

УДК 621.383.4/5.029.71, 73

ПРИЁМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПЛЁНОК PbSnTe:In, ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

И. Г. Неизвестный¹, А. Э. Климов¹, В. В. Кубарев², В. Н. Шумский¹

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

²Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11
E-mail: klimov@thermo.isp.nsc.ru

Представлен обзор исследований фотоэлектрических свойств плёнок PbSnTe:In, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, и параметров фоточувствительных структур дальнего ИК- и субмиллиметрового диапазонов на их основе. Сравниваются параметры многоэлементных фотоприёмных устройств этого типа и приёмников на основе примесных полупроводников и сверхпроводников. Реализованы линейчатые (2×128 элементов) и матричные (128×128 элементов) многоэлементные фотоприёмные устройства на основе PbSnTe:In с краем чувствительности ~ 22 мкм и рабочей температурой $T \leq 16$ К. В бесфоновых условиях мощность, эквивалентная шуму, достигала значений МЭШ $\leq 10^{-18}$ Вт/Гц^{0,5} при $T = 7$ К по источнику излучения типа абсолютно чёрное тело с $T_{\text{АЧТ}} = 77$ К. В субмиллиметровой области спектра наблюдалась чувствительность к лазерному излучению с длиной волны $\lambda \leq 205$ мкм и величиной МЭШ $\leq 10^{-12}$ Вт/Гц^{0,5} без оптимизации конструкции макета фоточувствительного элемента и минимизации шумов схемы измерений. Рассмотрены направления развития приёмников излучения на основе PbSnTe:In.

Ключевые слова: фотоприёмники, фотоприёмные устройства, инфракрасный диапазон, субмиллиметровый диапазон, PbSnTe:In.

DOI: 10.15372/AUT20160508

Введение. Твёрдый раствор бинарных соединений PbTe и SnTe ($\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ или PbSnTe) является узкозонным полупроводником с шириной запрещённой зоны E_g , зависящей от состава x . При определённом значении состава x_0 происходит инверсия краёв зоны проводимости и валентной зоны в точке L_6 зоны Бриллюэна. При этом ширина запрещённой зоны обращается в нуль. Зависимость E_g от состава и температуры приведена в [1]: при температуре 4,2 К (жидкий гелий) величина $x_0 \approx 0,35$, а при $T = 80$ К (жидкий азот) $x_0 \approx 0,39$. На первый взгляд, меняя состав x , можно получать сколь угодно малую ширину запрещённой зоны PbSnTe и соответственно материал для фотоприёмников (ФП) со сколь угодно большой длинноволновой границей чувствительности λ_{max} , обусловленной межзонными переходами. Однако состав x задаёт не только величину $E_g(\lambda_{\text{max}})$, но и ряд других параметров PbSnTe, принципиально влияющих на пороговые параметры ФП различного типа. В первую очередь это относится к уровню легирования (или к концентрации равновесных свободных носителей заряда n_0 или p_0) и времени жизни неравновесных носителей заряда τ , играющих определяющую роль в параметрах ФП на основе p - n -переходов (фотодиодов (ФД)) [2] и фотопроводимости (фотосопротивлений (ФС)). При этом необходимо подчеркнуть, что в PbSnTe собственные точечные дефекты, а именно вакансии металлов и теллура, электрически активны и имеют малые энергии ионизации, а термодинамические

особенности кристаллизации (фазовые диаграммы) таковы, что концентрации дефектов достаточно велики при использовании различных технологий получения как объёмных кристаллов, так и тонких плёнок PbSnTe. В 1970-х годах в определённых диапазонах состава $x < x_0$, соответствующих $\lambda_{\max} \leq 12\text{--}14$ мкм при $T \approx 80$ К, ряду исследовательских групп удалось получить значения n_0 (p_0) и τ , необходимые для создания ФД с параметрами, близкими к ограниченным флуктуациями фонового потока излучения [3–5]. В то же время любые составы PbSnTe с $x > x_0$ без дополнительного легирования всегда имеют p -тип проводимости с большой концентрацией дырок и временами жизни, неприемлемыми для изготовления качественных ФП.

В 1980-х годах несколькими исследовательскими группами было обнаружено, что введение индия в PbSnTe с $x \approx 0,22\text{--}0,26$ с концентрацией до нескольких атомных процентов резко меняет свойства материала, т. е. при сохранении значения E_g , близкого к задаваемому составом x в нелегированном материале, величины n_0 (p_0) уменьшаются и соответствуют положению уровня Ферми внутри запрещённой зоны, в том числе для определённых составов вблизи её середины, вплоть до гелиевых температур [6, 7]. При этом удельное сопротивление PbSnTe:In сравнимо с удельным сопротивлением обычных изоляторов. Такое состояние часто называют диэлектрическим. Одновременно в области температур $T \leq 30$ К, особенно $T \leq 20$ К, возрастает время жизни τ , достигая значений миллисекунд, секунд и даже суток при $T = 4,2$ К. При этом состав $x \approx 0,22\text{--}0,26$ при $T = 4,2$ К соответствует красной границе фундаментального поглощения $\lambda_{\max} \approx 18\text{--}26$ мкм.

Комбинация этих необычных для узкозонного полупроводника PbSnTe:In свойств предопределила интерес к нему как перспективному материалу для создания высокочувствительных ФП с глубоким (гелиевым) охлаждением для сверхдальнего ИК-диапазона (за пределами окна прозрачности атмосферы 8–14 мкм).

Обнаружение у PbSnTe:In указанных свойств, отсутствующих у нелегированного материала, включая гигантские времена релаксации фотопроводимости при гелиевых температурах, вызвало большой интерес. Тем не менее нельзя сказать, что в настоящее время имеется устоявшаяся точка зрения по этому вопросу. В [7] высказано предположение, что гигантские значения τ могут быть обусловлены уровнями захвата носителей заряда, энергия ионизации ΔE которых велика по сравнению с kT при гелиевых температурах. Позднее наличие таких уровней, распределённых по ΔE в довольно широком интервале, было подтверждено данными по токам, ограниченному объёмным зарядом, типичным для транспортных явлений именно в диэлектриках [8]. Определённые по вольт-амперным характеристикам (ВАХ) энергии ионизации уровней [9] соответствуют терагерцовому (ТГц) или субмиллиметровому (СММ) диапазону длин волн. При заполнении таких уровней тем или иным способом должен наблюдаться фотоответ в случае их опустошения за счёт поглощения квантов с соответствующей энергией. Экспериментально фоточувствительность PbSnTe:In в этом спектральном диапазоне на различных длинах волн описана в ряде работ, например в [10] ($\lambda = 176$ и 241 мкм, тепловой источник излучения с фильтрами), [11] ($\lambda = 337$ мкм, лазер), [12, 13] ($\lambda = 90, 148$ и 280 мкм, лазер), и хорошо согласуется с вышеизложенным. Данные свойства привлекли внимание к PbSnTe:In как к одному из кандидатов на ФП терагерцового диапазона длин волн.

Наконец, для регистрации излучения в субмиллиметровом диапазоне длин волн может быть использована экстремально высокая фоточувствительность PbSnTe:In в области фундаментального поглощения, простирающейся до 25 мкм и далее. Большая величина λ_{\max} позволяет регистрировать собственное тепловое излучение слабонагретых тел, в роли которых может выступать тонкий промежуточный экран, поглощающий СММ-излучение и меняющий за счёт этого свою температуру. В таком случае принципиальной является именно большая величина λ_{\max} в комбинации с высокими пороговыми параметрами.

Цель данной работы — обзор созданных ФП на основе PbSnTe:In для сверхдальнего ИК- и СММ-диапазонов длин волн, сравнение их с ФП на основе примесных полупроводников и сверхпроводников, особенно в матричном исполнении, и оценка перспективности применения.

