

# Температурное гашение терагерцовой фотолюминесценции мелких акцепторов в твердом растворе HgCdTe

© Д.В. Козлов<sup>1,2</sup>, М.С. Жолудев<sup>1,2</sup>, К.А. Мажукина<sup>1,2</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1,2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: more@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 24 августа 2023 г.

В окончательной редакции 1 сентября 2023 г.

Принята к публикации 1 сентября 2023 г.

Рассчитаны времена захвата дырок на мелкие возбужденные уровни нейтральной вакансии ртути в твердом растворе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  при испускании акустического фона, а также времена переходов дырок с мелких локализованных уровней в континуум валентной зоны при различных значениях температуры. Вследствие перераспределения носителей по валентной зоне с температурой время захвата носителей на локализованные уровни нейтральной вакансии растет, а время ухода в континуум убывает. На основе результатов расчета предложена модель для описания температурного гашения фотолюминесценции, обусловленной излучательными переходами между локализованными состояниями дырок на нейтральной вакансии ртути.

**Ключевые слова:** HgCdTe, фотолюминесценция, вакансия ртути.

DOI: 10.61011/FTP.2023.06.56470.34k

## 1. Введение

Твердые растворы  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  (КРТ) исследуются уже около шести десятилетий [1,2]. Интерес к таким структурам вызван возможностью менять ширину запрещенной зоны материала, подбирая состав твердого раствора: от 1.6 эВ в чистом CdTe до 0 в твердом растворе с концентрацией  $Cd < 16.5\%$ . Это фундаментальное свойство твердых растворов КРТ делает такие материалы перспективными для оптоэлектроники дальнего инфракрасного диапазона [3]. Одной из главных проблем при создании межзонных детекторов и источников, рассчитанных на длинноволновый диапазон, является уменьшение времени жизни носителей из-за рекомбинации по механизму Шокли–Рида–Холла (ШРХ) через примесно-дефектные центры [4–6].

Наиболее распространенным дефектом HgCdTe является вакансия ртути, которая возникает в указанных материалах из-за слабости химической связи ртуть–теллур. Вакансия ртути является двухзарядным или двойным акцептором. Такой акцептор может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный  $A_2^0$ -центр, с которым связаны две дырки, однократно ионизованный  $A_2^{-1}$ -центр, с которым связана одна дырка, и, наконец, полностью ионизованный  $A_2^{-2}$ -центр свободный от дырок. Несмотря на то что вакансии ртути всегда образуются в твердых растворах HgCdTe, их энергетический спектр все еще изучен недостаточно. Относительный консенсус достигнут лишь в отношении того, что вакансия является двойным акцептором и энергия ионизации  $A_2^0$ -центра составляет  $\sim 10$  мэВ для  $\sim 0.2$  [7–9] и 14 мэВ для  $x \sim 0.3$  [10–12].

Определение энергетического спектра вакансии представляет значительный интерес, так как они могут играть значительную роль в рекомбинации по механизму ШРХ. Такая рекомбинация является конкурирующим процессом по отношению как к межзонной излучательной рекомбинации, так и к безызлучательной оже-рекомбинации. Обычно захват носителей на центры в запрещенной зоне в ходе рекомбинации по механизму ШРХ является безызлучательным: электроны и дырки при захвате отдают свою энергию фононам. Однако в некоторых случаях процесс захвата сопровождается внутрицентровыми переходами с испусканием фотонов. Таким образом, ШРХ процесс может оказаться частично излучательным. Эти излучательные процессы наблюдались при исследованиях фотолюминесценции (ФЛ) ряда полупроводников и низкоразмерных гетероструктур [13–15].

Впервые длинноволновая ФЛ в дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне, связанная с акцепторными состояниями, в объемных эпитаксиальных слоях КРТ и гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами наблюдалась в работах [16,17]. В спектрах ФЛ были обнаружены линии вблизи энергий кванта 10 и 20 мэВ (последнее значение близко к энергии ионизации  $A_2^{-1}$ -центра). Отличительной особенностью таких „примесных“ линий является то, что они в отличие от линии межзонных переходов не смещаются в коротковолновую область при росте температуры, приводящем к увеличению ширины запрещенной зоны.

