

УДК 621.315.595

## ВЛИЯНИЕ ЦЕНТРОВ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{PbSnTe:In}^*$

А. Э. Климов, В. Н. Шумский

*Учреждение Российской академии наук*

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13*

*E-mail: klimov@thermo.isp.nsc.ru*

Обобщены результаты экспериментальных работ, в которых приводятся данные о влиянии центров захвата электронов на свойства  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$  с  $x \approx 0,24-0,29$  при температурах ниже 20 К. Рассмотрена модель, непротиворечиво объясняющая особенности ряда явлений в твёрдых растворах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$ : вольт-амперные характеристики без освещения, являющиеся результатом инжекции из контактов и ограничения тока пространственным зарядом при захвате электронов на ловушки, распределённые по энергии в запрещённой зоне; фотоэлектрические явления в инфракрасной и терагерцовой областях спектра; особенности гальваномагнитных явлений; флуктуации тока, включая его автоколебания без и при наличии освещения.

*Ключевые слова:* центры захвата,  $\text{PbSnTe:In}$ , инжекция из контактов.

**Введение.** Впервые об уникальных свойствах твёрдых растворов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$  с  $x \approx 0,24-0,29$  (далее  $\text{PbSnTe:In}$ ) сообщено в 1979 г. [1, 2], когда было обнаружено явление «стабилизации уровня Ферми» при их легировании индием до высоких (примерно до 3 ат. %) концентраций. При этом уровень Ферми стабилизируется глубоко внутри запрещённой зоны в области составов, соответствующих  $E_g \approx 0,05-0,07$  эВ, или краю фундаментального поглощения около 18–25 мкм. Для этих составов при гелиевых температурах проводимость  $\text{PbSnTe:In}$  сравнима с проводимостью обычных изоляторов при комнатной температуре. К настоящему времени существуют многочисленные экспериментальные данные о свойствах  $\text{PbSnTe:In}$  и теоретические модели, объясняющие эти свойства, а также обзоры [3, 4], в которых обобщаются известные результаты по этому материалу.

Из литературы (например, [5]) известно, что в  $\text{PbSnTe:In}$  при температуре в области ниже 20 К в образцах появляется спонтанная поляризация, в этой же области температур резко (до двух порядков) уменьшается величина статической диэлектрической проницаемости, а зависимость её обратной величины от температуры даёт температуру фазового сегнетоэлектрического перехода  $T_c = 17-20$  К. При этом аналогично изотопическому твёрдому раствору хорошо известного сегнетоэлектрика  $(\text{SrTiO}_3^{18})_{1-x}(\text{SrTiO}_3^{16})_x$  существует определённое значение состава  $x$ , при отклонении от которого в сторону  $\text{PbTe}$  твёрдый раствор ведёт себя как виртуальный сегнетоэлектрик с отрицательной  $T_c$ , а в сторону  $\text{SnTe}$  — как обычный сегнетоэлектрик с  $T_c$ , зависящей от  $x$ .

С начала исследований фотоэлектрические свойства  $\text{PbSnTe:In}$  при гелиевых температурах привлекли самое пристальное внимание и определили последующий интерес к этому материалу. В стационарном состоянии наблюдалась высокая фоточувствительность даже при воздействии излучения от образцов с  $T = 30-35$  К. Характерные времена релаксации

\*Работа выполнена при поддержке Президиума РАН (программы № 5.4, № 21.20, № 21.34).

фотосигнала при  $T = 4,2$  К могли находиться в пределах от долей миллисекунды до часов, суток и более. Спектральная зависимость «задержанной фотопроводимости» соответствует области фундаментального поглощения [6], однако наблюдалась фоточувствительность на длинах волн около 115 и 220 мкм [7, 8], а также 100–200 и 336 мкм [9, 10].

Существует несколько объяснений высокой фоточувствительности и долговременной релаксации фотопроводимости в PbSnTe:In. До последнего времени наиболее часто встречалось предположение о ян-теллеровской (ЯТ) неустойчивости кристаллического окружения точечных дефектов, которые и являются центрами захвата электронов. Захват электрона на такой центр приводит к понижению его энергетического уровня [11]. Время перехода электрона из зоны проводимости на ЯТ-центр и обратно носит термоактивационный характер с энергией активации около 0,01 эВ, что при  $T = 4$  К ведёт к увеличению времени релаксации до  $10^{12}$  раз по сравнению со временем при отсутствии барьера. Есть и другие предположения [12, 13], но суть их сводится к тому, что при возбуждении электрона появляется энергетический барьер, препятствующий рекомбинации электрона на уровень, на котором он был возбуждён излучением. «Гашение» фотопроводимости повышением температуры или импульсом сильного электрического поля в таких моделях обычно связывают с увеличением вероятности преодоления электроном энергетического барьера.

