

Терагерцовая спектроскопия узкозонных гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgTe/CdTe

А. В. Иконников, А. А. Ластовкин, К. Е. Спирин¹⁾, М. С. Жолудев, В. В. Румянцев, К. В. Маремьянин, А. В. Антонов, В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий[†], Н. Н. Михайлов[†], Ю. Г. Садофьев*, N. Samal*

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

[†]Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, Новосибирск, Россия

* Trion Technology, Tempe, AZ, USA

Поступила в редакцию 10 ноября 2010 г.

Исследованы энергетические спектры гетероструктур $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с квантовыми ямами с узкой шириной запрещенной зоны. Из измерений спектров циклотронного резонанса получены зависимости эффективной циклотронной массы от концентрации (в классических магнитных полях) и от энергии перехода (в квантовых полях), подтверждающие близкий к линейному характер закона дисперсии электронов с малой величиной массы на дне зоны (минимальная измеренная величина циклотронной массы – $0.003m_0$). Продемонстрирована межзонная фотопроводимость структур на основе CdHgTe с длинноволновой границей фотоотклика менее 6 мЭВ.

1. Введение. Твердые растворы теллуридов кадмия и ртути (КРТ, $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$) широко используются для создания фотоприемников в широкой области среднего ИК диапазона. Ширина запрещенной зоны этого материала уменьшается с ростом молярной доли ртути и обращается в нуль при низких температурах при $x \approx 0.17$ [1]. В работе [2] было предложено использовать для фотоприемников сверхрешетки HgTe/CdTe как материал с малой шириной запрещенной зоны, которая может варьироваться при изменении толщины слоев структуры. В структурах с узкими квантовыми ямами (КЯ) HgTe имеет место нормальная зонная структура, а при толщине слоя HgTe больше критической, $d_c \approx 6-7$ нм, зонная структура становится инвертированной (точка Γ_6 в центре зоны Бриллюэна лежит ниже точки Γ_8). Однако до настоящего времени исследования межзонных переходов в структурах с КЯ проводились лишь в среднем ИК диапазоне (см., например, [2–5]). Исследования фотоотклика гетероструктур с КЯ на основе HgTe/CdTe в терагерцовом диапазоне в работах [6–9] проводились на образцах с двумерным электронным газом, где эффект связан с внутризонным поглощением излучения. Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) позволяет проводить контролируемое выращивание сверхрешеток и КЯ $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ с высокой однородностью и точностью состава и толщины с *in situ* эллипсометрическим контролем [9, 10]. Продемонстрировано высокое качество выращенных структур на подложках GaAs с двумерным электрон-

ным газом в КЯ HgTe, где подвижность носителей достигала $(5-6) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [11, 12]. В настоящей работе методами терагерцовой фотопроводимости и циклотронного резонанса (ЦР) выполнены исследования зонного спектра в нелегированных гетероструктурах с КЯ $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$, в которых продемонстрирована малая ширина запрещенной зоны порядка нескольких мЭВ и малые значения эффективной массы электронов в зоне проводимости вплоть до $0.003m_0$.

2. Эксперимент и метод расчета. Исследуемые образцы (091225-1 – № 1 и 091225 – № 2) были выращены методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs(013). Последовательно выращивались буферные слои ZnTe и CdTe, нижний барьерный слой $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 100 нм, квантовая яма $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ шириной 30 нм, верхний барьерный слой $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 100 нм и защитный слой CdTe толщиной 50 нм. По данным эллипсометрии молярная доля Cd в барьерных слоях и в квантовой яме составляла $x = 0.72$ для образца № 1 и $x = 0.69$ для образца № 2 и $y = 0.16$, соответственно. Состав квантовой ямы соответствует нулевой ширине запрещенной зоны для объемного материала. Структуры специально не легировались. Исследования терагерцовой фотопроводимости (ФП) и ЦР проводились при $T = 4.2$ К на образцах размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ с двумя полосковыми омическими контактами по краям. Образец располагался в центре сверхпроводящего соленида (максимальное поле 3 Тл) в световодной вставке в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40. Измерения спектров ФП проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80i, в качестве источни-