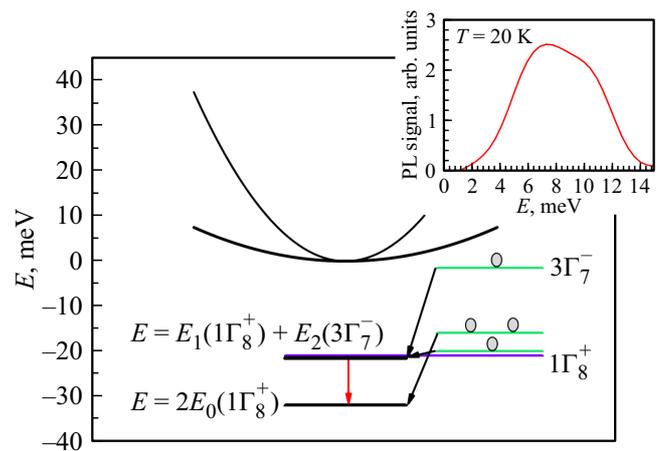
Исследования ФЛ в работе [16] были выполнены на структуре с электронным типом проводимости, в которой все акцепторные центры были полностью иони-

зованы. В этом случае все вакансии ртути в отсутствии подсветки находились в зарядовом состоянии  $A_2^{-2}$ , а  $A_2^{-1}$ -центры, благодаря которым наблюдается наиболее длинноволновая ФЛ, появлялись из-за захвата возбужденных подсветкой дырок из валентной зоны проводимости на частично ионизованные вакансии ртути с образованием  $A_2^0$ -центров. Как уже отмечалось, в работе [16] были проведены измерения спектра ФЛ КРТ структуры в широком диапазоне температур. Была обнаружена немонотонная зависимость интенсивности длинноволновой полосы ФЛ при увеличении температуры. В работе [16] было показано, что немонотонный характер зависимости интенсивности ФЛ КРТ структуры от температуры связан с резким ростом числа  $A_2^{-1}$ -центров, участвующих в формировании сигнала ФЛ, при повышении температуры  $> 40$  К. Что же касается спадающих участков зависимости интенсивности линии ФЛ от температуры, то такое гашение сигнала до сих пор детально не было описано. В работе [18] было показано, что спектр ФЛ КРТ структуры формируется переходами дырок между возбужденными состояниями дырок на вакансиях ртути и основным уровнем. Заселенность верхних энергетических состояний обеспечивается быстрым безызлучательным захватом дырок на мелкие возбужденные уровни нейтральной вакансии ртути при испускании акустических фононов. Накопление дырок на таких уровнях приводит к возможности наблюдать излучательные переходы с наибольшим матричным элементом в терагерцовой ФЛ структуры. С этим процессом конкурирует процесс захвата носителей на глубокие уровни с испусканием оптических фононов [19]. Такой захват идет без участия мелких возбужденных состояний и не приводит к возникновению ФЛ.

В работе [19] показано, что скорость захвата дырок с испусканием оптических фононов быстро растет с ростом температуры. В работе [19] с таким ростом скорости испускания оптических фононов связывали наличие спадающего участка зависимости интенсивности длинноволновой полосы ФЛ от температуры в диапазоне от 20 до 40 К. Однако при дальнейшем росте температуры частота испускания оптических фононов меняется мало. Это незначительное увеличение скорости процесса 2 не может объяснить быстрое затухание ФЛ при росте температуры от 70 до 100 К. Настоящая работа посвящена изучению причин гашения ФЛ узкозонных КРТ структур. Поскольку причиной появления терагерцовой ФЛ является накопление дырок на возбужденных состояниях нейтральной вакансии ртути, для того чтобы понять причины температурного гашения ФЛ, необходимо описать процессы безызлучательного заполнения и опустошения таких уровней.