Фотоприёмники дальнего ИК-диапазона. Спектральный диапазон ФП такого типа на основе PbSnTe:In определяется диапазоном составов, для которого можно реализовать высокоомное состояние данного материала при гелиевых температурах. Оптимальным представляется состав с наименьшей проводимостью без освещения, для которого красный край чувствительности находится вблизи $\lambda_{\text{max}} \approx 20$ мкм. При создании многоэлементного фотоприёмного устройства (ФПУ) в рамках государственной программы «Фотоника» [14] необходимо было решить следующие задачи:

- разработать общую концепцию многоэлементного линейчатого и матричного фотоприёмных устройств (ЛФПУ и МФПУ);
- разработать технологию получения плёнок PbSnTe:In с требуемыми свойствами;
- разработать и изготовить кремниевые электронные схемы предварительной обработки фотосигнала (мультиплексоры), совместимые со свойствами фоточувствительных элементов (ФЧЭ) и в первую очередь с их электрическим сопротивлением;
- создать технологию сборки ФПУ;
- разработать и изготовить оборудование, позволяющее корректно измерить предельные параметры ФПУ в условиях низких фоновых потоков при гелиевых рабочих температурах.

Концепция ФПУ основана на использовании тонких плёнок PbSnTe:In , выращенных на изолирующей подложке BaF_2 , для создания фоточувствительных элементов. Выбор связан с хорошим согласованием параметров решёток и коэффициентов термического расширения BaF_2 и PbSnTe и с тем, что на момент создания ФПУ была хорошо отработана технология получения нелегированных плёнок PbSnTe на этих подложках. Пропускание кристаллического BaF_2 превышает 90 % в диапазоне примерно 0,2–10 мкм, но на длинах волн свыше 10 мкм быстро падает даже для толщины подложки около 0,1 см. Как следствие, для ФПУ сверхдальнего ИК-диапазона на основе таких структур освещение фоточувствительных элементов сквозь подложку BaF_2 оказалось невозможным, равно как и применение технологии flip-chip с расположением кристалла с ФЧЭ и кристалла мультиплексора друг над другом. Поэтому в основу устройства было положено их размещение в одной плоскости с освещением ФЧЭ со стороны свободной поверхности плёнки PbSnTe:In .

Были разработаны два типа лабораторных макетов ФПУ: ЛФПУ форматом 2×128 элементов и МФПУ форматом 128×128 элементов. В обоих случаях размер чувствительного элемента близок к $0,01 \times 0,01$ см и определялся как длиной волны излучения, так и технологическими приёмами, использованными при создании кристаллов с ФЧЭ и их соединении с кристаллами мультиплексоров.

В качестве базового был взят модуль мультиплексора на 64 входа с физическими размерами около $0,7 \times 0,35$ см. Выбор обусловлен особенностями применённой для создания мультиплексоров кремниевой технологической линейки и методом соединения мультиплексоров с кристаллами ФЧЭ. Входы ячеек мультиплексоров и контактные площадки отдельных ФЧЭ ЛФПУ (или строк и столбцов в МФПУ) соединялись с помощью гибких полиимидных шлейфов, каждый из которых содержал также 64 отдельные проводящие шины с шагом 0,01 см. И в ЛФПУ, и в МФПУ период (шаг) между ФЧЭ в строках и столбцах составлял 0,01 см по всей площади кристалла, поэтому отдельные кристаллы мультиплексоров были сдвинуты относительно друг друга на некоторое расстояние.

Сигнал с отдельного ФЧЭ в ЛФПУ поступал непосредственно на входную ячейку соответствующего мультиплексора, подключённого к устройству управления мультиплексором (коммутатором) и обработки сигнала (УУКОС). В случае МФПУ с освещением

ФЧЭ со стороны свободной поверхности плёнки PbSnTe такую схему реализовать было невозможно. Поэтому использовалась схема с адресацией по строкам и столбцам, в которой применялись два типа мультиплексора: горизонтальный и вертикальный. Во время считывания фотосигнала с выделенной строки горизонтальным мультиплексором на неё подавалось напряжение смещения через соответствующую горизонтальную шину мультиплексора столбцов (вертикального). Остальные строки замыкались через этот же мультиплексор на общую шину. Таким образом, фактически накопление сигнала с отдельного фоточувствительного элемента МФПУ происходило в течение времени обращения УУКОС к соответствующей строке.

Для реализации такой схемы накопительная ёмкость ячейки горизонтального мультиплексора для МФПУ была увеличена по сравнению с мультиплексором для ЛФПУ и составила примерно 20 пФ, что привело к уменьшению сигнала, скомпенсированного увеличением коэффициента усиления выходного усилителя блока УУКОС примерно в 4 раза. В целом это способствовало тому, что отношение сигнал/шум и пороговые параметры МФПУ приблизились к аналогичным параметрам ЛФПУ. Фактически реализован вариант квазиматричного ФПУ, принципиальным достоинством которого по сравнению с ЛФПУ была возможность получения кадра изображения форматом 128×128 пикселей без применения сканирования, но при пороговых параметрах, соответствующих ЛФПУ с числом элементов 128 на одну строку.

Компоновка МФПУ предусматривала независимый доступ к четырём квадрантам форматом 64×64 пикселя для присоединения двух мультиплексоров (горизонтального и вертикального) к каждому квадранту. Таким образом, предполагались четыре параллельных канала для вывода сигнала с ФЧЭ, что означало улучшение отношения сигнал/шум в 2 раза по сравнению с единой квазиматрицей форматом 128×128 пикселей.

Фотографии модулей ЛФПУ и МФПУ, а также фрагмента МФПУ представлены на рис. 1 в одинаковом масштабе. На рис. 1, с вертикальный мультиплексор подсоединён к матрице ФЧЭ с помощью шлейфа 5, размещён на обратной стороне монтажной платы и не виден.

Построение и особенности работы специально созданных криогенных мультиплексоров с рабочей температурой вплоть до 4,2 К детально описаны в [15]. Принципиальной в конструкции являлась малая ёмкость входных ячеек мультиплексоров, которая с учётом выбранного времени накопления 0,001 с накладывала ограничения на максимальную величину входных токов, задаваемых напряжением смещения и величиной сопротивления ФЧЭ. Для любых рабочей температуры и уровня фонового освещения входной ток не должен был превышать, по крайней мере, 10^{-10} А. Таким условиям удовлетворяли ФЧЭ на основе плёнок PbSnTe:In при напряжении смещения на них до 1–2 В и рабочих температурах до 16 К. В силу чрезвычайно высокой фоточувствительности ограничения по максимальной величине фонового потока примерно на 7–8 порядков ниже величины потока от фона с $T = 300$ К в телесном угле 2π в соответствующем спектральном диапазоне. Это определяет необходимые фоновые условия работы ФПУ, которые могут быть реализованы, например, в открытом космосе при наблюдении как за астрономическими объектами, так и за объектами на околоземных орбитах. Однако для измерения параметров ФПУ в лаборатории потребовалось создание специального стенда, обеспечивающего выполнение заданных условий.

Конструкция стенда была разработана для проведения измерений непосредственно в транспортном гелиевом сосуде Дьюара типа СТГ-40 с проходным сечением горловины диаметром 22 мм. Это и определило внутренний диаметр измерительной камеры, экранированной внешним металлическим кожухом от фонового излучения, всегда присутствующего в гелиевой ёмкости сосуда Дьюара. Как следствие, вся конструкция ФПУ обоих

