

Исследования фоточувствительности узкозонных и бесщелевых твердых растворов HgCdTe в терагерцовом и субтерагерцовом диапазоне частот

© В.В. Румянцев^{1,2}, К.В. Маремьянин^{1,2}, А.А. Разова^{1,2}, С.М. Сергеев¹, Н.Н. Михайлов³,
С.А. Дворецкий³, В.И. Гавриленко^{1,2}, С.В. Морозов^{1,2}

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

² Нижегородской государственной университет им. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

³ Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: rummyantsev@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Проведены исследования фотоотклика в диапазоне частот 0.15–15 ТГц в эпитаксиальных слоях HgCdTe с концентрацией кадмия от 15.2 до 19.2%, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что узкозонные и бесщелевые твердые растворы HgCdTe могут быть использованы в качестве приемников как терагерцового, так и субтерагерцового излучения с характерным временем отклика 2–4 нс и величиной чувствительности, приближающейся к широко используемому в этом диапазоне приемнику на основе *n*-InSb.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, HgCdTe, фотоэлектрические приемники, фотопроводимость.

DOI: 10.21883/FTP.2020.09.49830.22

1. Введение

В последнее время наблюдается высокий интерес исследователей к узкозонным эпитаксиальным структурам на основе твердых растворов HgCdTe. Это обусловлено целым рядом уникальных свойств как гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe [1,2], так и просто объемных эпитаксиальных пленок HgCdTe с малой концентрацией кадмия [3–5]. Хорошо известно, что при $x_c \sim 0.168$ в твердом растворе Hg_{1-x}Cd_xTe происходит инверсия зон, в результате чего при $x < x_c$ твердый раствор является полуметаллом с нулевой энергетической щелью между состояниями валентной зоны и зоны проводимости [6]. Инвертированный порядок зон в таких полуметаллах сопряжен с появлением топологических состояний на границе образца, обладающих уникальными свойствами, что обуславливает большое количество работ, посвященных их исследованию разнообразными методами [3,7–9].

Появление большого количества работ по исследованию структур на основе HgCdTe стало возможно благодаря прогрессу в технологии эпитаксиального роста, главным образом с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [10,11]. Твердые растворы с концентрацией кадмия $x \sim 0.2$ уже на протяжении многих лет являются лидирующим материалом для фотоприемников среднего инфракрасного диапазона (8–14 мкм) [6]. Однако лишь относительно недавно проблема флуктуаций состава твердого раствора, которые приводят к недопустимо большим вариациям ширины запрещенной зоны

в более узкозонных пленках, была преодолена благодаря совершенствованию технологии роста и *in situ* эллипсометрическому контролю состава слоев HgCdTe [12]. Высокое качество получаемых эпитаксиальных слоев было подтверждено исследованиями длинноволновой фотопроводимости [13] и фотолюминесценции [14]. В частности, недавние работы [14–18] свидетельствуют о возможности подавления безызлучательных механизмов рекомбинации в узкозонных эпитаксиальных пленках HgCdTe, выращенных на подложках GaAs(013). В связи с этим заслуживает рассмотрения вопрос о возможности использования твердых растворов HgCdTe в качестве материала для приемников терагерцового (ТГц) диапазона. С теоретической точки зрения уменьшение ширины запрещенной зоны позволяет неограниченно увеличивать длину волны края фоточувствительности, вплоть до миллиметровых длин волн, что соответствует суб-ТГц частотам. Наиболее популярным полупроводниковым приемником в миллиметровом диапазоне является *n*-InSb [19], в котором фотоотклик возникает из-за модуляции подвижности свободных носителей, в то время как в более коротковолновом диапазоне обычно используют примесные приемники на основе Ge:Ga [20]. Отметим, что возможность реализовать так называемый болометр на горячих электронах (hot electron bolometer, НЕВ) на основе узкозонных твердых растворов HgCdTe, а также структур с HgCdTe КЯ уже продемонстрирована в работах для частот вблизи 100 ТГц [21–23].

В настоящей работе выполнены исследования фотоотклика узкозонных и бесщелевых эпитаксиальных пленок

Характеристики исследованных структур

Номер структуры	Концентрация кадмия x	Толщина, мкм	Ширина запрещенной зоны при 4.2 К, мэВ	Время фотоотклика, нс	Оценка ампер-ваттной чувствительности, А/Вт
1	0.152	3	0	2	0.5
2	0.175	3.2	10	4–10	0.8
3	0.183	8.2	25	500	25
4	0.192	3.2	40	2000	64

HgCdTe в диапазоне от 0.15 до 15 ТГц для сравнения и оценки достижимых чувствительности и быстродействия в сравнении с другими приемниками ТГц и суб-ТГц диапазона. Исследования выполнены при температуре жидкого гелия, так как фактически все чувствительные фотоприемники в этом диапазоне требуют охлаждения как минимум до 4.2 К [20].

