

## Особенности транспорта носителей заряда в узкозонном сегнетоэлектрике PbSnTe:In

А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, В.Н. Шумский

Обсуждаются особенности протекания тока в PbSnTe:In при гелиевых температурах без освещения и при оптическом возбуждении как межзонных переходов, так и переходов электронов с локальных центров в зону проводимости. Рассмотрена трансформация вольтамперных характеристик в зависимости от величины и направления магнитного поля. Обсуждение результатов проводится на основе модели, учитывающей наличие сегнетоэлектрического фазового перехода при  $T \approx 20$  К, малую концентрацию равновесных носителей заряда и преобладание инжекционного тока, ограниченного пространственным зарядом, в присутствии центров захвата электронов.

*Ключевые слова:* PbSnTe:In, сегнетоэлектрик, токи, ограниченные пространственным зарядом.

### 1. Введение

Наблюдаемые в эксперименте свойства твёрдых растворов на основе теллурида свинца, легированных примесями III группы (стабилизация химического потенциала, долговременные релаксации и т.п.), обычно качественно объясняются в рамках теории, предполагающей существование центров с отрицательной корреляционной энергией Хаббарда. Природа возникновения таких центров может быть связана либо с зависимостью электронной энергии центров от их положения в решётке, в том числе, и от деформации их кристаллического окружения [1], либо с переменной валентностью примесей III группы [2]. Однако в литературе отсутствуют конкретные данные об энергетическом спектре центров.

В то же время исследования плёнок PbSnTe:In (COT:In), полученных молекулярно-лучевой эпитаксией, однозначно показали, что транспорт электронов при не слишком малых напряжённости электрического поля описывается теорией тока, ограниченного пространственным зарядом (ТТОПЗ), и захватом электронов на уровни, расположенные в запрещённой зоне [3]. При определённых, достаточно простых предположениях, ТТОПЗ позволяет определить глубину залегания и концентрацию таких уровней из анализа вольтамперных характеристик (ВАХ). В [3] была решена обратная задача: в рамках феноменологического анализа, в котором не учитывается пространственное распределение как напряжённости электрического поля между контактами, так и концентрации свободных и захваченных носителей заряда, а берутся их усредненные значения, была построена теоретическая ВАХ для набора уровней и проведено сравнение с экспериментом. Оказалось, что наилучшее согласие с экспериментом дал расчёт для 5-ти уровней, расположенных в интервале энергий 1 – 6 мэВ ниже дна зоны проводимости с одинаковой концентрацией  $1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Кроме того, известно, что в определённом диапазоне составов COT:In является сегнетоэлектриком с температурой фазового перехода для  $x=0.24 - 0.26$  около 20 К [4]. Статическая диэлектрическая проницаемость изменяется с температурой от  $\epsilon \approx 200000$  при  $T=20$  К до  $\epsilon \approx 2000$  при  $T=4.2$  К [5].

Таким образом, особенности токопереноса в COT:In будут определяться таким уникальным сочетанием его свойств, как:

- малая ширина запрещённой зоны (для  $x=0.24 - 0.26$ ,  $E_g \approx 0.06$  эВ при  $T=0$  K);
- стабилизация уровня Ферми вблизи середины запрещённой зоны с концентрацией равновесных носителей заряда менее  $10^4 - 10^6$  см<sup>-3</sup> при гелиевых температурах;
- наличие в запрещённой зоне локализованных состояний с возможностью захвата на них электронов;
- наличие сегнетоэлектрического фазового перехода (СЭФП) и, как следствие, анизотропии поляризуемости решётки (диэлектрической проницаемости) в сегнетоэлектрической фазе;
- наконец, преобладание при низких температурах инжекционного тока, описываемого ТТОПЗ.

В настоящей работе обсуждаются особенности как темнового, так и фототока в COT:In при возбуждении межзонных переходов и переходов электронов с локального центра в зону проводимости, а также трансформация ВАХ в зависимости от величины и направления магнитного поля.

## 2. Захват электронов и фоточувствительность в области фундаментального поглощения

Экспериментальному и теоретическому изучению фоточувствительности твёрдых растворов PbSnTe:In посвящено достаточно много работ [6 – 16]. К настоящему времени надёжно установлены следующие факты:

- времена релаксации фототока при  $T = 4.2 - 10$  K могут превышать часы;
- при низких температурах в твёрдых растворах COT:In часто присутствует латентный период между включением освещения и появлением фототока;
- релаксация фототока почти всегда неэкспоненциальная;
- при нагревании образца до  $T > 25 - 30$  K или при приложении к нему сильного электрического поля происходит быстрая релаксация фототока до темнового значения;
- фоточувствительность образцов чрезвычайно высока: при  $T = 7$  K мощность, эквивалентная шуму для фотоприёмника Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te:In с размерами  $120 \times 80$  мкм<sup>2</sup>, составляет около  $10^{-18}$  Вт·Гц<sup>-0.5</sup> [16].

Существует несколько объяснений большой фоточувствительности и долговременной релаксации (ДР) проводимости. Наиболее часто встречающимся является предположение о ян-теллеровской неустойчивости кристаллического окружения точечных дефектов, что при захвате электрона на центр приводит к понижению энергетического уровня захваченного электрона [1]. Время перехода электрона из зоны проводимости на ЯТ-центр и обратно носит термоактивационный характер с энергией активации около 10 мэВ, что ведёт при  $T=4$  K к увеличению времени релаксации в  $10^{12}$  раз по сравнению с отсутствием барьера. Однако следует заметить, что в работе, в которой была рассчитана возможность появления ДР фотопроводимости (ФП), в качестве ЯТЦ назывались вакансии халькогена, а индий или комплексы, связанные с ним, не рассматривались.