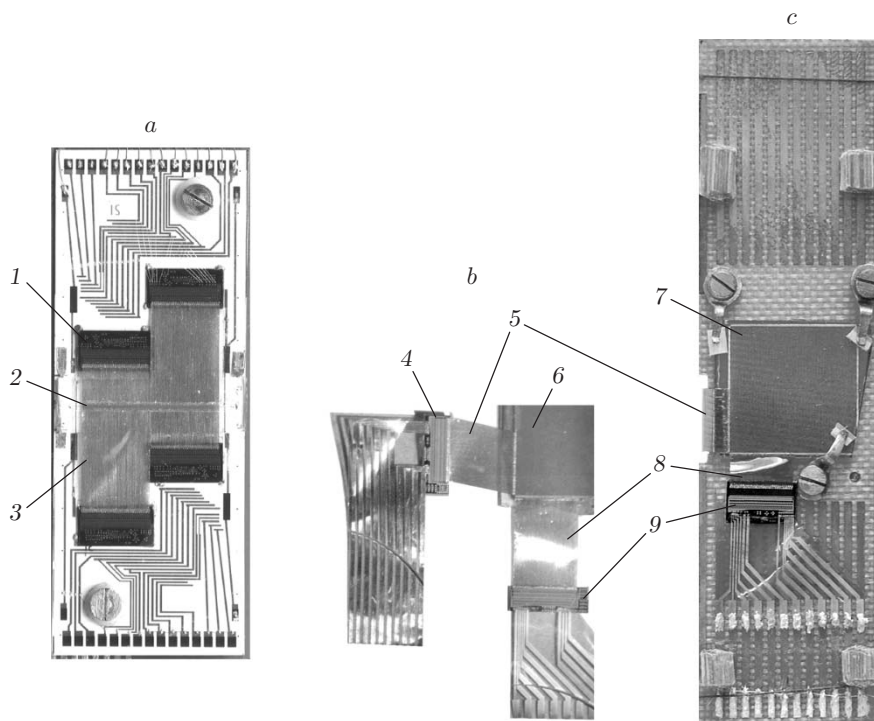


Рис. 1. Общий вид многоэлементных фотоприёмных устройств: *a* — ЛФПУ, *b* — фрагмент МФПУ, *c* — МФПУ (1 — мультиплексор ЛФПУ, 2 — сдвоенная линейка ФП 2×128 элементов, 3 — соединительный шлейф ЛФПУ, 4 — вертикальный мультиплексор МФПУ, 5 — соединительный шлейф вертикального мультиплексора МФПУ, 6 — фрагмент матрицы ФЧЭ МФПУ 64×64 элемента, 7 — матрица ФЧЭ 128×128 элементов, 8 — соединительный шлейф горизонтального мультиплексора МФПУ, 9 — горизонтальный мультиплексор МФПУ)

типов для размещения внутри измерительной камеры не должна была по одному из размеров превышать 20 мм. Практически реализован размер 18 мм, показанный на рис. 1, *a*. К измерительной камере был подсоединён модуль источника излучения, представлявший собой расположенную в вакууме модель излучателя типа абсолютно чёрное тело (АЧТ) с температурой, регулируемой от комнатной практически до $T = 4,2$ К. Излучение АЧТ выводилось из вакуумированной полости через выходное окно из ZnSe, которое имело пропускание около 75 % в диапазоне от видимого до примерно 20 мкм. Между окном и измерительной камерой располагался блок выходных калиброванных металлических диафрагм, снабжённый механической заслонкой. Сменные диафрагмы имели диаметр от 0,3 до 3 мм. Расстояние от выходной диафрагмы АЧТ до поверхности ФЧЭ составляло 10,0 см, поток излучения направлялся на ФЧЭ с помощью отклоняющего плоского алюминиевого зеркала, расположенного в измерительной камере.

Блок УУКОС позволял выводить усиленные сигналы как последовательно со всех входов соответствующих мультиплексоров, так и только с одного произвольно выбранного входа, подключённого к конкретному ФЧЭ. Выводимые данные можно было отражать непосредственно на осциллографе или записывать их временные зависимости в цифровом виде для последующего анализа.

Измерения спектральной зависимости fotocувствительности выполнены для отдельных элементов в оптическом гелиевом криостате с помощью отрезающего фильтра в виде пластины нелегированного PbSnTe с составом, для которого край фундаментального поглощения расположен вблизи 15,5 мкм. Фильтр был использован для снижения интен-

сивности фоновой засветки и увеличения фоточувствительности образца. Такие измерения показали, что по уровню 0,1 ФЧЭ чувствительны до 20 мкм, а при 22 мкм чувствительность составила уже примерно 0,01 от максимальной. С учётом спектра пропускания окна из ZnSe (прозрачен до 20 мкм) реализовывался режим, при котором на ФЧЭ попадал поток от источника АЧТ во всём диапазоне чувствительности ФПУ, т. е. измерялись интегральные параметры чувствительности по АЧТ с соответствующей температурой. При расчётах чувствительности учитывалась мощность, попадающая на ФЧЭ только в диапазоне пропускания окна ZnSe с поправкой на величину пропускания.

На рис. 2 показаны примеры отображения выходного сигнала с блока УУКОС при различных рабочей температуре ЛФПУ и температуре излучателя АЧТ.

Отметим, что в измерительной камере не применялась фокусирующая оптика. Площадь фоточувствительного элемента составляла около $0,01 \text{ см}^2$, расстояние между ФЧЭ и выходной диафрагмой АЧТ диаметром 0,03 см равнялось 10,0 см. Исходя из этих значений, можно оценить условия возможного практического использования описываемого ФПУ в составе оптоэлектронного устройства (ОЭУ), при которых достигалась бы освещённость ФЧЭ, соответствующая кривой 1 на рис. 2, с. Так, при диаметре источника излучения типа АЧТ с температурой 77 К (жидкий азот) 30 см, диаметре входного зеркала оптической

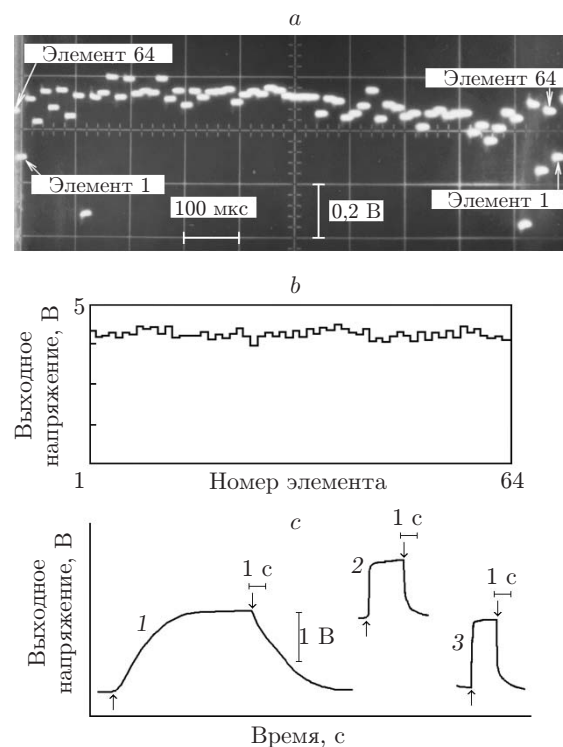


Рис. 2. Примеры выходных сигналов с блока УУКОС: *a* — осциллограмма сигнала с отдельного мультиплексора ЛФПУ при $T = 14 \text{ К}$ и открытой заслонке излучателя, имеющего температуру 300 К; *b* — гистограмма распределения фотосигнала (разницы выходных напряжений блока УУКОС при открытой и закрытой заслонке излучателя) по элементам для отдельного мультиплексора при $T = 10,4 \text{ К}$, напряжении смещения на фоторезисторах $U_{\text{см}} = 2,2 \text{ В}$ и $T_{\text{АЧТ}} = 250 \text{ К}$; *c* — временные зависимости выходного сигнала УУКОС при опросе отдельного элемента ЛФПУ при рабочей $T = 4,3 \text{ К}$ и различных температурах излучателя. Для кривых $U_{\text{см}}$ на измеряемом элементе было разным и уменьшалось с ростом $T_{\text{АЧТ}}$: кривая 1 — 77, 2 — 250, 3 — 300 К. Момент открытия заслонки АЧТ показан стрелкой \uparrow , закрытия — \downarrow . Диаметр выходной диафрагмы АЧТ равен 0,3 мм

системы ОЭУ 30 см и отсутствии ослабления излучения в оптическом тракте кривая 1 на рис. 2, с соответствовала бы расстоянию между источником излучения и ОЭУ 266 км.

На рис. 2, с измеряемый шум не виден. Для кривой 1 он составил примерно 0,006 В при величине сигнала, близкой к 1,5 В, а отношение сигнал/шум — около 250. Следовательно, дальность между источником излучения и входным зеркалом ОЭУ, на которой уровень сигнала равен уровню шума, была бы в $(250)^{1/2}$ раз больше, т. е. около 4200 км.