В настоящее время рассматривается и предложенная ранее модель, основанная на существовании центров с отрицательной корреляционной энергией, на которых могут находиться либо 0, либо 2 электрона. Возникновение такой ситуации описывается в рамках двух моделей. В первой из них — деформационной — энергия центра зависит от деформации ближайшего кристаллического окружения [11]. Вторая модель связана с переменной валентностью примеси третьей группы, которая может находиться в состоянии однозарядного акцептора ( $s^2p^1$ ), нейтральном ( $s^1p^2$ ), однозарядного донора ( $s^0p^3$ ) [14]. В модели соответствующие уровни являются глубокими, но могут быть и мелкими, отщеплёнными от дна зоны проводимости кулоновским потенциалом центра или системы центров в состоянии ( $s^0p^3$ ). Эти модели, как считают авторы [4], удовлетворительно объясняют эффекты, наблюдаемые в PbSnTe:In.

Хотя диэлектрическое состояние PbSnTe:In при гелиевых температурах общепризнано, в большинстве работ по умолчанию полагается, что в диэлектрическом состоянии при приложении внешнего электрического поля инжекция из контактов и нарушение электронейтральности образцов отсутствуют или являются незначительными. При описании транспортных явлений инжектированные из контактов носители заряда не учитываются.

Однако в [15] однозначно установлено, что в PbSnTe:In при гелиевых температурах в электрических полях, начиная примерно со значений около 100 В/см или даже меньше, преобладают токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ), в присутствии центров захвата электронов. Позднее были получены экспериментальные данные и проведены расчёты, позволившие оценить энергетическое распределение центров захвата по запрещённой зоне [16].

В рамках модели, учитывающей существование таких центров, очевидна важность рассмотрения их роли не только при полевой и оптической инжекции носителей заряда, но и в ряде гальваномангнитных явлений.

Цель данной работы — обобщить литературные данные и провести комплексный анализ роли ловушек в электрических, оптических и фотоэлектрических явлениях в PbSnTe:In в рамках модели, в которой транспорт носителей заряда определяется инжекцией из контакта, а в запрещённой зоне имеются локализованные состояния, представляющие собой центры захвата электронов.

**Токи, ограниченные пространственным зарядом, и определение энергетического распределения локализованных центров.** *Вольт-амперные характеристики (ВАХ) плёнок PbSnTe:In.* Очевидно, что диэлектрическое состояние при гелиевых

температурах с низкой концентрацией электронов (дырок) в разрешённых зонах требует рассмотрения характерного для диэлектриков инжекционного механизма проводимости в рамках теории ТОПЗ [17]. В этом случае форма ВАХ должна определяться параметрами центров захвата носителей заряда.

При  $T = 4,2$  К ВАХ образцов  $\text{PbSnTe:In}$  с высоким сопротивлением соответствуют теоретическим представлениям о ТОПЗ с центрами захвата электронов [15]. Это подтверждается, в частности, измерениями ВАХ для трёх различных величин зазоров  $L$  между контактами: 16, 32 и 64 мкм. С учётом уменьшения эффективной величины зазора между электродами за счёт диффузии металла при формировании контактов экспериментально измеренные отношения токов  $I$  для трёх значений зазоров с точностью  $\pm 10\%$  совпадают с отношением  $I_1 : I_2 : I_3 = L_1^{-3} : L_2^{-3} : L_3^{-3}$ , предсказываемым теорией. Увеличение температуры приводит к постепенной трансформации ВАХ вплоть до линейной зависимости тока от напряжения, что связано с ростом равновесной концентрации носителей заряда.

Измерение температурной зависимости тока при разных напряжениях смещения показало, что в координатах  $\lg I = f(1000/T)$  наклон кривых в температурной области 4,2–35 К сильно зависит от напряжения смещения. Это может быть объяснено тем, что при повышении температуры механизм тока изменяется от ТОПЗ к омическому. Характер этого изменения обусловлен соотношением инжекционного и омического токов, в том числе зависимостью диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  от температуры и величины электрического поля. Инжекционная компонента тока пропорциональна  $\varepsilon$ , значение которой уменьшается как с понижением температуры при переходе в сегнетоэлектрическую фазу, так и при увеличении напряжения смещения. Вследствие этого в условиях, когда ток ограничивается пространственным зарядом, наклон кривых  $\lg I = f(1000/T)$  зависит от напряжённости электрического поля и при низких температурах может служить для определения энергии активации центров только в слабых полях, что относится также и к интерпретации данных измерения эффекта Холла. В [18] приведены результаты измерения этого эффекта в плёнках  $\text{PbSnTe:In}$  в условиях, когда роль инжекции из контактов существенна. На рис. 1 показана зависимость коэффициента Холла ( $R_X$ ) от величины напряжения на токовых контактах при слабом освещении в области фундаментального поглощения. Расстояние между контактами составило примерно 0,1 см. Как видно из рисунка, в слабых полях наблюдается проводимость дырочного типа, а коэффициент Холла не зависит от приложенного напряжения. Это связано с тем, что генерируемые светом электроны захватываются на ловушки, а свободные дырки определяют тип проводимости. В этой области

