заряды-изображения" возникают для каждой из двух гетерограниц. Отметим, что "заряд–изображение" для одной первой границы является внешним зарядом для второй границы и для нее возникает изображение такого заряда (изображение изображения), которое в свою очередь оказывается уже внешним зарядом для первой. Таким образом, возникает последовательность изображений. При каждой шаге такие изображения удаляются от квантовой ямы на расстояние, равное ее ширине, и их заряд уменьшается в $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$ раз.

В гамильтониан для огибающих волновых функций был добавлен еще кулоновский потенциал заряда изображений. На рисунке 3 представлены рассчитанные зависимости энергии ионизации нейтральной вакансии ртути (A_2^0-центра) от положения такой вакансии в гетероструктуре, рассчитанные как без учета влияния наведенных на гетерогранице зарядов (синяя линия с окружностями), так и с учетом влияния сил изображений (красная линия с квадратами). Видно, что наведенные заряды сильно увеличивают энергию связи акцепторного центра, расположенного в КЯ или в барьере недалеко от гетерограницы. Энергия связи вакансии ртути, помещенной в глубине барьера, меняется меньше (см. рис. 3).

Полученные результаты расчета энергии связи вакансии ртути используем для интерпретации спектров ФЛ структуры # 160126. Вначале отметим, что уровень Ферми при низкой температуре в исследуемой структуре с КЯ располагается в первой ды-

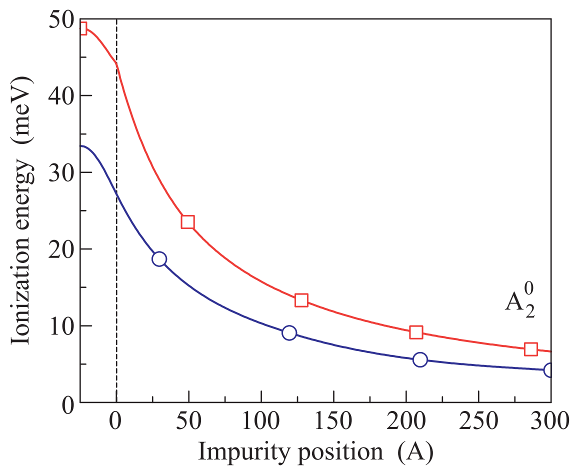

Рис. 3. (Цветной онлайн) Рассчитанные зависимости энергии ионизации нейтральной вакансии ртути (A_2^0-центра) от положения такой вакансии в гетероструктуре, рассчитанные без учета влияния наведенных на гетерогранице зарядов (синяя линия с окружностями), и с учетом влияния "сил–изображений" (красная линия с квадратами). За начало отсчета ($z = 0$) выбрана гетерограница (пунктирная линия)

рочной подзоне размерного квантования (концентрация дырок в КЯ при $T = 4.2$ K составляет $p = 7 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$). Таким образом, в равновесных условиях все вакансии ртути являются A_2^0-центрами и не могут давать вклад в примесную ФЛ. При подсветке возбуждающим излучением, энергия кванта которого составляет 1545 мэВ, что превышает ширину запрещенной зоны в барьерах структуры ($Hg_{0.24}Cd_{0.76}Te$), в этих барьерах возникают электроны с большой подвижностью. Такие электроны инжектируются в КЯ и после попадания в яму захватываются на акцепторы. Тем самым равновесие нарушается, и возникают A_2^{-1} центры. В итоге, дырки из валентной зоны могут захватываться на A_2^{-1}-центры, отдавая при этом энергию, равную энергии ионизации A_2^0-центров (E_1), которую уносят испускаемые фотоны. Если дырки захватываются на A_2^{-2}-центры, они испускали бы фотон с энергией равной энергии ионизации A_2^{-1}-центров (E_2).

Напомним, что на рис. 3 красной линией представлены зависимости $E_1(z)$ от положения акцепторного центра в структуре. Видно, что энергия E_1 при смещении акцептора от центра КЯ к гетерогранице убывает, однако энергия связи дырки на акцепторном центре не обращается в 0 при перемещении дефекта далее в барьер. Этого и следовало ожидать, поскольку вакансия в барьере создает притягивающий потенциал в КЯ, что приводит к появлению локализованных состояний двумерных дырок в таком потенциале, подобно тому, как описано в работе [15]. Видно на рис. 3, что при смещении акцептора от центра квантовой ямы ($z = -25$ А на графике) в глубину барьера ($z = 300$ А на графике – соответствует толщине барьера) энергия ионизации нейтральной вакансии ртути – A_2^0-центра меняется от 5 до 50 см$^{-1}$. Этот диапазон энергий соответствует расположению длинноволновых полос 1–3 в спектре ФЛ исследуемой структуры. Отметим, что при равномерном распределении дефектов по структуре максимумы сигнала ФЛ будут образовывать оптические переходы с участием состояний центров, расположение которых соответствует участкам плавной зависимости $E_1(z)$ [15, 16].