При измерении параметров ФПУ на разработанном и изготовленном стенде величина шума определялась непосредственно как среднеквадратичное отклонение выходного напряжения блока УУКОС от его усреднённого значения по 128 последовательным измерениям при времени накопления сигнала 0,001 с (стандартный режим работы ФПУ и УУКОС) и отсутствии освещения ФЧЭ. Считалось, что такой шум соответствует шумовой полосе $\Delta f = 1$ кГц. В качестве примера на рис. 3 для некоторых режимов работы ЛФПУ и МФПУ приведены рассчитанные из измеренных величин чувствительности и шума гистограммы распределения по элементам мощности, эквивалентной шуму (МЭШ). Из рис. 3, а видно, что при $T = 7$ К свыше 80 % ФЧЭ ЛФПУ имели МЭШ $< 10^{-18}$ Вт/Гц 0,5 , а примерно для 10 % ФЧЭ — МЭШ $< 5 \cdot 10^{-19}$ Вт/Гц 0,5 . Лучшие ФЧЭ в квазиматричном МФПУ (рис. 3, б) имели МЭШ $\leq 10^{-17}$ Вт/Гц 0,5 при несколько большей рабочей температуре ($T = 10$ К). Лучшие (чёрные) и худшие (белые) по значению МЭШ элементы обладают выраженной тенденцией расположения вдоль столбцов (см. рис. 3, б). Гистограмма распределения шума по этому фрагменту МФПУ показала такую же, но ярче выраженную тенденцию, т. е. в реализованном устройстве есть значительная неоднородность параметров отдельных ячеек основного (горизонтального) мультиплексора, в том числе существенный разброс по величине шума. При этом шум отдельных ячеек мультиплексора оказался больше шума собственно ФЧЭ на основе PbSnTe:In. Ясно, что для кремниевой электроники вопрос улучшения однородности не является неразрешимой задачей. Можно ожидать, что для исследованных МФПУ и ЛФПУ имеется значительный резерв для

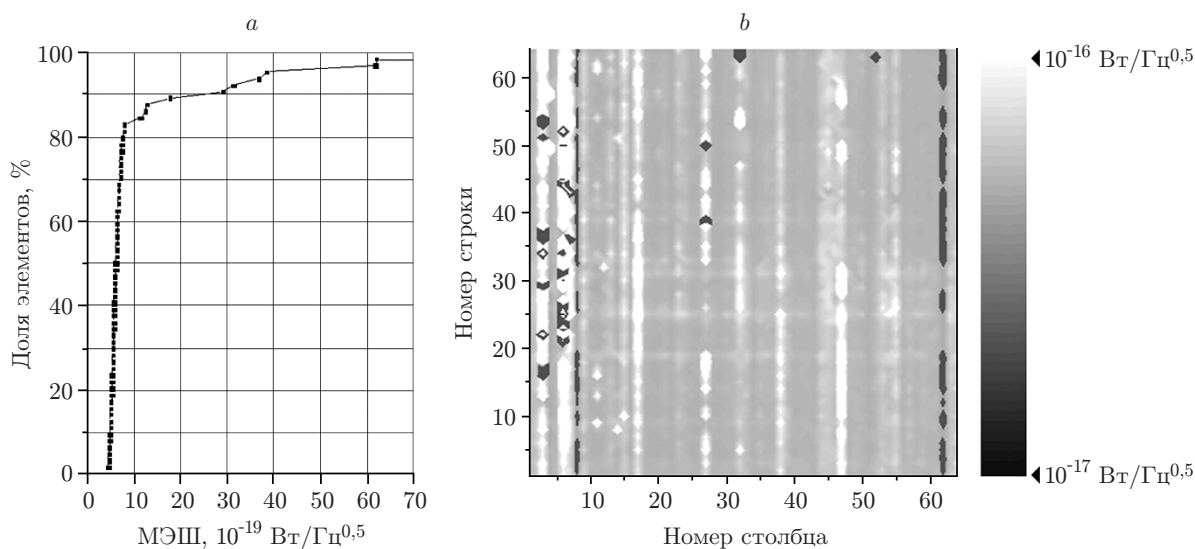


Рис. 3. Гистограммы распределения по элементам МЭШ: а — ЛФПУ, фрагмент из 64 элементов, по оси ординат отложена доля элементов, МЭШ которых меньше величины, указанной на оси абсцисс, рабочая температура ЛФПУ 7 К, температура полости излучателя 78 К; б — МФПУ, фрагмент 64×64 элемента, белые области соответствуют МЭШ $> 1 \cdot 10^{-16}$ Вт/Гц 0,5 , чёрные — МЭШ $< 1 \cdot 10^{-17}$ Вт/Гц 0,5 , температура измерений 10 К, основной мультиплексор расположен горизонтально

улучшения МЭШ за счёт совершенствования мультиплекторов. По нашим оценкам, значения МЭШ $< 10^{-19}$ Вт/Гц^{0,5} для большинства ФЧЭ ЛФПУ и МЭШ $< 10^{-18}$ Вт/Гц^{0,5} для МФПУ достижимы даже в квазиматричном исполнении.

Фотоприёмники субмиллиметрового диапазона. Как упоминалось во введении, фотоприёмники для СММ-диапазона на основе плёнок PbSnTe:In могут быть, в принципе, созданы с использованием как оптических переходов с мелких уровней захвата в разрешённые зоны, так и чрезвычайно высокой чувствительности ЛФПУ и МФПУ к излучению объектов с низкими (криогенными) температурами. Отметим, что под СММ-диапазоном чаще всего подразумевают либо область частот (длин волн) $f \approx 0,3\text{--}3,0$ ТГц ($\lambda \approx 100\text{--}1000$ мкм), либо (реже) более широкую область $f \approx 0,1\text{--}10,0$ ТГц ($\lambda \approx 30\text{--}3000$ мкм). В настоящий момент имеются данные [16], что в тонкоплёночном исполнении PbSnTe:In с достаточно низкой проводимостью и высокой фоточувствительностью может быть получен и для составов с краем фундаментального поглощения свыше $\lambda_{\max} \approx 30\text{--}40$ мкм и даже до $\lambda_{\max} \approx 100$ мкм. Указанные значения попадают в более широкое понятие СММ-диапазон, но в любом случае представляется маловероятной реализация ФП на межзонных переходах с $\lambda_{\max} > 100$ мкм, которую чаще считают нижней границей СММ-диапазона. Поэтому далее кратко рассмотрим только два указанных выше принципа регистрации СММ-излучения с использованием плёнок PbSnTe:In.

На рис. 4 приведены зависимости тока структуры на основе плёнки PbSnTe:In/BaF₂ от времени [17, 18] при «включении» и «выключении» освещения лазером на свободных электронах (ЛСЭ) [19] с длиной волны $\lambda = 123$ мкм, а на рис. 5 — $\lambda = 205$ мкм.

Измерения выполнены в жидком гелии при $T = 4,2$ К на структуре, представляющей собой два металлических электрода, напылённых в вакууме на поверхность плёнки PbSnTe:In и разделённых зазором шириной 0,0064 см и длиной около 0,2 см. Структура была экранирована от фонового излучения, излучение ЛСЭ попадало на неё через чёр-

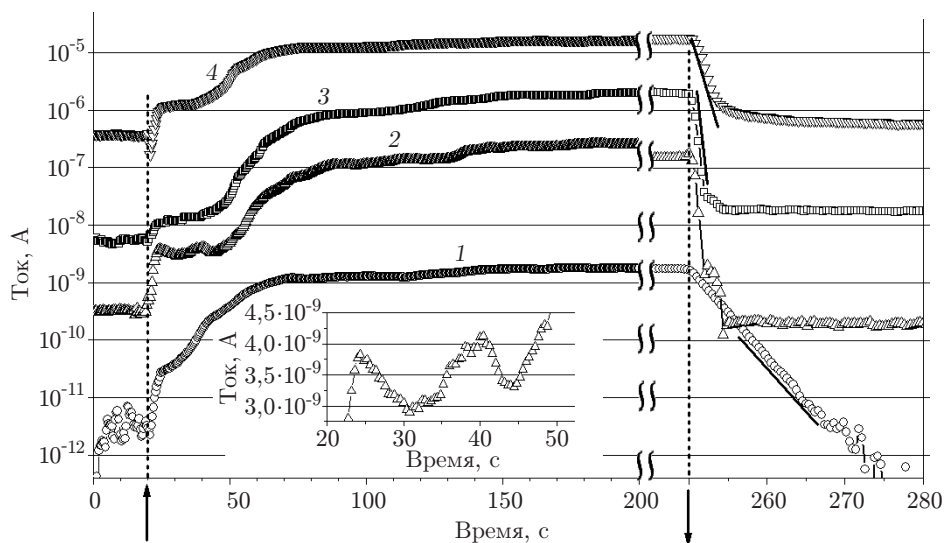


Рис. 4. Зависимости тока структуры на основе плёнки PbSnTe:In/BaF₂ от времени. На оси абсцисс стрелка \uparrow показывает момент включения, \downarrow — момент выключения лазера на свободных электронах, $T = 4,2$ К, $\lambda = 123$ мкм. Напряжение смещения на структуре $U_{\text{см}}$: кривая 1 — 0,012, 2 — 0,41, 3 — 1,5, 4 — 3,0 В. На вставке приведён начальный участок зависимости 2 в линейном масштабе. Отрезками прямых возле соответствующих зависимостей после выключения ЛСЭ показаны функции вида $y(t) = Ae^{-t/\tau}$. Значения τ для зависимостей 1, 3 и 4 составили 2,8, 0,34 и 1,0 с соответственно

