

УДК 538.911:538.915

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПОЛОЖЕНИЕ УРОВНЕЙ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ В СТРУКТУРАХ С МНОЖЕСТВЕННЫМИ HgCdTe КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

© 2023 г. Н. Н. Михайлов^{1, *}, В. Г. Ремесник¹, В. Я. Алешкин², С. А. Дворецкий¹,
И. Н. Ужаков¹, В. А. Швец^{1, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук”,
Новосибирск, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт физики микроструктур Российской академии наук”, Нижний Новгород, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Новосибирский национальный исследовательский государственный университет”, Новосибирск, Россия

*E-mail: mikhailov@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 05.12.2022 г.

После доработки 23.12.2022 г.

Принята к публикации 27.02.2023 г.

Изучена энергетическая структура уровней размерного квантования в гетероструктуре с множественными квантовыми ямами $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}/\text{HgTe}$, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке (013)GaAs. Получены экспериментальные и расчетные значения энергетического положения трех уровней размерного квантования.

DOI: 10.31857/S0367676523701491, EDN: VMIDPK

ВВЕДЕНИЕ

Твердый раствор теллурида кадмия и ртути (КРТ, HgCdTe), благодаря уникальным физическим свойствам занял лидирующее положение среди фоточувствительных материалов для высококачественных инфракрасных (ИК) детекторов [1–3]. Несмотря на достигнутые успехи в выращивании и применении гетероэпитаксиальных слоев твердых растворов HgCdTe на согласованных по параметру кристаллической решетки подложках из CdZnTe [4, 5], все возрастающие потребности в ИК детекторах определили развитие металлоорганической парофазной эпитаксии (МОПФЭ) и молекулярно-лучевой эпитаксии для выращивания гетероэпитаксиальных слоев твердых растворов HgCdTe на подложках из GaAs и Si большого диаметра [6–8].

Квантовые наноструктуры со слоями нанометровых толщин, такие как сверхрешетки (СР) CdTe/HgTe и квантовые ямы (КЯ) $\text{HgCdTe}/\text{HgTe}$, рассматриваются как альтернативный материал для ИК детекторов. Расчеты показали, что CdTe/HgTe СР III типа и $\text{HgCdTe}/\text{HgTe}$ КЯ имеют ощутимые преимущества перед твердыми растворами HgCdTe для детекторов, особенно длинноволнового ИК и терагерцового спектров, и позволяют обеспе-

чить их работоспособность при повышенных температурах [9–11]. Экспериментально показано, что соотношение толщины слоев в СР обеспечивает чувствительность ИК детекторов в широком диапазоне спектра [12, 13] и позволяет существенно увеличить равномерность длинноволновой границы чувствительности на большой площади. Метод МЛЭ наиболее предпочтителен для выращивания $\text{CdTe}(\text{HgCdTe})/\text{HgTe}$ СР и КЯ из-за низкой температуры роста, что снижает диффузию компонентов слоев [8]. Однако разработать высококачественные ИК детекторы на основе CdTe/HgTe СР пока не удалось, несмотря на значительный прогресс в технологии выращивания твердых растворов HgCdTe . Возможно, это связано с недостаточно высокой точностью контроля толщины при росте сотен пар слоев в СР, что приведет к различному энергетическому положению уровней размерного квантования, снижению квантовой эффективности материала и чувствительности ИК детектора, как было показано в [14]. В случае структур с множественными квантовыми ямами $\text{HgCdTe}/\text{HgTe}$ энергетическое положение уровней размерного квантования и спектральный диапазон ИК детекторов определяется только толщиной слоев HgTe и составом HgCdTe в барьерном слое [10].

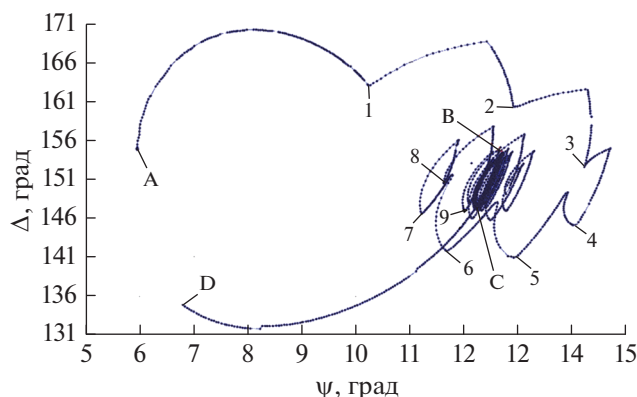


Рис. 1. Зависимость изменения эллипсометрических параметров Δ и ψ в плоскости Δ – ψ при выращивании структуры с множественными квантовыми ямами. Точки А и D – начало и конец роста структуры; точки С и D – периодическое изменение эллипсометрических параметров Δ и ψ при росте пар слоев HgTe и Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te в интервале постоянных значений; точки 1–9 – изменение эллипсометрических параметров Δ и ψ при росте соответствующих пар слоев HgTe и Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te на начальной стадии роста.

