

Фоточувствительность пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ в области собственного поглощения

© А.Э. Климов[¶], В.Н. Шумский

Институт физики полупроводников,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 12 марта 2007 г. Принята к печати 24 мая 2007 г.)

Сделан расчет стационарного фототока в пленках $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ в фундаментальной области поглощения с учетом полевой инжекции электронов из контакта и захвата их на ловушки в объеме. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных вольт-амперных характеристик при гелиевых температурах. Приводятся экспериментальные данные по зависимости эффекта Холла от уровня инжекции, которые хорошо согласуются с рассмотренной моделью.

PACS: 72.20.Jv, 72.40.+w

1. Введение

Экспериментальному и теоретическому изучению фоточувствительности твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ посвящено достаточно много работ [1–13].

К настоящему времени надежно установлены следующие факты:

— времена релаксации фототока при температурах $T = 4.2–10$ К могут превышать часы;

— при нагревании образца до $T > 25–30$ К или при приложении к нему сильного электрического поля происходит быстрая релаксация фототока до темного значения;

— фоточувствительность образцов чрезвычайно высока: при $T = 7$ К мощность, эквивалентная шуму, для фотоприемника $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ с размерами 120×80 мкм составляет $\sim 10^{-18}$ Вт · Гц^{-0.5} [13].

Существует несколько объяснений большой фоточувствительности и долговременной релаксации фототока. 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 [4]. Время перехода электрона из зоны проводимости на ян-теллеровский центр и обратно носит термоактивационный характер с энергией активации ~ 10 мэВ, что при $T = 4.2$ К ведет к увеличению времени релаксации в 10^{12} раза по сравнению с отсутствием барьера.

Существуют и другие предположения [3,11], но суть их сводится к возникновению энергетического барьера, препятствующего электрону рекомбинировать на уровень, с которого он был возбужден излучением. „Гашение“ фототока повышением температуры или импульсом электрического поля обычно связывают с увеличением вероятности преодоления электроном энергетического барьера.

В то же время имеются несомненные экспериментальные доказательства того, что ток в образцах

$Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ при гелиевых температурах является инжекционным и ограничен пространственным зарядом. Кроме того, имеются центры прилипания, на которые могут захватываться электроны. Предположение о том, что высокая фоточувствительность $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ может быть связана с захватом электронов на ловушки, было сделано в [1], но анализ механизмов фототока при собственном поглощении излучения в известных нам работах не проводился.

Цель настоящей работы — расчет стационарных вольт-амперных характеристик (ВАХ) в образцах $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ при освещении в предположении преобладания инжекционных токов, ограниченных пространственным зарядом в присутствии центров захвата для электронов, и сравнение расчета с экспериментом.

2. Расчет стационарного фототока

При расчете стационарного фототока полагалось: протекание тока связано с инжекцией электронов из контакта; имеются уровни, расположенные на расстоянии в несколько мэВ от дна зоны проводимости и являющиеся центрами захвата (прилипания) для электронов.

2.1. Преобладающий механизм рекомбинации при низких температурах

Из литературы известно [14,15], что в нелегированных образцах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ преобладающим механизмом рекомбинации является ударная рекомбинация (оже-рекомбинация). Низкие концентрации электронов и дырок в $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ делают оже-рекомбинацию менее вероятной. В [16] показано, что в легированных индием пленках $Pb_{1-x}Sn_xTe$ удовлетворительное согласие расчета с экспериментом достигается, если основным каналом рекомбинации является излучательная рекомбинация. Таким образом, при наличии инжекции в расчетах было необходимо учесть оба механизма рекомбинации.