2. Методика эксперимента

Для измерения межзонной фотопроводимости (ФП) использовался фурье-спектрометр BRUKER VERTEX 80v с глобаром в качестве источника излучения для измерения спектров фотопроводимости в терагерцовом диапазоне. Измерения межзонной ФП проводились с использованием стандартного светоделиителя Mylar Multilayer, что в сочетании с фильтром (входным окном криомагнитной вставки) из черного полиэтилена обеспечивало чувствительность установки в диапазоне $50\text{--}700\text{ см}^{-1}$. Для исследования фотоотклика в суб-ТГц диапазоне использовалась модуляционная методика с синхронным детектированием и с лампой обратной волны (ЛОВ) в качестве перестраиваемого источника квазимонохроматического излучения. В качестве источника смещения и усилителя использовался малощумящий токовый предусилитель SR570 фирмы „Stanford Research Systems“ с возможностью компенсации постоянного тока, который при исследовании ФП обеспечивает выигрыш в чувствительности на несколько порядков по сравнению с традиционными усилителями напряжения.

Для определения времени жизни неравновесных носителей в узкозонных структурах на основе твердых растворов HgCdTe использовалась прямая методика исследования релаксации сигнала межзонной ФП при возбуждении:

а) широкополосными терагерцовыми импульсами (0.5–3 ТГц) пикосекундной длительности с частотой повторения 1 кГц, которые возникали при оптическом выпрямлении фемтосекундного импульса оптического излучения в нелинейном кристалле ZnTe. Сигнал, регистрируемый на цифровом осциллографе „Le Croy“ с верхней граничной частотой 1 ГГц, выводился с помощью 50-омного кабеля и усиливался усилителем с 50-омными входным и выходным сопротивлениями с полосой пропускания 400 МГц. Таким образом, вре-

менное разрешение метода определялось измерительной аппаратурой и составляло ~ 1 нс;

б) параметрическим генератором света фирмы Solar (Минск, Беларусь). Этот источник позволяет осуществлять возбуждение короткими импульсами узкополосного излучения с возможностью выбора длины волны в широком диапазоне от 6 до 17 мкм. В данном случае временное разрешение методики определялось длительностью импульса и составляло 7 нс.

3. Исследуемые образцы

Все исследуемые в данной работе структуры эпитаксиальных пленок твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ были выращены методом МЛЭ на полуизолирующих GaAs (013) подложках с ZnTe и CdTe буферными слоями (см. таблицу). Основная часть структуры представляла собой слои твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ толщиной несколько микрон с концентрацией кадмия $x = 0.152\text{--}0.192$, окруженные тонкими (100–500 нм) варизонными слоями. Структуры намеренно не легировались, за исключением структуры 1, легированной индием с концентрацией $1.5 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$. При температуре жидкого гелия остаточная концентрация электронов, определенная по холловским измерениям, находится в пределах $(1\text{--}5) \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ во всех структурах, а подвижность в диапазоне $150\,000\text{--}400\,000\text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

4. Результаты и обсуждение

4.1. Спектры фотопроводимости

На рис. 1 приведены спектры ТГц фотопроводимости (ФП) исследуемых структур, полученные с помощью фурье-спектрометра. Видно, что с уменьшением содержания кадмия от 0.192 до 0.175 красная граница ФП смещается в сторону меньших частот и для структуры с $x = 0.152$ находится за пределами исследуемого диапазона. Отметим, что величина фотоотклика остается практически постоянной в диапазоне от 6 до 15 ТГц, за исключением особенности в окрестности 8 ТГц, связанной с полосой остаточных лучей в GaAs-подложке. Практически полное отражение от подложки в узком спектральном диапазоне, соответствующем интервалу между энергиями ТО- и ЛО-фононов в GaAs, приводит к возникновению многократных переотражений в пленке

HgCdTe, что способствует „усилению“ фотоотклика. Отметим, что в аналогичных структурах на кремниевой подложке данной особенности не наблюдалось [24]. Провалы на частотах ~ 3.6 и ~ 4.5 ТГц формируются за счет фононного поглощения на HgTe-подобных и CdTe-подобных фононах [25] соответственно, а увеличение чувствительности в области 4–5 ТГц связано с резонансным состоянием вакансии ртути, которое в структурах с $x = 0.152$ и 0.175 попадает в континуум зоны проводимости [24].