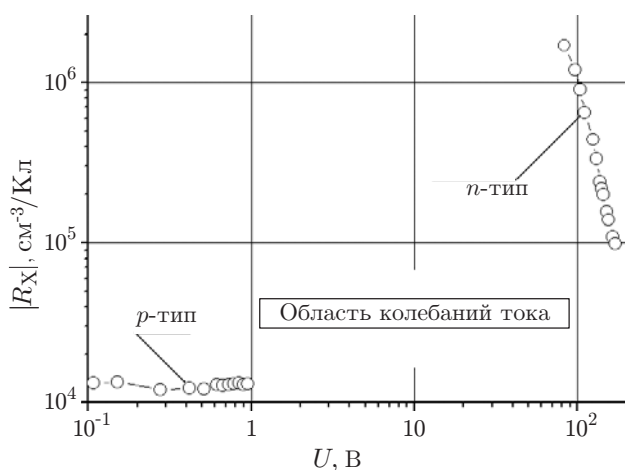


Рис. 1. Зависимость коэффициента Холла от напряжения при слабой подсветке

напряжений ВАХ имеет линейный характер. Область напряжений вблизи 100 В и более соответствует сильным электрическим полям, при которых в режиме ТОПЗ ловушки для электронов существенно заполнены. В данном случае ВАХ нелинейна, сильная инжекция из контактов ведёт к рекомбинации неравновесных дырок с инжектируемыми электронами и переходу образца к электронному типу проводимости с сильной зависимостью коэффициента Холла (концентрации электронов) от напряжения.

*Оценка энергетического распределения ловушек в запрещённой зоне PbSnTe:In.* В [16] приведена методика расчёта энергетического распределения центров захвата на основе анализа ВАХ в режиме ТОПЗ и дана оценка этого распределения внутри запрещённой зоны для одного из образцов PbSnTe:In. Расчёты проводились в предположении однородности плотности пространственного заряда электронов между контактами. Из теоретической зависимости тока от напряжения можно получить зависимость концентрации свободных электронов от напряжения:

$$n(U) = \frac{IL}{q\mu wdU},$$

где  $n(U)$  — концентрация;  $q$  — заряд электрона;  $\mu$  — подвижность электронов;  $L, w, d$  — геометрические размеры образца.

Для невырожденного случая положение электронного квазиуровня Ферми можно записать в виде

$$E_{fn} - E_c = kT \ln \frac{n(U)}{N_c}.$$

Здесь  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, при  $T = 4,2$  К в соответствии с [19]  $N_c \approx 4 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Полный заряд в плёнке при напряжении  $U$  запишем как

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

где  $n_t(U)$  — концентрация электронов, захваченных на ловушки. На базе этих соотношений и экспериментальных данных в единичном интервале энергий определялась зависимость

$$n_t(E) = \int_{E_0}^E g_t(E) f(E) dE,$$

что позволяло рассчитать распределение ловушек в запрещённой зоне по энергии  $g_t(E) = \partial[n_t(E_{fn})]/\partial E_{fn}$ . Полученный таким образом энергетический спектр центров захвата для одной из измеренных структур приведён на рис. 2. При  $E - E_c < 0,01$  эВ энергетический спектр не был рассчитан, так как для этого необходимо измерение токов менее  $10^{-16}$  А.

**Фоточувствительность при межзонном возбуждении и при переходах локализованный центр — зона проводимости.** Фототок в полосе фундаментального поглощения. Известно [19, 20], что в нелегированных образцах PbSnTe преобладающим механизмом рекомбинации является ударная (оже-рекомбинация). Низкие концентрации электронов и дырок в PbSnTe:In делают оже-рекомбинацию менее вероятной. В [21] показано, что в плёнках PbSnTe:In удовлетворительное согласие расчёта с экспериментом достигается, если основным каналом рекомбинации является излучательная рекомбинация.

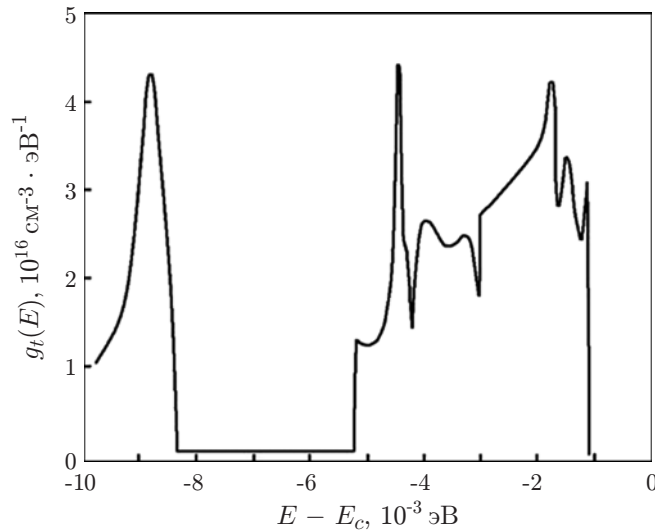


Рис. 2. Энергетическое распределение центров захвата в запрещённой зоне для структуры PbSnTe:In

