

Температурная зависимость уровня Ферми в узкозонных объемных пленках HgCdTe при различной концентрации вакансий ртути

© Д.В. Козлов^{1,2}, М.С. Жолудев^{1,2}, В.В. Румянцев^{1,2}, А.В. Иконников³,
S. Pavlov⁴, H.-W. Hübers^{4,5}, С.В. Морозов^{1,2}

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

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603022 Нижний Новгород, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),
119991 Москва, Россия

⁴ Institute of Optical Sensor Systems German Aerospace Center (DLR),
12489 Berlin, Germany

⁵ Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin,
12489 Berlin, Germany

E-mail: dvkoz@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 25 декабря 2021 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2021 г.

Принята к публикации 30 декабря 2021 г.

Выполнен анализ положения уровня Ферми в объемном HgCdTe с долей кадмия от 19 до 22% в зависимости от температуры для различных концентраций вакансий ртути, формирующих двухзарядные акцепторы с энергиями ионизации 11 и 21 мэВ для нейтрального и однократно заряженного состояний соответственно. Рассчитана концентрация свободных носителей в зонах при различных температурах, а также доля акцепторных центров в различных зарядовых состояниях. Полученные результаты объясняют быстрое температурное гашение фотопроводимости, обусловленной вакансиями ртути, и показывают, что в материале *p*-типа в зависимости проводимости от температуры может возникать участок экспоненциального роста с характерной энергией значительно больше половины ширины запрещенной зоны при нулевой температуре, как это можно было бы ожидать из закона действующих масс для собственного полупроводника.

Ключевые слова: узкозонные полупроводники, HgCdTe, уровень Ферми, двухзарядные акцепторы.

DOI: 10.21883/FTP.2022.05.52347.9789

1. Введение

Твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (КРТ) исследуются уже свыше четырех десятилетий, что связано с их лидирующим положением как материала для фотоэлектрических приемников [1,2]. Хорошо известно, что объемный HgTe является бесщелевым полупроводником с так называемой отрицательной шириной запрещенной зоны, в то время как CdTe является относительно широкозонным (ширина запрещенной зоны $E_g \sim 1.6$ эВ) полупроводником. Это потенциально позволяет реализовать на основе тройных растворов либо гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) фотоприемные и светоизлучающие устройства в широкой области спектра: от ближнего инфракрасного (ИК) до дальнего ИК (терагерцового (ТГц)) диапазона длин волн [3]. Практическая потребность в фотоприемных устройствах ближнего и среднего ИК диапазона, в том числе в фотоприемных матрицах, определила соответствующее развитие технологии эпитаксиального роста слоев тройных растворов HgCdTe и формирования приборных структур на их основе. В большей степени это относится к относительно широкозонным слоям, на основе которых на настоящий момент производятся фотоприемники для диапазонов

длин волн 1–3, 3–5, 8–10 мкм [4]. Исследование же более узкозонных слоев, а также гетероструктур с КЯ на основе КРТ долгое время сдерживалось ограниченными возможностями роста таких структур, и лишь относительно недавно был достигнут значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) структур на основе HgCdTe, что возродило интерес к изучению их свойств [5,6]. При этом фокус в исследованиях таких структур сместился в область эффектов, обусловленных законом дисперсии носителей заряда и инверсией зон, в частности, были продемонстрированы возникновение состояния топологического изолятора в двумерных [7] и трехмерных структурах [8], наличие псевдорелятивистских частиц — безмассовых фермионов Дирака в безмассовых КЯ [9] и фермионов Кейна в объемных пленках КРТ [10–12]. Структуры на основе КРТ могут оказаться перспективным материалом для создания детекторов и источников излучения дальнего и среднего инфракрасного диапазона, в частности при разработке лазеров на межзонных переходах [13,14] и для приложений в области абсорбционной и гетеродинной спектроскопии с временным разрешением в длинноволновой части среднего ИК диапазона (длина волны излучения 9–30 мкм).

Один из главных вопросов при развитии оптоэлектронных приложений на основе HgCdTe в указанных направлениях — сильная зависимость времени жизни носителей от концентрации примесно-дефектных центров из-за рекомбинации по механизму Шокли–Рида–Холла (ШРХ) [15]. Наиболее распространенным дефектом КРТ, который неизбежно присутствует в материале благодаря слабости химической связи ртуть–теллур, является вакансия ртути. Вакансия ртути является двухвалентным или двойным акцептором, который может находиться в трех зарядовых состояниях: 1) нейтральный A_2^0 -центр (с акцептором связаны две дырки); 2) частично ионизованный A_2^{-1} -центр (с акцептором связана одна дырка); 3) полностью ионизованный A_2^{-2} -центр, свободный от дырок.