Результаты исследования фотоотклика на более низких частотах, выполненные с помощью ЛОВ, приведены на рис. 2. Для непосредственного сравнения с приемником на основе n -InSb и исключения влияния неточностей в калибровке ЛОВ по мощности зависимости фотоотклика от частоты отнормированы на зависимость, полученную на приемнике n -InSb. Видно, что имеет место некоторая „модуляция“ чувствительности, которая, скорее всего, связана с интерференцией в структуре. Действительно, частотный интервал между двумя провалами (или двумя максимумами) зависимости соответствует интерференции в GaAs-пластине толщиной 400 мкм, что с хорошей точностью совпадает с толщиной подложки

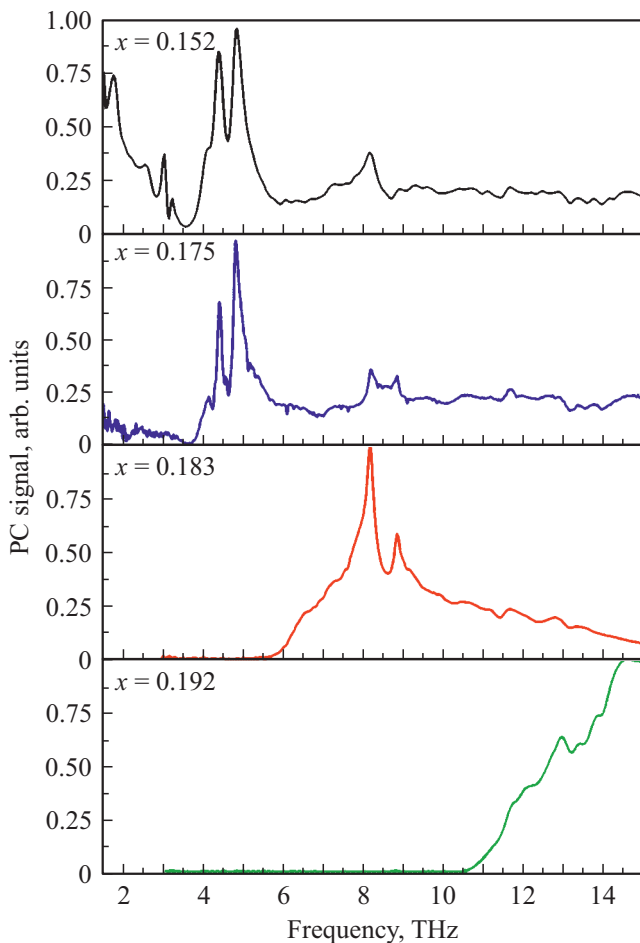


Рис. 1. Спектры ФП исследуемых эпитаксиальных пленок твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при $T = 4.2$ К.

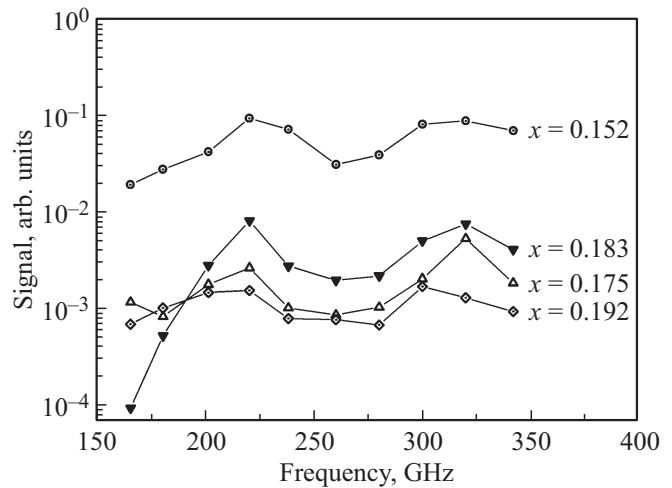


Рис. 2. Частотная зависимость сигнала фотоотклика, нормированного на сигнал приемника n -InSb, для исследуемых структур при $T = 4.2$ К и токе смещения I_{bias} (круги с точкой — структура 1, $I_{\text{bias}} = 4$ мА; открытые треугольники — структура 2, $I_{\text{bias}} = 0.8$ мА; черные треугольники — структура 3, $I_{\text{bias}} = 0.55$ мА; ромбы с точкой — структура 4, $I_{\text{bias}} = 0.04$ мА).