Расчет проводился для пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ с $x = 0.24$. Предполагалось, что уровень Ферми в равновесии лежит вблизи середины запрещенной зоны. При

[¶] E-mail: klimov@thermo.isp.nsc.ru

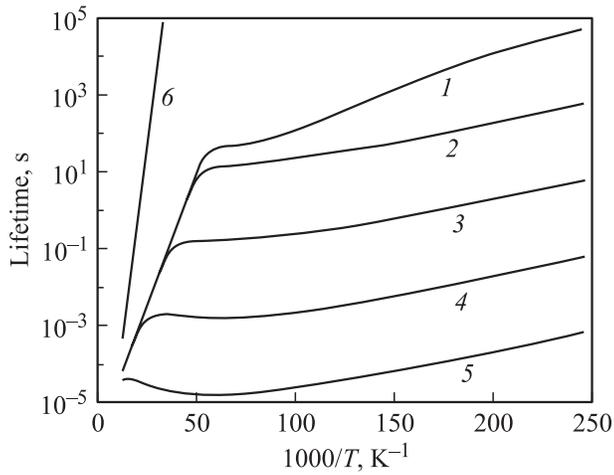


Рис. 1. Температурные зависимости времени жизни дырок для излучательной рекомбинации (1–5) и оже-рекомбинации (6) при избыточной концентрации фотоэлектронов $\Delta n_{ph} = 10^6 \text{ см}^{-3}$ и суммарной концентрации равновесных и инжектированных полей электронов $n_0 + n_{inj} = 10^6$ (1, 6), 10^8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

этом концентрации равновесных электронов и дырок пренебрежимо малы по сравнению с концентрацией свободных электронов, связанной с инжекцией из контакта при приложении к образцу напряжения. В отличие от [17], для упрощения расчетов предполагалось, что имеется не несколько, а только один уровень ловушек с концентрацией $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, расположенный на глубине 6.5 мэВ ниже дна зоны проводимости. Без освещения в объеме $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ протекает инжекционный ток и имеется нескомпенсированный отрицательный заряд электронов. При освещении в стационарных условиях возбужденные светом электроны и дырки рекомбинируют, причем в рекомбинации роль стационарной концентрации играет сумма концентраций возбужденных светом и инжектированных из контактов электронов.

При проведении численных расчетов в отдельности задавались концентрация инжектированных электрическим полем электронов и темп оптической генерации. Полная концентрация свободных электронов определяла положение квазиуровня Ферми и заполнение ловушек в стационарном случае.

При расчете времени жизни для оже-рекомбинации коэффициенты ударной рекомбинации для электронов и дырок брались равными $\eta_n = \eta_p = 5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ в соответствии с данными работы [14], а время жизни определялось в соответствии с формулой

$$\tau_A = \frac{1}{\eta_n(n_0 + \Delta n_{inj} + \Delta n_{ph})^2 + \eta_p \Delta n_{ph}(n_0 + \Delta n_{inj} + \Delta n_{ph})},$$

где n_0 , Δn_{inj} , Δn_{ph} — концентрации равновесных, инжектированных полей и возбужденных светом электронов.

Время жизни для излучательной рекомбинации рассчитывалось на основе принципа детального равновесия

аналогично работе [18] в соответствии с формулой

$$\tau_{pir} = \frac{1}{\gamma_g(n_0 + \Delta n_{inj} + \Delta n_{ph})},$$

где

$$\gamma_g = \frac{8\pi\alpha n^2}{c^2 h^3 n_i^2} \int_{E_g}^{\infty} \frac{(h\nu)^2}{e^{h\nu/kT} - 1} d(h\nu),$$

h — постоянная Планка, $h\nu$ — энергия фотона, c — скорость света, n — показатель преломления, n_i — собственная концентрация, α — коэффициент поглощения, E_g — ширина запрещенной зоны, k — постоянная Больцмана.

Температурные зависимости времени жизни для обоих механизмов рекомбинации при различных уровнях инжекции из контактов приведены на рис. 1. При гелиевых температурах выбранная минимальная суммарная концентрация равновесных и инжектированных полей электронов соответствует практически пустым ловушкам, а максимальная — полностью заполненным [17]. Сравнение проведенного расчета с экспериментом показывает, что при выбранных параметрах в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ преобладает излучательная рекомбинация.

Анализ зависимости времени жизни дырок для излучательной и оже-рекомбинации от темпа оптической генерации g_0 показывает, что при $T = 4.2 \text{ К}$ оже-рекомбинация начинает доминировать при $g_0 \geq 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Это соответствует освещенности образцов свыше $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, существенно превышающей освещенность в обсуждаемых в данной работе экспериментах. Поэтому в дальнейшем мы ограничились рассмотрением только излучательной рекомбинации.