Вакансии ртути упоминаются во многих работах (см., например, [16–20]), однако консенсуса в отношении спектра дырочных состояний для таких акцепторов, в том числе и энергий ионизации A_2^0 -центра и A_2^{-1} -центра, в настоящее время нет, как и детальной теории, аккуратно описывающей спектр состояний „двухзарядовых“ центров. Анализ спектров поглощения в полупроводниках с двухзарядовыми центрами представляет значительную сложность в силу необходимости нахождения парциальных концентраций носителей заряда на разных состояниях таких центров, что является сложной задачей, требующей дополнительных экспериментальных данных и их анализа, как, например, для двойных доноров в кремнии [21], где энергия связи центров много меньше ширины запрещенной зоны и задача является униполярной. В случае необходимости учета концентраций носителей в обеих зонах, как для узкозонных КРТ, сложность таких расчетов возрастает. Это затрудняет анализ наблюдаемых спектров фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ), а также интерпретацию измеряемых времен жизни носителей, для которой необходимы подробные данные о концентрации акцепторов и степени их компенсации. Необходимо понять, как вакансии ртути распределяются по зарядовым состояниям, и как носители распределяются по энергетическим уровням таких зарядовых состояний. В недавних работах из анализа спектров ФП и ФЛ были экспериментально получены энергии ионизации нейтральной и однократно ионизованной вакансий ртути для узкозонных пленок HgCdTe (11 и 21 мэВ соответственно), выращенных на подложке GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии [22–24]. Для A_2^0 -центра эта энергия составила 11 ± 2 мэВ, для A_2^{-1} -центра — 21 ± 2 мэВ.

В настоящей работе выполнен анализ температурной зависимости положения уровня Ферми в объемном HgCdTe с различной концентрацией остаточных мелких доноров и двухзарядных акцепторов — вакансий ртути. Также была рассчитана концентрация свободных носителей в зонах при различных температурах и доля акцепторных центров в различных зарядовых состояниях. Полученные результаты объясняют быстрое

температурное гашение ФП, связанной с двухзарядными акцепторами, и показывают, что в материале p -типа в зависимости концентрации электронов от температуры может наблюдаться „активационный“ участок с энергией значительно больше $0.5E_g(T=0)$, как этого можно было бы ожидать из закона действующих масс для собственного полупроводника.

2. Метод расчета

Для вычисления концентрации равновесных носителей в зонах и „примесных“ состояниях было решено уравнение электронейтральности:

$$n + N_A^{-1} + 2N_A^{-2} = p + N_D^{+1}, \quad (1)$$

где n — концентрация электронов в зоне проводимости, p — концентрация дырок в валентной зоне, N_A^{-1} — концентрация двухзарядных акцепторов с одним захваченным электроном (состояние A_2^{-1}), N_A^{-2} — концентрация двухзарядных акцепторов с двумя захваченными электронами (состояние A_2^{-2}), N_D^{+1} — концентрация ионизованных доноров.

Было предположено, что свободных носителей недостаточно для образования вырожденного ферми-газа, поэтому зависимость их концентрации от температуры T вычисляется по формулам:

$$n = N_c(T) \exp\left(\frac{F - E_c}{T}\right), \quad (2)$$

$$p = N_v(T) \exp\left(\frac{E_v - F}{T}\right), \quad (3)$$

где F — энергия Ферми, E_c — энергия дна зоны проводимости, E_v — энергия потолка валентной зоны, а N_c и N_v — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно. В рассматриваемых масштабах энергий можно считать закон дисперсии в этих зонах с высокой точностью параболическим, поэтому данные величины вычисляются по формуле

$$N_{c,v} = \frac{2}{\hbar^3} \left(\frac{m_{c,v} T}{2\pi}\right)^{3/2}, \quad (4)$$

где m_c и m_v — эффективные массы в зоне проводимости и валентной зоне соответственно.