Существуют и другие предположения [9, 12], но суть их сводится к возникновению энергетического барьера, препятствующего электрону рекомбинировать на уровень, с которого он был возбуждён излучением. «Гашение» ФП повышением температуры или импульсом сильного электрического поля обычно связывают с увеличением вероятности преодоления электроном энергетического барьера. В [6] было сделано предположение о том, что высокая фоточувствительность PbSnTe:In может быть связана с захватом электронов на ловушки, но анализ механизмов рекомбинации и фототока при собственном поглощении ни в этой, ни в других известных нам работах не проводился. При расчёте фототока предполагается, что:

- протекающий темновой ток рассматривается как ток, инжектированный из контактов;
- имеются уровни, расположенные на расстоянии несколько мэВ от дна зоны проводимости и являющиеся центрами захвата (прилипания) для электронов.

Из литературы известно [17, 18], что в нелегированных образцах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  преобладающим механизмом рекомбинации является ударная (Оже) рекомбинация. Низкие равновесные концентрации электронов и дырок в  $\text{CdTe:In}$  делают оже-рекомбинацию маловероятной, однако она может стать значимой при сильной оптической инжекции. В [19] показано, что в легированных индием плёнках  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  удовлетворительное согласие расчёта с экспериментом достигается, если основным каналом рекомбинации является излучательная рекомбинация (ИР). Таким образом, необходимо было учесть оба эти механизма.

В [20] был проведен расчёт зависимости времени жизни от температуры и от концентрации неравновесных носителей заряда, созданных как инжекцией, так и оптическим возбуждением. Температурная зависимость времени жизни для обоих механизмов рекомбинации при различных уровнях инжекции из контактов приведена на рис. 1. При гелиевых температурах выбранная минимальная суммарная концентрация равновесных и инжектированных полей электронов соответствует практически пустым ловушкам, а максимальная – полностью заполненным [3].

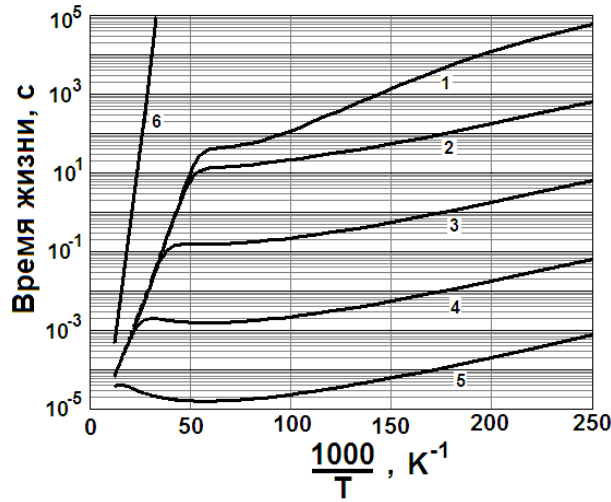


Рис. 1. Температурная зависимость времени жизни дырок для излучательной (1 – 5) и оже-рекомбинации (6) при избыточной концентрации фотоэлектронов  $\Delta n_{ph} = 10^6 \text{ см}^{-3}$  и суммарной концентрации равновесных и инжектированных полей электронов  $n_0 + n_{inj} = 10^6$  (1);  $10^8$  (2);  $10^{10}$  (3);  $10^{12}$  (4);  $10^{14}$  (5);  $10^6$  (6)  $\text{см}^{-3}$

Анализ показывает, что излучательная рекомбинация преобладает вплоть до значений суммарной концентрации равновесных и инжектированных полей и оптической генерацией электронов около  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При более высоких концентрациях время жизни, определяемое оже-рекомбинацией, становится таким же, как и в нелегированных образцах, т.е. может быть порядка нескольких наносекунд и меньше.

Полный ток при освещении рассчитывался численными методами на основе приближения только дрейфового тока без учёта пространственного распределения свободных и локализованных электронов, когда рассматриваются усреднённые по длине образца значения их концентраций. В этом случае плотность стационарного темнового тока при малых напряжениях (слабое заполнение ловушек)

$$J = q(n_0 + n_{inj})\mu(U/L) = \varepsilon\varepsilon_0\mu \cdot (U^2/L^3) \cdot (gN_c/M) \cdot \exp[(E_M - E_c)/kT],$$

где  $q$  – заряд электрона;  $n_0 + n_{inj}$  – полная усреднённая концентрация свободных электронов, равная сумме концентраций равновесных при данной температуре и инжектированных электронов;  $\mu_n$  – их подвижность;  $N_c$  и  $M$  – эффективная плотность состояний зоны проводимости.

сти и концентрация ловушек, соответственно;  $U$  – приложенное напряжение и  $L$  – расстояние между контактами.

В отличие от стандартного рассмотрения фотопроводимости в нашем случае монополярной полевой инжекции электронов дырки генерируются исключительно за счёт тепловых забросов, а темп их межзонной рекомбинации равен темпу рекомбинации электронов. Поэтому в уравнение непрерывности для дырок входит только термическая генерация, в то время как в уравнение непрерывности для электронов в зоне проводимости входит ещё и темп инжекции электронов:

$$\frac{dn}{dt} = g_T + g_{inj} - \gamma_g n_1 p_1,$$

$$\frac{dp}{dt} = g_T - \gamma_g n_1 p_1,$$

где  $g_T$  – темп термической генерации,  $g_{inj}$  – темп инжекции электронов,  $\gamma_g$  – коэффициент излучательной рекомбинации,  $n_1 = n_0 + \Delta n_{inj}$ ;  $p_1 = p_0 + \Delta p_{inj}$ .