(влияние буфера CdTe и слоя HgCdTe должно быть малым из-за их малой толщины). В области низких частот величина фотоотклика для всех образцов HgCdTe спадает резче, чем для приемника n -InSb, что, по-видимому, связано с приближением к плазменному краю, который в исследуемых структурах должен лежать в области 100–250 ГГц. В целом величина чувствительности к суб-ТГц излучению в структуре с $x = 0.152$ в ~ 10 –30 раз уступает приемнику на основе n -InSb. Следует отметить, что с увеличением толщины „рабочего слоя“ HgCdTe можно добиться большей чувствительности в суб-ТГц диапазоне, так как толщина слоя HgCdTe в исследуемых структурах не является оптимальной для эффективного поглощения излучения на свободных носителях, которое гораздо слабее поглощения на межзонных переходах.

4.2. Времена релаксации фотоотклика

На рис. 3 показана кинетика фотоотклика для исследуемых образцов при температуре жидкого гелия. Времена спада ФП после короткого возбуждающего импульса определяются временем рекомбинации носителей и позволяют оценить быстродействие и чувствительность данного эпитаксиального слоя как фотоприемника. При низкой температуре трудно добиться режима слабого возбуждения, при котором концентрация неравновесных носителей, создаваемая возбуждающим импульсом, много меньше темновой концентрации носителей, поэтому спад ФП непосредственно после импульса не экспоненциальный. Для оценки времени рекомбинации носителей следует использовать участок кривой фотоотклика, соответствующий выходу на экспоненциальную зависимость,

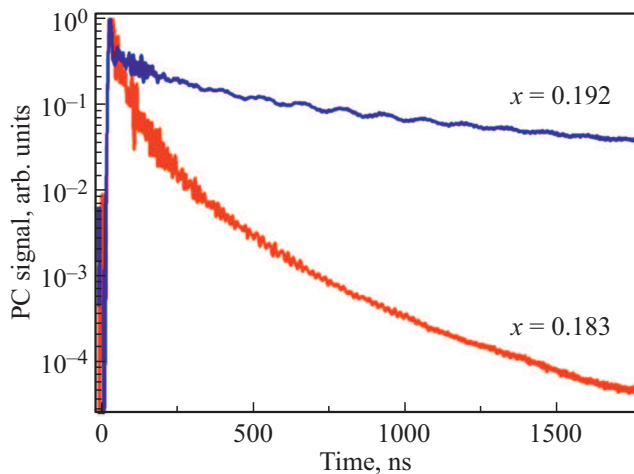


Рис. 3. Кинетика фотоотклика в исследуемых структурах при возбуждении импульсным излучением с длиной волны 17 мкм (синяя (верхняя) кривая — структура 4, красная (нижняя) кривая — структура 3).

который на рис. 3 наблюдается по истечении ~ 800 нс после возбуждающего импульса. Для слоев с $x = 0.192$ и 0.183 определенные таким образом времена релаксации ФП составляют соответственно ~ 2 мкс и ~ 500 нс.

Выражение для ампер-ваттной чувствительности фотоприемника S_I может быть записано в виде:

$$S_I = \frac{I}{P} = \frac{e}{h\nu} \frac{\mu\tau U}{l^2}.$$

Здесь I — фототок, P — поглощенная мощность излучения, $e > 0$ — элементарный заряд, $h\nu$ — энергия кванта излучения, μ — подвижность электронов (вкладом дырок в фототок пренебрегаем ввиду их малой подвижности из-за большой эффективной массы), τ — время жизни неравновесных носителей, l — линейный размер образца (квадратной формы), U — прикладываемое к образцу постоянное напряжение смещения. Для образца с характерным размером 5×5 мм² при $T = 4.2$ К, $l = 0.5$ см, $\mu = 2 \cdot 10^5$ см²/В·с, $\tau = 500$ нс, $h\nu = 32$ мэВ (что соответствует $\lambda_c = 40$ мкм), $U = 1$ В, получаем $S_I = 25$ А/Вт

Для определения эквивалентной мощности шума рассчитаем шумовой ток по формуле для дробового шума, который при 4.2 К значительно превышает найквистовский шум:

$$I_{sn} = (eI)^{1/2} = (e^2 n \mu d U \Delta f)^{1/2} = 3.2 \cdot 10^{-11} \text{ А} \sqrt{\Gamma_{\text{Ц}}}.$$

Для генерационно-рекомбинационного шума получаем большее значение:

$$I_{grn} = \left(\frac{2e^2 n l^2 d U}{\tau} \right)^{1/2} = 8 \cdot 10^{-11} \text{ А} \sqrt{\Gamma_{\text{Ц}}}.$$

Подставляя спектральную плотность генерационно-рекомбинационного шума, определяем эквивалентную

мощность шума:

$$NEP = \frac{I_{grn}}{S_I} = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/Гц}^{1/2}.$$

Соответствующее значение обнаружительной способности $D^* = l/NEP = 1.5 \cdot 10^{11}$ см \cdot (Гц)^{1/2} \cdot Вт⁻¹ совпадает с предельным значением для фоторезистора, чувствительность которого ограничена фоновым 300-градусным излучением в телесном угле 2π [20].