Концентрация ионизованных доноров равна

$$N_D^{+1} = \frac{N_D}{1 + g_D \exp\left(\frac{F - E_D}{T}\right)}, \quad (5)$$

где N_D — общая концентрация доноров, $E_D = 1$ мэВ — энергия основного состояния донора (оценивалась в рамках водородоподобной модели), а $g_D = 2$ — кратность вырождения основного состояния донора.

Концентрации одно- и двукратно заряженных акцепторов равны соответственно

$$N_A^{-1} = N_A \frac{g_1(T)}{A(T)} \exp\left(\frac{F - E_A^{(1)}}{T}\right), \quad (6)$$

$$N_A^{-2} = N_A \frac{g_2(T)}{A(T)} \exp\left(\frac{2F - E_A^{(1)} - E_A^{(2)}}{T}\right), \quad (7)$$

где N_A — общая концентрация двухзарядных акцепторов, $E_A^{(1)}$ — энергия, необходимая для захвата электрона из валентной зоны нейтральным акцептором, $E_A^{(2)}$ — энергия, необходимая для захвата электрона из валентной зоны однократно заряженным акцептором, нормировочный множитель равен

$$A(T) = 1 + g_1(T) \exp\left(\frac{F - E_A^{(1)}}{T}\right) + g_2(T) \exp\left(\frac{2F - E_A^{(1)} - E_A^{(2)}}{T}\right), \quad (8)$$

а эффективные плотности состояний равны

$$g_1(T) = g_1^{(0)} + \sum_{n=1,2,\dots} g_1^{(n)} \exp\left(\frac{E_A^{(1)} - E_{A,n}^{(1)}}{T}\right), \quad (9)$$

$$g_2(T) = g_2^{(0)} + \sum_{n=1,2,\dots} g_2^{(n)} \exp\left(\frac{E_A^{(2)} + E_A^{(1)} - E_{A,n}^{(2)}}{T}\right), \quad (10)$$

где $g_{1,2}^{(0)}$ — кратности вырождения основного одно- и двухчастичного состояния акцептора, а $g_{1,2}^{(n)}$ и $E_{A,n}^{(1,2)}$ — кратности вырождения и энергии возбужденных одно- и двухчастичных состояний акцептора соответственно. Отметим, что, поскольку влиянием примесно-дефектных центров друг на друга пренебрегается, сумму в вышеуказанном выражении следует оборвать как только масштаб локализации волновой функции акцепторного состояния становится сравнимым со средним расстоянием между примесно-дефектными центрами. Это расстояние определяется концентрацией акцепторов в исследуемых КРТ пленках, типичное значение — 50–200 нм. Степень вырождения основного состояния однократно ионизованного акцепторного центра принималась равной $g_1^{(1)} = 4$, нейтрального — $g_2^{(1)} = 6$.

Таким образом, уравнение электронейтральности можно записать следующим образом:

$$N_c \exp\left(\frac{F - E_c}{T}\right) + \frac{N_A \left(2 + g_1(T) \exp\left(\frac{E_A^{(1)} - F}{T}\right)\right)}{\left(1 + g_1(T) \exp\left(\frac{E_A^{(1)} - F}{T}\right) + g_2(T) \exp\left(\frac{E_A^{(2)} - F}{T}\right)\right)} = N_v \exp\left(\frac{E_v - F}{T}\right) + \frac{N_D}{\left(1 + 2 \exp\left(\frac{F - E_D}{T}\right)\right)}. \quad (11)$$

В результате решения данных уравнений было найдено положение уровня Ферми, а также концентрация

свободных дырок в валентной зоне и концентрации соответственно однократно ионизованных и нейтральных акцепторных центров как функции от температуры КРТ:

$$N_{A^{-1}} = \frac{N_A g_1(T) \exp\left(\frac{E_A^{(1)} - F}{T}\right)}{\left(1 + g_1(T) \exp\left(\frac{E_A^{(1)} - F}{T}\right) + g_2(T) \exp\left(\frac{E_A^{(2)} - F}{T}\right)\right)}, \quad (12)$$

$$N_{A^0} = \frac{N_A g_2(T) \exp\left(\frac{E_A^{(2)} - F}{T}\right)}{\left(1 + g_1(T) \exp\left(\frac{E_A^{(1)} - F}{T}\right) + g_2(T) \exp\left(\frac{E_A^{(2)} - F}{T}\right)\right)}. \quad (13)$$