2.2. Стационарный фототок при низких температурах

Стационарный темновой ток. Рассмотрим ситуацию, когда без освещения к образцу $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ приложено напряжение и протекает ток, связанный с инжекцией электронов. Как и в [17], ограничим рассмотрение только дрейфовым током в приближении, при котором не учитывается пространственное распределение свободных и локализованных электронов, а рассматриваются усредненные по длине образца значения их концентраций. В этом случае плотность стационарного темнового тока J при малых напряжениях U (слабое заполнение ловушек) записывается как

$$J = q(n_0 + n_{inj})\mu_n(U/L) = \varepsilon\epsilon_0\mu_n(U^2/L^3)(gN_c/M) \exp[(E_M - E_c)/kT], \quad (1)$$

где q — заряд электрона, $n_0 + n_{inj}$ — полная усредненная концентрация свободных электронов, равная сумме концентраций равновесных при данной температуре и инжектированных электронов, μ_n — их подвижность, g — фактор вырождения, N_c и M — эффективная

плотность состояний зоны проводимости и концентрация ловушек соответственно, E_c — энергия дна зоны проводимости, E_M — энергия уровня ловушек, L — расстояние между контактами, ε — диэлектрическая проницаемость, ε_0 — электрическая постоянная.

Стационарные концентрации электронов и дырок при освещении. Для излучательной рекомбинации при освещении кинетические уравнения записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= g_0 - \gamma_{nM}n(M - m) + \gamma_{nM}mN_{cM} - \gamma_g(np - n_i^2), \\ \frac{dm}{dt} &= \gamma_{nM}n(M - m) - \gamma_{nM}mN_{cM}, \\ \frac{dp}{dt} &= g_0 - \gamma_g(np - n_i^2), \\ \Delta p_{ph} &= \Delta n_{ph} + \Delta m_{ph}, \end{aligned} \quad (2)$$

где n, p — концентрация электронов и дырок, m — концентрация электронов на ловушках, $N_{cM} = N_c \exp[-(E_c - E_M)/kT]$ — концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с уровнем ловушек, γ_{nM} — коэффициент захвата электронов на ловушки, γ_g — коэффициент излучательной рекомбинации, $\Delta p_{ph}, \Delta n_{ph}$ — избыточные концентрации свободных дырок и электронов, Δm_{ph} — избыточная концентрация электронов на уровнях прилипания, возникающая под действием излучения, t — время.

Без освещения полные концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне равны соответственно

$$n_1 = n_0 + \Delta n_{inj}, \quad p_1 = p_0 + \Delta p_{inj},$$

где $\Delta n_{inj}, \Delta p_{inj}$ — изменения равновесных концентраций электронов и дырок, связанные с инжекцией электронов из контактов.

В этом случае в условиях преобладания излучательной рекомбинации кинетическое уравнение для электронов в зоне проводимости записывается как

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

где g_T — темп термической генерации, а g_{inj} — темп инжекции электронов.

Учитывая, что в равновесии $g_T = \gamma_g n_0 p_0$, можно записать

$$\frac{dn}{dt} = g_{inj} - \gamma_g (n_1 p_1 - n_0 p_0).$$

В рассматриваемом нами случае монополярной инжекции электронов дырки генерируются исключительно за счет тепловых забросов. При этом темп их межзонной рекомбинации равен темпу рекомбинации электронов. Поэтому, в отличие от электронов, в уравнение непрерывности для дырок входит только термическая генерация:

$$\frac{dp}{dt} = g_T - \gamma_g n_1 p_1 = \gamma_g (n_1 p_1 - n_0 p_0).$$

Из последнего уравнения в стационарном состоянии следует

$$g_T = \gamma_g n_1 p_1 = \gamma_g (n_0 + \Delta n_{inj})(p_0 + \Delta p_{inj}). \quad (3)$$

В термодинамическом равновесии $g_T = \gamma_g n_0 p_0$. При инжекции электронов в условиях преобладания излучательной рекомбинации из (3) для стационарного случая концентрация дырок равна

$$p_1 = p_0 \frac{n_0}{n_0 + \Delta n_{inj}}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что концентрация дырок уменьшается с ростом концентрации инжекционных электронов.