## 2. Метод расчета

Необходимо отметить, что в работе [18] были рассчитаны частоты переходов дырок из континуума валентной



**Рис. 1.** Энергетическая диаграмма 2- и 1-частичных состояний вакансий ртути в слое HgCdTe с долей кадмия в растворе  $x = 0.19$ . Энергия отсчитывается от края валентной зоны. Фиолетовая линия — энергия частично ионизованного  $A_2^{-1}$  центра (одночастичное состояние). Энергия состояния нейтрального центра (черные линии) складывается из энергий двух частиц на акцепторе, обозначенных зелеными линиями. На диаграмме отмечены основное состояние центра и возбужденное состояние, с которого наблюдаются оптические переходы дырок на основной уровень (красная стрелка). На вставке приведен спектр фотолуминесценции, обусловленный такими переходами. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

зоны на локализованные состояния нейтральной вакансии ртути при спонтанном испускании акустических фононов. Как было показано в этой работе, времена захвата дырок на мелкие, с энергией связи  $< 1$  мэВ, состояния нейтральной вакансии ртути в слое КРТ с долей кадмия в растворе  $\sim 20\%$  при спонтанном испускании акустических фононов составляют несколько пикосекунд. Среди таких мелких уровней есть состояние, оптические переходы с которого проявляют себя в спектре ФЛ (состояние  $3\Gamma_7^-$  в классификации [18], рис. 1).

Энергия связи этого состояния составляет 0.42 мэВ [18], а время его заполнения носителями при спонтанном испускании акустических фононов, при температуре жидкого гелия и при концентрации дырок в валентной зоне  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  составляет  $\sim 2$  пс [19]. В данной работе будет рассчитано в широком диапазоне температур время заполнения этого состояния за счет переходов дырок из валентной зоны при испускании акустических фононов и опустошение этого уровня за счет поглощения фононов и перехода дырок в континуум.

Рассмотрим переходы дырок между состояниями валентной зоны и локализованными состояниями нейтральной вакансии ртути при испускании или поглощении акустического фонона. Интенсивность переходов дырок между состояниями континуума и локализованными уровнями нейтральной вакансии ртути при взаи-

модействии с акустическими фононами рассчитывалась на основе золотого правила Ферми. Фононы вызывают смещения атомов и тем самым искажают идеальный периодический потенциал решетки. Обозначим поправку к потенциалу кристалла, обусловленную колебаниями решетки, как  $\delta V$ . Потенциал  $\delta V$  можно разложить на электростатическое макрополе  $\delta\bar{V}$  и деформационное микрополе  $\delta\tilde{V}$ ,  $\delta V = \delta\bar{V} + \delta\tilde{V}$  [20]. Макрополе возникает только в полярных полупроводниках, в которых при смещении атомов решетки возникает поляризация. В работе [20] показано, что в полярных полупроводниках взаимодействие носителей с макрополем обычно оказывается более существенным, чем с деформационным потенциалом, поэтому будем учитывать рассеяние только на макрополе.

Согласно [18], можно рассчитать вероятность поглощения или испускания фонона в единицу времени при переходе дырки между состояниями акцептора, пользуясь следующим выражением:

$$W_{i \rightarrow f} = \int \left[ \frac{2}{M\omega_\phi} \right] \frac{e^4}{a} |\langle \Psi_{\text{cont}} | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | \Psi_f \rangle|^2 \left( N_\phi + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times \delta(\varepsilon_i - \hbar\omega_\phi - \varepsilon_f) d^3\mathbf{q}, \quad (1)$$

где  $N_\phi$  — число фононов,  $\Psi_i, \Psi_f, \varepsilon_{i,f}$  — волновые функции и энергии начального и конечного состояний нейтральной вакансии ртути соответственно „+“ соответствует испусканию фонона „–“ соответствует поглощению фонона,  $\omega_\phi$  — частота фонона, которая может быть выражена в виде  $\omega_\phi = sq$ , где  $s$  — скорость звука. Величина этой скорости может быть оценена по дисперсионным кривым для продольных и поперечных акустических фононов в HgTe и CdTe из работ [21,22]. Для HgTe-подобных фононов скорости составляют 723 и 1987 м/с для поперечного и продольного фонона соответственно; для CdTe-подобных фононов — 1376 и 2522 м/с. Как и при расчете волновых функций акцепторов, использовалось сферическое приближение, т.е. закон дисперсии фононов полагался изотропным,  $a$  — постоянная решетки твердого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Ее значение — линейная интерполяция между значениями постоянных решеток для HgTe (6.46 Å) и CdTe (6.48 Å) [23],  $M$  — сумма масс атомов элементарной ячейки (масса атома ртути плюс масса атома теллура),  $e$  — заряд электрона.