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена зависимость концентрации свободных дырок в валентной зоне твердого раствора КРТ от температуры, рассчитанная при разных значениях ширины запрещенной зоны материала (сплошные линии) при концентрации акцепторов $N_A = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и доноров $N_D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Последнее значение представляет собой оценку концентрации доноров в реальных структурах, основанную на возможности изменения типа проводимости структур путем различных отжигов [25]. Пунктирной линией представлена концентрация дырок, перешедших с двухвалентных акцепторов — вакансий ртути. Эту концентрацию (p_A) можно

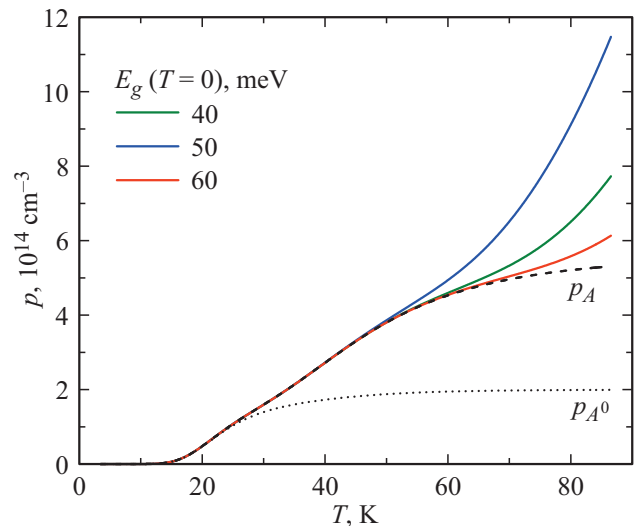


Рис. 1. Рассчитанные зависимости концентрации свободных дырок в Hg_{1-x}Cd_xTe-пленках с различными значениями ширины запрещенной зоны (сплошные линии) при концентрации вакансий ртути $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и концентрации мелких компенсирующих доноров $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (энергия ионизации донора принималась равной 1 мэВ). Пунктирная линия показывает концентрацию носителей, перешедших с вакансий ртути в валентную зону p_A . Точечная линия показывает концентрацию дырок, термически ионизованных с состояний нейтральных вакансий ртути в валентную зону p_{A^0} .