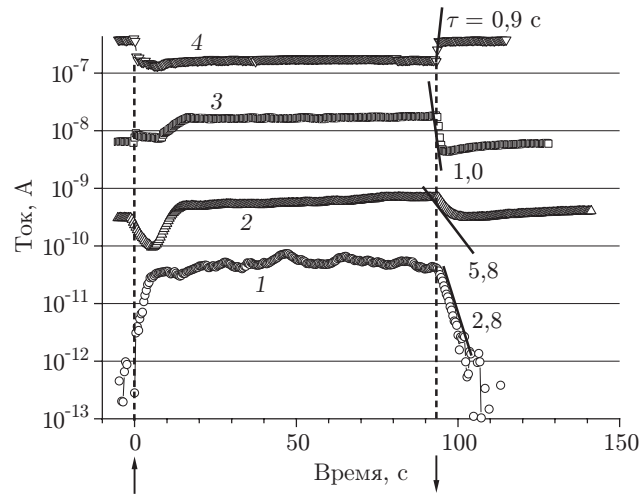


Рис. 5. Зависимости тока структуры на основе плёнки PbSnTe:In/BaF_2 от времени. Стрелка \uparrow на оси абсцисс — момент включения, \downarrow — момент выключения ЛСЭ, $T = 4,2 \text{ K}$, $\lambda = 205 \text{ мкм}$. Обозначения кривых, как на рис. 4

ный пластмассовый фильтр, также находящийся в жидком гелии. Освещённость от ЛСЭ в месте расположения структур составляла несколько десятков милливатт на квадратный сантиметр. В измеряемых структурах при напряжениях от долей вольта и более ВАХ определяются токами, ограниченными пространственным зарядом в присутствии ловушек [20]. Анализ ВАХ позволяет оценить распределение ловушек по энергии ионизации [9] и рассчитать чувствительность структур в СММ-диапазоне длин волн. Эта чувствительность должна зависеть от заселённости ловушек инжектируемыми из контактов носителями заряда и, следовательно, от величины приложенного напряжения, что и наблюдается в эксперименте. Как видно из рис. 4 и 5, и амплитуда фотосигнала, и динамика нарастания и уменьшения тока при включении и выключении ЛСЭ качественно зависят от длины волны и приложенного напряжения. Так, из рис. 4 следует, что сразу после включения освещения может наблюдаться не только ступенчатое увеличение тока (кривые 3 и 4), но и его осцилляция (кривая 2, временной интервал $t \approx 20\text{--}50 \text{ с}$). Менее выраженные ступени отмечаются и в области $t \approx 120\text{--}140 \text{ с}$. При больших напряжениях (кривые 3 и 4) сразу после включения освещения наблюдалось кратковременное уменьшение тока, особенно выраженное кривой 4 (более чем в 3 раза). Динамика снижения тока после выключения освещения также отличается большим разнообразием, в том числе и характерных времён уменьшения тока. При $U = 0,012 \text{ В}$ (кривая 1) после выключения ЛСЭ ток быстро падает с постоянной времени, определяемой измерительным прибором. Для кривых 2 и 3 хорошо заметны специфические изломы в интервале $t \approx 252\text{--}255 \text{ с}$. Для кривой 2 ток после выключения ЛСЭ быстро понижается до значений, несколько меньших, чем до включения. Затем следует длительный участок медленной релаксации тока (десятки и сотни секунд) к исходному значению. Для кривых 3 и 4, наоборот, происходит быстрое уменьшение до значений, больше исходных, также с последующей медленной релаксацией к исходным значениям. Величина тока после выключения освещения с длиной волны $\lambda = 123 \text{ мкм}$ меняется примерно в 1000 раз (кривые 1 и 2) и в 30 раз (кривая 4).

На длине волны $\lambda = 205 \text{ мкм}$ (см. рис. 5) временные зависимости тока другие. Хотя в обоих случаях максимальное увеличение тока под действием излучения наблюдается при $U = 0,012 \text{ В}$ (кривая 1), на рис. 5 ток увеличивается менее чем в 70 раз, а на рис. 4 — в 1000 раз. При напряжении $U = 0,41 \text{ В}$ (кривая 2) отличие становится ещё более заметным: ток увеличивается в 1000 раз на рис. 4 и только в 5–7 раз на рис. 5. Увеличение

напряжения до $U = 1,5$ В (кривая 3) не только уменьшает относительное изменение тока под действием освещения, но и приводит к появлению особенностей, не наблюдаемых на рис. 4. При включении освещения после кратковременного увеличения тока отмечается его спад (примерно до $t = 10$ с на рис. 5). После выключения освещения ток сначала резко уменьшается до значений, существенно меньше исходных, а затем медленно релаксирует к начальной величине. Наконец, при максимальном напряжении $U = 3,0$ В (кривая 3) на рис. 5 видна только отрицательная фотопроводимость. Относительное уменьшение тока под действием освещения в этом случае достигает ~ 3 раз, в то время как на рис. 4 наблюдается примерно 30-кратное увеличение тока. В области $t \approx 0-10$ с, как и при меньших напряжениях, имеются дополнительные особенности.

Хотя количественное описание сложной динамики фототока под действием ТГц-излучения представляется чрезвычайно трудным, если возможным вообще, в целом отмеченные особенности согласуются с представлениями о сложном энергетическом спектре уровней захвата, которые по-разному заполняются при приложении инжектирующего напряжения и опустошаются ТГц-излучением с разными длинами волн. Можно предположить, что чрезвычайно сложная динамика изменения тока связана ещё и с перераспределением носителей заряда между уровнями захвата при освещении, при котором происходят оптические переходы с определённых уровней захвата в разрешённые зоны и переходы обратно на другие уровни с существенно различающимися параметрами. В любом случае все эти эффекты присутствуют в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом, в котором ток не линейно, а сложным образом зависит от приложенного к образцу напряжения.

Возможности и перспективы практического использования наблюдаемых явлений в детекторах СММ-диапазона в настоящее время не вполне ясны. Один из основных открытых вопросов связан с абсолютными значениями коэффициентов поглощения на различных длинах волн и абсолютными значениями чувствительности в зависимости от режимов измерения и геометрии образцов. Помимо этого требуются дополнительные исследования сложной динамики фототока, которая может накладывать определённые ограничения на потенциальное применение таких фотодетекторов.