С уменьшением ширины запрещенной зоны времена релаксации ФП быстро падают. Для наиболее узкозонных образцов кинетику ФП удалось исследовать при возбуждении источником ТГц излучения пикосекундной длительности, так как ширина его спектра позволяет создавать неравновесные носители в структурах с запрещенной зоной < 12 мэВ. На рис. 4 показана кинетика ФП при температуре жидкого гелия для эпитаксиальных слоев с концентрацией кадмия $x = 0.152$ и 0.175 , характерное время релаксации фотоотклика на которых составляет 2 и 6 нс соответственно. Известно, что типичная инерционность приемника на основе n -InSb при 4.2 К как минимум на 2 порядка выше [19,26].

На рис. 4 заметно, что для образца 2 время фотоотклика уменьшается при увеличении напряжения смещения, что, по-видимому, связано с разогревом носителей электрическим полем. Ввиду того что ширина запрещенной зоны составляет ~ 10 мэВ, в данной структуре возможна прямая фоновая рекомбинация разогретых носителей. Кроме того, так как эффективная масса электронов много меньше массы тяжелых дырок, пороговая энергия оже-рекомбинации составляет доли мэВ, и скорость оже-рекомбинации экспоненциально возрастает с ростом температуры.

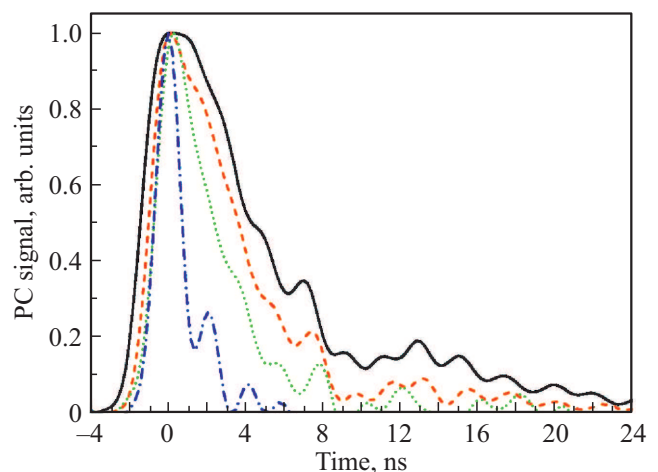


Рис. 4. Кинетика фотоотклика в исследуемых структурах при 4.2 К при смещении электрическим полем E : 1 — сплошная линия (структура 2, $E = 2$ В/см), 2 — штриховая линия (структура 2, $E = 4$ В/см), 3 — пунктирная линия (структура 2, $E = 10$ В/см), 4 — штрихпунктирная линия (структура 1, $E = 2$ В/см).

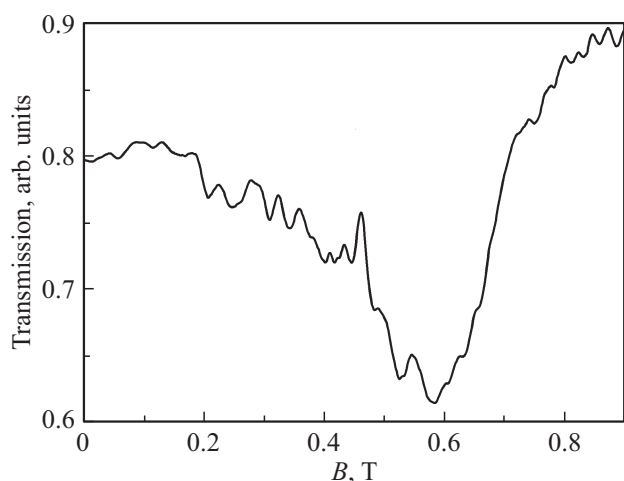


Рис. 5. Спектр циклотронного резонанса, полученный при возбуждении структуры с КЯ $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ толщиной 20 нм излучением второй (паразитной) гармоники суб-ТГц гиротрона.