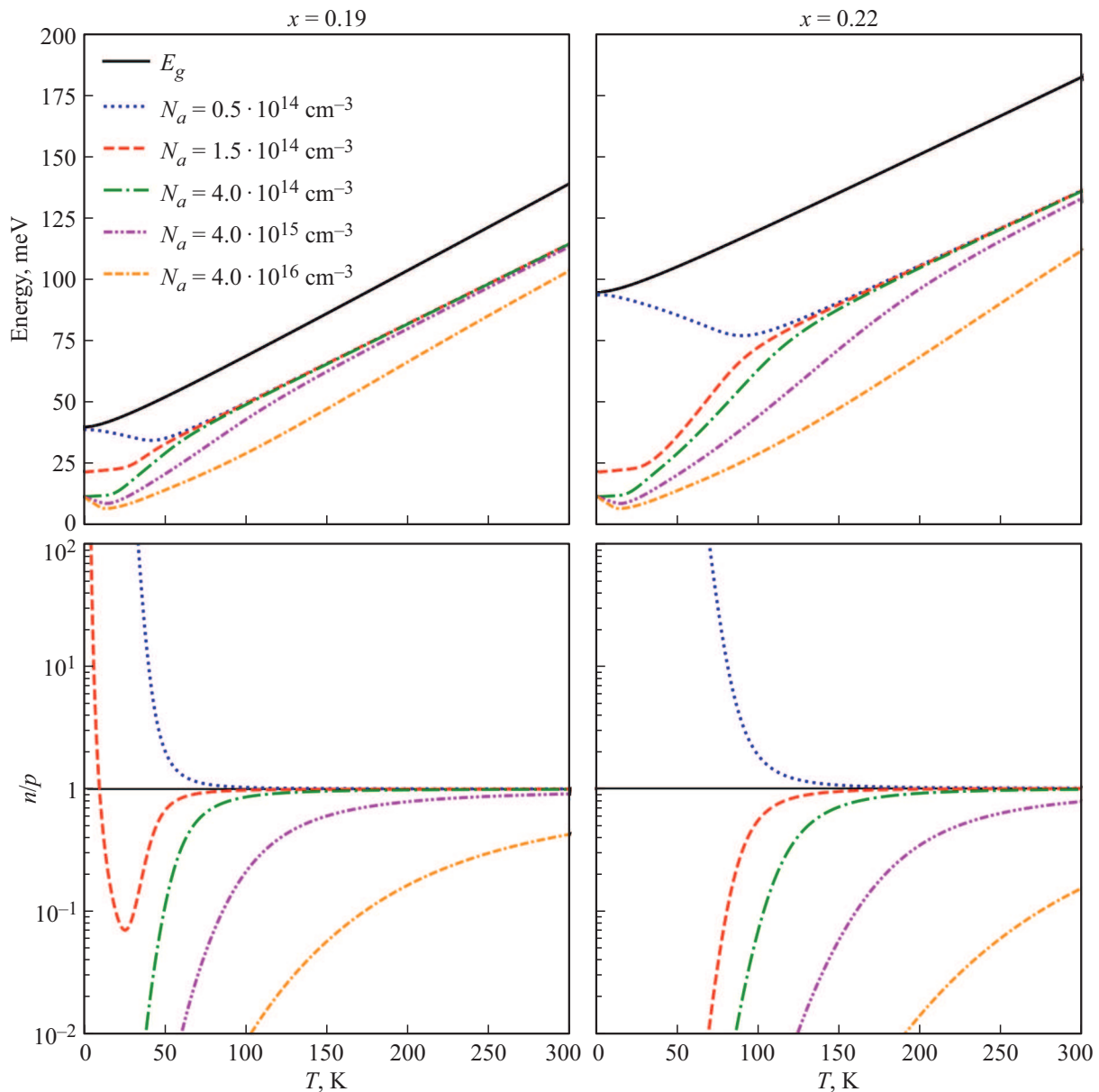


Рис. 2. Рассчитанная зависимость положения уровня Ферми и относительной концентрации электронов и дырок от температуры при различных степенях компенсации вакансий ртути донорами. Концентрация доноров фиксирована и равна $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

рассчитать как

$$p_A = (2N_A - N_D) - (2N_{A^0} + N_{A^{-1}}). \quad (14)$$

Отметим, что $2N_A - N_D$ — число дырок на акцепторных уровнях при нулевой температуре, $2N_{A^0} + N_{A^{-1}}$ — число дырок, связанных с акцепторными центрами при произвольной температуре. Расчет показал, что число носителей, перешедших в валентную зону с акцепторных центров, не зависит от состава твердого раствора.

Из рис. 1 видно, что при $T < 15 \text{ К}$ число свободных носителей пренебрежимо мало, а при температурах выше 15 К происходит быстрый рост числа свободных дырок в валентной зоне. Это объясняет эффект „га-

шения“ линий фотопроводимости (ФП) объемных КРТ пленок при повышении температуры, наблюдаемый в работе [23]: при повышении температуры появляется значительный темновой ток, и относительно слабый сигнал фототока становится плохо различим на его фоне.

В рассматриваемой структуре при низкой температуре концентрация нейтральных вакансий ртути составляет $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Точечная линия показывает концентрацию дырок, термически ионизованных в континуум с нейтральных центров. Видно, что до 30 К концентрация ионизованных центров совпадает с общим числом дырок, оказавшихся в валентной зоне. Таким образом, до 30 К источником свободных дырок являются ней-

тральные A_2^0 -центры. При $T > 40$ К концентрация носителей, ионизованных с нейтральных вакансий, приближается к $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, т.е. к концентрации нейтральных акцепторов при низких температурах. Следовательно, при $T > 40$ К нейтральные вакансии ртути практически отсутствуют.

На рис. 1 также видно, что до 60 К концентрация дырок, ионизованных со всех акцепторных центров, практически совпадает с числом свободных носителей в валентной зоне, т.е. до 60 К источником дырок в континууме являются вакансии ртути. При повышении температуры > 60 К появляется заметный вклад межзонного температурного возбуждения носителей в проводимость. При этом акцепторные состояния опустошаются: при низкой температуре в рассматриваемой КРТ структуре с концентрацией вакансий ртути $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и компенсирующих доноров $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ концентрация связанных на акцепторных уровнях дырок составляет $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Из рис. 1 видно, что при температуре 70 К концентрация дырок, ионизованных в валентную зону с состояний вакансий ртути, составляет $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, т.е. более 80% акцепторных центров теряют свои носители.