Освещение приводит к появлению дополнительных свободных и локализованных электронов и свободных дырок. В стационарном состоянии потоки электронов с уровня ловушек в зону проводимости и обратно равны между собой. Захват электронов на ловушки увеличивает стационарную концентрацию дырок на величину, равную концентрации захваченных электронов. Для стационарного случая можно получить уравнение, связывающее уровень оптической генерации и генерированную светом концентрацию электронов:

$$\Delta n_{ph}^{cm} \left[ \left( n_1 + \Delta n_{ph}^{cm} \right) \left( 1 + \frac{M - m_1}{N_{cm} + n_1 + \Delta n_{ph}^{cm}} \right) + \frac{n_i^2}{n_1} \right] - \frac{g_0}{\gamma_g} = 0,$$

а также

$$\Delta m_{ph}^{cm} = \Delta n_{ph}^{cm} \frac{M - m_1}{N_{cm} + n_1 + \Delta n_{ph}^{cm}}.$$

Так как  $\Delta p_{ph} = \Delta n_{ph} + \Delta m_{ph}$ , то последние два уравнения полностью определяют зависимость избыточных носителей заряда от уровня оптической генерации. Алгоритм численного расчёта заключался в том, что задавалось положение квазиуровня Ферми и определялись соответствующие значения напряжения, концентрации электронов в зоне проводимости и на центрах захвата без освещения. После этого задавался темп оптической генерации, определялись стационарные значения избыточных концентраций электронов и дырок и полный ток при освещении. На рис. 2 показаны электронная и дырочная компоненты фототока, а также полная плотность фототока при  $g_0 = 10 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

Как видно из рисунка, дырочная компонента фототока преобладает над электронной в диапазоне напряжений вплоть до  $U \sim U_{ПЗЛ}$  – напряжения полного заполнения ловушек, которое близко к значению  $U = 3 \text{ В}$ . При больших напряжениях электронный фототок больше дырочного во столько раз, во сколько подвижность электронов больше подвижности дырок, а величина фототока за счёт уменьшения времени жизни уменьшается на 7 порядков.

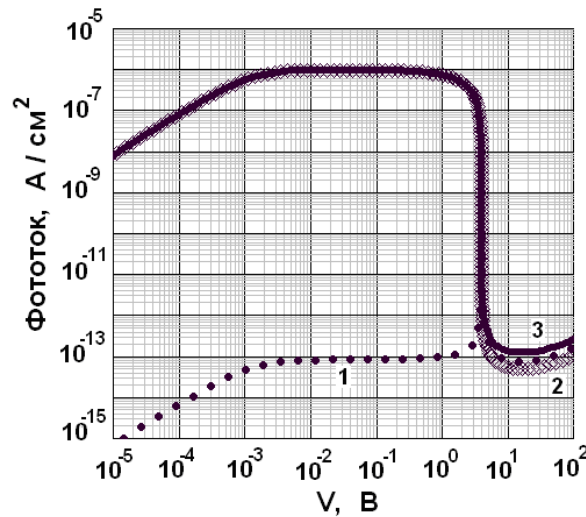


Рис. 2. Расчётные зависимости электронного (1), дырочного (2) и полного – сплошная кривая – фототока (3) от напряжения при  $g_0=10 \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$

Из расчётов следует, что если при напряжении  $U < U_{\text{ПЗЛ}}$  к образцу приложить импульс напряжения больший, чем  $U_{\text{ПЗЛ}}$ , то произойдёт так называемое «гашение» фототока вследствие резкого уменьшения концентрации свободных дырок. Экспериментальные измерения фототока показали хорошее согласие с расчётом. Кроме того, измерения эффекта Холла при освещении показали, что проводимость до перехода в режим ПЗЛ дырочная, а после перехода – электронная, как и следует из расчётов.

### 3. Фототок при воздействии субмиллиметрового излучения

Помимо фототока в фундаментальной полосе поглощения в  $\text{COT:In}$ , наблюдалось появление избыточного тока при воздействии излучения в дальнем ИК-диапазоне при  $\lambda=90$  и  $\lambda=116$  мкм, сообщалось в работе [21]. Авторы указывают, что фототок наблюдается при энергии фотонов, значительно меньших, чем термическая активационная энергия основного примесного состояния, и объясняют эффект возбуждением электронов, находящихся на локальных метастабильных состояниях.

В [22] было обнаружено, что ИК излучение может при определённых условиях изменять ёмкостную проводимость существенно больше, чем омическую, а чувствительность наблюдается при температуре излучателя вплоть до 20 К, что говорит о чувствительности образцов в СБММ области. Действительно, в плёнках  $\text{PbSnTe:In}$  было обнаружено увеличение тока при воздействии лазерного излучения с длиной волны 336.8 мкм [23, 24].

Для структур с ТОПЗ при наличии центров прилипания электронов при оптическом возбуждении электронов, находящихся на ловушках, появится фототок. Спектральная область чувствительности будет определяться энергетическим положением ловушек, а величина фототока – сечением поглощения фотона и степенью заполнения ловушек. В условиях преобладания инжекционного тока заполнение ловушек не является равновесным и зависит от уровня полевой инжекции. В [25] показано, что для простейшего случая плотность фототока

$$j_{ph} = \frac{9}{8} \cdot \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \mu N_c}{M} \cdot \frac{\sigma_{opt} g_{ph}}{\langle v \sigma \rangle} \cdot \frac{V^2}{L^3}.$$

Здесь  $M$  – концентрация центров захвата,  $N_c$  – плотность состояний в зоне проводимости,  $\mu$  – подвижность электронов,  $\varepsilon$  – низкочастотная диэлектрическая проницаемость,

$\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $\langle v\sigma \rangle$  – усреднённое произведение тепловой скорости электрона на сечение его захвата без освещения,  $\sigma_{opt}$  – полное сечение захвата фотона в процессе фотоионизации,  $g_{ph}$  – плотность потока фотонов,  $V$  – приложенное напряжение,  $L$  – длина образца.