Для PbSnTe:In в диэлектрическом состоянии преобладает излучательная рекомбинация, а время жизни фотовозбуждённых носителей заряда зависит от уровня полевой инжекции электронов, параметров центров захвата и уровня оптической инжекции [18]. Захват фотовозбуждённых электронов при малых уровнях полевой инжекции ведёт к преобладанию дырочной компоненты фототока, которая при увеличении уровня полевой инжекции уменьшается за счёт рекомбинации фотовозбуждённых дырок, а при больших уровнях полевой инжекции преобладает электронная компонента фототока. Этим объясняется, в частности, известный эффект гашения фототока импульсом напряжения. Наличие распределённых по запрещённой зоне локализованных состояний, способных захватывать электроны, может привести к неэкспоненциальной релаксации фототока и другим эффектам, например к автоколебаниям тока, которые наблюдались при слабом освещении, в том числе и при измерении эффекта Холла.

Сравнение с экспериментом подтверждает справедливость модели, учитывающей захват электронов на ловушки, как одну из причин большого времени жизни неравновесных дырок и высокой чувствительности фотоприёмников на основе PbSnTe:In. На рис. 3 представлена зависимость ампер-ваттной чувствительности одного из элементов линейки фотоприёмников, приведённой ко входу коммутатора, от температуры излучателя модели абсолютно чёрного тела (АЧТ) [22]. Снижение чувствительности при увеличении температуры АЧТ связано как с ростом темпа генерации электронно-дырочных пар с соответствующим уменьшением времени жизни, так и со снижением влияния захвата электронов на ловушки на время жизни неравновесных дырок вследствие более сильного заполнения ловушек.

*Фототок в терагерцовой области спектра.* В рамках теории ТОПЗ при наличии центров прилипания электронов фототок в терагерцовом диапазоне должен появляться как результат оптического возбуждения электронов, захваченных на ловушки. В этом случае спектральная область чувствительности будет определяться энергетическим положением и степенью заполнения ловушек для электронов, зависящей от уровня полевой инжекции, а также сечением поглощения фотонов.

В [16] приведены расчётные и экспериментальные ВАХ при освещении образца на длинах волн  $\lambda = 198$  мкм ( $h\nu = 0,00626$  эВ) и  $\lambda = 130$  мкм ( $h\nu = 0,00954$  эВ) для модели

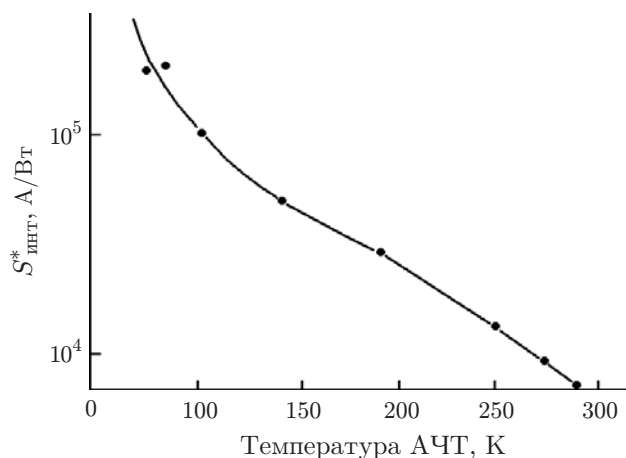


Рис. 3. Зависимость приведённой ко входу коммутатора интегральной токовой чувствительности ( $S_{\text{инт}}$ ) одного из элементов линейчатого фотоприёмного устройства от температуры излучателя ( $T = 4,3$  К). Зависимость снята при напряжении смещения на фотоприёмнике  $U_{\text{см}} = 2,2$  В для всех температур АЧТ

с распределением ловушек по энергии в диапазоне 0,001–0,01 эВ ниже дна зоны проводимости, показанном на рис. 2. Выбранные значения длин волн определены спектральным диапазоном излучения лазера на свободных электронах, который использовался в экспериментах.

Из рис. 4 видно, что при  $\lambda = 130$  мкм фототок возрастает примерно на два порядка при увеличении напряжения от 0,7 до 5 В, а расчёт даёт хорошее согласие с экспериментом. При  $\lambda = 198$  мкм фототок возрастает примерно в тех же пределах при изменении напряжения всего от 1,5 до 2,3 В, т. е. его рост значительно сильнее с увеличением напряжения. Качественно такое поведение соответствует расчётному, которое следует из энергетического распределения центров захвата по запрещённой зоне.