Частота захвата дырки (обратное время захвата) из непрерывного спектра может быть получена из выражения (1) интегрированием по состояниям непрерывного спектра с учетом распределения дырок:

$$\frac{1}{\tau_1} = \sum_{\text{cont}} W_{\text{cont} \rightarrow f} f. \quad (2)$$

Частота перехода дырки в непрерывный спектр с локализованных состояний дырок имеет вид

$$\frac{1}{\tau_2} = \sum_{\text{cont}} W_{\text{cont} \rightarrow f} (1 - f). \quad (3)$$

В Приложении 1 сделан расчет времени свободного пробега при рассеянии дырок на пьезоакустических фононах. Этот расчет показал, что такое время составляет  $< 0.1$  пс, что много меньше времен жизни носителей в зоне, поэтому функцию распределения  $f$  можно считать квазиравновесной:

$$f = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_{\text{cont}} - F}{T}\right)}, \quad (4)$$

где  $F$  — квазиуровень Ферми, положение которого находится в зависимости от концентрации дырок в валентной зоне и температуры, согласно выражению:

$$p = \frac{2}{(2\pi)^3} \left( \int \frac{d^3\mathbf{k}}{1 + \exp\left(\frac{E_V + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh}} - F}{T}\right)} + \int \frac{d^3\mathbf{k}}{1 + \exp\left(\frac{E_V + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{lh}} - F}{T}\right)} \right). \quad (5)$$

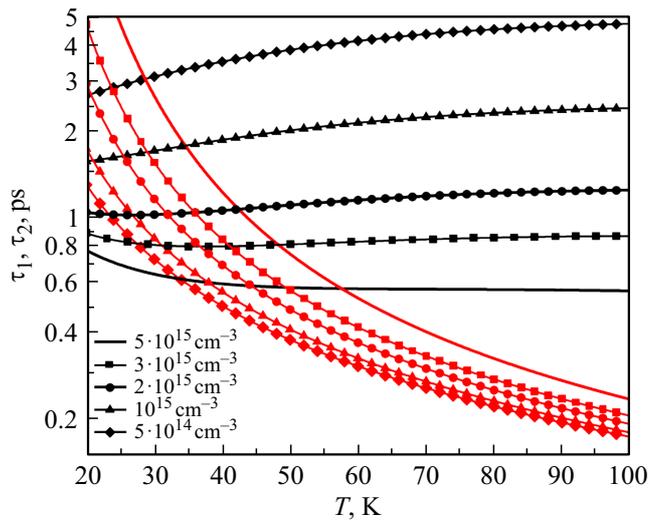
Здесь  $m_{hh}$  и  $m_{lh}$  — эффективная масса тяжелых и легких дырок в твердом растворе КРТ соответственно. Отметим, что масса легких дырок на порядок меньше массы тяжелых дырок. Поэтому второе слагаемое в выражении (4) оказывается много меньше первого, и им можно пренебречь.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены зависимости от температуры времени захвата дырки на состояние  $3\Gamma_7^-$  ( $\tau_1$ ) и времени ухода носителя в континуум с этого состояния ( $\tau_2$ ). Расчет проводился для параметров КРТ структуры из [13] для различных концентраций носителей в зоне.

Видно, что время заполнения состояния  $\tau_1$  растет с ростом температуры, время опустошения состояния  $\tau_2$  — убывает. Это связано с изменением функции распределения дырок в зоне (см. выражения (2) и (3)). Для частоты захвата дырок суммирование происходит по заполненным дырками состояниям валентной зоны, а для частоты опустошения — по пустым.