Освещение приводит к появлению дополнительных свободных и локализованных электронов и свободных дырок (оптическая инжекция). Захват электронов на ловушки увеличивает стационарную концентрацию дырок на величину, равную концентрации захваченных электронов.

Не накладывая ограничений на уровень оптической инжекции и проводя обычные подстановки $n = n_1 + \Delta n_{ph}$, $m = m_1 + \Delta m_{ph}$, $p = p_1 + \Delta p_{ph}$, где $m_1 = m_0 + \Delta m_{inj}$ — концентрация электронов на ловушках в темноте, равная сумме равновесной концентрации электронов на ловушках и избыточной, обусловленной инжекцией, из (2) можно получить уравнение, связывающее темп оптической генерации g_0 и стационарную концентрацию электронов Δn_{ph}^{st} , генерированных светом,

$$\begin{aligned} \Delta n_{ph}^{st} \left[(n_1 + \Delta n_{ph}^{st}) \left(1 + \frac{M - m_1}{N_{cM} + n_1 + \Delta n_{ph}^{st}} \right) + \frac{n_i^2}{n_1} \right] - \frac{g_0}{\gamma_g} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

а также уравнение, связывающее изменение заполнения ловушек при освещении Δm_{ph}^{st} со стационарной концентрацией генерированных электронов,

$$\Delta m_{ph}^{st} = \Delta n_{ph}^{st} \frac{M - m_1}{N_{cM} + n_1 + \Delta n_{ph}^{st}}. \quad (6)$$

Вместе с условием электронейтральности $\Delta p_{ph}^{st} = \Delta n_{ph}^{st} + \Delta m_{ph}^{st}$ уравнения (5) и (6) полностью определяют зависимости концентраций избыточных электронов (Δn_{ph}^{st}) и дырок (Δp_{ph}^{st}) от темпа оптической генерации.

Стационарный фототок. В приближении, в котором рассматриваются только средние величины концентраций носителей заряда, дополнительный ток (фототок) J_{ph}^{st} при воздействии излучения равен

$$J_{ph}^{st} = q(\mu_n \Delta n_{ph}^{st} + \mu_p \Delta p_{ph}^{st}) \frac{U}{L}, \quad (7)$$

а полный ток равен сумме (1) и (7).

На рис. 2 показаны зависимости плотности стационарного тока от напряжения в темноте при $T = 4.2$ К и при

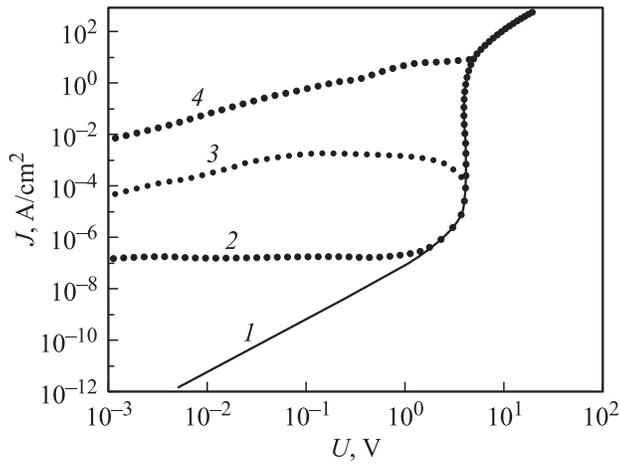


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики в темноте (1) и при $g_0 = 10$ (2), 10^5 (3), $10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$ (4).