**Осцилляции тока в темноте.** Об осцилляциях тока в PbSnTe:In при освещении было известно достаточно давно (например, [23, 24]). В [25] сообщается об осцилляциях тока,

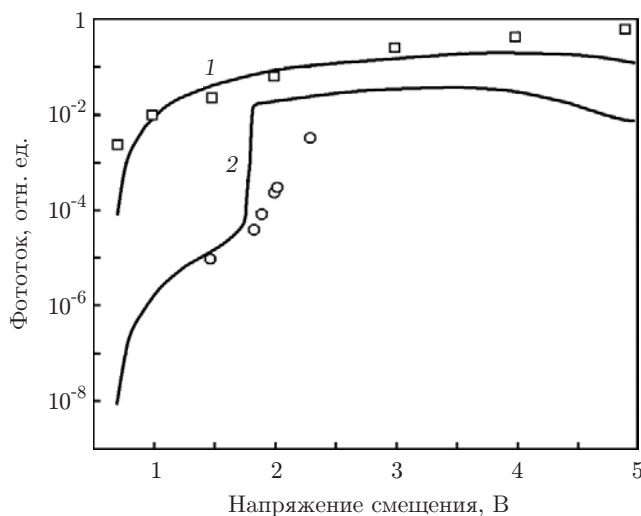


Рис. 4. ВАХ при длинах волн лазерного излучения 130 мкм (кривая 1 — расчёт, квадраты — эксперимент) и 198 мкм (кривая 2 — расчёт, круги — эксперимент)

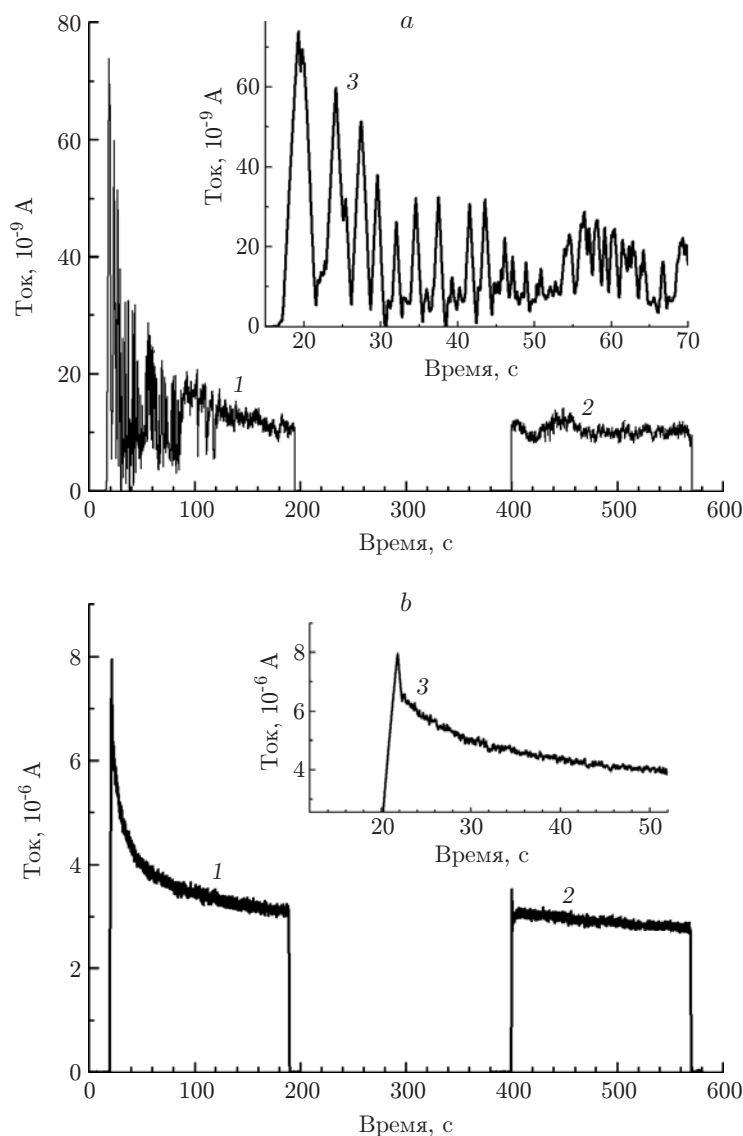


Рис. 5. Зависимость тока от времени после подачи ступеньки напряжения:  $U = 2,5$  В (а) и  $U = 4,0$  В (б). На вставках показана релаксация тока в более крупном масштабе (кривые 3)

наблюдаемых и в отсутствие освещения при  $T = 4,2$  К в условиях преобладания ТОПЗ. На рис. 5, а, б приведены временные зависимости тока после включения напряжения для значений  $U = 2,5$  В и  $U = 4,0$  В. Напряжение включено в момент времени  $t = 0$ . Видно, что величина тока при повторном измерении (кривые 2) практически соответствует току в конце первого измерения (кривые 1), что свидетельствует об окончании переходных процессов в образце к этому времени. Характерной особенностью релаксационного процесса является наличие автоколебаний для  $U = 2,5$  В. Уменьшение тока не носит монотонного характера, а сопровождается осцилляциями. Частота и амплитуда колебаний зависят от приложенного напряжения.

Хорошо известно, что при некоторых условиях незатухающие автоколебания тока могут возникать в полупроводниковых структурах, имеющих участки ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Автоколебания также связываются с волнами пространственной перезарядки ловушек или с рекомбинационными волнами [26], но во всех случаях в системе необходима положительная обратная связь, приводящая к росту то-

ка. Такой связью может быть освещение, переводящее локализованный на центре захвата электрон в зону проводимости, ударная ионизация электрона, находящегося в возбуждённом состоянии, и т. д.