4.3. Применение исследуемых структур в качестве приемников ТГц и суб-ТГц диапазона

В качестве примера использования исследуемых структур как приемников суб-ТГц излучения на рис. 5 показан пример детектирования второй (паразитной) гармоники излучения гиротрона с основной рабочей частотой 263 ГГц. Часть излучения гиротрона отводилась с помощью светоделительной пластинки в сверхразмерный волновод круглого сечения, на конце которого располагался собирающий конус, концентрирующий излучение на площади 3×8 мм. После этого излучение модулировалось обтюратором и попадало на вход круглого сверхразмерного волновода диаметром 18 мм, на конце которого располагался фотоэлектрический приемник HgCdTe , погруженный в жидкий гелий. Вход в волновод детектирующей системы был герметично закрыт фильтром, представляющим собой пластину с массивом закритических отверстий для излучения на основной частоте. Подавление излучения на частоте составляло 56–60 дБ. Непосредственно перед детектором был расположен сверхпроводящий магнит, позволяющий получить магнитное поле до 3 Тл при охлаждении жидким гелием. Внутри магнита была помещена структура с квантовой ямой $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ шириной 20 нм и легированная индием до концентрации $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в барьерах. Калибровка измерительной установки осуществлялась измерением спектров излучения ламп обратной волны с известной частотой и мощностью.

Благодаря малым эффективным массам электронов в подобных структурах циклотронный резонанс на частотах 0.263 и 0.526 ТГц наблюдается в относительно небольших магнитных полях 0.3Т и 0.6Тл соответственно. При достижении магнитного поля, соответствующего циклотронному резонансу, пропускание структуры

уменьшалось на 20–35%, что приводило к падению сигнала на фотоприемнике, расположенном на конце волноводной вставки за магнитом. Таким образом, описанная измерительная установка позволяла выполнить экспресс-анализ спектрального состава излучения. Приведенный на рис. 5 спектр циклотронного резонанса получен при мощности излучения гиротрона на основной частоте 12 Вт, когда генерация второй гармоники наиболее эффективна. Величину падающей непосредственно на образец мощности с учетом потерь в измерительном тракте можно оценить как 0.5–0.8 мкВт на частоте 263 ГГц (основная частота) и 20–50 мкВт на частоте 526 ГГц (вторая гармоника). Видно, что мощность излучения на основной гармонике ниже порога обнаружения, т.е. весь сигнал фотоотклика на HgCdTe приемнике определяется излучением второй гармоники, что позволяет оценить ампер-ваттную чувствительность на частоте 526 ГГц как 0.05–0.12 А/Вт. С учетом сопротивления образца (22 Ом) вольт-ваттная чувствительность составит ~ 1 –2 В/Вт, что по порядку величины сравнимо с типичной чувствительностью приемника n - InSb на этой же частоте в нулевом магнитном поле [19].

Несмотря на то что относительно короткое время релаксации ФП уменьшает чувствительность образцов к ТГц излучению, преимуществом более быстрого фотоотклика по сравнению с другими ТГц приемниками является возможность определять истинную форму импульсов наносекундной длительности при использовании исследуемых узкозонных слоев в качестве приемников. В качестве типичного примера на рис. 6 приведена кривая фотоотклика в структуре с концентрацией кадмия $x = 0.152$ при возбуждении параметрического генератора света „Solar OPO“, который использовался для исследований релаксации ФП в более широкозонных структурах (см. рис. 3) и в ряде работ по изучению примесной ФП в $\text{Si}:\text{B}$ [27], n - GaAs [28], а также межзонной ФП в InN [29].

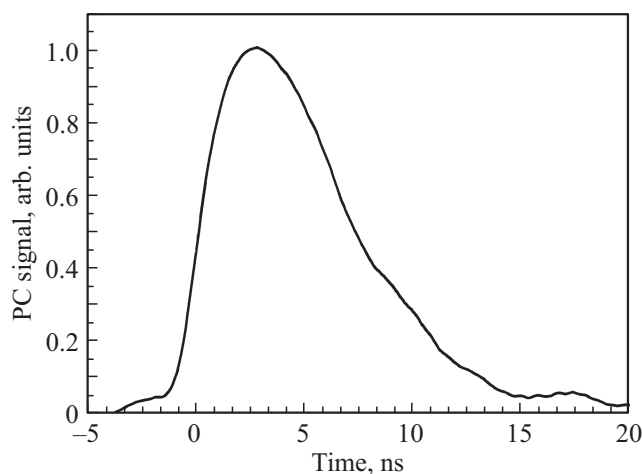


Рис. 6. Временной профиль импульса параметрического генератора света „Solar OPO“ на длине волны 17 мкм, полученный с помощью структуры 1.