Сделанные в [3] оценки показали, что глубина залегания центра прилипания (в приближении, что он является единственным) составляет около 5.8 мэВ. Более подробный анализ экспериментальных зависимостей показал, что для объяснения затянутого участка нарастания тока ВАХ в режиме ПЗЛ нужно предположить, что существует несколько центров (возможно, их квазинепрерывное распределение) вплоть до энергии залегания порядка 1 мэВ. Это означает, что в принципе чувствительность к излучению может наблюдаться в диапазоне от 200 мкм (как минимум) до примерно 1200 мкм.

Особое внимание следует обратить на то, что в этом случае спектральная зависимость чувствительности должна быть сильно связана с уровнем инжекции. Действительно, в состоянии, близком к равновесному, т.е. при малом уровне инжектируемого тока и практически незаполненных ловушках, чувствительность может наблюдаться только при длинах волн, меньших 200 мкм, что соответствует наиболее глубоким ловушкам. С увеличением напряжения сначала заполняются глубокие ловушки, а затем – более мелкие, и чувствительность сдвигается в сторону более длинных волн. При этом отношение сигнал/шум в предположении о дробовом характере шума увеличивается пропорционально напряжению.

Захваченные электроны могут быть переведены в зону проводимости при поглощении квантов с энергией, соответствующей глубине залегания ловушек, с появлением фототока. Этот эффект наблюдался в экспериментах с использованием лазера на свободных электронах ( $\lambda=120 - 200$  мкм).

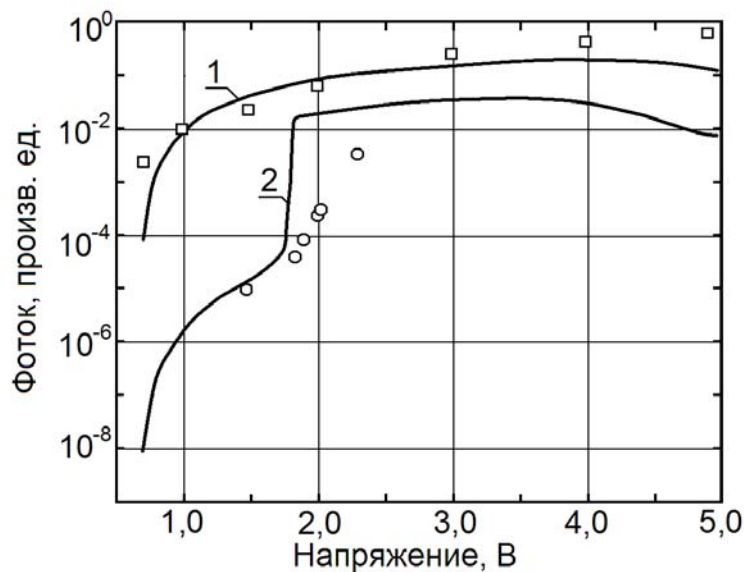


Рис. 3. Зависимость фототока от напряжения смещения в отсутствие межзонной оптической генерации. Сплошные кривые – расчёт, квадраты – эксперимент при длине волны лазера на свободных электронах  $\lambda=130$  мкм, круги –  $\lambda=198$  мкм.

На рис. 3 приведены расчётные и экспериментальные данные, полученные с использованием лазера на свободных электронах в отсутствие межзонной оптической генерации. Амплитуда фототока в этом случае зависит от уровня инжекции, так как по мере увеличения напряжения на образце заселение соответствующего уровня увеличивается.

В [24] рассмотрена другая причина возникновения фототока, которая заключается в том, что при поглощении излучения с длиной волны 336.8 мкм ( $h\nu=3.68$  мэВ) изменяется величина

на статической диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ . В условиях преобладания ТОПЗ, пропорционального  $\varepsilon$ , это приведёт и к изменению величины инжекционного тока.

Действительно, при возбуждении сегнетоэлектрика электромагнитными волнами поляризация изменяет диэлектрическую проницаемость в соответствии с выражением:

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \frac{1}{N} \sum_j \frac{P_j^2}{m u_j (\omega_j^2 - \omega^2)},$$

где индекс  $j$  обозначает данную ветвь дисперсионной кривой;  $N$  – число смещённых ионов в единице объёма;  $u_j$  – величина смещения иона при вынужденном колебании решетки;  $m$  – масса иона;  $\omega_j$  – характеристическая частота колебаний данной ветви и  $\omega$  – частота возбуждающей электромагнитной волны.

При  $\omega=0$  статическая диэлектрическая проницаемость обратно пропорциональна  $\omega_j^2$ , поэтому мода с низким значением частоты почти полностью определяет  $\varepsilon$ . При температуре, когда частота одной из поперечных мод становится равной нулю ( $T=T_c$ ), происходит сегнетоэлектрический фазовый переход (СЭФП). При температуре, меньшей  $T_c$ , частота этой моды вновь увеличивается, причём наклон зависимости квадрата частоты поперечного оптического фонона ( $\omega_{TO}^2$ ) в сегнетоэлектрической фазе в два раза больше, чем в параэлектрической.

Таким образом, в принципе фотоны с длиной волны 336.8 мкм ( $h\nu=3.68$  мэВ) могут поглощаться с рождением поперечного оптического фонона «мягкой» моды в центре зоны Бриллюэна. Поглощение ИК фотонов приводит к рождению фононов с энергией  $\hbar\omega_{TO}$ , т.е. к возникновению колебаний моды, ответственной за СЭФП, и увеличению статической диэлектрической проницаемости. В свою очередь, это ведёт к возрастанию полного тока, который ограничен объёмным зарядом и величина которого пропорциональна  $\varepsilon$ .