Обратимся теперь к возможностям детектирования СММ-излучения с использованием промежуточного теплового экрана, общие принципы которого изложены в [21], а детальное описание дано в [22]. В основу подхода положены высокие пороговые параметры ФПУ (ЛФПУ или МФПУ) на основе плёнок PbSnTe:In по источнику излучения с температурой вблизи температуры жидкого азота. Это означает, что данное ФПУ может применяться для получения тепловой карты поверхности с криогенными температурами в условиях, когда фоновая нагрузка на ФПУ достаточно мала. В качестве поверхности выступает тонкий поглощающий экран, расположенный в вакууме, например, в непосредственной близости от ФПУ (т. е. на расстоянии в несколько раз меньше размера отдельного пикселя ФПУ). Температурный профиль на экране может быть сформирован СММ-излучением, приходящим на экран со стороны, противоположной ФПУ. В качестве такого излучения в описанном устройстве выступает поток, создаваемый объективом, формирующим на этом экране изображение объектов с температурой, близкой к комнатной, в частности с температурой человеческого тела. Между экраном и объективом располагается отрезающий «холодный» оптический фильтр, одновременно являющийся и входным окном вакуумной камеры с ФПУ и экраном. Выбирая коротковолновую границу этого фильтра, можно задавать спектральный диапазон теплового излучения объекта и фона и мощность, которая будет поглощаться экраном. Так, например, на область длин волн $\lambda > 100$ мкм приходится около 2 % потока излучения от АЧТ с температурой 300 К. Этого достаточно, чтобы при поглощении экраном 80 % попадающего на него излучения при относительном отверстии объектива 1 : 1 обеспечить среднюю температуру экрана около 50 К. В свою очередь,

излучение от поверхности с такой температурой может быть зарегистрировано с использованием ФПУ на основе PbSnTe:In . Дополнительно отметим, что в некоторых пределах температура экрана или его отдельных пикселей регулируется с помощью соответствующей электроники (мультиплексоров).

На рис. 6 показаны принципиальные схемы фрагмента ФПУ и его отдельного пикселя. Тонкоплёночный экран в данном случае изготавливается на основе тех же технологий и материалов, что и микроболометрические матрицы (МБМ) [23]. В данном случае он не является сплошным, а состоит из отдельных фрагментов, разделённых относительно небольшим зазором. На рис. 6, *a* указаны ориентировочные размеры базовых элементов устройства. Очевидно, что размеры отдельного пикселя изображения в СММ-диапазоне должны быть порядка нескольких соответствующих длин волн, например около 300 мкм. По МБМ-технологии создать сплошной фрагмент экрана таких размеров с вытравливанием жертвенного слоя из зазора между экраном и Si-подложкой не представляется возможным. В действительности в этом нет необходимости и фрагменты экрана могут быть существенно меньше, например около 50 мкм, что надёжно реализуется в МБМ-технологиях. Тогда каждый 300-микронный СММ-пиксель поглощающего экрана будет состоять из $6 \times 6 = 36$ отдельных фрагментов, схематично изображённых на рис. 6, *b*. Известно, что в МБМ каждый из микроболометров «подвешен» над подложкой на расстоянии в четверть длины волны, т. е. обычно это составляет 2–2,5 мкм. Поскольку на рис. 6 два Si-кристалла соединены через индиевые столбы, технология данной сборки кристаллов МФПУ задаёт и расстояние между кристаллами (на рисунке 8 мкм). Такой зазор представляется достаточным, чтобы фрагменты экрана не повреждались при сборке двух кристаллов, хотя он больше стандартного для МФПУ ИК-диапазона. Однако то, что размеры СММ-пикселя тоже существенно больше, чем в МФПУ ИК-диапазона, позволяет полагать, что этот зазор между кристаллами может быть реализован.

На нижнем Si-кристалле (см. рис. 6, *a, b*) сформированы только ФЧЭ на основе PbSnTe:In , металлические контакты к ним и индиевые столбы. Создание на нём схемы обработки сигнала (мультиплексора) даже при больших размерах СММ-пикселя нежелательно по ряду причин, которые здесь не приведены. Верхний кристалл включает в себя и электронную схему, и подвешенный над его поверхностью тепловой экран. В данном

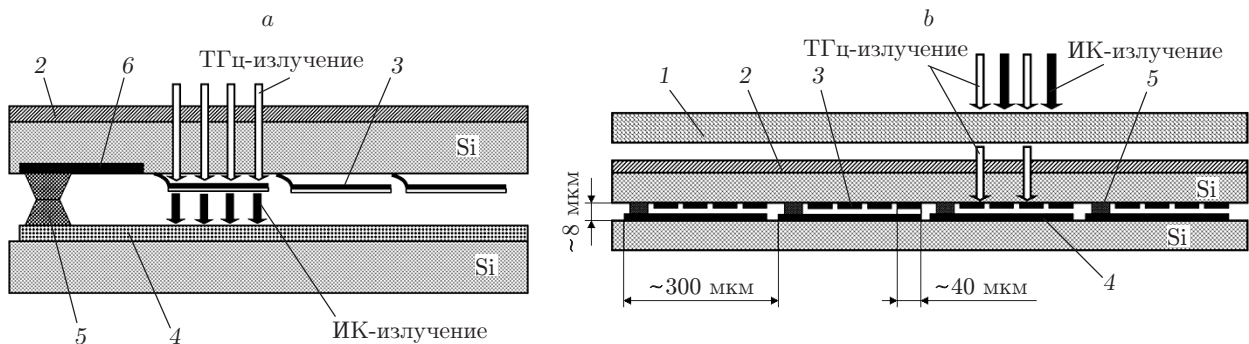


Рис. 6. Принципиальная схема регистрации излучения СММ-диапазона с использованием промежуточного теплового экрана: *a* — фрагмент МФПУ (показано сечение четырёх пикселей ТГц-диапазона); *b* — фрагмент отдельного ТГц-пикселя (1 — охлаждаемый отрезающий ТГц-фильтр, 2 — антиотражающее покрытие ТГц-диапазона, 3 — фрагмент поглощающего/излучающего промежуточного теплового экрана, 4 — ФЧЭ сверхдальнего ИК-диапазона на основе PbSnTe:In , 5 — соединительный индиевый столб, 6 — ячейка Si-мультиплексора). Указаны ориентировочные размеры ТГц-пикселя, отдельного фрагмента теплового экрана и зазора между кремниевыми кристаллами мультиплексора/экрана и матрицы ФЧЭ на основе PbSnTe:In

случае большие размеры отдельного пикселя позволяют отвести для электронной схемы относительно небольшую часть его площади (около 10 %), которая может располагаться, например, по периметру пикселя и не ухудшать усреднённой прозрачности этого кристалла для СММ-излучения.

Отметим следующий принципиальный момент, касающийся выбранной схемы. На первый взгляд это специфическая схема теплового ФП, сходного с обычным болометром, с той разницей, что изменение температуры чувствительного элемента под действием поглощаемого излучения считывается через регистрацию испускаемого ИК-излучения, а не изменения сопротивления. В то же время такая схема имеет, по крайней мере, одно очевидное достоинство. К поглощающим СММ-излучение слоям отсутствуют требования по их удельному сопротивлению и температурному коэффициенту сопротивления, критичные для обычных ФЧЭ болометрического типа. Отметим, что аналогов МБМ для СММ-диапазона для криогенных температур в настоящее время не существует, и требуются серьёзные усилия для их создания. В данной схеме технология получения эффективных поглощающих и малоинерционных слоёв, изменяющих температуру под действием излучения, и собственно технология фотоэлектронной схемы считывания возникающей разницы температур оказываются разделёнными. Это позволяет рассчитывать на повышение эффективности рассмотренного устройства в целом.

Апробирование описанной схемы выполнено на лабораторном макете отдельного пикселя большой (около $0,1 \times 0,1$ см) площади при освещении макета ЛСЭ с длиной волны $\lambda = 129$ мкм, результаты представлены в [24]. Хотя отдельные элементы макета не были оптимизированы, в частности не использовались поглощающие и антиотражающие покрытия, а шум на несколько порядков превышал расчётный шум ФЧЭ на основе PbSnTe:In и определялся измерительной схемой, получено значение МЭШ $\approx 1 \cdot 10^{-12}$ Вт/Гц^{0,5} при времени накопления (инерционности) 3–5 с, определяемом в данном случае переходными процессами в измерительном приборе аналогично кривым 1 на рис. 4 и 5.

Сравнение ФПУ на основе PbSnTe:In с имеющимися типами ФП. В настоящее время основными для сверхдальнего инфракрасного и терагерцового спектральных диапазонов являются ФП на основе примесных кремния и германия и неселективные ФП болометрического типа, среди которых рекордные пороговые параметры имеют сверхпроводящие болометры (СВ).