Таким образом, при выращивании структур с множественными квантовыми ямами HgCdTe/HgTe точный контроль толщины слоев HgTe позволит получить одинаковое энергетическое положение уровней размерного квантования, что определит спектральный диапазон чувствительности и высокую квантовую эффективность материала. Нами разработан высокоточный метод контроля толщины и состава слоев твердых растворов HgCdTe, СР и КЯ с помощью измерения эллипсометрических параметров Δ и ψ высокоскоростным одноволновым лазерным эллипсометром *in situ* [15, 16].

В работе представлены экспериментальные и теоретические данные энергетического положения уровней размерного квантования в структуре с множественными квантовыми ямами HgCdTe/HgTe, выращенной методом МЛЭ на подложке (013)GaAs с эллипсометрическим контролем толщины и состава в реальном масштабе времени.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Структура с множественными квантовыми ямами HgCdTe/HgTe выращивалась методом МЛЭ на подложке (013)GaAs диаметром 76.2 мм с буферными слоями ZnTe и CdTe толщиной ~30 нм и 5–7 мкм, соответственно, в сверхвысоковакуумной установке “Обь-М” [17, 18]. Процессы роста слоев контролировались высокоскоростными лазерными эллипсометрами с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм [19].

На рис. 1 приведена зависимость изменения эллипсометрических параметров Δ и ψ в плоскости Δ – ψ в процессе роста структуры с множественными квантовыми ямами КРТ220125, состоящей из 40 пар широкозонных барьерных слоев Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te и узкозонных слоев HgTe. Процесс роста начинается с выращивания слоя Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te на поверхности CdTe (точка А) до точки 1. Далее изменение эллипсометрических параметров Δ и ψ в плоскости Δ – ψ представляет кусочно-гладкую кривую роста пар слоев HgTe и Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te (точки 1–9), сходящуюся к их периодическому изменению между точками В и С. Точка D соответствует окончанию роста множественной квантовой ямы выращиванием слоя Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te после роста 40-го слоя HgTe. Полученный экспериментальный результат соответствует аналогичному изменению эллипсометрических параметров Δ и ψ в плоскости Δ – ψ при выращивании СР CdTe/HgTe, полученных расчетом [20].

Периодическое изменение эллипсометрических параметров Δ и ψ между точками В и С показывает высокую точность повторения толщины и составов слоев в структуре с множественными квантовыми ямами. Одним из методов определения состава и толщины слоев в структуре с множественными квантовыми ямами является сопоставление экспериментальных данных изменения эллипсометрических параметров Δ и ψ с расчетными для слоя однородного состава в КЯ, как показано в [20]. Такая процедура эффективна для одиночных квантовых ям. Для структур с множественными квантовыми ямами такая процедура довольно трудоемка и, как правило, носит качественный характер.

Более отчетливое представление об изменении эллипсометрических параметров Δ (красная кривая) и ψ (синяя кривая) в процессе роста структуры с множественными квантовыми ямами показывает их зависимость от времени (рис. 2). Точки 1–10, 20, 30 и 40 соответствуют изменениям эллипсометрического параметра Δ от времени при выращивании двух слоев HgTe и Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te. На начальной стадии выращивания наблюдаются изменения эллипсометрических параметров Δ и ψ в широком диапазоне значений с постепенным его уменьшением с небольшими вариациями максимальных и минимальных величин. Далее, после выращивания 22 пар слоев HgTe и Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te наблюдается периодическое изменение эллипсометрических параметров Δ и ψ в одном и том же диапазоне предельных значений Δ и ψ , что свидетельствует о высокой точности изменения состава и толщины слоев HgTe и Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te.

