

УДК 621.383.4/5.029.71,73

ПРИЁМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ НА ОСНОВЕ ПЛЁНОК $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}^*$

А. Н. Акимов, Д. В. Ищенко, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный,
Н. С. Пацин, В. Н. Шерстякова, В. Н. Шумский, В. С. Эпов

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: miracle4348@gmail.com*

Приведены результаты экспериментальных исследований плёнок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с содержанием олова близким к инверсии зон. Определена оптимальная концентрация индия и получены плёнки с $x > 0,3$, в которых наблюдался так называемый переход металл—диэлектрик. Изготовлены макеты фотоприёмников и проведены измерения фототока при воздействии излучения лазера на свободных электронах в области 140–205 мкм. Даны оценки и показана возможность использования приёмников для регистрации собственного излучения тела, нагретого до температуры 300 К, в пассивном режиме, в том числе и в системах регистрации изображения в терагерцовой области спектра.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, переход металл—диэлектрик, локализованные центры в запрещённой зоне, лазер на свободных электронах, макет фотоприёмников.

Введение. В настоящее время наблюдается большой интерес как к приёмникам терагерцового излучения, так и к системам формирования изображения в этой области спектра. Связано это с возможностями их применения в военной области, системах безопасности, медицине, неразрушающих средствах контроля в технике, в исследовательских областях и т. д. Для регистрации малых потоков излучения и для получения изображения используются тепловые приёмники, в том числе болометры на основе туннельных переходов сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС-приёмники), а также полупроводниковые инфракрасные фотоприёмники (ФП). СИС-приёмники применяются в наземных радиотелескопах в режимах прямого и гетеродинного детектирования. Рабочая температура таких приёмников составляет доли градуса.

Главной задачей в разработке фотоприёмников для систем формирования изображения терагерцового излучения является создание матричных детекторов с рабочей температурой больше долей градуса Кельвина и с чувствительностью, позволяющей получать изображение объектов по их собственной терагерцовой компоненте излучения в пассивном режиме без какой-либо подсветки.

Для получения изображения предмета в активном режиме перспективной считается схема с промежуточным преобразованием, когда отражённое от объекта излучение поглощается тепловым (термическим) экраном, нагрев которого приводит к созданию на нём тепловой картины и излучению в инфракрасной области длин волн, а оно регистрируется фоточувствительными матрицами ИК-диапазона [1, 2].

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 11-02-12141-офи-м) и Министерства образования и науки РФ (грант № 2012-1.1-12-000-2003-120).

В то же время для приёмников на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}$ (СОТ:In) возможно и прямое детектирование терагерцового излучения. В соответствии с теоретическими моделями [3, 4] и экспериментальными результатами [5, 6] твёрдый раствор СОТ:In является неупорядоченной системой, в которой имеются акцепторные и донорные состояния, примыкающие к зоне проводимости и валентной зоне соответственно. Инжекция носителей заряда приводит к заполнению состояний и к возникновению фоточувствительности в дальней инфракрасной и терагерцовой областях спектра. Чувствительность структур СОТ:In была обнаружена на длинах волн от 90 до 336,5 мкм [7, 8].

Целью данной работы являлось создание приёмников на основе эпитаксиальных слоёв СОТ:In, исследование их свойств и анализ возможностей формирования изображения в терагерцовом диапазоне с помощью прямого детектирования.

Образцы и методы измерений. *Плёнки СОТ:In с повышенным содержанием олова.* Как известно, ширина запрещённой зоны СОТ:In зависит от содержания олова в твёрдом растворе. Для исследованных составов с содержанием олова $x \approx 0,25$ ширина запрещённой зоны $E_g \approx 60$ мэВ (красная граница фотопроводимости $\lambda_{\text{кр}} \sim 20$ мкм). С увеличением содержания олова она уменьшается, проходит через нуль и затем возрастает. Точка инверсии при температуре вблизи нуля соответствует содержанию олова $x = 0,35$. В области составов $x = 0,26-0,35$ сдвиг края поглощения, соответствующий собственным переходам зона—зона в длинноволновую область спектра, должен привести при одной и той же мощности, эквивалентной шуму, к увеличению фототока. Главной неисследованной проблемой здесь является возможность получения при увеличении содержания олова перехода металл—диэлектрик при гелиевых температурах.