Вероятность поглощения кванта при однофононном процессе равна

$$w \sim \left[ \sum_i \frac{e_i^*}{\sqrt{M_i}} \right]^2 \frac{1}{\omega_{TO}} (n_{TO} + 1) \delta(\omega_{TO} - \omega).$$

Множитель в квадратных скобках содержит заряд и массу иона и отличен от нуля в том случае, когда поперечные оптические колебания связаны с электрическим дипольным моментом, а  $\delta$ -функция определяет узкую полосу поглощения при  $\omega = \omega_{TO}$ . Для эффективного поглощения фотонов необходимо, чтобы энергия оптического фонона в центре зоны Бриллюэна не сильно отличалась от энергии лазерного излучения. Для состава исследуемых образцов энергия поперечного оптического фонона была определена из известной величины энергии продольного оптического фонона и соотношений Лиддена – Сакса – Теллера и Мотта. Значение величины энергии поперечного оптического фонона оказалось равным  $\hbar\omega_{TO}=1.8$  мэВ, что близко к величине 1.55 мэВ по данным работы [26].

При таком значении  $\hbar\omega_{TO}$  вероятность однофононного поглощения для использованного в данной работе субмиллиметрового лазерного излучения должна быть мала и максимальная чувствительность плёнок  $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te:In}$  должна достигаться при длине волны падающего излучения  $\lambda \geq 680$  мкм. Возможно, однако, что при поглощении в центре зоны Бриллюэна рождаются два фонона с противоположными квазиимпульсами. Во всяком случае, при энергии падающего излучения, большей энергии  $\hbar\omega_{TO}$ , появление фототока связано с переходами электрона локализованное состояние – зона проводимости.

#### 4. Влияние магнитного поля на вольтамперные характеристики

Присутствие уровней в запрещённой зоне может влиять на проводимость образцов в магнитном поле, например, за счёт «вымораживания» этих уровней, т.е. увеличения энергии переходов электронов с них в магнитном поле. Кроме того, в сегнетоэлектрической фазе возможна ориентационная зависимость диэлектрической постоянной и, следовательно, инжекционного тока, ограниченного пространственным зарядом. В связи с этим были исследованы ВАХ в магнитном поле при различных взаимных ориентациях электрического и магнитного полей.

Схематическое изображение структур, на которых проводились исследования, представлено на рис. 4. Расстояние между металлическими электродами составляло  $l=16-64$  мкм при толщине плёнки  $d=1$  мкм и длине зазора между электродами  $w=2$  мм. На этом же рисунке показано изменение тока при приложении магнитного поля.

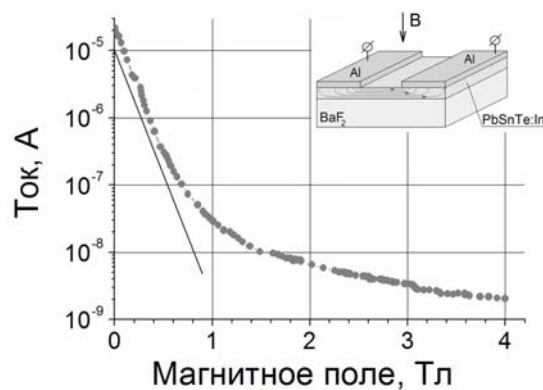


Рис. 4а. Зависимость тока от величины магнитного поля. Температура  $T = 4.2$  К, напряжение смещения  $U = 4.79$  В, магнитное поле перпендикулярно к подложке

Из рис. 4а видно, что при  $B=4$  Т уменьшение тока может достигать четырёх порядков при магнитном поле, перпендикулярном подложке. В области  $B < 0.6$  Т уменьшение тока достигает 2-х порядков и носит экспоненциальный характер. В зависимости от ориентации магнитного поля может наблюдаться как уменьшение тока, так и его увеличение. Более того, при ориентации, когда магнитное поле направлено вдоль зазора параллельно подложке, ток в магнитном поле уменьшается при  $U < 0.33$  В и увеличивается при  $U > 0.33$  В.

Таким образом, наблюдается сильная зависимость эффекта как от величины, так и от ориентации магнитного поля относительно плоскости подложки и направления зазора между электродами, а также от напряжения смещения на образце.

На рис. 4б приведены экспериментальные ВАХ образца без и при 2-х направлениях магнитного поля, а также расчётные ВАХ.

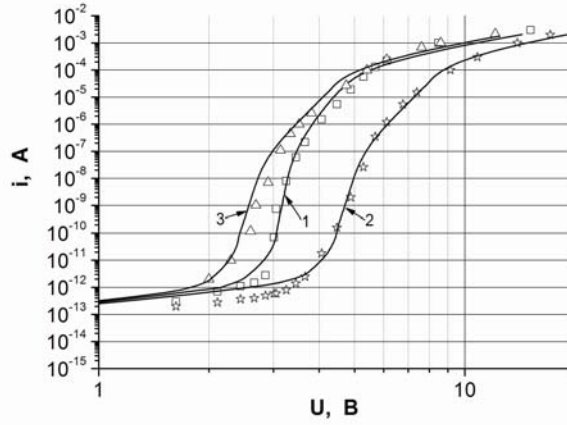


Рис. 46. Экспериментальные и расчётные ВАХ при  $T=4.2$  К. Символы – экспериментальные точки, расчётные кривые 1, 2, 3 – сплошные линии. 1 и квадраты –  $B=0$ ; 2 и звёздочки –  $B = 4$  Т, магнитное поле нормально к плоскости образца; 3 и треугольники –  $B = 1.33$  Т, магнитное поле направлено вдоль тока.