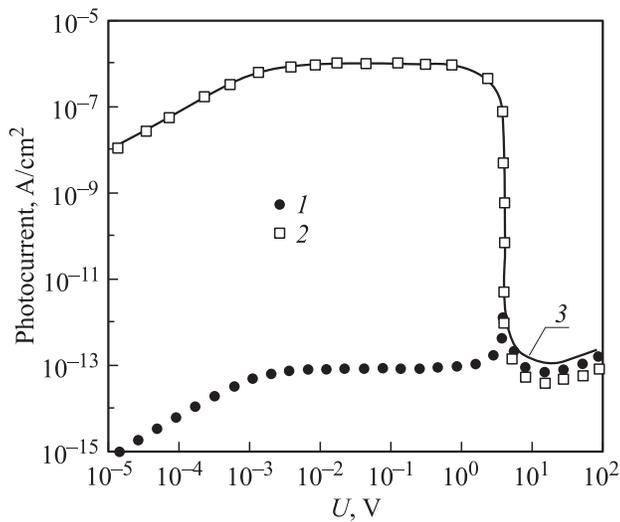


Рис. 3. Расчетные зависимости электронного (1), дырочного (2) и полного фототока (3) от напряжения при $g_0 = 10 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$.

разных уровнях оптической генерации. Расстояние между контактами при расчете бралось равным 64 мкм. Участок ВАХ при $U > 5 \text{ В}$ соответствует режиму полного заполнения ловушек [17]. Значения подвижностей электронов и дырок взяты равными $3 \cdot 10^4$ и $2 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ соответственно. Для всех значений g_0 , показанных на рисунке, ВАХ линейна при напряжениях, меньших 0.1 мВ. Это видно из рис. 3, где показаны электронная и дырочная компоненты тока, а также полная плотность фототока при $g_0 = 10 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$.

Как видно из рисунка, дырочная компонента фототока преобладает над электронной в диапазоне напряжений вплоть до $U \approx U_{\text{FFT}}$, где U_{FFT} — напряжение полного заполнения ловушек (full filled traps). При больших значениях напряжения электронный фототок больше дырочного во столько раз, во сколько подвижность электронов больше подвижности дырок.

Преобладание дырочной компоненты на начальном участке ВАХ связано с тем, что из-за захвата электронов на ловушки концентрация свободных дырок значительно больше, чем концентрация свободных электронов. На рис. 4 приведены зависимости от напряжения темновых и избыточных (связанных с освещением) концентраций электронов на ловушках, избыточных концентраций свободных электронов и дырок. Без освещения концентрация электронов на ловушках m_1 определяется инжекцией и сначала линейно зависит от напряжения. При больших напряжениях, при переходе к режиму полного заполнения ловушек, m_1 выходит на насыщение. При напряжениях до $\sim 10^{-4} \text{ В}$ освещение приводит к захвату практически всех генерируемых светом электронов на ловушки. При этом избыточная концентрация оставшихся не захваченными свободных электронов $\Delta n_{\text{ph}}^{\text{st}}$ примерно на 7 порядков величины меньше концентрации дырок $\Delta p_{\text{ph}}^{\text{st}}$, которые полностью определяют фототок. Концентрация дырок в этой области напряжений практически равна концентрации электронов на ловушках $m \approx \Delta m_{\text{ph}}^{\text{st}}$, определяемой захватом генерируемых светом электронов. При увеличении напряжения до $U > 10^{-3} \text{ В}$ заполнение ловушек начинает существенно зависеть и от инжекции электронов из контактов. При этом время жизни и концентрация созданных оптической генерацией дырок начинают падать, а концентрация свободных электронов начинает расти. При больших напряжениях, после полного заполнения ловушек, захват на них фотовозбужденных электронов становится невозможным. При этом концентрация избыточных (генерируемых светом) электронов становится равной концентрации избыточных дырок, а их время жизни определяется суммарной концентрацией фотовозбужденных и инжектированных из контактов электронов. Так как уровень инжекции высок, то время жизни и фототок малы.