¹⁾ e-mail: spirink@ipm.sci-nnov.ru

ка излучения использовался глобар. Использовался майларовый светоделитель толщиной 3 мкм, что в сочетании с фильтром из черного полиэтилена обеспечивало чувствительность установки в диапазоне $50\text{--}700\text{ см}^{-1}$. С выхода маломощного токового преусилителя SR570 фирмы “Stanford Research Systems” сигнал поступал на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) спектрометра. Для исследований ЦР использовались лампа обратной волны (ЛОВ) ОВ-74 ($f \sim 0.7\text{ ТГц}$) и квантовые каскадные лазеры (ККЛ), излучающие на частотах 2.61, 3.0 и 4.35 ТГц фирмы “Trion Technology” (г. Темпе, Аризона, США). При измерениях с ЛОВ использовалась та же световодная криомагнитная вставка, что и при измерениях ФП, прошедшее через образец излучение детектировалось приемником *n*-GaAs. При измерениях с помощью ККЛ лазер вместе с исследуемым образцом и примесным фотоприемником Ge:Ga располагались в световодном модуле в жидком гелии в криомагнитной вставке в СТГ-40. Все измерения проводились при фарадеевской конфигурации: плоскость образца была перпендикулярна магнитному полю и направлению распространения излучения. Имелась возможность проводить подсветку исследуемой структуры излучением ИК или синего светодиода, расположенного в жидком гелии вблизи образца. Расчеты энергетического спектра электронов в квантовой яме структуры, выращенной на плоскости (013), проводились в четырехзонной модели Кейна (гамильтониан 8×8 , см., например, [13]) с учетом деформационных слагаемых, которые возникают из-за несоответствия постоянных решеток квантовой ямы и барьеров. Спектр электрона находился с помощью полюсов матрицы рассеяния, которая вычислялась методом, описанным, в работе [14]. Использовались те же параметры материалов, что и в работе [13].

3. Результаты и обсуждение. На рис.1. представлен измеренный спектр фото-проводимости в образце №1, сопротивление которого при $T = 4.2\text{ К}$ составляло сотни кОм (сопротивление образца №2 в нулевом магнитном поле составляло около 1.5 кОм). Как видно из рисунка, полоса ФП простирается от 60 до 300 см^{-1} , в диапазоне $300\text{--}700\text{ см}^{-1}$ уровень сигнала не превышает 5% от максимума при 100 см^{-1} . На фоне широкой полосы ФП наблюдаются три минимума, один из которых в области 285 см^{-1} связан, очевидно, с сильным отражением в области остаточных лучей от подложки GaAs. Минимумы при 130 и 145 см^{-1} , по-видимому, обусловлены фоновым поглощением излучения в верхнем барьерном слое $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [15]. Длинноволновая граница ФП, получаемая при линейной экстраполяции к нулю сигнала

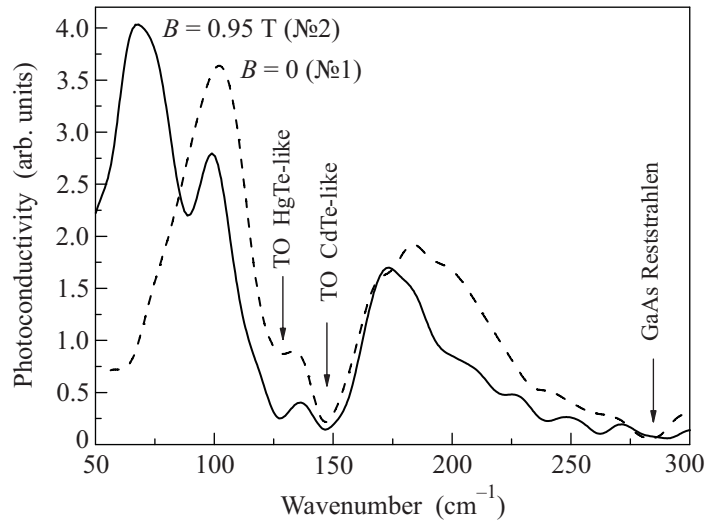


Рис.1. Спектры фотопроводимости, измеренные в образце №1 в отсутствие магнитного поля (штриховая кривая) и в образце №2 при $B = 0.95\text{ Тл}$ (сплошная линия). Стрелками указаны минимумы ФП, обусловленные поглощением на ТО-фонах в верхнем барьере CdHgTe [17] и отражением в полосе остаточных лучей в подложке GaAs (Reststrahlen)