Для проведения расчётов по вольтфарадным измерениям была определена низкочастотная диэлектрическая проницаемость, а затем проведен анализ ВАХ при нулевом магнитном поле, который позволил определить распределение плотности состояний, локализованных в запрещённой зоне (уровней захвата электронов). Затем для проверки корректности определения энергетического положения и плотности центров захвата был проведён расчёт ВАХ при нулевом магнитном поле (кривая 1), который, как и ожидалось, дал хорошее совпадение с экспериментом.

Рассмотрим теперь возможные причины изменения тока под действием постоянного магнитного поля. В [3] показано, что при гелиевых температурах поведение ВАХ плёнок СОТ:In хорошо описывается теорией ТОПЗ в присутствии ловушек для электронов. При небольших напряжениях на структуре, когда заполнение ловушек невелико, зависимость тока от напряжения для моноэнергетического уровня ловушек с концентрацией  $N_t$  и энергией  $E_t$  имеет вид:

$$I = \frac{9}{8} \varepsilon \varepsilon_0 w d \mu \frac{U^2}{L^3} \mathcal{G},$$

где:

$$\mathcal{G} = \frac{N_c}{g N_t} \exp\left(\frac{E_t - E_c}{kT}\right),$$

$g$  – фактор вырождения,  $N_c$  и  $E_c$  – эффективная плотность состояний и край зоны проводимости, соответственно. При полностью заполненных ловушках (больших напряжениях) ток ограничивается только свободными носителями заряда,  $\theta=1$ , а зависимость тока от напряжения квадратичная, как и при малых напряжениях. В промежуточной области напряжений происходит быстрый рост тока, связанный с полным заполнением ловушек, а форма ВАХ в этой области определяется распределением ловушек по энергии. Переход ВАХ от режима ограничения тока зарядом на ловушках к режиму ограничения зарядом свободных электронов происходит вблизи напряжения  $U_t$ , величина которого задаётся соотношением  $Q_t = C U_t$ , где  $Q_t = q N_t$  – заряд ловушек при их полном заполнении,  $C$  – ёмкость структуры. Поскольку  $C \sim \varepsilon$ , то  $U_t \sim 1/\varepsilon$ .

Таким образом, для ТОПЗ изменение ВАХ в магнитном поле может быть связано как с изменением энергетического положения ловушек в магнитном поле (так называемое «маг-

нитное вымораживание»), так и с изменением диэлектрической проницаемости (поляризуемости) среды.

Очевидно, что увеличение энергии ловушек в магнитном поле (и увеличение  $\theta$ ) должно наиболее сильно проявляться в области малых напряжений, что в эксперименте не наблюдается. Кроме того, в рамках такого подхода невозможно объяснить как увеличение тока, так и сильную анизотропию наблюдаемого эффекта.

Поэтому мы рассмотрели возможное изменение эффективной величины  $\varepsilon$  как причину изменения формы ВАХ. Нами были сделаны численные расчёты ВАХ при изменении диэлектрической проницаемости на  $\pm 30\%$ , которые приведены на рис. 4б, кривые 2 и 3. Соответствующие экспериментальные данные при приложении перпендикулярного току магнитного поля с  $B=4$  Т и параллельного току магнитного поля с  $B=1.33$ Т показаны на рисунке символами. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее соответствие между расчётами и экспериментом.

Для выявления роли анизотропии свойств плёнок в наблюдаемых эффектах были исследованы угловая зависимость  $\varepsilon$  при различных направлениях внешнего электрического поля относительно кристаллографических направлений образца. Экспериментальная угловая зависимость  $\varepsilon$  на частоте  $f=10^4$  Hz представлена на рис. 5. Из рисунка видно, что в интервале углов  $\alpha=0-180^\circ$  диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  варьируется примерно на 25 %. При этом разброс значений  $\varepsilon$  носит не случайный характер. На рисунке имеются достаточно хорошо выраженные минимумы и максимумы, вблизи которых расположено от 2-х до 4-х экспериментальных точек на графике.

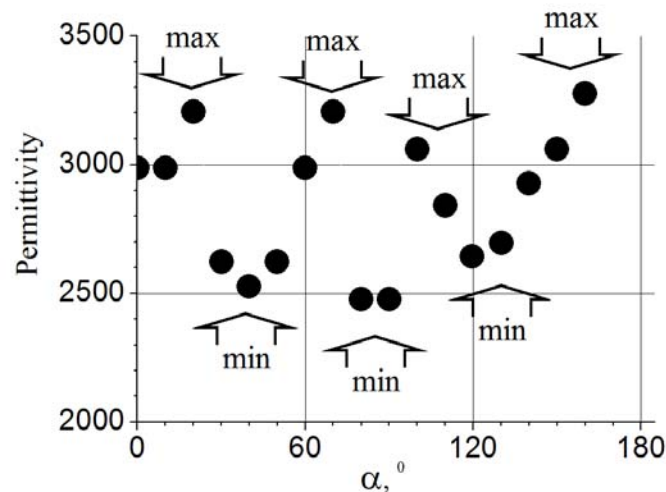


Рис. 5. Зависимость диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  от направления зазора на экспериментальной структуре, показанной на рис. 2.1 б. Широкими стрелками обозначено приблизительное положение максимальных и минимальных значений  $\varepsilon$ .

Экспериментально обнаруженное изменение  $\varepsilon$  и ориентационная зависимость ВАХ полностью объясняют наблюдаемую трансформацию ВАХ в магнитном поле. Однако вопрос о причинах изменения  $\varepsilon$  нуждается в обсуждении. При комнатной температуре PbSnTe имеет ГЦК-решётку со структурой NaCl (пространственная группа  $O_h^5 - Fm\bar{3}m$ ). В результате сегнетоэлектрического фазового перехода решётка становится ромбоэдрической с эквивалентными [111] осями спонтанной поляризации для «свободного» кристалла.