На рис. 3 приведена зависимость изменения состава от толщины в слоях HgTe и Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te фрагмента структуры с множественными кванто-

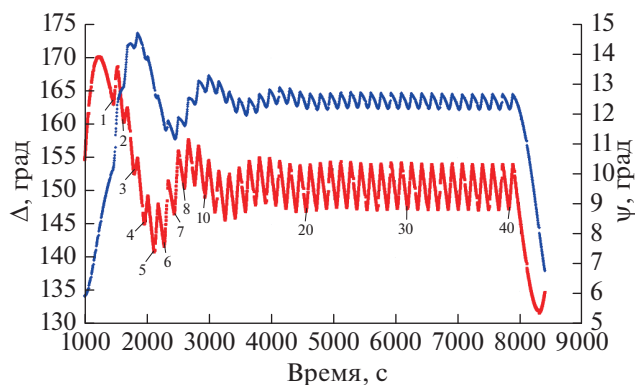


Рис. 2. Изменение эллипсометрических параметров Δ (красная кривая) и ψ (синяя кривая) в процессе роста структуры с множественными ямами от времени. Точки 1–10, 20, 30 и 40 – изменение эллипсометрических параметров Δ и ψ при росте соответствующих пар слоев HgTe и $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$.

выми ямами при росте от 15-ой до 20-ой пар слоев HgTe и $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$, определенных на основе данных, представленных на рис. 2. Состав слоев HgCdTe определялся величиной оптических постоянных n и k . Для расчета состава слоев были использованы значения оптических постоянных, полученные из измерений эллипсометрических параметров Δ и ψ при температурах роста 180–190°C толстых слоев твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, толщиной несколько микрон:

$$n(x) = 3.967 - 0.92x, \quad (1)$$

$$k(x) = 1.327 - 2.819x + 4.432x^2 - 4.375x^3 + 1.7x^4. \quad (2)$$

Из данных, приведенных на рис. 3, видно, что изменение состава по толщине при росте слоев HgTe и $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ совпадают с высокой точностью.

Более детальное сравнение распределения состава по толщине для начальных 20 пар слоев HgTe и $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ в структуре с множественными квантовыми ямами представлено на рис. 4. Расчет проводился путем разбиения всей толщины множественной квантовой ямы на тонкие (доли нанометра) фрагменты с последующим вычислением оптических постоянных каждого фрагмента решением обратной задачи эллипсометрии [22] с использованием разработанного ранее метода эффективной подложки [23]. Это позволило, находить оптические постоянные, а следовательно, и состав каждого фрагмента по результатам эллипсометрических измерений в начале его роста и в конце. Такая методика позволяет с высокой точностью восстанавливать распределение состава при выращивании тонких порядка нанометров слоев, особенно для структур с множе-

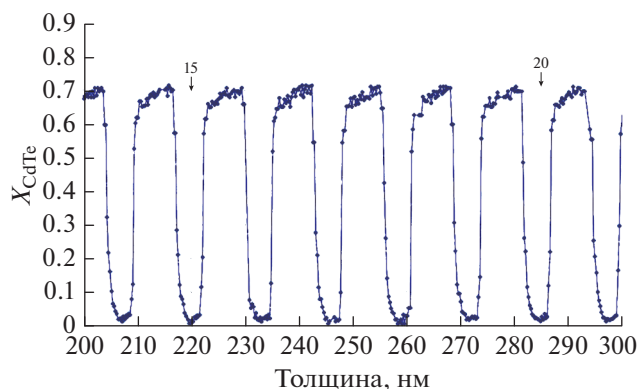


Рис. 3. Изменение состава по толщине слоев HgTe и $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ фрагмента структуры с множественными квантовыми ямами. Пары слоев HgTe и $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ обозначены цифрами 15 и 20.

ственными квантовыми ямами в отличие от качественного сравнения экспериментальных данных изменения эллипсометрических параметров Δ и ψ по номограммам с расчетными, о чем было указано выше. Полученные данные по восстановлению изменения состава по толщине показали высокую воспроизводимость результатов. При росте слоев HgTe в структуре с множественными квантовыми ямами наблюдается уменьшение состава от $x \sim 0.7$ (состав барьерного слоя) до $x \sim 0.0$ (HgTe) на толщине ~ 2 нм, оставаясь постоянным на толщине 3 нм и возрастаая ~ 1 нм. Толщина квантовой ямы составляет 5.2 нм, если отсчет вести от момента закрытия и открытия заслонки молекулярного источника кадмия. Наблюдаемая зависимость изменения состава в квантовых ямах HgTe при выращивании структуры с множественными квантовыми ямами связана с конструктивными особенностями молекулярного источника кадмия. Приведенный на рисунке раз-