ла ФП между 90 и 70 см^{-1} (около 60 см^{-1}), соответствует ширине запрещенной зоны 7.4 мэВ . В более высокочастотной области $500\text{--}5000\text{ см}^{-1}$ спектр ФП был измерен с использованием светоделителя КВг и фильтра из КРС-5, наблюдался характерный для двумерной системы ступенчатый рост ФП с увеличением частоты, отражающий рост межзонной плотности состояний. Рассчитанная для определенного методом эллипсометрии состава твердого раствора квантовой ямы $y = 0.16$ ширина прямой запрещенной зоны (в центре зоны Бриллюэна) составила 40 мэВ , что многократно превышает энергию фотонов, соответствующих длинноволновой границе спектра ФП. По нашему мнению, это расхождение связано с погрешностью в определении абсолютных значений молярной доли Cd, поскольку для ее определения использовались известные оптические константы материалов при комнатной температуре, а не при температуре роста. При дальнейших расчетах мы варьировали параметр y (полагая неизменной долю Cd в барьере $x = 0.72$) с тем, чтобы получить ширину запрещенной зоны 7.4 мэВ , соответствующую наблюдаемой “красной” границе фотопроводимости в образце №1 – рис.1.

На рис.2 представлен рассчитанный энергетический спектр структуры для определенного таким образом параметра $y = 0.129$. Как следует из расчетов, зонная структура исследуемого образца является

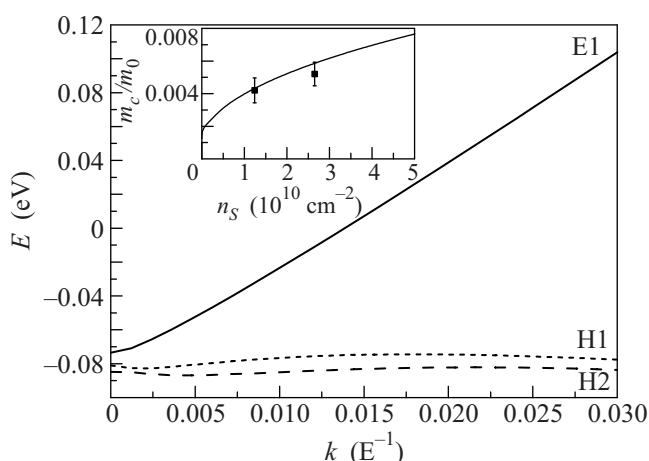


Рис.2. Рассчитанный энергетический спектр гетероструктуры $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ №1 ($y = 0.129$, $x = 0.72$, $k \parallel [100]$). На вставке: рассчитанная зависимость циклотронной массы от концентрации для образцов №1 и №2 (сплошная линия) и измеренные значения массы в образце №2 (точки)

нормальной (при заданных толщине квантовой ямы 30 нм и доле Cd в барьере $x = 0.72$ точке инверсии соответствует значение $y = 0.121$) и нижняя подзона размерного квантования в зоне проводимости является электронной (E1). Как видно из рис.2, закон дисперсии в зоне проводимости является сильно непараболическим, при небольшом удалении от дна зоны энергия практически линейно зависит от волнового вектора. Существенной особенностью зонной структуры является наличие «бокового» максимума верхней подзоны H1 в валентной зоне, в результате чего «непрямая» ширина запрещенной зоны составляет всего 1 мэВ. Выполненные расчеты зонной структуры для параметров $y = 0.129$ и $x = 0.69$ (применительно к образцу №2) показали, что изменение состава барьерного слоя на $\Delta x = 0.03$ (по сравнению с образцом №1) приводит к уменьшению на 0.4 мэВ ширины запрещенной зоны при $k = 0$ и практически к смыканию (по энергии) бокового максимума валентной зоны с минимумом зоны проводимости. Таким образом, малую величину сопротивления в образце №2 можно объяснить перекрытием валентной зоны и зоны проводимости [12]. На рис.3 представлены измеренные (по двухконтактной схеме) зависимости сопротивления образца №2 от магнитного поля при различных уровнях межзонной подсветки. Во всех случаях на зависимостях наблюдается выраженное фундаментальное (соответствующее фактору заполнения уровней Ландау $\nu = 1$) плато квантового эффекта Холла. Поскольку эффективные массы дырок много больше, а подвижности много меньше соответ-