Зависимости концентрации дырок для плёнок с большим содержанием олова от температуры приведены на рис. 1. Видно, что сильное уменьшение концентрации дырок при понижении температуры и фиксированной концентрации индия начинается с содержания олова около 0,33. Увеличение концентрации индия вплоть до $C_{\text{In}} \approx 0,015$ приводит для $x \sim 0,32-0,33$ к снижению концентрации носителей заряда при низких температурах, но дальнейшее увеличение содержания индия ведёт к увеличению концентрации дырок. Отношение фототока к темновому току максимально при той же самой концентрации индия. В дальнейшем именно такие плёнки СОТ:In использовались для создания макетов устройств.

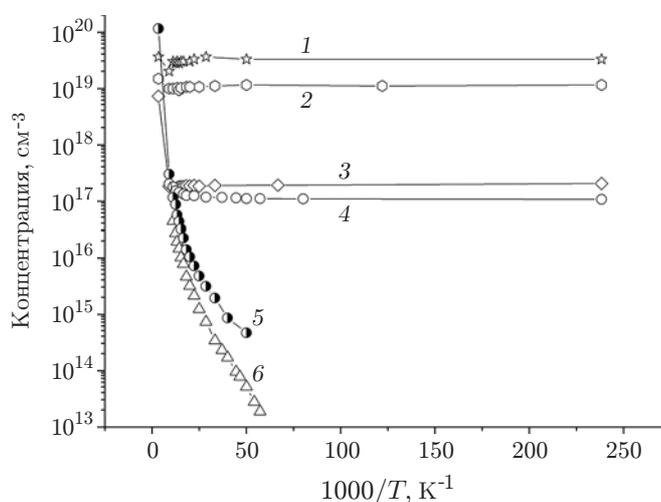


Рис. 1. Температурные зависимости концентрации дырок для плёнок с различным содержанием олова: кривая 1 — 0,59, 2 — 0,5, 3 — 0,39, 4 — 0,37, 5 — 0,33, 6 — 0,32

Энергетическое распределение локализованных состояний. Исследования плёнок PbSnTe:In, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [5], однозначно показали, что транспорт электронов при не слишком малых напряжённости электрического поля описывается теорией тока, ограниченного пространственным зарядом, и захватом электронов на уровни, расположенные в запрещённой зоне. Эта теория позволяет при определённых, достаточно простых предположениях вычислить глубину залегания и концентрацию таких уровней из вольт-амперных характеристик (ВАХ). В [5] решена обратная задача: построена теоретическая ВАХ для набора уровней и проведено сравнение с экспериментом. Очевидно, однако, что данный результат является только хорошей оценкой, а точные сведения о центрах можно получить при решении прямой задачи: определении параметров центров из анализа ВАХ.

Процедура численного расчёта плотности центров захвата в зависимости от энергии выглядит следующим образом. По экстраполированному участку квадратичной зависимости тока после полного заполнения ловушек ($U > 15$ В) и определённой из ёмкостных измерений величине низкочастотной диэлектрической проницаемости находилась подвижность электронов. Из соотношения $i = q\mu n(U)wd(U/L)$ получена концентрация электронов как функция напряжения. В невырожденном случае рассчитывалась зависимость уровня Ферми от напряжения

$$E_f - E_c = kT \ln(n(U)/N_c).$$

Полный заряд свободных и захваченных на ловушки электронов записывается как

$$Q = CU = q[n(U) + n_t(U)]wdL.$$

Зная зависимость концентрации электронов от напряжения, можно определить заполнение ловушек в зависимости от напряжения и положения уровня Ферми. Далее предполагалось, как и в [9], что при низких температурах распределение Ферми — Дирака заменяется ступенчатой функцией Хевисайда, а квазиуровень Ферми как демаркационный уровень отделяет пустые состояния от заполненных. Концентрация захваченных электронов с энергией ε находится из выражения

$$dn_t(\varepsilon) = g(\varepsilon)f(\varepsilon)d\varepsilon,$$

где $g(\varepsilon)$ — плотность состояний (центров), а $f(\varepsilon)$ — функция распределения Ферми — Дирака. Тогда плотность центров захвата по запрещённой зоне вычисляется как

$$g(\varepsilon) = dn_t(\varepsilon)/d(\varepsilon)$$

при $f(\varepsilon) = 1$, т. е. при полностью заполненных состояниях.