Данные по зависимости статической диэлектрической проницаемости от кристаллографического направления нам неизвестны, однако, для хорошо изученных сегнетоэлектриков, например, для титаната бария, диэлектрическая проницаемость, измеренная вдоль направлений [010] и [001], может при определённой температуре отличаться в десятки и сотни раз или, другими словами,  $\varepsilon$  является тензором.

Для показанной на рис. 4а геометрии образца, когда расстояние между токовыми контактами много меньше ширины зазора, при приложении магнитного поля возникающее холлов-

ское напряжение будет слишком мало для того, чтобы скомпенсировать силу Лоренца. Из-за этого линии тока в образце и эквипотенциальные линии будут значительно отличаться от таковых для нитевидного образца. А так как мы предполагаем, что величина диэлектрической проницаемости разная в разных кристаллографических направлениях, то приложение магнитного поля должно вести к изменению ВАХ. Осью, вдоль которой происходит спонтанная поляризация, является, по всей видимости, одна из 3-х эквивалентных осей типа [111], направленных под углом к подложке.

Рассмотренная модель, безусловно, является упрощённой. В частности, экспериментальная ВАХ в магнитном поле, перпендикулярном подложке, и расчётная ВАХ согласуются при изменении  $\epsilon$  на 30 %, в то время как измеренные угловые изменения  $\epsilon$  лежат всего в пределах 20 %. Тем не менее, такое численное расхождение может быть следствием целого ряда факторов, не учтённых в нашем упрощённом подходе. Среди них отметим, например, влияние поверхностей, приконтактных областей и зависимость поляризуемости от напряжённости электрического поля. В интересующих нас областях ВАХ величина поля велика, в то время как зависимость  $\epsilon(\alpha)$  вынужденно измерялась при малых напряжённости поля, при которых невелика активная компонента проводимости. Наконец, в модели совершенно не учитывалось влияние возможной многодоменной структуры, которое может быть значительным.

Таким образом, наблюдаемое в эксперименте сильное (до 4-х порядков величины) изменение тока в LTT:In под действием постоянного магнитного поля находят качественное объяснение в рамках модели, по которой при  $T=4.2$  К в пленках СОТ:In имеется выделенное направление, обусловленной спонтанной поляризацией в сегнетоэлектрической фазе, а токи имеют инжекционный характер и ограничены пространственным зарядом. Сильная зависимость эффекта от напряжения связана с тем, что изменения ВАХ обусловлены сдвигом в магнитном поле характерной и достаточно узкой области напряжений, в которых происходит полное заполнение ловушек. В свою очередь, такой сдвиг связан с поворотом линий тока магнитным полем либо в сторону увеличения поляризуемости (рост тока) решётки, либо в сторону уменьшения (уменьшение тока). Анизотропия эффекта также находится в согласии с данной моделью и подкреплена данными по анизотропии свойств плёнок в отсутствие магнитного поля.

## 5. Заключение

Таким образом, на основе подхода к PbSnTe:In как к материалу, представляющему собой при низких температурах узкозонный полупроводник-сегнетоэлектрик с преобладанием инжекционного тока, ограниченного пространственным зарядом в присутствии центров захвата электронов, удалось непротиворечиво объяснить наблюдаемые экспериментально высокую фоточувствительность в области фундаментального поглощения, ориентационную зависимость изменения вольтамперных характеристик в присутствии магнитного поля и зависимость фототока от напряжения при воздействии субмиллиметрового излучения.

## Выражение благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 07-02-01336а).

## Литература

1. Волков Б.А., Панкратов О.А. Ян-теллеровская неустойчивость кристаллического окружения точечных дефектов в полупроводниках  $\text{A}^4\text{B}^6$  // ДАН СССР. 1980. Т. 255, № 1. С. 93 – 97.
2. Драбкин И.А., Мойжес Б.Я. Спонтанная диссоциация нейтральных состояний примесей на положительно и отрицательно заряженные состояния // ФТП. 1981. Т. 15, № 4. С. 625 – 647.
3. Акимов А.Н., Ерков В.Г., Климов А.Э., Молодцова Е.Л., Супрун С.П., Шумский В.Н. Токи инжекции в узкозонном диэлектрике  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te<In>}$  // ФТП. 2005. Т. 39, № 5. С. 563 – 568.
4. Насыббулин Р.А., Калимуллин Р.Х., Шапкин В.В., Харионовский Ю.С., Джумиги А.М., Бурсиан Э.В. Высокотемпературные фазовые переходы в твёрдых растворах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  // ФТТ. 1981. Т. 23, № 1. С. 300 – 302.
5. Климов А.Э., Шумский В.Н. Фотодиэлектрический эффект в эпитаксиальных плёнках  $\text{PbSnTe<In>}$ , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Автометрия. 2001. № 3. С. 65 – 75.
6. Вул Б.М., Воронова И.Д., Калюжная Г.А., Мамедов Т.С., Рагимова Т.Ш. Особенности явлений переноса в  $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}$  с большим содержанием индия // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29, № 1. С. 21 – 25.
7. Акимов Б.А., Брандт Б.А., Богословский С.А., Рябова Л.И., Чудинов С.М. Неравновесное металлическое состояние в сплавах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te(In)}$  // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29, № 1. С. 11 – 14.
8. Виноградов В.С., Воронова И.Д., Калюжная Г.А., Рагимова Т.Ш., Шотов А.П. Эффект Холла и фотопроводимость в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с индием // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32, № 1. С. 22 – 26.
9. Каган Ю., Кикоин К.А. Туннельная примесная автолокализация в полупроводниках. Природа аномальных свойств соединений  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с примесью In // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31, № 6. С. 367 – 371.
10. Виноградов В.С., Воронова И.Д., Рагимова Т.Ш., Шотов А.П. Модель флуктуационного примесного потенциала. Описание фотоэлектрических и гальваномангнитных явлений в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с примесью In // ФТП. 1981. Т. 15, № 2. С. 361 – 368.
11. Herrmann K. H., Kalyuzhnaya G. A., Möllmann K.-P., and Wendt M. Photoelectric behaviour in  $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te:In}$  // Phys. Stat. Sol (a). 1982. V. 71. P. K21 – K24.
12. Драбкин И.А., Мойжес Б.Я. О фотопроводимости  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ , легированного In // ФТП. 1983. Т. 17, № 6. С. 969 – 972.
13. Засавицкий И.И., Матвеев А.В., Мацоношвили Б.Н., Трофимов В.Т. Спектр фотопроводимости эпитаксиальных слоёв  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te} : \text{In}$  // ФТП. 1986. Т. 20, № 2. С. 214 – 220.
14. Хохлов Д.Р., Чесноков С.Н. Релаксация задержанной фотопроводимости в электрическом поле в сплавах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te (In)}$  // ФТП. 1992. Т. 26, № 6. С. 1135 – 1138.
15. Акимов Б.А., Зломанов В.П., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Перспективные материалы ИК-оптоэлектроники на основе соединений группы AIVBVI // Высокочистые вещества. 1991. № 6. С. 22 – 34.
16. Климов А.Э., Шумский В.Н. Многоэлементные фотоприёмные устройства дальнего ИК-диапазона на основе гетероэпитаксиальных плёнок  $\text{PbSnTe}$ , легированных In, на  $\text{BaF}_2$ . В кн. «Матричные фотоприёмные устройства инфракрасного диапазона». Под ред. С.П. Синицы. Новосибирск: Наука, 2001. С. 308 – 372.
17. Emtage P.R. Auger recombination and junction resistance in lead-tin-telluride // J. Appl. Phys. 1976. V. 47, № 6. P. 2565 – 2576.
18. Lishka K., Durstberger, Lindermann G., Staudinger H. Defect states in  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  // Phys. Stat. Sol. 1984. V. 123. P. 319 – 324.