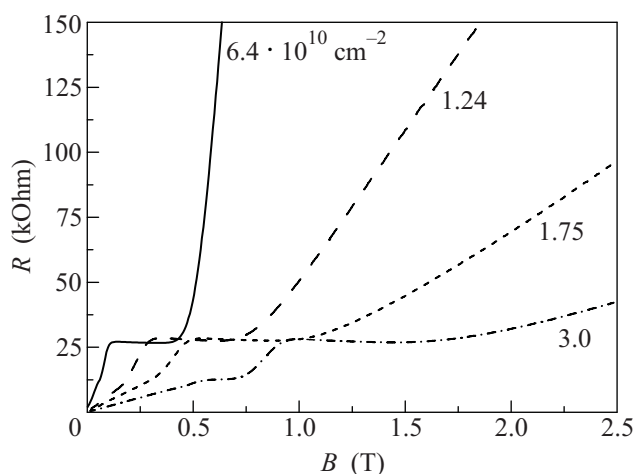


Рис.3. Зависимости сопротивления образца №2 от магнитного поля, измеренные в отсутствие (1) и при различных уровнях межзонной подсветки (2–4). Значения электронной концентрации n_s , определенному по полю, соответствующему середине плато КЭХ, в единицах 10^{10} см^{-2} поставлены около кривых

ствующих значений для электронов (см., например, [12]), наблюдаемые особенности магнитосопротивления, очевидно, обусловлены магнитным квантованием электронного спектра. С ростом уровня подсветки на кривых проявляется также особенность, соответствующая фактору заполнения $\nu = 2$. По значениям магнитных полей, соответствующих серединам плато, можно оценить концентрации 2D электронов, которые изменяются от $6.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (подвижность около $6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) до $3.0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при максимальной подсветке. Столь малые значения концентраций вырожденного электронного газа свидетельствуют о высоком качестве структур. На вставке рис.2 представлена рассчитанная зависимость циклотронной массы электронов на уровне Ферми от концентрации (эта зависимость практически одинакова для образцов №1 и №2) и символами показаны значения масс, определенные из спектров ЦР на частоте 0.7 ТГц в магнитных полях 0.1–0.15 Тл. В этих условиях фактор заполнения $\nu > 5$, что позволяет сопоставлять эти данные с классическими расчетами циклотронной массы. Видно, что измеренные значения хорошо соответствуют расчету. Отметим, что полученные значения эффективных масс в несколько раз меньше минимального значения $0.02m_0$, полученного ранее для структур с КЯ на основе HgTe/CdTe (см., например, [9]). На рис.4 представлены спектры ЦР в образце №2, полученные с помощью ККЛ при различных уровнях межзонной подсветки, соответствующих данным на рис.3. В отсутствие подсветки в

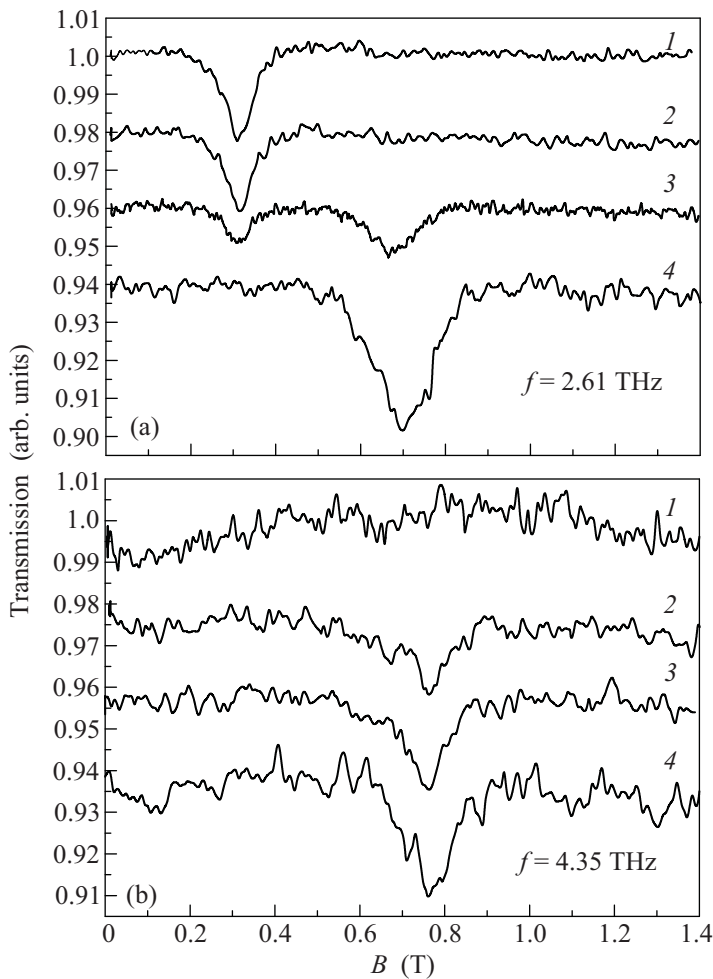


Рис.4. Спектры ЦР в образце №2, измеренные с помощью ККЛ, работающих на частотах 2.61 ТГц (а) и 4.35 ТГц (б), в отсутствие (1) и при различных уровнях межзонной подсветки (2–4). Для удобства восприятия кривые смещены по вертикальной оси, каждая следующая на 0.02