Результаты расчёта энергетического распределения плотности локализованных состояний для структур с контактами из Al и Ni + Al приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что, несмотря на некоторое количественное различие, причины которого в данной работе не обсуждаются, у зависимостей есть общее характерное свойство: локализованные состояния имеют квазинепрерывный спектр и располагаются вблизи дна зоны проводимости E_c . Таким образом, при заполненных электронами состояниях под воздействием излучения будут происходить переходы с локализованных состояний в зону проводимости и возникать фототок. Длинноволновая граница чувствительности будет определяться положением равновесного уровня Ферми и для структуры с контактами из Al лежать вблизи 600 мкм.

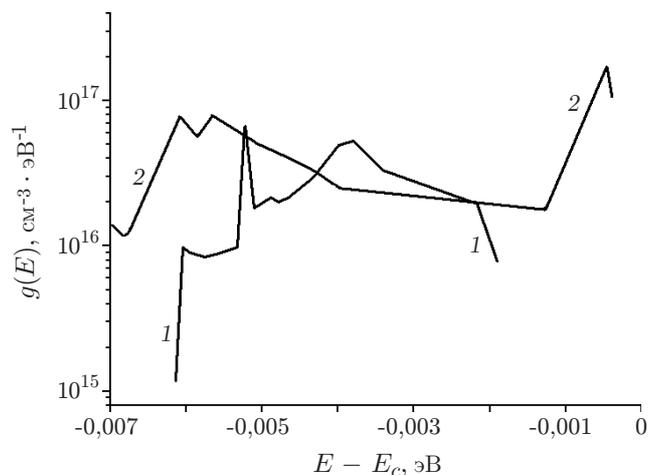


Рис. 2. Зависимости рассчитанной плотности локализованных состояний от расстояния от дна зоны проводимости для структур с контактами из Al (кривая 1) и Al + Ni (кривая 2)

Измерения характеристик макетов приёмников. Для детектирования терагерцового излучения использовался макет приёмника на основе плёнки с $x \approx 0,32$ толщиной 0,85 мкм, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках $\text{BaF}_2(111)$ (рис. 3). Плёнки легировались In с концентрацией примеси в образцах около 0,016, что обеспечивало их переход в «диэлектрическое состояние» при $T < 20$ К. На поверхности плёнок 1 были нанесены металлические электроды 2 с расстоянием $L \sim 1,5$ мм между ними и шириной зазора $d \sim 1,4$ мм. Макет фотоприёмника помещался в специально изготовленную, тщательно экранированную металлическую камеру, полностью исключающую его засветку сторонним излучением. В эксперименте излучение лазера на свободных электронах имело длину волны $141 \pm 0,5$ мкм. Излучение проходило на образец через кварцевое окно, диафрагму диаметром 3 мм, закрытую фильтром из чёрного полипропилена 3 толщиной 1 мм. Камера с образцом устанавливалась на держатель проточного гелиевого криостата "Optistat-CF" 4 производства фирмы "Oxford Instruments".