Примесные полупроводники. В таблице приведены основные параметры некоторых ФП сверхдальнего ИК-диапазона на основе примесных Si и Ge в сравнении с параметрами ФПУ на основе PbSnTe:In [25].

Характеристики детекторов, чувствительных в области $\lambda = 28\text{--}200$ мкм

№ п/п	Детектор	ΔE , мэВ	λ_{\max} , мкм (T , К)	МЭШ, Вт/Гц ^{0,5}	Формат ФП	Литература
1	Si:P (ФС)	45,59	28 (5)	$7,5 \cdot 10^{-17}$	—	[26]
2	Si:Sb (ФС)	42,74	31 (5)	$5,6 \cdot 10^{-17}$	—	[26]
3	Ge:Cu (ФС)	43,21	29,5 (4,2)	$1,0 \cdot 10^{-15}$	—	[26]
4	Ge:Ga (ФС)	11,32	114 (3)	$2,4 \cdot 10^{-17}$	—	[26]
5	Ge:Ga* (ФС)	≈ 6	193 (2)	$5,7 \cdot 10^{-17}$	—	[26]
6	Si:As (ВВВ)**	—	28 (7)	$0,7 \cdot 10^{-16}$	64×1	[15]
7	PbSnTe:In	60	21–25 (7)	$\approx 10^{-18}$	128×2	[14]

Примечание.* — Ge в напряжённом состоянии; ** — структуры с блокированной прыжковой проводимостью (ВВВ).

Из таблицы видно, что значения МЭШ примесных ФП (строки 1–5) достигаются при рабочих температурах, существенно меньших, чем для ФП на основе PbSnTe:In. При создании многоэлементных ФПУ на основе примесных ФС одной из главных проблем является малый коэффициент поглощения на примесях. Для получения приемлемого значения квантовой эффективности толщина рабочего слоя ФП должна составлять сотни микрометров и даже миллиметров. В свою очередь, это влечёт за собой проблемы, связанные с коэффициентом оптоэлектронной связи между соседними чувствительными площадками ФПУ. С другой стороны, большой коэффициент поглощения для межзонных оптических переходов позволяет применять для создания ФПУ плёнки PbSnTe:In микронной толщины. В данном случае малые значения коэффициента оптоэлектронной связи могут быть реализованы в том числе и механическим разделением соседних элементов с использованием химического травления. Из таблицы также следует, что красная граница чувствительности ФС на основе Ge:Ga (строки 4, 5) расположена существенно дальше, чем у PbSnTe:In. Более того, при рабочей температуре около 2 К легирование германия бериллием, цинком или бором позволяет продвинуться в ТГц-диапазон вплоть до $\lambda_{\max} \approx 450$ мкм [27]. Поэтому вопрос, до каких длин волн можно расширить чувствительность ФП на основе PbSnTe:In путём увеличения содержания в нём олова с сохранением значений МЭШ, не уступающих МЭШ примесных ФП при сравнимой рабочей температуре, остаётся открытым. Как следует из таблицы, при решении такой задачи есть значительный резерв как по величине МЭШ (она у примесных ФП больше), так и по величине рабочей температуры (у примесных ФП ниже). Кроме того, при решении конкретных задач применение многоэлементного ФП на основе PbSnTe:In с числом элементов N в целом позволяет регистрировать потоки излучения в $N^{0,5}$ раз меньше, чем при использовании одиночных ФП с мелкими примесями.

Сверхпроводники. Достижения и проблемы, связанные с разработкой ФП на основе сверхпроводящих переходов, рассмотрены, например, в [25, 28]. Фотоприёмники этого типа создаются для различных спектральных диапазонов. В [29] описан сверхпроводящий ФП, работающий в режиме счёта фотонов на длине волны $\lambda = 8$ мкм при температуре 0,05–0,1 К. Вместе с тем такие ФП предназначены преимущественно для сверхдальнего ИК- и ТГц-диапазонов, в которых они демонстрируют рекордные пороговые параметры.

По принципу действия сверхпроводящие ФП — это болометры, т. е. появление фототока в них есть следствие изменения температуры при поглощении излучения. Основными типами СБ являются так называемые сверхпроводниковые сенсоры на краю перехода или TES-болометры (Transition Edge Sensor), НЕВ-болометры (Hot Electron Bolometer) и детекторы со сверхпроводящим туннельным переходом STJ (Superconducting Tunnel Junction), в которых используются SIS-структуры (Superconductor-Isolator-Superconductor) различного типа. При этом диапазон рабочих температур и приводимые значения МЭШ варьируются в широких пределах: $T \approx 0,1\text{--}30$ К и МЭШ $\approx 10^{-19}\text{--}5 \cdot 10^{-15}$ Вт·Гц^{-0,5}. Максимальная из указанных рабочих температур достигается при использовании высокотемпературной сверхпроводимости. Большинство СБ имеют ряд общих особенностей.

Во-первых, обычно под болометром подразумевают неселективный ФП, чувствительный в достаточно широкой спектральной полосе. Однако область чувствительности СБ, как правило, определяется сопряжённой с ним микроантенной, которая является неотъемлемой частью СБ. Фактически такие ФП всегда в той или иной степени узкополосны.

Во-вторых, для максимального изменения температуры при поглощении излучения рабочий объём СБ стремятся предельно уменьшить так, чтобы планарные размеры чувствительной площадки СБ составляли несколько микрометров, а объём рабочей области СБ был менее 0,003 мкм³, что соответствует толщине сверхпроводящей плёнки несколько нанометров. Это предъявляет высокие требования к технологиям изготовления однородных по свойствам СБ. Так как размеры площадки СБ много меньше длины волны регистрируемого излучения, для достижения высокой квантовой эффективности необходимо исполь-

зовать микроантенны, размеры которых должны быть порядка нескольких длин волн. Конструктивные элементы антенн одновременно выполняют роль подводящих электродов, которые должны удовлетворять определённым требованиям к сопротивлению, ёмкости и индуктивности для согласования электрических параметров устройства в целом.

В-третьих, достижение рекордных значений МЭШ требует реализации определённого соотношения между скоростями фотон-электронного и электрон-фононного взаимодействий. За характерные времена интегрирования фотосигнала обмен энергией между разогретой излучением электронной и фононной подсистемами СБ должен быть незначительным, что достигается только при сверхнизких температурах.

Наилучшие результаты для СБ получаются при температурах, не превышающих 0,3 К. Такие температуры не позволяют пользоваться стандартной кремниевой технологией для мультиплексоров в многоэлементных устройствах, а расположение мультиплексоров вне холодной рабочей зоны невозможно из-за большого теплового потока по соединительным проводникам (в данном случае их число равно числу ФЧЭ). Вследствие этого для схем считывания фотосигнала в многоэлементных СБ-устройствах приходится применять другие подходы, использующие также сверхпроводящие элементы.

Всё это приводит к тому, что технологические решения, дающие возможность получать рекордные значения МЭШ $\sim 10^{-19}$ Вт·Гц^{-0,5} для одиночных СБ, трудно реализуемы в полном объёме даже для многоэлементных СБ линейчатого типа сравнительно небольшого формата. Использование их в матричных устройствах большого формата вообще крайне проблематично.

Из этого следует, что для решения конкретных задач требуется компромисс между рабочей температурой, величиной МЭШ, числом отдельных чувствительных элементов и форматом многоэлементного устройства в целом. Представляется, что именно матричные ФПУ достаточно большого формата на основе PbSnTe:In, работающие при температурах выше 4,2 К, в определённых спектральных диапазонах способны составить конкуренцию аналогичным СБ-устройствам.

Заключение. В данной работе рассмотрены два типа фотоприёмников и многоэлементных фотоприёмных устройств с глубоким (гелиевым) охлаждением на основе плёнок PbSnTe:In для дальнего инфракрасного и субмиллиметрового (терагерцового) диапазонов длин волн и проведено сравнение с используемыми приёмниками на основе сверхпроводников и примесных полупроводников. Параметры, реализованные для первого случая (МЭШ $< 10^{-18}$ – 10^{-17} Вт/Гц^{0,5}), близки к рекордным для диапазона длин волн примерно $\lambda \leq 20$ – 25 мкм при достаточно высоких рабочих температурах ($T \geq 7$ К). Полученные результаты показывают, что МЭШ может быть существенно снижена путём совершенствования технологии электронной схемы (мультиплексора) с уменьшением её шума. Представляется, что красная граница чувствительности таких устройств может быть увеличена, по крайней мере, до 30 мкм, а возможно, свыше 40 мкм, по оптимистичным оценкам — до 100 мкм, хотя и с потерями в значении МЭШ.