Следует отметить, что существуют предельные энергии акустических фононов. Это 10.56 мэВ для HgTe-подобного фонона и 13.4 мэВ для CdTe-подобного фонона. Это обстоятельство ограничивает кинетическую энергию носителей, участвующих в переходах на локализованные состояния из валентной зоны и, наоборот, кинетическую энергию дырок, переходящих с локализованных уровней при поглощении фононов. Эта энергия не должна превышать  $\hbar\omega_{\text{lim}} - E_i$ , где  $\hbar\omega_{\text{lim}}$  предельная энергия фонона, а  $E_i$  — энергия ионизации состояния, на



**Рис. 2.** Зависимости от температуры времени захвата дырок при испускании акустических фононов на состояние  $3\Gamma_{7-}$  нейтральной вакансии ртути в эпитаксиальном слое  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с долей кадмия в растворе  $x = 0.19$  ( $\tau_1$ , черные линии) и времени ухода дырок в валентную зону при положении акустических фононов ( $\tau_2$ , красные линии), рассчитанные при различных значениях концентрации носителей в зоне (указаны в легенде).

которое переходит носитель. Таким образом, в процессах захвата и испускания фононов не могут участвовать носители с кинетической энергией  $> 12.98$  мэВ. Функция распределения „расплывается“ с ростом температуры, а значит, все меньше носителей оказывается с энергией  $< 12.98$  мэВ. Поэтому исходя из выражений (2) и (3) частота захвата дырок должна убывать с ростом температуры, а частота ухода дырки в континуум, наоборот — расти.

Концентрация свободных носителей в валентной зоне, создаваемых подсветкой, нам не известна. Из рис. 2 видно, что в зависимости от концентрации дырок в валентной зоне соотношение между временем заполнения состояния  $3\Gamma_{7-}$  и его опустошением в валентную зону будет различным. Так, при низкой концентрации дырок ( $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) время опустошения будет заметно (в 2 раза при низкой температуре и в 20 раз при высокой) меньше времени заполнения мелких возбужденных состояний во всем интервале температур, при которых удастся детектировать ФЛ (от 20 до 100 К). Это означает, что такие мелкие состояния заполняться не будут, и релаксация дырок из валентной зоны будет происходить через испускание оптических фононов. Время такого процесса при высокой температуре для концентрации дырок  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  составляет  $\sim 15$  пс [19].

При более высокой концентрации дырок для низких температур время заполнения носителями состояния  $3\Gamma_{7-}$  оказывается значительно меньше времени опустошения этого состояния при низкой температуре (см. линию без символов на рис. 2). При высокой темпе-

ратуре эти времена становятся сравнимыми, затем при дальнейшем повышении температуры время опустошения состояния  $3\Gamma_{7-}$  становится меньше времени его заполнения.

Для возникновения ФЛ необходимо, чтобы дырка из валентной зоны была захвачена на  $A_2^{-1}$ -центр с образованием нейтральной вакансии в состоянии, при котором одна из дырок находится на одном из возбужденных уровней. Можно записать уравнение баланса между числом частично ионизованных  $A_2^{-1}$ -центров и нейтральных  $A_2^0$ -центров, учитывая, что процессы переходов между континуумом и мелкими возбужденными состояниями нейтральной вакансии оказываются много быстрее переходов дырок между локализованными состояниями [18]. В этом случае уравнение баланса между концентрацией  $A_2^{-1}$ -центров и  $A_2^0$ -центров с дырками на мелких возбужденных уровнях выглядит следующим образом:

$$\frac{N_{A^0}}{\tau_2} = \frac{N_{A^{-1}}}{\tau_1}. \quad (6)$$

Как было показано выше, времена опустошения и заполнения мелких возбужденных состояний нейтральной вакансии ртути меняются в зависимости от концентрации дырок в валентной зоне. Эта концентрация определяется темпом генерации носителей из-за подсветки и временами захвата дырок из валентной зоны на глубокие акцепторные уровни, с которых обратная ионизация в континуум маловероятна. Такой захват происходит, во-первых, с помощью быстрого захвата дырок на мелкие акцепторные состояния (при испускании акустического фонона) с последующим „медленным“ переходом с этих состояний на глубокие уровни акцептора. Скорость такого процесса определяется медленной релаксацией носителей по локализованным состояниям и, согласно [18], составляет единицы наносекунд. Вторым, более быстрым процессом является захват дырок при испускании оптического фонона. Время такого процесса составляет от 10 до 70 пс при температуре  $> 20$  К [19]. Таким образом, время захвата дырок на глубокие уровни определяется переходами с испусканием оптического фонона.