Наличие центров захвата электронов в  $\text{PbSnTe:In}$  с различным энергетическим положением также может влиять на переходные процессы и вести к возникновению автоколебаний. Наблюдающееся затухание осцилляций свидетельствует о том, что связанный с ними механизм положительной обратной связи, т. е. механизм увеличения тока, со временем постепенно прекращает своё действие. В случае  $\text{PbSnTe:In}$  возможен механизм положительной обратной связи, в основе которого лежит изменение (увеличение) статической диэлектрической проницаемости при захвате электронов на центры захвата определённого типа. Теоретически рост электронной диэлектрической восприимчивости в неупорядоченных полупроводниках при локализации электронов на дискретных уровнях обсуждался, например, в [27], а в [28] был экспериментально обнаружен так называемый «фотодиэлектрический эффект» в  $\text{PbSnTe:In}$ , заключающийся в большом (около двух порядков) увеличении статической диэлектрической проницаемости под воздействием излучения. Ре-

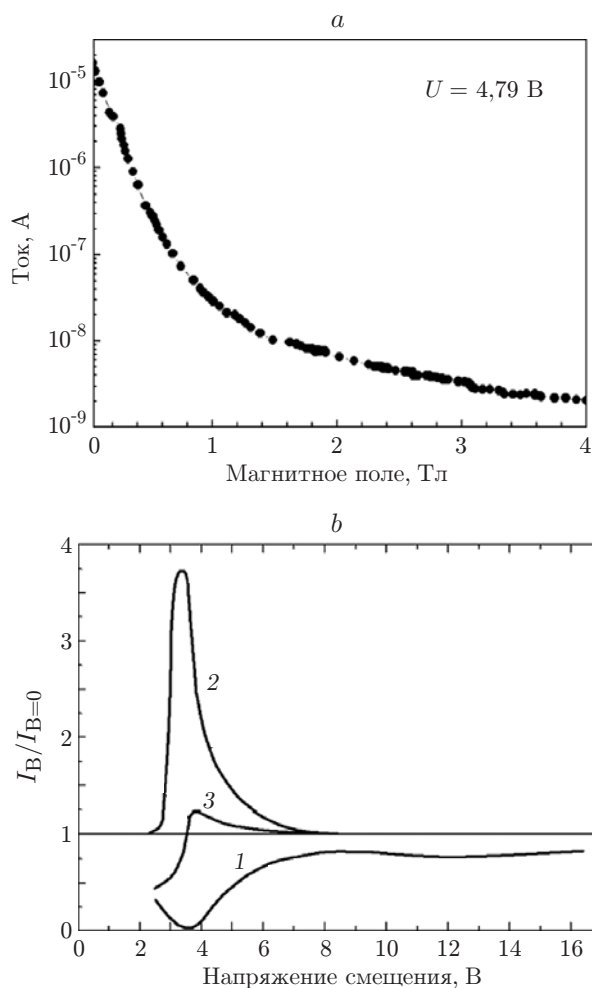


Рис. 6. Изменение тока в магнитном поле: *a* — зависимости тока от напряжённости магнитного поля, перпендикулярного подложке; *b* — относительное изменение тока в магнитном поле напряжённостью  $B = 0,22 \text{ Тл}$  для направления поля, перпендикулярного подложке (кривая 1), лежащего в плоскости подложки параллельно (2) и перпендикулярно (3) направлению тока