19. Borodin V.V., Klimov A.E., Shumsky V.N. Recombination in PbSnTe <In> at low temperatures // Narrow Gap Semiconductors. Eds. Shen S.C., Tang D.V., Zheng G.V., Bauer G. World Scientific, 1997. P. 361 – 364.
20. Климов А.Э., Шумский В.Н. Фоточувствительность плёнок  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$  в области собственного поглощения // ФТП. 2008. Т. 42, № 2. С. 147 – 152.
21. Khokhlov D.R., Ivanchik I.I., Raines S.N., Watson D.M. and Pipher J.L. Performance and spectral response of  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  (In) far-infrared detectors // Appl. Phys. Lett. 2000. V.76, № 20. P.2835 – 2837.
22. Климов А.Э., Шумский В.Н. Фотоёмкостной эффект в узкозонном  $\text{PbSnTe<In>}$  // Прикладная физика. 2004. № 3. С.74 – 78.
23. Klimov A., Shumsky V. and Kubarev V. Terahertz sensitivity of  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$ . Ferroelectrics. 2007. V. 347. P. 111 – 119.
24. Акимов А.Н., Беленчук А.В., Ерков В.Г., Климов А.Э., Неизвестный И.Г., Шаповал О.М., Шумский В.Н. Чувствительность плёнок  $\text{PbSnTe:In}$  к субмиллиметровому излучению в условиях полевой инжекции электронов. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования 2007. № 12. С. 20 – 26.
25. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твёрдых телах. М.: Мир, 1973. 416 с.
26. Белогорохов А.И., Белов А.Г., Неизвестный И.Г., Пусеп Ю.А., Синюков М.П. Определение температуры фазового перехода в твёрдом растворе по размягчению длинноволновой плазмон-фононной моды // ЖЭТФ. 1987. Т. 92, № 3. С. 869 – 873.

*Статья поступила в редакцию 08.06.2009*

#### **Климов Александр Эдуардович**

Доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией физики и технологии гетероструктур ИФП СО РАН (630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13)  
тел. (383)-3-306-631, e-mail: klimov@thermo.isp.nsc.ru

#### **Неизвестный Игорь Георгиевич**

Член-корреспондент Российской академии наук, профессор, Лауреат Государственной премии России 1995 года за работу "Открытие, экспериментальное и теоретическое исследование нового класса фоточувствительных материалов", советник РАН в Институте физики полупроводников СО РАН, (630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13)  
тел. (383)-3-306-631, e-mail: neizv@thermo.isp.nsc.ru

#### **Шумский Владимир Николаевич**

Доктор физико-математических наук, Лауреат Государственной премии России 1995 года за работу "Открытие, экспериментальное и теоретическое исследование нового класса фоточувствительных материалов", главный научный сотрудник ИФП СО РАН (630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13)  
тел. (383)-3-306-631, e-mail: shumsky@thermo.isp.nsc.ru

#### **Peculiarities of charge carrier transport in the narrow gap ferroelectric $\text{PbSnTe:In}$ A.E. Klimov, I.G. Neizvestny, V.N. Shumsky**

Peculiarities of currents in  $\text{PbSnTe:In}$  at helium temperatures without and under illumination that excites the band-to-band transitions and electron transitions from the localized centers to the conductivity band are discussed. The transformation of the voltage-current characteristics is considered as a function of the strength and direction of the magnetic field. The results obtained are discussed on the basis of the model taking into consideration the ferroelectric phase transition at  $T \approx 20$  K, low concentration of equilibrium charge carriers and the predominance of the injection current limited by the space charge in the presence of the electron traps.

**Keywords:**  $\text{PbSnTe:In}$ , ferroelectrics, space charge limited currents.