спектре поглощения на частоте 2.61 ТГц наблюдается одна линия ЦР в поле около 0.3 Тл (рис.4а, кривая 1). При увеличении концентрации электронов положение этой линии не изменяется (кривые 2 и 3), но возникает новая линия ЦР в поле 0.7 Тл, а интенсивность первой падает (кривая 3). При дальнейшем увеличении концентрации вторая линия возрастает по интенсивности, не меняя своего положения, а первая линия пропадает. Положение 1-й линии соответствует циклотронной массе $0.0034m_0$, а 2-й – $0.0074m_0$. Аналогичная картина наблюдалась в спектрах ЦР, измеренных с помощью ККЛ на частоте 3.0 ТГц. В то же время в спектрах ЦР, измеренных с помощью ККЛ, работающего на частоте 4.35 ТГц, в отсутствие межзонной подсветки линия ЦР не наблюдается – рис.4б, кривая 1. Линия ЦР возникает и растет по амплитуде

с увеличением интенсивности подсветки (кривые 2–4), ей соответствует циклотронная масса $0.0049m_0$. Сопоставление данных, представленных на рис.3 и 4, показывает, что в данном случае мы имеем дело с ЦР в квантующих магнитных полях, где положение линии поглощения определяется расстоянием между уровнями Ландау и не зависит от концентрации. Так в отсутствие подсветки в магнитном поле 0.3 Тл, где наблюдается резонанс на частоте 2.61 ТГц, фактор заполнения ν , как можно видеть из рис.3 (кривая 1), чуть меньше единицы и наблюдаемая линия ЦР обусловлена, очевидно, переходом с 0-го на 1-й уровень Ландау. С ростом концентрации электронов населенность 1-го уровня Ландау увеличивается, в результате чего интенсивность перехода $0 \rightarrow 1$ падает и возникает вторая линия ЦР, соответствующая переходу $1 \rightarrow 2$. На частоте 4.35 ТГц переходу $0 \rightarrow 1$ соответствует, очевидно, резонансное магнитное поле 0.76 Тл – рис.4б. Как видно из рис.3, в отсутствие подсветки в таком магнитном поле сопротивление образца составляет сотни кОм, что означает, что магнитное квантование привело к “раздвижке” валентной зоны и зоны проводимости и уровень Ферми находится в запрещенной зоне. При подсветке 0-й уровень Ландау в данном поле заселяется электронами (рис.3) и возникает линия ЦР (переход $0 \rightarrow 1$). На рис.5 представлены сводные данные по положениям

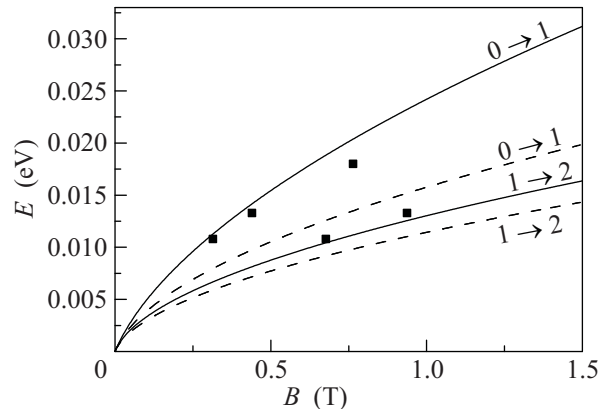


Рис.5. Измеренные с помощью ККЛ (точки) и рассчитанные параметры $\gamma = 1/2$ (см. выражение (1)) – штриховые линии и $\gamma = 0$ – сплошные линии энергии циклотронных переходов $0 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 2$ в образце №2 в различных магнитных полях

линий ЦР на частотах 2.61, 3.0 и 4.35 ТГц (символы) совместно с результатами расчетов энергий циклотронных переходов $0 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 2$, исходя из прави-