5. Заключение

В работе выполнены исследования фотоотклика узкозонных и бесщелевых твердых растворов HgCdTe в диапазоне частот 0.15–15 ТГц. Несмотря на то что параметры чувствительности исследованных образцов уступают приемнику на основе *n*-InSb, представляется, что структуры на основе HgCdTe могут иметь ряд преимуществ для детектирования в суб-ТГц области. Так, для уменьшения времени отклика в *n*-InSb необходимо повышение температуры [19], что не всегда удобно при работе с криогенными жидкостями. Исследованные структуры позволяют детектировать сигналы с наносекундным временным разрешением, при этом быстродействием можно управлять приложенным электрическим полем.

Фундаментальным же преимуществом исследованных структур по сравнению с InSb является возможность получить широкополосный приемник, перекрывающий диапазон от сотен ГГц до десяти ТГц, в котором „болометрический“ механизм чувствительности в суб-ТГц диапазоне плавно сменяется механизмом детектирования за счет межзонных переходов. Несмотря на то что с помощью магнитного поля или подбором параметров материала можно в некоторых пределах управлять полосой чувствительности приемника на основе InSb [19], величина его фотоотклика достаточно быстро падает с увеличением частоты. В отличие от InSb, чувствительность исследуемых структур растет с частотой, что может быть удобно для ряда задач, например по удвоению частоты излучения в суб-ТГц и ТГц области [30], где требуется отделить относительно слабый сигнал на гармониках излучения от излучения на основной частоте. Отметим, что среди полупроводников с близкой к нулю энергетической щелью, HgCdTe в настоящее время является одним из немногих материалов с развитой эпитаксиальной технологией и низким уровнем остаточного электронного легирования (единицы 10^{14} см⁻³). Толщина слоев и их состав, степень легирования и компенсации могут быть относительно легко контролируемы благодаря отработанной технологии *in situ* легирования индием, что открывает широкие возможности по оптимизации структур. Так, в недавних работах показано [22], как применение согласующих антенн и оптимизация толщины и степени легирования слоев позволит добиться вольт-ваттной чувствительности суб-ТГц приемников на основе HgCdTe до величин ~ 100 В/Вт.

Отметим, что в известной мере чувствительность и быстродействие являются взаимоисключающими свойствами приемника. В то время как широкополосные чувствительные приемники ТГц диапазона обычно являются тепловыми, их быстродействие ограничено временами порядка миллисекунды. При детектировании коротких (1–10 нс) импульсных сигналов малая инерционность дает „выигрыш“ в амплитуде сигнала по сравнению с более инерционными приемниками (например, кремниевыми болометрами), а в случае модуляционной ме-

тодики позволяет использовать более высокие частоты модуляции (до десятков кГц) и отстроиться от интенсивных низкочастотных шумов, которые, как правило, всегда присутствуют в эксперименте. Таким образом, несмотря на меньшую фоточувствительность исследуемых структур по сравнению с тепловыми приемниками, в ряде экспериментов короткие времена фотоотклика позволяют повысить отношение сигнал-шум, а также проводить спектроскопию с наносекундным временным разрешением в ТГц диапазоне.

Финансирование работы

Измерения чувствительности структур на основе HgCdTe в суб-ТГц диапазоне, а также измерения спектров ЦР для анализа излучения гиротрона выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант 18-79-10112. Исследования спектров и кинетики фотоотклика в спектральном диапазоне 5–15 ТГц поддержаны грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых — кандидатов наук (МК-1430.2020.2).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] 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** (3), 035503 (2017).
- [2] B. Buttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nature Physics*, **7** (5), 418 (2011).
- [3] 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. Dvoretzkii. *Nature Commun.*, **7**, 12576 (2016).
- [4] M. Orlita, D.M. Basko, M.S. Zhuludev, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.L. Barra, G. Martinez, M. Potemski. *Nature Physics*, **10** (3), 233 (2014).
- [5] D.B. But, M. Mittendorff, C. Consejo, F. Teppe, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, C. Faugeras, S. Winnerl, M. Helm, W. Knap, M. Potemski, M. Orlita. *Nature Photonics*, **13** (11), 783 (2019).
- [6] A. Rogalski. *Rep. Prog. Phys.*, **68** (10), 2267 (2005).
- [7] A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, S.N. Danilov, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov. *JETP Lett.*, **106** (3), 162 (2017).
- [8] M. Otteneder, D. Sacré, I. Yahnuk, G.V. Budkin, K. Dendorfer, D.A. Kozlov, I.A. Dmitriev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.V. Bel'kov, W. Knap, S.D. Ganichev. *Phys. Status Solidi B*, **257**, 2000023 (2020).