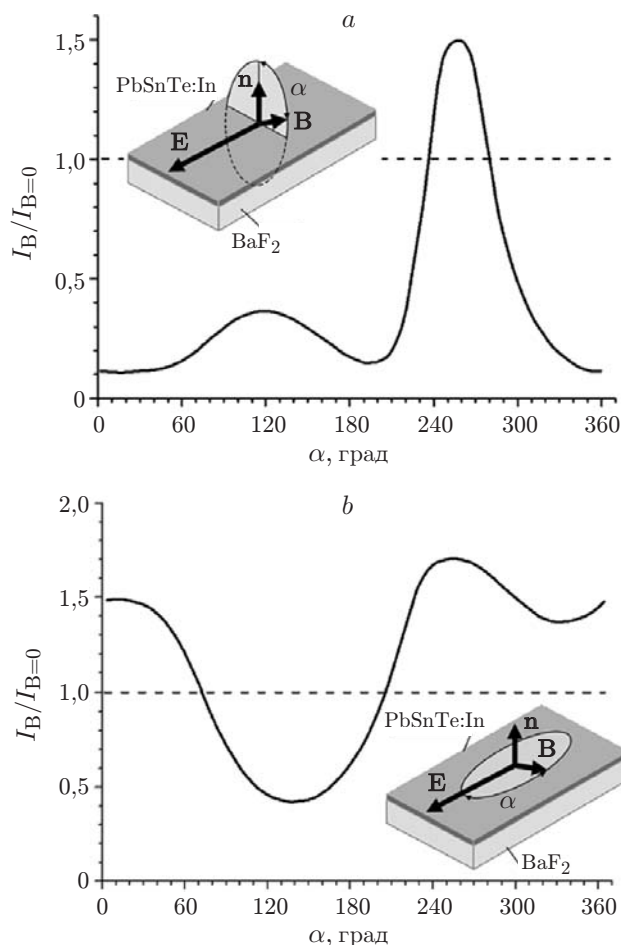


Рис. 7. Угловые зависимости относительного изменения тока в магнитном поле  $B = 0,22$  Тл: *a* — при направлении магнитного поля, перпендикулярном направлению электрического поля; *b* — при магнитном поле, параллельном плоскости подложки

зультаты численных расчётов соответствующей модели, приведённые в [25], качественно согласуются с экспериментом.

**Анизотропия гигантского магнетосопротивления.** В [29] приводятся результаты исследований гигантского анизотропного магнетосопротивления в плёнках  $\text{PbSnTe:In}$  без освещения при  $T = 4,2$  К в режиме преобладания ТОПЗ (рис. 6). В зависимости от взаимной ориентации внешнего электрического поля, магнитного поля и нормали к подложке наблюдалось как уменьшение (до четырёх порядков), так и увеличение (до трёх порядков) тока в магнитном поле напряжённостью до  $B = 4$  Тл. Анализ экспериментальных данных показал, что изменение тока в магнитном поле является следствием «сдвига» ВАХ по напряжению, которое может быть описано как результат изменения эффективной диэлектрической проницаемости, вызванного отклонением линий тока магнитным полем в межэлектродном зазоре. Существенным является то, что наибольшее увеличение (уменьшение) тока наблюдается в области напряжений, при которых происходит полное заполнение ловушек. В рамках такой модели сильная анизотропия наблюдаемых гигантских изменений тока (рис. 7) обусловлена анизотропией поляризуемости решётки  $\text{PbSnTe:In}$  в сегнетоэлектрической фазе, в которой он находится при  $T = 4,2$  К.

**Закключение.** Анализ комплекса фотогальваномагнитных явлений в  $\text{PbSnTe:In}$  в диэлектрическом состоянии показал, что экспериментальные результаты хорошо интерпре-

тируются в рамках единой модели, основанной на наличии в  $\text{PbSnTe:In}$  внутри запрещённой зоны центров захвата для электронов с квазинепрерывным энергетическим спектром, при учёте сегнетоэлектрических особенностей  $\text{PbSnTe:In}$ . В рамках этой модели принципиальным является рассмотрение инжекции электронов из контактов уже при сравнительно небольших электрических полях и захват инжектированных электронов на ловушки, ведущий к особенностям вольт-амперных характеристик, свойственных ограничению тока пространственным зарядом в диэлектриках. Наличием распределённых по энергиям ловушек для электронов объясняются неэкспоненциальная релаксация фотопроводимости, большие времена жизни неравновесных носителей заряда и высокая амперваттная чувствительность фотоприёмников в ИК-области спектра. Заселение ловушек вследствие инжекции из контактов и освещения излучением в области фундаментального поглощения с генерацией электронно-дырочных пар хорошо описывает фоточувствительность  $\text{PbSnTe:In}$  в широком диапазоне длин волн в терагерцовой области спектра. Квазинепрерывное распределение центров захвата по энергии позволяет на качественном уровне объяснить флуктуации амплитуды инжекционного тока в темноте и при освещении в предположении, что изменение зарядового состояния уровней с определённым энергетическим положением ведёт к изменению их дипольного момента и соответственно диэлектрической проницаемости  $\text{PbSnTe:In}$ . Наконец, гигантское анизотропное магнетосопротивление в настоящее время находит объяснение только в рамках модели инжекционных токов, ограниченных пространственным зарядом в присутствии ловушек, с привлечением представлений об анизотропии поляризуемости  $\text{PbSnTe:In}$  вследствие того, что ниже температуры 20 К он находится в сегнетоэлектрической фазе.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Акимов Б. А., Брандт Б. А., Богословский С. А. и др. Неравновесное металлическое состояние в сплавах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te(In)}$  // Там же. С. 11–14.
3. Кайданов В. И., Равич Ю. И. Глубокие и резонансные состояния в полупроводниках типа  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$  // УФН. 1985. **145**, № 1. С. 51–86.
4. Волков Б. А., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. Примеси с переменной валентностью в твердых растворах на основе теллурида свинца // УФН. 2002. **172**, вып. 7. С. 875–906.
5. Herrmann K. H., Möllmann K.-P. Curie temperature as a critical temperature for dielectric, galvanomagnetic and photoelectric phenomena in strongly doped  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  // Phys. Status Solidi (a). 1983. **80**, Is. 1. P. K101–K104.
6. Засавицкий И. И., Матвеев А. В., Мациношвили Б. Н., Трофимов В. Т. Спектр фотопроводимости эпитаксиальных слоев  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$  // ФТП. 1986. **20**, вып. 2. С. 214–220.
7. Romcevic N., Popovic Z. V., Khokhlov D. et al. Far-infrared study of In doped  $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$  single crystals // Infrared Phys. 1991. **31**, N 3. P. 225–320.
8. Khokhlov D. R., Ivanchik I. I., Raines S. N. et al. Performance and spectral response of  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te(In)}$  far-infrared photodetectors // Appl. Phys. Lett. 2000. **76**, Is. 20. P. 2835–2837.
9. Klimov A., Shumsky V., Kubarev V. Terahertz sensitivity of  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$  // Ferroelectrics. 2007. **347**, Is. 1. P. 111–119.
10. Акимов А. Н., Ерков В. Г., Кубарев В. В. и др. Фоточувствительность пленок  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te(In)}$  в терагерцовой области спектра // ФТП. 2006. **40**, вып. 2. С. 169–173.
11. Волков Б. А., Панкратов О. А. Ян-теллеровская неустойчивость кристаллического окружения точечных дефектов в полупроводниках  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$  // ДАН СССР. 1980. **255**, вып. 1. С. 93–97.