Чувствительность, демонстрируемая слоями PbSnTe:In в субмиллиметровой области спектра, по всей видимости, определяется оптическими переходами с мелких уровней в запрещённой зоне с различными энергиями ионизации. Хотя такая чувствительность в экспериментах велика, возможности её практического применения в фотоприёмных устройствах изучены недостаточно. В настоящий момент более перспективна схема формирования изображения в субмиллиметровой области спектра с помощью ИК МФПУ на основе PbSnTe:In с использованием промежуточного теплового экрана. Её практическая реализация не вызывает сомнений и проверена на лабораторных макетах отдельных пикселей системы. Эта схема может применяться в пассивных субмиллиметровых системах с коротковолновым краем чувствительности около 100 мкм. Инерционность (время кадра) может составлять доли секунды и секунды. Возможности температурного разрешения при

температуре объектов излучения и фона, близкой к комнатной, требуют дополнительных исследований.

Кроме того, ФП на основе тонких плёнок PbSnTe:In могут стать альтернативой призмным и сверхпроводящим ФП в тех случаях, когда необходимо использование матричных фотоприёмных устройств большого формата при рабочих температурах выше температуры жидкого гелия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Anderson W. W.** Gain-frequency-current relation for $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ double heterostructure lasers // IEEE Journ. Quant. Electron. 1977. **13**, N 7. P. 532–543.
2. **Jonson M. R., Chapman R. A., Wrobel J. S.** Detectivity limits for diffused junction PbSnTe detectors // Infrared Phys. 1975. **15**, Is. 4. P. 317–329.
3. **Thompson A. G., Wagner J. W.** Growth and characterization of lead-tin telluride epitaxial layers // Phys. Status Solidi. 1971. **5**, N 2. P. 439–448.
4. **Bradford A., Wentworth E.** Preparation of vapor growth lead-tin telluride for 8–14 micrometer photodiodes // Infrared Phys. 1975. **15**, Is. 4. P. 303–309.
5. **Wang C. C., Kim M. E.** Long-wavelength PbSnTe/PbTe heterostructure mosaics // Journ. Appl. Phys. 1979. **50**, N 5. P. 3733–3737.
6. **Акимов Б. А., Брандт Б. А., Богословский С. А. и др.** Неравновесное металлическое состояние в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ // Письма в ЖЭТФ. 1979. **29**, вып. 1. С. 11–14.
7. **Вул Б. М., Воронова И. Д., Калюжная Г. А. и др.** Особенности явлений переноса в $\text{Pb}_{0,78}\text{Sn}_{0,22}\text{Te}$ с большим содержанием индия // Письма в ЖЭТФ. 1979. **29**, вып. 1. С. 21–25.
8. **Ламперт М., Марк П.** Инжекционные токи в твердых телах: Пер. с англ. М.: Мир, 1973. 416 с.
9. **Klimov A. E., Shumsky V. N.** Shallow traps and the space-charged-induced limitation of the injection current in PbSnTe:In narrow-gap ferroelectric // Physica B. 2009. **404**, N 23–24. P. 5028–5031.
10. **Кристовский К. Г., Кожанов А. Е., Долженко Д. Е. и др.** Фотопроводимость легированных сплавов на основе теллурида свинца в субмиллиметровом диапазоне // Физика твердого тела. 2004. **46**, вып. 1. С. 123–125.
11. **Акимов А. Н., Ерков В. Г., Кубарев В. В. и др.** Фоточувствительность пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ в терагерцовой области длин волн // Физ. и техн. полупроводников. 2006. **40**, вып. 2. С. 169–173.
12. **Khokhlov D., Ryabova L., Nicoric A. et al.** Terahertz photoconductivity of $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ // Appl. Phys. Lett. 2008. **93**. 264103.
13. **Рябова Л. И., Никорич А. В., Данилов С. Н. и др.** Влияние электрического тока и магнитного поля на терагерцовую фотопроводимость в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ // Письма в ЖЭТФ. 2013. **97**, № 9. С. 607–610.
14. **Матричные фотоприёмные устройства инфракрасного диапазона** /Под ред. С. П. Синецы. Новосибирск: Наука, 2001. 375 с. Гл. 6: Многоэлементные фотоприёмные устройства дальнего ИК-диапазона на основе гетероэпитаксиальных пленок PbSnTe, легированных In, на BaF_2 /А. Э. Климов, В. Н. Шумский. С. 308–372.
15. **Матричные фотоприёмные устройства инфракрасного диапазона** /Под ред. С. П. Синецы. Новосибирск: Наука, 2001. 375 с. Гл. 5: Фотоприёмники с блокированной прыжковой проводимостью /Д. Г. Есаев, С. П. Синеца, А. А. Французов. С. 290–305.

16. **Ischenko D. V., Klimov A. E., Neizvestny I. G. et al.** Temperature resolution of $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}$ -based photosensing film structures under illumination with blackbody radiation // Proc. of the 15th Intern. Conf. of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM). Novosibirsk: IEEE, 2014. P. 85–89.
17. **Klimov A. E., Kubarev V. V., Paschin N. S., Shumsky V. N.** Photocurrent dynamics in $\text{PbSnTe}:\text{In}$ films in the submillimeter spectral range // Proc. of the Intern. Symp. "Terahertz Radiation: Generation and Application". Novosibirsk, 2010. P. 68.
18. **Акимов А. Н., Ищенко Д. В., Климов А. Э. и др.** Приёмники излучения в терагерцовом диапазоне на основе плёнок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}$ // Автометрия. 2013. **49**, № 5. С. 86–92.
19. **Akberdin R. R., Chesnokov E. N., Dem'yanenko M. A. et al.** High power THz applications on the NovoFEL // Proc. of the 34th Intern. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Busan, Korea, 2009. P. 521–525.
20. **Акимов А. Н., Ерков В. Г., Климов А. Э. и др.** Токи инъекции в узкозонном диэлектрике $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ // Физ. и техн. полупроводников. 2005. **39**, вып. 5. С. 563–568.
21. **Акимов А. Н., Климов А. Э., Шумский В. Н. и др.** Матричные фотоприёмные устройства субмиллиметрового диапазона на основе плёнок $\text{PbSnTe}:\text{In}$ // Автометрия. 2007. **43**, № 4. С. 63–73.
22. **Пат. 2399990 РФ.** Способ регистрации излучения фотоприёмной матрицей /А. Э. Климов, В. Н. Шумский. Опубл. 20.09.2010, Бюл. № 26.
23. **Rogalski A.** Infrared detectors for the future // Acta Phys. Pol. A. 2009. **116**, N 3. P. 389–406.
24. **Klimov A. E., Kubarev V. V., Shumsky V. N.** Terahertz imaging using intermediate thermal screen // Proc. of the 35th Intern. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Rome, Italy, 2010. P. 64.
25. **Неизвестный И. Г., Климов А. Э., Шумский В. Н.** Матричные фотонные приёмники для дальней инфракрасной и субмиллиметровой области спектра // УФН. 2015. **185**, № 10. С. 1031–1042.
26. **Sclar N.** Properties of doped silicon and germanium infrared detectors // Progr. Quantum Electron. 1984. **9**, N 3. P. 149–257.
27. **Leotin J.** Far infrared photoconductive detectors // Proc. SPIE. 1986. **0666**. P. 81–100.
28. **Rogalski A., Sizov F.** Terahertz detectors and focal plane arrays // Opto-Electron. Rev. 2011. **19**, Is. 3. P. 346–404.
29. **Karasik B. S., Pereverzev S. V., Soibel A. et al.** Energy-resolved detection of single infrared photons with $\lambda = 8 \mu\text{m}$ using a superconducting microbolometer // Appl. Phys. Lett. 2012. **101**. 052601.

Поступила в редакцию 18 марта 2016 г.