Таким образом, из проведенных расчетов следует, что до 30 К дырки в валентную зону отдают нейтральные вакансии ртути, затем при повышении температуры в формировании проводимости начинают принимать участие A_2^{-1} -центры, и при $T > 40$ К такие центры становятся основным источником носителей в континууме, а при повышении температуры $T > 60$ К начинается переход к собственной проводимости.

На рис. 2 представлено положение уровня Ферми в запрещенной зоне для разного состава твердого раствора ($x = 19$ и 22%) при различной концентрации вакансий ртути. Сплошной линией показано положение дна зоны проводимости. Ширина запрещенной зоны при нулевой температуре составляет $E_g(T = 0) = 39.4$ мэВ для $x = 19\%$ и $E_g(T = 0) = 94.3$ мэВ для $x = 22\%$ [26]. Видно, что при высокой температуре, когда проводимость становится собственной, уровень Ферми с изменением температуры смещается параллельно краю зоны проводимости. При низкой концентрации вакансий ртути ($4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) энергетический зазор между уровнем Ферми и дном зоны проводимости в интервале температур 200–300 К примерно равен половине ширины запрещенной зоны при низкой температуре ($E_g(T = 0)/2$). Это прямо следует из закона действующих масс в режиме собственной проводимости $n = p$.

При большей концентрации вакансий уровень Ферми смещается от края зоны проводимости в глубину запрещенной зоны. При этом из-за значительной разницы в подвижностях электронов μ_n и дырок μ_p (типичное соотношение $\mu_n/\mu_p \sim 200$ [27]) участок резкого экспоненциального роста на зависимости удельной проводимости $\sigma(T)$ при повышении температуры возникнет и в этом случае, однако соответствующий наклон в спрямляющих координатах будет отвечать энергии, значительно большей, чем $E_g(T = 0)/2$, так как условие $n = p$ не

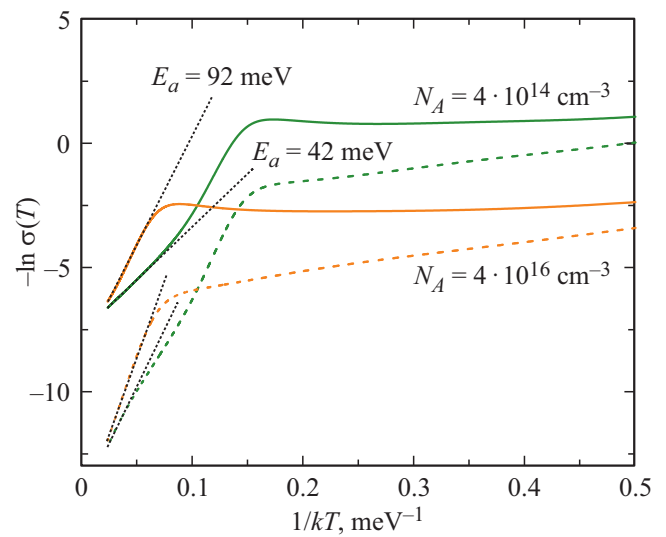


Рис. 3. Рассчитанные зависимости логарифма величин σ (сплошные линии) и $\sigma/T^{3/2}$ (пунктирные линии) от температуры для КРТ пленки с 22% кадмия при различных концентрациях вакансий ртути N_A . Концентрация доноров фиксирована и равна $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При расчете предполагалось $\mu_n/\mu_p = 200$.

выполняется. Это иллюстрирует рис. 3, на котором показан характерный вид зависимости логарифма удельной проводимости $\sigma(T)$ от температуры. На рис. 3 также приведен логарифм величины $\sigma/T^{3/2}$, которая позволяет исключить фактор увеличения концентраций носителей за счет увеличения эффективной плотности состояний с температурой. На всех кривых при высоких температурах заметен участок быстрого квазиэкспоненциального роста $\sigma(T)$. Аппроксимация этого участка линейной функцией позволяет определить энергию активации. Для концентрации вакансий ртути $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ эта энергия близка к половине ширины запрещенной зоны при 0 К, а для концентрации вакансий ртути $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ эта энергия увеличивается более чем в 2 раза. Отметим, что температурный фактор $T^{3/2}$ дает существенный вклад в наблюдаемую энергию активации для $\ln \sigma(T)$, поэтому анализ кривой без нормировки на зависимость эффективной плотности состояний от температуры приведет к значительным ошибкам.