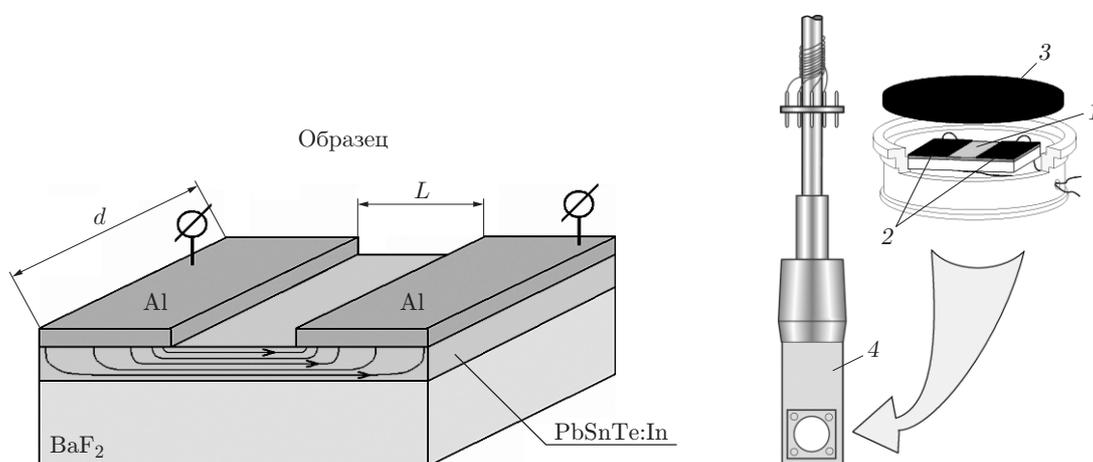


Рис. 3. Схема размещения образца на держателе

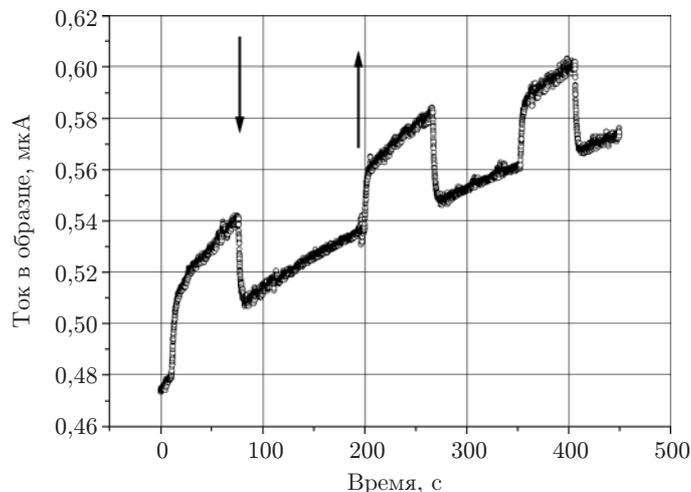


Рис. 4. Фототок макета приёмника с $x = 0,32$, измеренный при температуре 4,1 К. Стрелками показаны моменты включения и выключения освещения

Были измерены ВАХ макета и её температурная зависимость. Для исследования фоточувствительности при вышеуказанной длине волны выбрана рабочая точка при напряжении $U = 12$ В, расположенная в начале квадратичного участка ВАХ. На рис. 4 приведены результаты, записанные для трёх циклов включения/выключения излучения лазера при температуре образца 4,1 К. Интенсивность излучения установлена на уровне 1/40 от максимально возможной. Температура в рабочей зоне теплообменника криостата регулировалась контроллером, расположенным в блоке управления. Её изменения не превышали 0,02–0,04 К. Изменение тока в образце, как видно из рисунка, при температуре 4,1 К составило около 0,03 мкА, т. е. порядка 7 %, а значение шума, измеренное в полосе частот 10 Гц, — около $5 \cdot 10^{-12}$ А/Гц^{1/2} при площади фотоприёмника $A = 2,1 \cdot 10^{-2}$ см².

Падающая мощность на окно из кварца (ослабленная в 40 раз) составляла около 1 мВт на площадь приёмника. С учётом пропускания кварца ($\sim 0,7$) и полипропилена (0,1) падающая на приёмник мощность равнялась примерно $5 \cdot 10^{-5}$ Вт. Тогда обнаружительная способность приёмника на длине волны D_λ составила $\sim 10^8$ см · Гц^{0,5}/Вт, а мощность, эквивалентная шуму, — $5 \cdot 10^{-9}$ Вт/Гц^{0,5}.

Обсуждение результатов. В эксперименте ФП на основе СOT:In зарегистрировал излучение лазера на длине волны $141 \pm 0,5$ мкм. Рассмотрим, каким образом это согласуется с определённым ранее энергетическим спектром локализованных состояний. Из рис. 2 мы смогли найти спектр только до энергий, отстоящих от дна зоны проводимости на величину не более 7 мэВ, в то время как квант излучения с такой длиной волны обладает энергией около 8,8 мэВ. Наличие фототока указывает на то, что область локализованных состояний может простирается на глубину большую 7 мэВ. Измерения на длине волны 205 мкм ($h\nu = 6$ мэВ), проведённые на приёмнике, изготовленном из плёнки с $x = 0,32$, но другими линейными размерами, показали, что переходы электронов в зону проводимости идут также с локализованных состояний, определённых из ВАХ (рис. 5). Из рисунка видно, что фототок зависит от напряжения на структуре, и это может быть связано не только с ростом электрического поля, как, например, в фоторезисторе, но и с заполнением локализованных центров вследствие увеличения уровня инжекции электронов. При малых напряжениях смещения на начальном участке заполнения локализованных состояний электронами равновесный уровень Ферми располагается на таком расстоянии от дна зоны проводимости, что на всех центрах, показанных на рис. 2, электроны отсутствуют, а