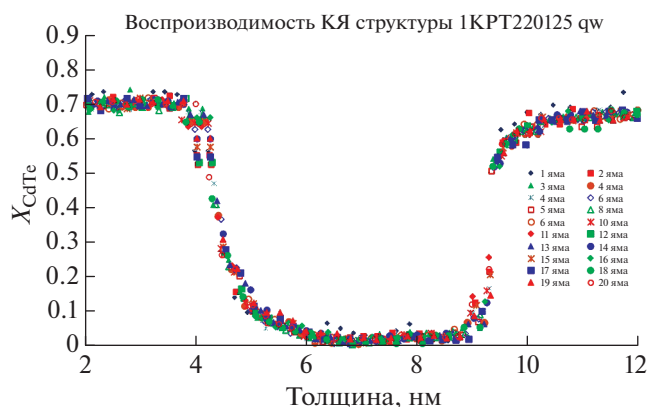


Рис. 4. Распределение состава по толщине 20 начальных пар слоев HgTe и $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ при выращивании структуры множественной квантовой ямы.

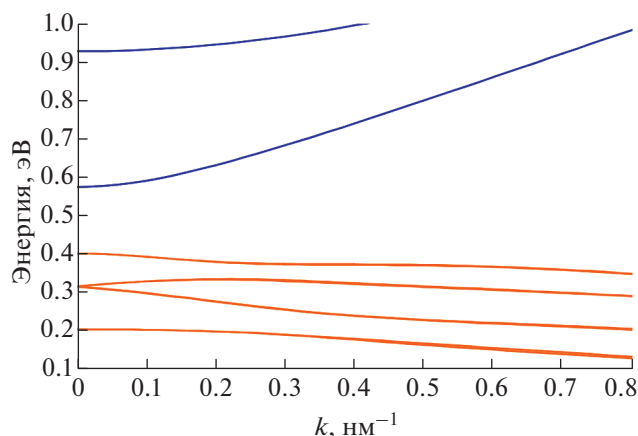


Рис. 5. Расчетный электронный спектр структуры с множественными квантовыми ямами, распределение кадмия в которой показано на рисунке 4. Электронные подзоны – синие кривые. Дырочные подзоны – коричневые кривые.

брос состава определяется как технологическими причинами, так и погрешностью расчета. Последнюю легко оценить: она определяется величиной относительной ошибки эллипсометрических измерений и толщиной фрагмента структуры, для которого рассчитывается состав. Чем больше толщина, тем выше точность определения состава, но при этом снижается разрешение по толщине. И наоборот, если повышать пространственное разрешение, проводя разбиение КЯ на мелкие фрагменты, то это приведет к увеличению разброса определяемого состава. Для измерений использовался высокостабильный эллипсометр [24], случайные ошибки измерений которого составляли $\delta\psi \approx 0.003^\circ$ и $\delta\Delta \approx 0.01^\circ$. При типичных значениях толщин разбиения $\delta d = 0.3$ нм точность измерения состава оказывается равной $\delta x = 0.01$ вблизи дна КЯ и $\delta x \sim 0.03$ на ее обкладках.

Для расчета электронных состояний в квантовой яме использовалась четырехзонная модель Кейна (гамильтониан 8×8) с учетом деформационных эффектов. Явный вид гамильтониана для структуры, выращенной на плоскости (013), приведен в работе [25]. Для решения уравнения Шредингера использовался подход аналогичный предложенному в работе [26], но в качестве базиса разложения использовались не полиномы, а ряд Фурье [25, 27]. Суть метода состоит в том, что электронные состояния вычисляются не в структуре с одиночной квантовой ямой, а в СР с широкими туннельно-непрозрачными барьерами. Преимущество этого подхода состоит в замене неудобного граничного условия обращения в ноль волновой функции на бесконечности для структуры с одиночной квантовой ямой, на удобное для расчета условие периодичности волновой функции на периоде СР. Зависимость ширины