Это следует учитывать при определении термической ширины запрещенной зоны образца с неизвестными заранее концентрациями вакансий и компенсирующих доноров. Для больших концентраций ртути ($4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) условие $n = p$ будет выполнено лишь в диапазоне значительно выше 300 К, в котором измерения затруднены из-за деградации материала. С другой стороны, достаточно резкая зависимость положения уровня Ферми от параметров „легирования“ и компенсации позволяет определить степень компенсации и концентрацию вакансий в исследуемом слое HgCdTe сравнением оптической ширины запрещенной зоны с наблюдаемым масштабом экспоненциального роста проводимости.

4. Заключение

В работе выполнен расчет населенностей состояний континуума и состояний вакансий ртути в узкозонных твердых растворах КРТ. Показано, что температурное гашение линий ФП, связанное с увеличением темновой концентрации дырок, происходит при температуре ~ 15 К, что значительно меньше, чем характерная температура, при которой начинает существенно меняться соотношение между концентрациями нейтральной и однократно ионизованной вакансий. Таким образом, прямое наблюдение температурной динамики линий ФП, связанных с нейтральными и однократно ионизованными вакансиями, затруднено. Показано, что в диапазоне типичных концентраций вакансий ртути переход к собственной проводимости в объемных пленках с $x \sim 20\%$ начинается при температурах $T > 60$ К, однако для концентраций акцепторов $> 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ условие собственной проводимости $n = p$ с достаточной точностью выполняется только при температурах > 300 К, что не позволяет оценить ширину зоны на основе закона действующих масс. Результаты точных расчетов, приведенных в данной работе, могут быть использованы для определения концентрации вакансий ртути по зависимости проводимости концентрации электронов от температуры.

Финансирование работы

Расчет положения уровня Ферми и концентрации носителей в области собственной проводимости выполнен при поддержке совместного проекта РФФИ (грант РФФИ-ННИО а № 21-52-12020) и Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG Project No. 448961446).