12. **Виноградов В. С., Воронова И. Д., Калюжная Г. А. и др.** Эффект Холла и фотопроводимость в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  с индием // Письма в ЖЭТФ. 1980. **32**, вып. 1. С. 22–26.
13. **Драбкин И. А., Мойжес Б. Я.** О фотопроводимости  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , легированного In // ФТП. 1983. **17**, вып. 6. С. 969–972.
14. **Драбкин И. А., Мойжес Б. Я.** Спонтанная диссоциация нейтральных состояний примесей на положительно и отрицательно заряженные состояния // ФТП. 1981. **15**, № 4. С. 625–647.
15. **Акимов А. Н., Ерков В. Г., Климов А. Э. и др.** Токи инжекции в узкозонном диэлектрике  $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$  // ФТП. 2005. **39**, вып. 5. С. 563–568.
16. **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**, Is. 23–24. P. 5028–5031.
17. **Ламперт М., Марк П.** Инжекционные токи в твердых телах: Пер. с англ. М.: Мир, 1973. 416 с.
18. **Климов А. Э., Шумский В. Н.** Фоточувствительность пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$  в области собственного поглощения // ФТП. 2008. **42**, вып. 2. С. 147–152.
19. **Emtage P. R.** Auger recombination and junction resistance in lead-tin-telluride // Journ. Appl. Phys. 1976. **47**, N 6. P. 2565–2576.
20. **Lischka K., Durstberger R., Lindemann G., Staudinger H.** Defect states in  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  // Phys. Status Solidi (b). 1984. **123**, Is. 1. P. 319–324.
21. **Borodin V. V., Klimov A. E., Shumsky V. N.** Recombination in  $PbSnTe\langle In \rangle$  at low temperatures // Narrow Gap Semiconductors. Singapore: World Scientific, 1997. P. 361–364.
22. **Климов А. Э., Шумский В. Н.** Многоэлементные фотоприемные устройства дальнего ИК-диапазона на основе гетероэпитаксиальных пленок  $PbSnTe$ , легированных In, на  $BaF_2$  // Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона /Под ред. С. П. Синецы. Новосибирск: Наука, 2001. С. 308–372.
23. **Akimov B. A., Ryabova L. I., Shumsky V. N., Petikov N. I.** An operating regime based on switching effect for photodetectors of  $PbSnTe\langle In \rangle$  MBE films // Infrared Phys. 1993. **34**, N 4. P. 375–378.
24. **Borodin V. V., Klimov A. E., Shumsky V. N.** Photocurrent oscillations in  $PbSnTe\langle In \rangle$  films // Narrow Gap Semiconductors. Singapore: World Scientific, 1997. P. 365–368.
25. **Акимов А. Н., Климов А. Э., Неизвестный И. Г. и др.** Осциллирующие переходные токи в  $PbSnTe:In$  в бесфоновом режиме // Микроэлектроника. 2011. **40**, № 2. С. 1–5.
26. **Бонч-Бруевич В. Л., Калашников Г.** О возможности рекомбинационной неустойчивости в полупроводниках // ФТТ. 1965. **7**, № 3. С. 750–758.
27. **Бонч-Бруевич В. Л.** Об электронной диэлектрической восприимчивости неупорядоченного полупроводника // Письма в ЖЭТФ. 1974. **19**, № 4. С. 198–200.
28. **Климов А. Э., Шумский В. Н.** Фотодиэлектрический эффект в эпитаксиальных пленках  $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Автометрия. 2001. № 3. С. 65–75.
29. **Klimov A. E., Sherstyakova V. N., Shumsky V. N.** Giant magnetoresistance in narrow-gap ferroelectric-semiconductor  $PbSnTe:In$  // Ferroelectrics. 2009. **378**, Is. 1. P. 101–110.

*Поступила в редакцию 15 июля 2011 г.*