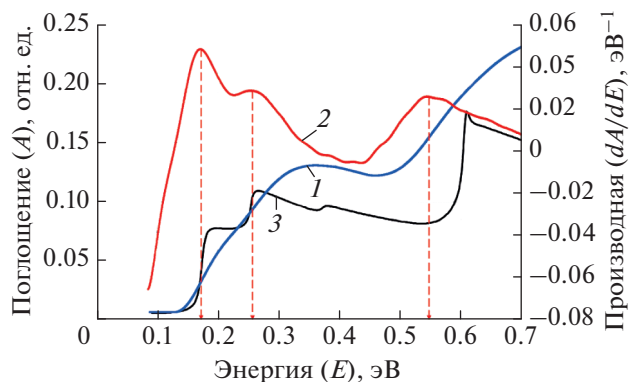


Рис. 6. Экспериментальный спектр поглощения структуры с множественными квантовыми ямами (синяя кривая 1), его производная по энергии (красная кривая 2) и рассчитанный спектр поглощения одной квантовой ямой (черная кривая 3).

запрещенной зоны от состава твердого раствора и температуры была взята из работы [3], другие параметры гамильтониана Кейна из работы [28]. Параметры, описывающие вклад деформаций в гамильтониан, взяты из [29].

На рис. 5 изображены рассчитанные электронные спектры структуры для температуры 300 К, распределение кадмия в которой по толщине КЯ получалось усреднением распределения по квантовым ямам, показанного на рис. 4. Из приведенных данных видно, что в квантовой яме имеются две электронных подзоны (синие кривые) и четыре дырочных подзоны (коричневые кривые), каждая из которых расщеплена по спину.

На рис. 6 приведены экспериментальный спектр поглощения структуры с множественными квантовыми ямами (синяя кривая 1), его производная по энергии (красная кривая 2) и рассчитанный спектр поглощения одной квантовой ямой (черная кривая 3), нормально падающего на нее неполяризованного излучения (отношение поглощенной мощности к падающей).

Экспериментальные значения энергий краев переходов электронов между уровнями размерного квантования в структуре с множественными квантовыми ямами определялось из спектров поглощения (A), полученного из измерений спектров пропускания (T) и отражения (R) при комнатной температуре из соотношения $A = \lg(1/(T + R))$. Спектры пропускания и отражения измерялись с использованием Фурье спектрометра “ФТ-801” в интервале диапазона длин волн 2–20 мкм.

Из приведенных данных видно, что с уменьшением энергии падающих фотонов поглощение немонотонно уменьшается, и наблюдаемый ход кривой 1, по-видимому, связан с поглощением фотонов с различной энергией уровнями размерного квантования в квантовых ямах. Более отчетливо

края переходов электронов между уровнями размерного квантования проявляются на кривой 2. Наблюдаемые 3 максимума соответствуют 3-ем уровням размерного квантования с энергиями $E_1 = 173$ мэВ, $E_2 = 257$ мэВ и $E_3 = 547$ мэВ.

При расчете спектра поглощения по приведенной модели были учтены только переходы между уровнями размерного квантования и не учитывались переходы в континуум. Расчет проводили по формуле:

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{\pi c \omega \sqrt{\epsilon_\infty}} \times \sum_{i,f} \int d^2 k \beta \frac{\left(|v_{f,i}^x(\vec{k})|^2 + |v_{f,i}^y(\vec{k})|^2 \right) (f_i(\vec{k}) - f_f(\vec{k}))}{(\hbar\omega + E_i(\vec{k}) - E_f(\vec{k}))^2 + \beta^2}, \quad (3)$$

где e – заряд электрона, c – скорость света, ϵ_∞ – высокочастотная проницаемость барьеров, индексы i и f обозначают номера подзон в начальном и конечном состоянии электрона, $E_j(\vec{k})$ – энергия электрона с волновым вектором \vec{k} в j -ой подзоне, $v_{f,i}^{x,y}(\vec{k})$ – матричные элементы оператора скорости, $f_i(\vec{k})$ – функция распределения электронов в i -ой подзоне, β – параметр, описывающий неопределенность энергии электрона из-за столкновений. В расчете предполагалось $\beta = 3$ мэВ и, что электроны отсутствуют в зоне проводимости, а валентная зона заполнена электронами. На рисунке 6 (кривая 3) хорошо видны ступенчатые особенности спектра поглощения, обусловленные межзонными переходами. Положение края переходов электронов между уровнями размерного квантования позволили определить энергетическое положение уровней размерного квантования из спектра поглощения (кривая 3), полученного расчетным путем, которые составили $E_1 = 173$ мэВ, $E_2 = 253$ мэВ и $E_3 = 602$ мэВ.