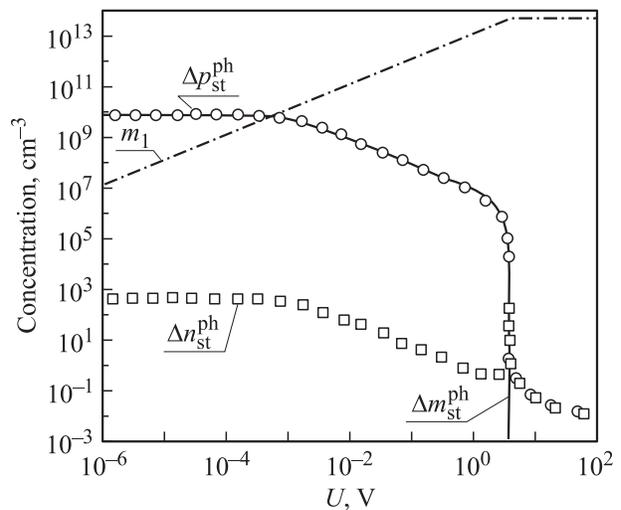


Рис. 4. Зависимости от напряжения стационарных концентраций электронов на ловушках без освещения (m_1), избыточных (генерируемых светом) свободных электронов и дырок ($\Delta n_{\text{ph}}^{\text{st}}$, $\Delta p_{\text{ph}}^{\text{st}}$) и электронов на ловушках ($\Delta m_{\text{ph}}^{\text{st}}$) при $g_0 = 10 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$.

Таким образом, при выполнении неравенства $\Delta m_{inj} < \Delta m_{ph}^{st}$ фототок будет с напряжением расти линейно, так же как и в обычном фотосопротивлении с центрами прилипания. Когда выполняется противоположное неравенство, с ростом инжекции (приложенного напряжения) время жизни будет уменьшаться. Отсюда следует, что, если при напряжении $U < U_{FFT}$ к образцу приложить импульс напряжения, больший, чем U_{FFT} , то произойдет так называемое „гашение“ фототока вследствие резкого уменьшения концентрации свободных дырок, генерируемых светом.

3. Обсуждение результатов и сравнение с экспериментом

3.1. Зависимость стационарного фототока от напряжения

На рис. 5 представлены экспериментальные ВАХ без освещения и при освещении, а также расчетная ВАХ при уровне оптической генерации $g_0 = 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, для которого наблюдается наилучшее согласие расчета с экспериментом. Из рисунка видно, что как на экспериментальной, так и на расчетной зависимости тока от напряжения при освещении имеется минимум в области напряжений, выше которых осуществляется режим полного заполнения ловушек.

В эксперименте этот минимум выражен слабее, чем в расчете. Это связано с тем обстоятельством, что при расчете для простоты учитывался только один центр захвата электронов, вследствие чего происходит более резкое возрастание расчетной ВАХ в темноте и сдвиг ее по оси напряжений по сравнению с экспериментом [17]. Вместе с тем главным здесь является само наличие минимума полного тока, которое связано с уменьшением времени жизни дырок в условиях возрастающей инжекции электронов.

Более выраженным является различие расчета и эксперимента при малых напряжениях смещения (примерно до 0.1 В). По-видимому, наиболее правильное объяснение этого факта заключается в том, что в рассматриваемой модели не учитывается реальный механизм инжекции из контактов, влияние которого при малых напряжениях должно вносить больший вклад в ВАХ.

3.2. Зависимость типа проводимости при освещении от напряжения. Фотоэффект Холла

Одним из результатов расчета является то, что при наличии центров захвата для электронов до перехода в режим полного заполнения ловушек фототок должен быть дырочным. Для проверки этого положения при освещении был измерен эффект Холла для той же пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, для которой приведены ВАХ (рис. 5), при различных величинах напряжения. На