На кривой $E_1(z)$ (рис. 3) можно выделить три участка, соответствующие следующему положению вакансии:

1) акцептор находится в КЯ (участок на рис. 3 от $z = -25$ А до 0). Энергия ионизации меняется медленно. Диапазон изменения энергии связи 44–50 мэВ;

2) акцептор находится в барьере, но недалеко от гетерограницы (участок на рис. 3 от $z = 0$ до 100 А). Энергия связи A_2^0-центра быстро меняется от 44 до 16 мэВ;

3) акцептор находится в барьере далеко от гетерограницы (участок на рис. 3 от $z = 100$ до 300 А). Энергия связи вакансии ртути очень медленно меняется от 16 до 6 мэВ.

Неизвестно, как распределены дефекты по структуре, однако, естественно предположить, что в каждом слое гетероструктуры вакансии ртути распределены равномерно, но следует ожидать, что из-за разной доли ртути в растворе, в слоях $Hg_{0.24}Cd_{0.76}Te$ концентрация таких дефектов существенно меньше, чем в HgTe. Таким образом, можно ожидать, что сигнал ФЛ будет состоять из двух полос:

1) из мощной длинноволновой полосы, связанной с захватом дырок на акцепторы, находящиеся в барьере. Эта полоса ФЛ будет включать в себя участок интенсивного сигнала от 6 до 16 мэВ и участок спада сигнала до 44 мэВ;

2) из полосы ФЛ, связанной с захватом дырок на акцепторы, находящиеся в квантовой яме. Эта полоса ФЛ занимает диапазон от 44 до 50 мэВ.

Переходы дырок из валентной зоны на состояния мелких акцепторных центров в барьерах образуют полосу 1 в спектре ФЛ структуры # 160126, а переходы на состояния акцепторных центров в КЯ образуют полосу 3. Сигнал ФЛ в полосе 1 должен равномерно спадать с ростом энергии квантов от 16 мэВ, однако, как было сказано ранее, присутствующая в диапазоне 15–20 мэВ полоса фононного поглощения "тасит" сигнал ФЛ, из-за чего на спадающем участке полосы 1 от нее отделяется полоса 2 (20–32 мэВ). Полоса 4 в спектре ФЛ исследуемой структуры была выше идентифицирована как связанная с межзонными переходами носителей. Следует отметить, что данная полоса возникает при увеличении мощности возбуждающего источника. При этом падает сигнал в длинноволновых полосах. Это может быть связано с тем, что при малом возбуждении электроны из зоны проводимости безызлучательным образом переходят на состояния нейтральных вакансий ртути (A_2^0-центров). Возникающие при этом A_2^{-1} участвуют в формировании сигнала ФЛ. Однако при некоторой мощности большая часть A_2^0-центров оказывается заполнена электронами, т.е. уменьшается число конечных состояний для безызлучательных переходов из зоны проводимости. В результате электроны начинают рекомбинировать с дырками из валентной зоны излучательным образом. С ростом мощности накачки такие переходы электронов идут более интенсивно, при этом уменьшается число дырок в валентной зоне, которые могли бы переходить на A_2^{-1}-центры, а значит сигнал ФЛ, связанной с переходами на акцепторные центры, будет падать, что и наблюдается.

Следует отметить, что при увеличении мощности накачки и заполнении состояний нейтральных вакансий, могли бы, кроме A_2^{-1}-центров, появляться A_2^{-2}-центры – вакансии ртути, на которые из зоны проводимости перешло по два электрона. При этом A_2^{-2}-центры также участвуют в ФЛ: на такие центры захватываются дырки из валентной зоны, с образованием A_2^{-1}-центров, и испусканием фотонов с энергией ионизации A_2^{-1}-центров (E_2). Энергия связи таких ионизованных центров выше, чем энергия ионизации нейтральных вакансий ртути (см. рис. 4), и меняется от 12 мэВ (в глубине барьера) до 95 мэВ (в центре квантовой ямы). Таким образом, состояния акцепторов, помещенных в КЯ и на глубину до 50 А в барьер (см. рис. 4) имеют энергию ионизации больше ширины запрещенной зоны (50 мэВ), т.е. попадают в непрерывный спектр зоны проводимости и становятся резонансными. Следует отметить, что расчет спектра акцепторов проводился в модели Латтинджера, не учитывающей зону проводимости. Учет влияния этой зоны, которое существенно для состояний A_2^{-1}-центров, попадающих в непрерывный спектр, безусловно изменит вид зависимости энергии ионизации этих центров от положения акцепторов в структуре, однако энергии ионизации A_2^{-1} центров заведомо покроют область от 12 до 50 мэВ, т.е. до ширины запрещенной зоны. Если бы такие центры существовали в структуре, в спектре присутствова-