Сравнение энергетического положения уровней размерного квантования в структуре с множественными HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te КЯ показало хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных энергетического положения 1 и 2 уровней размерного квантования. Следует отметить, что для 3 уровня расчет дает заметно большую энергию, чем экспериментальное значение. Причины полученного различия расчетных и экспериментальных данных будут определены в последующих исследованиях. В целом, полученные данные свидетельствуют об адекватности используемой модели для расчета электронных состояний в квантовой яме с учетом полученного изменения состава, особенно при планировании спектрального диапазона ИК детектора, длинно-

волновая граница чувствительности которого определяется энергией E_1 . Высокая воспроизводимость изменения состава в множественной квантовой яме свидетельствует об одинаковом энергетическом положении уровней размерного квантования. Таким образом, полученная структура с множественными квантовыми ямами имеет высокое качество для изготовления ИК детектора с длинноволновой границей чувствительности при комнатной температуре $\lambda_{0.5} = 1.24/0.173$ эВ = 7.3 мкм. При охлаждении длинноволновая граница чувствительности будет смещаться в более длинные волны, что позволит планировать диапазон чувствительности и рабочую температуру ИК детектора [30]. Увеличение толщины квантовой ямы позволит сдвинуть чувствительность ИК детектора в более длинноволновую область спектра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучено положение уровней размерного квантования в структуре с множественными квантовыми ямами HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te. Структура выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке (013)GaAs с буферными слоями ZnTe и CdTe с эллипсоидальным контролем состава и толщины в реальном масштабе времени. Получено высокая точность воспроизведения распределения состава в квантовых ямах и толщины слоев HgTe и барьеров Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te. Экспериментальные значения энергий краев переходов электронов между уровнями размерного квантования получены из измерений спектров поглощения. Величина уровней составляет $E_1 = 173$ мэВ, $E_2 = 257$ мэВ и $E_3 = 547$ мэВ. Расчет электронного спектра проводился на основе четырех зонной модели Кейна. При расчете спектра поглощения по приведенной модели учитывались только переходы между уровнями размерного квантования и не учитывались переходы в континуум. В квантовой яме имеются две электронных подзоны и четыре дырочных подзоны, каждая из которых расщеплена по спину. Расчетные значения энергии уровней размерного квантования составляют $E_1 = 173$ мэВ, $E_2 = 253$ мэВ и $E_3 = 602$ мэВ. Получено хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных для энергетического положения уровней размерного квантования в структуре с множественными квантовыми ямами при поглощении низкочастотных фотонов.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания Минобрнауки России (№ FWGW-2022-0002; выращивание структур) и при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 21-52-12015; исследование энергетического положения уровней размерного квантования). Авторы выражают благодарность