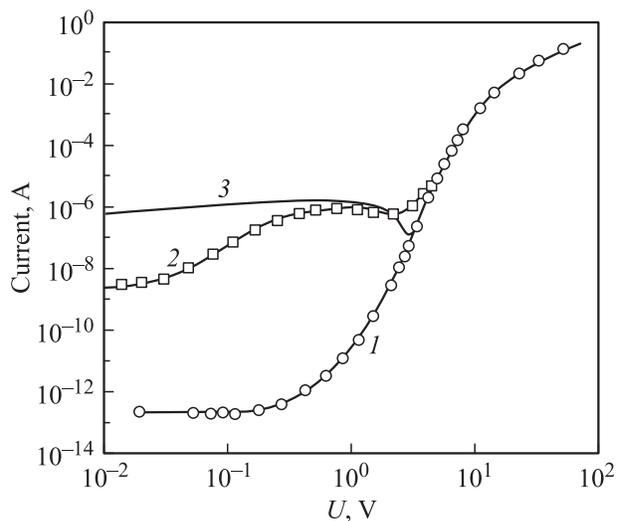


Рис. 5. Экспериментальные (1, 2) и расчетная (3) ВАХ образца с расстоянием между контактами $L = 64 \text{ мкм}$, длиной зазора 5 мм и толщиной пленки 1 мкм. 1 — без освещения, 2, 3 — при освещении. 3 — темп оптической генерации $g_0 = 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

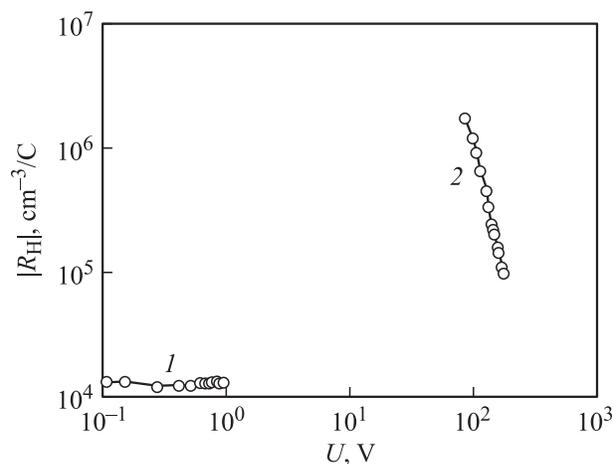


Рис. 6. Зависимость коэффициента Холла от напряжения при слабой подсветке. 1 — дырочный тип проводимости, 2 — электронный.

рис. 6 показаны зависимости коэффициента Холла R_H от величины протекающего тока при слабом освещении.

Как видно из рисунка, в слабых полях действительно наблюдается проводимость дырочного типа, а R_H почти не зависит от приложенного напряжения. При этом ВАХ имеет линейный характер и определяется неравновесными дырками. В сильных полях (соответствующих быстрому переходу к режиму полного заполнения ловушек, т. е. области, где ВАХ существенно отклоняется от квадратичного закона) наблюдается электронный ток с сильной зависимостью R_H от напряжения. В условиях инжекции из контактов измеряемая величина R_H должна зависеть от величины протекающего тока, поскольку, в

отличие от классического квазиравновесного случая при инжекции рост тока связан не только с увеличением напряженности электрического поля, но и с изменением концентрации свободных носителей заряда.

В промежуточной области напряжений ($U \approx 1-80$ В) наблюдаются автоколебания тока, аналогичные описанным в [19,20]. Колебания тока имеют сложную временную зависимость и приводят к колебаниям напряжения на холловских контактах, величина которых существенно больше холловского сигнала. Это не позволило получить в указанном диапазоне напряжений экспериментальные данные по концентрации и типу проводимости с достаточной точностью.

По-видимому, природа наблюдаемых колебаний обусловлена перераспределением напряженности электрического поля в образце в зависимости от времени вследствие инжекции из контактов, а также связана со сложной временной зависимостью соотношений дырочной и электронной компонент проводимости вдоль образца.

4. Заключение

Таким образом, на основании полученных в [17] данных об инжекционном механизме протекания тока в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ и о наличии центров прилипания с глубиной залегания до 6–7 мэВ был проведен расчет ВАХ образца при освещении в фундаментальной полосе поглощения.

Результаты расчета показали, что фототок при напряжениях, меньших значений, нужных для перехода в режим полного заполнения ловушек, является дырочным, что связано с захватом фотоэлектронов на ловушки и ростом времени жизни неравновесных дырок. При переходе в режим полного заполнения ловушек фотоэлектроны уже не могут захватываться на них, так как ловушки заполнены за счет полевой инжекции; времена жизни электронов и дырок становятся равными и определяются уровнем электронной инжекции.