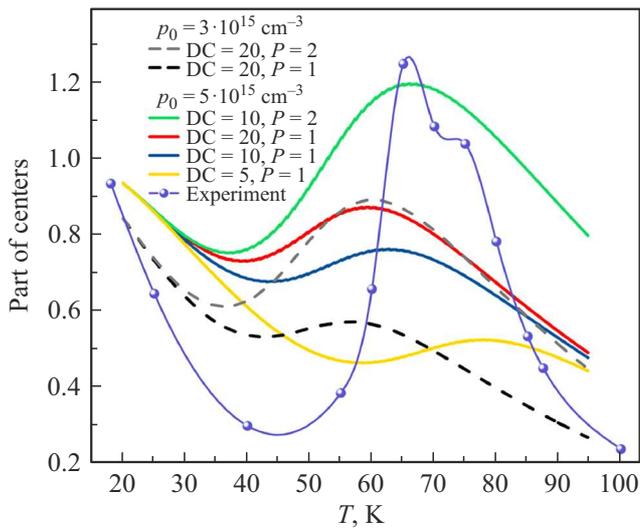
Тогда можно записать уравнение баланса для концентрации дырок в валентной зоне:

$$g = \frac{1}{\tau_0(p, T)}. \quad (7)$$

Здесь  $g$  — темп генерации, а  $\tau_0(p)$  — время испускания оптического фонона, зависящее от концентрации свободных носителей и температуры. Учитывая то, что темп генерации постоянный, из уравнения (7) получаем соотношение, связывающее концентрацию носителей в зоне и температуру:

$$\tau_0(p, T) = \text{const} = \tau_0(p_0, T = 20 \text{ К}), \quad (8)$$

где  $p_0$  — концентрация дырок при температуре 20 К. Время испускания оптического фонона рассчитывали с



**Рис. 3.** Зависимость числа нейтральных вакансий ртути с заселенными мелкими возбужденными состояниями, отнесенная к полному числу нейтральных и частично ионизованных центров от температуры в эпитаксиальном слое  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с долей кадмия в растворе  $x = 0.19$  и общей концентрацией вакансий ртути  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

помощью метода, развитого в работе [19]. Для найденной из выражения (8) концентрации для каждого значения температуры находили значения  $\tau_1$  и  $\tau_2$ . Затем рассчитывали долю нейтральных вакансий ртути, используя выражение (6).

В формировании ФЛ участвуют нейтральные вакансии ( $A_2^0$ -центры), формирующиеся при захвате дырки как на частично ионизованные (в неравновесных условиях интенсивной межзонной подсветки) центры, так и на равновесные  $A_2^{-1}$ -центры, возникающие благодаря отличной от нуля температуре. Вклад этих центров должен суммироваться. В работе [16] было рассчитано число равновесных частично ионизованных вакансий ртути в зависимости от температуры (функция  $N_{A-1P}(T)$ ). Рассчитываемую зависимость числа нейтральных вакансий ртути с заселенными мелкими возбужденными уровнями следует умножить на  $1 + PN_{A-1P}(T)$ , при этом  $P$  — подгоночный параметр, который подбирали для лучшего согласия зависимости заселенности мелких акцепторных уровней от температуры с зависимостью интенсивности линии ФЛ, обусловленной этими центрами (см. [16]). Дополнительным подгоночным параметром оказывается степень компенсации (СК). Напомним, что исследуемые структуры имеют электронную проводимость. На рис. 3 представлены зависимости заселенности возбужденных  $A_2^0$ -центров от температуры при различных значениях параметра  $P$  и степени компенсации. Наилучшего согласия формы экспериментальной зависимости интенсивности ФЛ от температуры и используемой модели удалось добиться при степени компенсации 10% и при значении  $P = 1$ , и концентрации свободных дырок  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 20 \text{ К}$ .