Расчеты населенности состояний вакансий ртути поддержаны грантом Министерства науки и высшего образования (грант Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых МК-1430.2020.2).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone. *Appl. Phys. Rev.*, **2**(4), 041303 (2015).
- [2] A. Rogalski. *Opto-Electron. Rev.*, **20**(3), 279 (2012).
- [3] A. Rogalski. *Rep. Progr. Phys.*, **68**(10), 2267 (2005).
- [4] V.S. Varavin, V.V. Vasiliev, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, V.N. Ovsyuk, Y.G. Sidorov, A.O. Suslyakov, M.V. Yakushev, A.L. Aseev. *Proc. SPIE*, **5136**, 381 (2003).
- [5] S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39**(7), 918 (2010).
- [6] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, Yu.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhliitski. *Int. J. Nanotechnol.*, **3**(1), 120 (2006).
- [7] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang. *Science*, **314**(5806), 1757 (2006).
- [8] C. Brüne, C.X. Liu, E.G. Novik, E.M. Hankiewicz, H. Buhmann, Y.L. Chen, X.L. Qi, Z.X. Shen, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. Lett.*, **106**(12), 126803 (2011).
- [9] B. Buttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nature Physics*, **7**(5), 418 (2011).
- [10] F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S.S. Krishtopenko, S. Ruffenach, C. Consejo, A.M. Kadykov, W. Desrat, D. But, W. Knap, J. Ludwig, S. Moon, D. Smirnov, M. Orlita, Z. Jiang, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. *Nature Commun.*, **7**, 12576 (2016).
- [11] D.B. But, M. Mittendorff, C. Consejo, F. Teppe, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, C. Faugeras, S. Winnerl, M. Helm, W. Knap, M. Potemski, M. Orlita. *Nature Photonics*, **13**(11), 783-787 (2019).
- [12] M. Orlita, D.M. Basko, M.S. Zholudev, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.L. Barra, G. Martinez, M. Potemski. *Nature Physics*, **10**(3), 233 (2014).
- [13] G. Alymov, V. Romyantsev, S. Morozov, V. Gavrilenko, V. Aleshkin, D. Svintsov. *ACS Photonics*, **7**(1), 98 (2020).
- [14] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, M.S. Zholudev, A.A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko, F. Teppe. *ACS Photonics*, **8**(12), 3526 (2021).
- [15] S. Krishnamurthy, M.A. Berding, Z.G. Yu. *J. Electron. Mater.*, **35**(6), 1369 (2006).
- [16] J. Shao, X. Lü, S. Guo, W. Lu, L. Chen, Y. Wei, J. Yang, L. He, J. Chu. *Phys. Rev. B*, **80**(15), 5125 (2009).
- [17] X. Zhang, J. Shao, L. Chen, X. Lü, S. Guo, L. He, J. Chu. *J. Appl. Phys.*, **110**(4), 043503 (2011).
- [18] F. Gemain, I.C. Robin, G. Feuillet. *J. Appl. Phys.*, **114**(21), 213706 (2013).
- [19] K.D. Mynbaev, A.V. Shilyaev, N.L. Bazhenov, A.I. Izhnin, I.I. Izhnin, N.N. Mikhailov, V.S. Varavin, S.A. Dvoretzky. *Semiconductors*, **49**(3), 367 (2015).
- [20] M.V. Yakushev, K.D. Mynbaev, N.L. Bazhenov, V.S. Varavin, N.N. Mikhailov, D.V. Marin, S.A. Dvoretzky, Y.G. Sidorov. *Phys. Status Solidi C*, **13**(7–9), 469 (2016).
- [21] S.G. Pavlov, L.M. Portsel, V.B. Shuman, A.N. Lodygin, Y.A. Astrov, N.V. Abrosimov, S.A. Lynch, V.V. Tsyplenkov, H.W. Hübers. *Phys. Rev. Mater.*, **5**(11), 114607 (2021).
- [22] Д.В. Козлов, В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.М. Кадьков, М.А. Фадеев, М.С. Жолудев, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко, Ф. Теппе. *ЖЭТФ*, **154**, 1226 (2018).
- [23] Д.В. Козлов, Т.А. Уаман Светикова, А.В. Иконников, В.В. Румянцев, А.А. Разова, М.С. Жолудев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко, С.В. Морозов. *Письма ЖЭТФ*, **113**(6), 399 (2021).
- [24] V.V. Romyantsev, 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. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Semicond. Sci. Technol.*, **32**(9), 095007 (2017).
- [25] П.А. Бахтин, С.А. Дворецкий, В.С. Варавин, А.П. Коробкин, Н.Н. Михайлов, И.В. Сабинаина, Ю.Г. Сидоров. *ФТП*, **38**(10), 1207 (2004).
- [26] J.P. Laurenti, J. Camassel, A. Bouhemadou, B. Toulouse, R. Legros, A. Lussou. *J. Appl. Phys.*, **67**(10), 6454 (1990).

[27] P.S. Wijewarnasuriya, M. Boukerche, J.P. Faurie. *J. Appl. Phys.*, **67** (2), 859 (1990).

Редактор А.Н. Смирнов

Temperature dependence of the Fermi level in HgCdTe narrow-gap bulk films at different mercury vacancy concentrations

D.V. Kozlov^{1,2}, *M.C. Zholudev*^{1,2}, *V.V. Rummyantsev*^{1,2},
*A.V. Ikonnikov*³, *S. Pavlov*⁴, *H.-W. Hübers*^{4,5},
S.V. Morozov^{1,2}

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

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

³ Lomonosov Moscow State University
(Faculty of Physics),
119991 Moscow, Russia

⁴ Institute of Optical Sensor Systems German
Aerospace Center (DLR),
12489 Berlin, Germany

⁵ Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin,
12489 Berlin, Germany

Abstract We calculate Fermi level position in bulk HgCdTe with cadmium fraction from 19 to 22% as a function of temperature for different concentrations of mercury vacancies forming double-charged acceptors with ionization energies of 11 and 21 meV for neutral and singly charged states respectively. The concentration of free carriers in the bands at different temperatures and the proportion of acceptor centres in different charge states are calculated as well. The results explain the fast temperature quenching of photoconductivity involving the vacancies states. It is also shown that in a *p*-type material conductivity dependence on temperature includes an exponential growth region with a characteristic energy much greater than a half of the bandgap at zero temperature expected for an intrinsic semiconductor.