Экспериментальные измерения зависимости фототока от напряжения и эффекта Холла при освещении дали хорошее согласие с расчетами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 05-02-08022 офи-п) и СО РАН (проект № 107).

Список литературы

- [1] Б.М. Вул, И.Д. Воронова, Г.А. Калужная, Т.С. Мамедов, Т.Ш. Рагимова. Письма ЖЭТФ, **29**, 21 (1979).
- [2] Б.А. Акимов, Б.А. Брандт, С.А. Богословский, Л.И. Рябова, С.М. Чудинов. Письма ЖЭТФ, **29**, 11 (1979).
- [3] В.С. Виноградов, И.Д. Воронова, Г.А. Калужная, Т.Ш. Рагимова, А.П. Шотов. Письма ЖЭТФ, **32**, 22 (1980).
- [4] Б.А. Волков, О.А. Панкратов. ДАН СССР, **255**, 93 (1980).
- [5] Ю. Каган, К.А. Кикоин. Письма ЖЭТФ, **31**, 367 (1980).
- [6] В.С. Виноградов, И.Д. Воронова, Т.Ш. Рагимова, А.П. Шотов. ФТП, **15**, 361 (1981).
- [7] K.H. Herrmann, G.A. Kalyuzhnaya, K.-P. Möllmann, M. Wendt. Phys. Status Solidi A, **71**, K21 (1982).
- [8] И.А. Драбкин, Б.Я. Мойжес. ФТП, **17**, 969 (1983).
- [9] Б.А. Акимов, Н.Б. Брандт, К.Р. Курбанов, Л.И. Рябова, А.Т. Хасанов, Д.Р. Хохлов. ФТП, **17**, 1604 (1983).
- [10] И.И. Засавицкий, А.В. Матвеев, Б.Н. Мацоношвили, В.Т. Трофимов. ФТП, **20**, 214 (1986).
- [11] Д.Р. Хохлов, С.Н. Чесноков. ФТП, **26**, 1135 (1992).
- [12] Б.А. Акимов, В.П. Зломанов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. Высокочистые вещества, **6**, 22 (1991).
- [13] А.Э. Климов, В.Н. Шумский. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона (Новосибирск, Наука, 2001) гл. 6.
- [14] P.R. Emtage. J. Appl. Phys., **47**, 2565 (1976).
- [15] K. Lishka, R. Durstberger, G. Lindermann, H. Staudinger. Phys. Status Solidi, **123**, 319 (1984).
- [16] V.V. Borodin, A.E. Klimov, V.N. Shumsky. In: Narrow Gap Semiconductors, ed. by S.C. Shen, D.V. Tang, G.V. Zheng, G. Bauer. (World Scientific, 1997) p. 361.
- [17] А.Н. Акимов, В.Г. Ерков, А.Э. Климов, Е.Л. Молодцова, С.П. Супрун, В.Н. Шумский. ФТП, **39**, 563 (2005).
- [18] W. Van Rooesbroeck, W. Shockley. Phys. Rev., **94**, 1558 (1954).
- [19] B.A. Akimov, L.I. Ryabova, V.N. Shumsky, N.I. Petikov. Infr. Phys., **34**, 375 (1993).
- [20] V.V. Borodin, A.E. Klimov, V.N. Shumsky. In: *Narrow Gap Semiconductors*, ed. by S.C. Shen, D.V. Tang, G.V. Zheng, G. Bauer (World Scientific, 1997) p. 365.

Редактор Л.В. Шаронова

Photosensitivity of $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) films within the fundamental region of absorption

A.E. Klimov, V.N. Shumsky

Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The stationary photocurrent in $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ films illuminated within the fundamental spectral region of absorption is calculated. The injection of electrons from contact by the electrical field and their capture on the traps in the bulk are taken into account. The comparative analysis of the calculated current-voltage characteristics with experimental ones at liquid helium temperatures is done. Experimental data on the dependence of Hall effect on the injection level are presented. The obtained data are in a good agreement with the considered model.