Нужно отметить, что измеренная ФЛ с ростом температуры гаснет быстрее [16], чем предсказывают расчеты, представленные на рис. 3. По-видимому, это связано с неучтенным в рамках данной модели уменьшением числа свободных дырок в валентной зоне за счет захвата носителей на  $A_2^{-2}$ -центры, концентрация которых высока в материале  $n$ -типа. Так как энергия ионизации  $A_2^{-2}$ -центра немного превышает максимальную энергию оптического ( $\text{CdTe}$ -подобного) фонона, переходы дырок на основное состояние  $A_2^{-2}$ -центра с испусканием оптических фононов возможны только с мелких локализованных уровней. Однако, как показано в данной работе, заселение этих уровней может происходить достаточно быстро за счет испускания акустических фононов. Отличие от рассмотренной выше ситуации состоит в том, что переходы с испусканием оптического фонона между локализованными состояниями гораздо быстрее излучательных. В результате накопление носителей на возбужденных состояниях и обратная ионизация в континуум будут проявляться слабее, что приведет к заметному уменьшению концентрации носителей в валентной зоне. Интенсивность переходов с испусканием оптических фононов будет увеличиваться с ростом температуры, приводя к дополнительному гашению ФЛ.

#### 4. Заключение

В данной работе для различных значений температуры рассчитаны времена захвата дырок на мелкие возбужденные уровни нейтральной вакансии ртути, а также времена переходов дырок с мелких локализованных уровней в континуум валентной зоны при испускании акустического фонона в твердом растворе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Вследствие перераспределения носителей по валентной зоне с температурой время захвата носителей на локализованные уровни нейтральной вакансии растет, а время ухода в континуум убывает. Предложенная на основе результатов расчета модель удовлетворительно описывает наблюдаемое в эксперименте температурное гашение ФЛ, обусловленной излучательными переходами между локализованными состояниями дырок на нейтральной вакансии ртути.

#### Приложение

Выражение для вероятности скоростей переходов (вероятности переходов в единицу времени) для пьезоакустического рассеяния при спонтанном испускании фонона, согласно [16], имеет вид

$$W_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'} = \frac{4\pi^2 e^4}{V} \left[ \frac{1}{Msqa} \right] \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}' \pm \mathbf{q}} \delta(\varepsilon_i - \varepsilon_f \mp \hbar s q). \quad (\text{П.1})$$

Здесь  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  — квазиволновые вектора начального и конечного состояний дырки в валентной зоне,  $\mathbf{q}$  — волновой вектор фонона,  $\varepsilon_{i,f}$  — энергии начального и

конечного состояний,  $e$  — заряд электрона,  $s$  — скорость звука,  $a$  — постоянная решетки твердого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .  $M$  — сумма масс атомов элементарной ячейки (масса атома ртути плюс масса атома теллура),  $V$  — объем образца.

Тогда выражение для времени свободного пробега принимает вид

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{\mathbf{k}'} W_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'} = \frac{V}{(2\pi)^3} \int W_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'} \mathbf{d}^3\mathbf{k}. \quad (\text{П.2})$$

Следует отметить, что величина оказывается не зависящей от характеристик состояния частиц (энергия, квазиимпульс) и температуры. Подставляя константы, характеризующие материал, получаем  $\tau = 0.085$  пс.