ла квазиклассического квантования площади циклотронной орбиты в k -пространстве

$$S = (2\pi eB/\hbar c)(n + \gamma). \quad (1)$$

Здесь n – номер уровня Ландау, а γ – константа, не зависящая от n . Зависимость энергии от волнового вектора полагалась не зависящей от направления k , что является хорошим приближением для нижней подзоны E1 зоны проводимости. Штриховыми линиями на рис.5 показаны рассчитанные значения энергий переходов $0 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 2$ для случая $\gamma = 1/2$ (как для электрона с параболическим законом дисперсии), а сплошными линиями – для случая $\gamma = 0$ (для линейного закона дисперсии как в графене). Как видно из рис.5, полученные экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с расчетом при $\gamma = 0$, что косвенно подтверждает близкий к линейному характер закона дисперсии электронов (рис.2). Добавим, что измерения спектров ЦР в образце №1 при различных уровнях межзонной подсветки дали близкие значения циклотронных масс электронов: $0.007m_0$ в “классических” и $(0.004 - 0.006)m_0$ в квантовых магнитных полях. Как видно из рис.3 (кривая 1), в магнитном поле свыше 0.5 Тл сопротивление образца №2 значительно возрастает (из полуметаллического он становится полупроводниковым), что дает возможность измерить спектры ФП, связанные с межзонными переходами в центре зоны Бриллюэна. Один из таких спектров, измеренных в поле 0.95 Тл представлен на рис.1 (сплошная линия). Видно, что “красная” граница ФП значительно смещена в длинноволновую область по сравнению с образцом №1 (по-видимому, она находится левее 50 см^{-1} или 6 мэВ – минимальной частоты, доступной для измерений с используемым светоделиителем). Качественно этот эффект согласуется с предсказанным в расчетах уменьшением ширины запрещенной зоны в центре зоны Бриллюэна в образце №2 по сравнению с образцом №1, однако величина изменения оказалась больше расчетной. По нашему мнению это связано с чрезвычайно высокой чувствительностью деталей энергетического спектра узкозонных образцов к параметрам структуры, которые не могут быть определены с достаточной для таких расчетов точностью. Очевидно, что для получения максимальной фоточувствительности в ТГц диапазоне необходимо подбирать такой дизайн структуры, который при сохранении заданной ширины запрещенной зоны в центре зоны Бриллюэна обеспечивает максимальный энергетический зазор между боковым максимумом валентной зоны и дном зоны проводимости (для уменьшения темновой концентрации сво-

бодных носителей). Результаты расчетов показывают, что для этого необходимо уменьшать долю кадмия в квантовой яме при одновременном уменьшении ее ширины, сохраняя неинвертированную зонную структуру (см. также [5]). Возможность роста структур с множественными квантовыми ямами (что необходимо для увеличения величины поглощения) на подложках с ориентацией (013) была экспериментально продемонстрирована в работе [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 09-02-00752), Программы фундаментальных исследований Президиума РАН №27 (проекты 1.5.3 и 27.28) и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” (госконтракт # 16.740.11.0321).

1. M. Penna, A. Marnetto, F. Bertazzi et al., J. Electron. Mater. **38**, 1717 (2009).
2. J. H. Schulman and N. C. McGill, Appl. Phys. Lett. **34**, 663 (1979).
3. Y. D. Zhou, C. R. Becker, Y. Selamet et al., J. Electron. Mater. **32**, 608 (2003).
4. Y. Selamet, Y. D. Zhou, J. Zhao et al., J. Electron. Mater. **33**, 503 (2004).
5. C. H. Grein, H. Jung, D. Singh et al., J. Electron. Mater. **34**, 905 (2005).
6. C. Stellmach, R. Bonk, Yu. B. Vasilyev et al., Phys. Stat. Sol. (c) **3**, 2510 (2006).
7. F. Gouider, Y. B. Vasilyev, M. Bugar et al., J. Low Temperature Physics **159**, 184 (2010).
8. S. N. Danilov, B. Wittmann, P. Olbrich et al., J. Appl. Phys. **105**, 013106 (2009).
9. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov et al., J. Electron. Mater. **39**, 918 (2010).
10. С. А. Дворецкий, Д. Г. Икусов, З. Д. Квон и др., Автометрия **43**, 104, (2007).
11. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov et al., Physica E **40**, 1885 (2008).
12. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 588 (2008).
13. E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth et al., Phys. Rev. B **72**, 035321 (2005).
14. D. Y. Kei and J. C. Inkson, Phys. Rev. B **38**, 9945 (1988).
15. D. N. Talwar and M. Vandevyver, J. Appl. Phys. **56**, 1601 (1984).
16. K. Ortner, X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke et al., Phys. Rev. B **66**, 075322 (2002).
17. Yu. G. Sidorov, V. S. Varanin et al., Growth Cryst. **20**, 35 (1996).