- [9] 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).
- [10] S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39** (7), 918 (2010).
- [11] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, Y.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhlitski. *Int. J. Nanotechnology*, **3** (1), 120 (2006).
- [12] V.A. Shvets, N.N. Mikhailov, D.G. Ikusov, I.N. Uzhakov, S.A. Dvoretzki. *Opt. Spectrosc.*, **127** (2), 340 (2019).
- [13] V.V. Rumyantsev, A.V. Ikonnikov, A.V. Antonov, S.V. Morozov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. *Semiconductors*, **47** (11), 1438 (2013).
- [14] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, L.V. Krasilnikova, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **104** (7), 072102 (2014).
- [15] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **49** (4), 444 (2015).
- [16] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **49** (9), 1206 (2015).
- [17] S. Krishnamurthy, M.A. Berding, Z.G. Yu. *J. Electron. Mater.*, **35** (6), 1369 (2006).
- [18] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.A. Dubinov, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, K.E. Kudryavtsev, D.I. Kuritsyn, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **107** (4), 042105 (2015).
- [19] E.H. Putley. *Semicond. Semimet.*, **12**, 143 (1977).
- [20] A. Rogalski. *Opto-Electron. Rev.*, **20** (3), 279 (2012).
- [21] E.O. Melezhik, J.V. Gumenjuk-Sichevska, F.F. Sizov. *Nanoscale Res. Lett.*, **11** (1), 181 (2016).
- [22] F. Sizov, V. Petriakov, V. Zabudsky, D. Krasilnikov, M. Smolij, S. Dvoretzki. *Appl. Phys. Lett.*, **101** (8), 082108 (2012).
- [23] B.A. Weber, S.M. Kulpa. *Int. J. Infrared Milli.*, **3** (2), 235 (1982).
- [24] V.V. Rumyantsev, D.V. Kozlov, S.V. Morozov, M.A. Fadeev, A.M. Kadykov, F. Teppe, V.S. Varavin, M.V. Yakushev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, V.I. Gavrilenko. *Semicond. Sci. Technol.*, **32** (9), 095007 (2017).
- [25] D.N. Talwar, M. Vandevyver. *J. Appl. Phys.*, **56** (6), 1601 (1984).
- [26] Ю.Б. Васильев, А.А. Усикова, Н.Д. Ильинская, П.В. Петров, Ю.Л. Иванов. *ФТП*, **42** (10), 1253 (2008).
- [27] В.В. Румянцев, С.В. Морозов, К.Е. Кудрявцев, В.И. Гавриленко, Д.В. Козлов. *ФТП*, **46** (11), 1414 (2012).
- [28] В.Я. Алешкин, С.В. Морозов, В.В. Румянцев, И.В. Тузов. *ФТП*, **49**, 117 (2015).
- [29] P.A. Bushuykin, B.A. Andreev, V.Y. Davydov, D.N. Lobanov, D.I. Kuritsyn, A.N. Yablonskiy, N.S. Averkiev, G.M. Savchenko, Z.F. Krasilnik. *J. Appl. Phys.*, **123** (19), 195701 (2018).
- [30] V.V. Rumyantsev, K.V. Maremyanin, A.P. Fokin, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, M.Y. Glyavin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko. *Semiconductors*, **53** (9), 1217 (2019).

Редактор А.Н. Смирнов

Investigation into photosensitivity of narrow gap and gapless HgCdTe ternary alloys in terahertz and sub-terahertz range

V.V. Rumyantsev^{1,2}, K.V. Maremyanin^{1,2}, A.A. Razovanop^{1,2}, S.M. Sergeevnop¹, N.N. Mikhailovnop³, S.A. Dvoretzkiinop³, V.I. Gavrilenkop^{1,2}, S.V. Morozovnop^{1,2}

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

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

³ Institute for Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Science,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The photoresponse in HgCdTe epitaxial layers, grown by molecular beam epitaxy, with cadmium concentration in the range from 15.2 to 19.2% is investigated in the frequency range of 0.15–15 THz. We show that narrow gap and gapless HgCdTe ternary alloys can be used as detectors for both terahertz and sub-terahertz radiation with a characteristic response time of 2–4 ns and a sensitivity approaching the *n*-InSb detector, which is widely used in this spectral region.