Л.Д. Бурдиной за химическую подготовку подложек (013)GaAs, а также Р.В. Меньшикову и В.А. Карташову за предэпитаксиальную подготовку подложек и выращивание буферных слоев ZnTe и CdTe.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lei W., Antoszewski J., Faraone L.* // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. Art. No. 041303.
2. *Bhan R.K., Dhar V.* // Opto-Electron. Rev. 2019. V. 27. No. 2. P. 174.
3. *Rogalski A.* // Rep. Prog. Phys. 2005. V. 68. No. 10. P. 2267.
4. *Capper P., Garland J.* Mercury cadmium telluride. Growth, properties and applications. Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2011. P. 556.
5. *Erdem Arkun F., Edwall D.D., Ellsworth J. et al.* // J. Electron. Mater. 2017. V. 46. No. 9. P. 5374.
6. *Reddy M., Peterson J.M., Vang T. et al.* // J. Electron. Mater. 2011. V. 40. No. 8. P. 1706.
7. *Ziegler J., Wenisch J., Breiter R. et al.* // J. Electron. Mater. 2014. V. 43. No. 8. P. 2935.
8. *Варавин В.С., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. и др.* // Автометрия. Т. 56. № 5. С. 12; *Varavin V.S., Dvoretiskii S.A., Mikhailov N.N. et al.* // Optoelectron. Instrum. Data Process. 2020. V. 56. No. 5. P. 456.
9. *Schulman J.N., McGill T.C.* // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. No. 10. P. 663.
10. *Aleshkin V.Y., Dubinov A.A., Morozov S.V. et al.* // Opt. Mater. Express. 2018. V. 8. No. 5. P. 1349.
11. *Ryzhii M., Otsuji T., Ryzhii V. et al.* // Opto-Electron. Rev. 2019. V. 27. No. 2. P. 219.
12. *Zhou Y.D., Becker C.R., Selamet Y. et al.* // J. Electron. Mater. 2003. V. 32. No. 7. P. 608.
13. *Grein C.H., Jung H., Singh R. et al.* // J. Electron. Mater. 2005. V. 34. No. 6. P. 905.
14. *Becker C.R., Latussek V., Pfeuffer-Jeschke A. et al.* // Phys. Rev. B. V. 62. No. 15. Art. No. 10353.
15. *Михайлов Н.Н., Швец В.А., Дворецкий С.А. и др.* // Автометрия. 2003. Т. 39. № 2. С. 71.
16. *Mikhailov N.N., Smirnov R.N., Dvoretzky S.A. et al.* // Int. J. Nanotechnol. 2006. V. 3. No. 1. P. 120.
17. *Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. и др.* // Опт. журн. 2000. Т. 67. № 1. С. 39; *Sidorov Yu.G., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N. et al.* // J. Opt. Technol. 2000. V. 67. No. 1. P. 31.
18. *Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А., Варавин В.С. и др.* // ФТП. 2001. Т. 35. № 9. С. 1092; *Sidorov Yu.G., Dvoretzky S.A., Varavin V.S. et al.* // Semiconductors. 2001. V. 35. No. 9. P. 1045.
19. *Спесивцев Е.В., Рыхлицкий С.В., Швец В.А.* // Автометрия. 2011. Т. 47. № 5. С. 5; *Spesivtsev E.V., Rykhlytskii S.V., Shvets V.A.* // Optoelectron. Instrument. Proc. 2011. V. 47. No. 5. P. 419.
20. *Ржанов А.В., Свитаев К.К., Мардежов А.С., Швец В.А.* // ДАН. 1987. Т. 297. № 3. С. 604.
21. *Dvoretzky S., Mikhailov N., Sidorov Yu. et al.* // J. Electron. Mater. V. 39. No. 7. P. 918.
22. *Швец В.А., Михайлов Н.Н., Икусов Д.Г. и др.* // Опт. и спектроск. 2019. Т. 127. № 8. С. 318; *Shvets V.A., Mikhailov N.N., Ikusov D.G. et al.* // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. No. 2. P. 340.
23. *Швец В.А.* // Опт. и спектроск. 2009. Т. 107. № 5. С. 822; *Shvets V.A.* // Opt. Spectrosc. 2009. V. 107. P. 780.
24. *Швец В.А., Азаров И.А., Спесивцев Е.В. и др.* // ПТЭ. 2016. № 6. С. 87; *Shvets V.A., Azarov I.A., Spesivtsev E.V. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2016. V. 59. No. 6. P. 857.
25. *Zholudev M., Teppe F., Orlita M. et al.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. Art. No. 205420.
26. *Pfeuffer-Jeschke A.* PhD thesis. Germany: Universität Würzburg. Physikalisches Institut. 2000.
27. *Minkov G.M., Aleshkin V.Ya., Rut O.E. et al.* // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 035310.
28. *Novik E.G., Pfeuffer-Jeschke A., Jungwirth T. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. Art. No. 035321.
29. *Takita K., Onabe K., Tanaka S.* // Phys. Stat. Sol. B. 1979. V. 92. P. 297.
30. *Иконников А.В., Бовкун Л.С., Румянцев В.В. и др.* // ФТП. 2017. Т. 51. № 12. С. 1588; *Ikonnikov A.V., Bovkun L.S., Rumyantsev V.V. et al.* // Semiconductors. 2017. V. 51. No. 12. P. 1531.

The energy position of size quantization levels in multiple HgCdTe quantum wells

N. N. Mikhailov^{a,*}, V. G. Remesnik^a, V. Ya. Aleshkin^b, S. A. Dvoretzky^a,
I. N. Uzhakov^a, V. A. Shvets^{a,c}

^a*Rzhanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia*

^b*Institute for Physics of Microstructures of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

^c*Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090 Russia*

*e-mail: mikhailov@isp.nsc.ru

The energy position of size quantization levels size levels in the multiple Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te/HgTe quantum wells grown by molecular beam epitaxy on (013)GaAs substrate has been studied. The experimental and calculated values of the energy position of three size quantization levels are obtained.