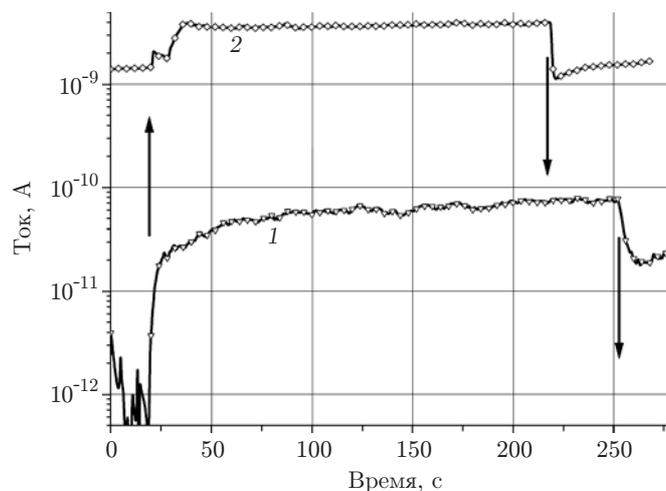


Рис. 5. Зависимость тока ФП от времени при открытии и закрытии заслонки, прерывающей излучения лазера на свободных электронах на длине волны 205 мкм. Напряжение на ФП 25 мВ (кривая 1), 820 мВ (кривая 2)

фототок тем не менее наблюдается. По-видимому, это связано с энергетическим строением зонной диаграммы металл—СОТ:In—металл. Из-за соответствующей разницы в работах выхода в приграничной области СОТ:In создается обогащенный электронами (вплоть до вырождения) слой. Локализованные центры в слое заполнены электронами, именно этот слой ответственен за возникновение фототока.

Заключение. В предлагаемой работе исследованы электрические и фотоэлектрические характеристики плёнок СОТ:In с содержанием олова близким к инверсии зон и изготовлены макеты приёмников для прямого детектирования. Определены пороговые характеристики приёмников и проведена оценка возможностей формирования изображения в терагерцовом диапазоне с помощью прямого детектирования, которые показали, что при использовании несложной оптики и матричного приёмника на основе плёнок PbSnTe:In можно получить изображение в терагерцовом диапазоне с разрешением несколько квадратных миллиметров.

Авторы выражают благодарность канд. физ.-мат. наук В. В. Кубареву за помощь при проведении экспериментов на лазере на свободных электронах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cherkassky V. S., Knyazev V. A., Kubarev V. V. et al. Imaging techniques for a high-power THz free electron laser // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2005. **A543**, Is. 1. P. 102–109.
2. Акимов А. Н., Климов А. Э., Шумский В. Н., Асеев А. Л. Матричные фотоприёмные устройства субмиллиметрового диапазона на основе плёнок PbSnTe:In // Автометрия. 2007. **43**, № 4. С. 63–73.
3. Займан Дж. Модели беспорядка. Теоретическая физика неупорядоченных систем: Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 592 с.
4. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах: Пер. с англ. М.: Мир, 1974. 474 с.
5. Акимов А. Н., Ерков В. Г., Климов А. Э. и др. Токи инжекции в узкозонном диэлектрике $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ // ФТП. 2005. **39**, № 5. С. 563–568.

6. **Галкин П. С., Игуменов И. К., Климов А. Э. и др.** Разработка элементов системы регистрации изображений в терагерцовой области спектра на основе пленок PbSnTe:In // Автометрия. 2009. **45**, № 4. С. 85–94.
7. **Khokhlov D. R., Ivanchik I. I., Raines S. N. et al.** Performance and spectral response of $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ far-infrared photodetectors // Appl. Phys. Lett. 2000. **76**, N 20. P. 2835–2837.
8. **Акимов А. Н., Ерково В. Г., Кубарев В. В. и др.** Фоточувствительность пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ в терагерцовой области спектра // ФТП. 2006. **40**, № 2. С. 169–173.
9. **Nespurek S., Sworakowsky J.** A differential method of analysis of steady-state space-charge-limited current-voltage characteristics // Phys. Stat. Sol. (a). 1977. **41**, Is. 2. P. 619–627.

Поступила в редакцию 2 июля 2013 г.