### Благодарности

Расчет вероятностей переходов дырок между континуумом валентной зоны и мелкими возбужденными состояниями нейтральной вакансии при участии акустических фононов выполнены при поддержке гранта РФФ № 22-72-10111. Расчеты зависимости доли нейтральных вакансий ртути с дырками в возбужденном состоянии от температуры для описания температурного гашения ФЛ поддержаны грантом РФФ № 22-12-00298.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone. *Appl. Phys. Rev.*, **2**, 041303 (2015).
- [2] M. Kopytko, A. Rogalski. *Sensors Actuators A: Physical*, **339**, 113511 (2022).
- [3] 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 Materials*, **5**, 035503-1 (2017).
- [4] B. Delacourt, P. Ballet, F. Boulard, A. Ferron, L. Bonnefond, T. Pellerin, A. Kerlain, V. Destefanis, J. Rothman. *J. Electron. Mater.*, **46**, 6817 (2017).
- [5] M. Kopytko. *Opto-Electron. Rev.*, **31**, 144548 (2023).
- [6] Q. Li, R. Xie, F. Wang, S. Liu, K. Zhang, T. Zhang, Y. Gu, J. Guo, T. He, Y. Wang, P. Wang, Y. Wei, W. Hu. *Opt. Express*, **30**, 16509 (2022).
- [7] F. Gemain, I.C. Robin, M. De Vita, S. Brochen, A. Lusson. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 131901 (2011).
- [8] B. Li, Y. Gui, Z. Chen, H. Ye, J. Chu, S. Wang, R. Ji, L. He. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1538 (1998).
- [9] T. Sasaki, N. Oda, M. Kawano, S. Sone, T. Kanno, M. Saga. *J. Cryst. Growth*, **117**, 222 (1992).
- [10] K.D. Mynbaev, S.V. Zablotsky, A.V. Shilyaev, N.L. Bazhenov, M.V. Yakushev, D.V. Marin, V.S. Varavin, S.A. Dvoretzky. *Semiconductors*, **50**, 208 (2016).
- [11] J. Shao, X. Lü, S. Guo, W. Lu, L. Chen, Y. Wei, J. Yang, L. He, J. Chu. *Phys. Rev. B*, **80**, 155125 (2009).
- [12] X. Zhang, J. Shao, L. Chen, X. Lü, S. Guo, L. He, J. Chu. *J. Appl. Phys.*, **110**, 043503 (2011).
- [13] A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, Y.L. Ivanov, M.S. Kira. *JETP Letters*, **91**, 96 (2010).
- [14] Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Р.М. Балагула, И.С. Махов, Д.В. Козлов, А.П. Васильев. *ФТП*, **49**, 30 (2015).
- [15] I.S. Makhov, V.Y. Panevin, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, A.P. Vasil'ev, N.A. Maleev. *J. Luminesc.*, **210**, 352 (2019).
- [16] 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. Теппе. *Журн. эксперимен. и теорет. физики*, **154**, 1226 (2018).
- [17] 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. Теппе, С.В. Морозов. *Письма ЖЭТФ*, **109**, 679 (2019).
- [18] D.V. Kozlov, V.V. Rumyantsev, A.V. Ikonnikov, V.V. Utochkin, A.A. Razova, K.A. Mazhukina, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko. *Photonics*, **9**, 887 (2022).
- [19] Д.В. Козлов, В.В. Румянцев, В.Я. Алешкин, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **56**, 1060 (2022).
- [20] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука. 1984).
- [21] M.S. Kushwaha, S.S. Kushwaha. *Canad. J. Phys.*, **58**, 351 (1980).
- [22] H. Kera, T. Giebultowicz, B. Buras, B. Lebeck, K. Clausen. *Physica Scripta*, **25**, 807 (1982).
- [23] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **72**, 035321 (2005).

### Temperature quenching of the terahertz photoluminescence of shallow acceptors in HgCdTe ternary alloy

D.V. Kozlov<sup>1,2</sup>, M.S. Zholudev<sup>1,2</sup>, K.A. Mazhukina<sup>1,2</sup>, V.Ya. Aleshkin<sup>1,2</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Institute of Microstructure Physics of Russian Academy of Sciences,

603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup> Lobachevsky National Research University, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The capture times of holes to the shallow excited levels of neutral mercury vacancy via acoustic phonon emission are calculated for  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , as well as the transition times of holes from shallow localized levels to the continuum of the valence band at different temperatures. Due to the redistribution of carriers in the valence band with temperature, the time of carrier capture to the localized levels of the neutral vacancy increases, and the time of reionization to the continuum decreases. Based on the calculation results, a model is proposed to describe the temperature quenching of photoluminescence caused by radiative transitions between the localized states of holes on a neutral mercury vacancy.