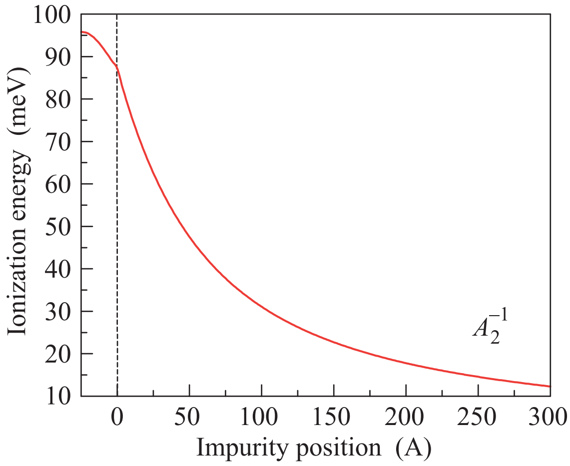

Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассчитанные зависимости энергии ионизации A_2^{-1}-центра от положения акцептора в гетероструктуре, рассчитанные с учетом влияния "сил–изображений". За начало отсчета ($z = 0$) выбрана гетерограница (пунктирная линия)

ла бы полоса ФЛ, соответствующая захватам дырок на эти центры и сливающаяся с полосой межзонной ФЛ, чего не наблюдается. Таким образом, можно предположить, что переходы электронов в валентную зону значительно более быстрые, чем переходы из зоны проводимости на состояния заряженных A_2^{-1}-центров, поэтому A_2^{-2} центры не образуются.

Заключение. В работе исследованы спектры ТГц ФЛ при межзонном оптическом возбуждении гетероструктур HgTe/CdHgTe с КЯ в интервале температур 30–100 К и при мощности возбуждения от 3 до 300 мВт. Показано, что длинноволновые линии в спектрах ФЛ, положение которых не меняется с температурой, связаны с захватом свободных дырок на состояния вакансий ртути. Обнаружена немонотонность изменения сигнала примесной ФЛ с ростом мощности возбуждающего источника. Показано насыщение числа частично ионизованных вакансий ртути при увеличении интенсивности накачки. Показано, что скорость межзонных переходов меньше скорости переходов электронов из зоны проводимости на состояния нейтральных вакансий ртути, но больше скорости переходов электронов из зоны проводимости на состояния заряженных вакансий ртути.

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект # 17-12-01360).

1. А. В. Андрианов, А. О. Захарин, Ю. Л. Иванов, М. С. Кипа, Письма в ЖЭТФ **91**, 102 (2010).
2. S. G. Pavlov, H.-W. Hübers, E. E. Orlova, R. Kh. Zhukavin, H. Riemann, H. Nakata, and V. N. Shastin, Phys. Stat. Sol. (b) **235**, 126 (2003).
3. Д. А. Фирсов, Л. Е. Воробьев, В. Ю. Паневин, А. Н. Софронов, Р. М. Балагула, И. С. Махов, Д. В. Козлов, А. П. Васильев, Физика и техника полупроводников **49**(1), 30 (2015).
4. 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. Dvoretskii, and V. I. Gavrilenko, Semicond. Sci. Technol. **32**, 095007 (2017).
5. 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, F. Teppe, ЖЭТФ **154**, 1226 (2018).
6. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov, K. V. Maremyanin, K. E. Kudryavtsev, L. V. Krasilnikova, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, and V. I. Gavrilenko, Appl. Phys. Lett. **104**, 072102 (2014).
7. V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, A. V. Antonov, M. S. Zholudev, K. E. Kudryavtsev, V. I. Gavrilenko, S. A. Dvoretskii, and N. N. Mikhailov, Semicond. Sci. Technol. **28**, 125007 (2013).
8. D. N. Talwar and M. Vandevyver, J. Appl. Phys. **56**, 1601 (1984).
9. J. L. Schmit and E. L. Stelzer, J. Appl. Phys. **40**, 4865 (1969).
10. J. M. Luttinger, Phys. Rev. **102**, 1030 (1955).
11. A. Baldereschi and N. O. Lipari, Phys. Rev. B **8**, 2697 (1973).
12. S. Fraizzoli and A. Pasquarello, Phys. Rev. B **42**, 5349 (1990).
13. E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C. R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **72**, 035321 (2005).
14. 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, F. Teppe, Физика и техника полупроводников **50**, 1690 (2016).
15. В. Я. Алешкин, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, Физика и техника полупроводников **34**, 582 (2000).
16. V. Ya. Aleshkin, B. A. Andreev, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov, and O. A. Kuznetsov, Nanotechnology **11**, 348 (2000).