

Фотоприемники на основе CuInS_2

© С.В. Булярский⁺, Л.Н. Вострецова⁺, С.А. Гаврилов^{*}

⁺ Ульяновский государственный университет,
432017 Ульяновск, Россия

^{*} Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,
124498 Москва, Зеленоград, Россия

E-mail: Kapiton04@yandex.ru

(Получена 23 марта 2015 г. Принята к печати 30 марта 2015 г.)

Показано, что процессы переноса носителей заряда, определяющих темновые вольт-амперные характеристики фотоприемников на основе CuInS_2 и, следовательно, эффективность преобразования излучения, являются туннельно-рекомбинационными. Эти процессы происходят через электронные состояния внутри запрещенной зоны, имеющие энергию активации 0.2 эВ и концентрацию $\sim 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

1. Введение

Создание новых эффективных приемников солнечной энергии занимает во всем мире важное место [1–3]. Это связано с дефицитом энергии и ростом цен на углеводороды. Важную роль в развитии солнечной энергетики могут играть тройные халькогенидные соединения типа I–III–VI₂. Халькогениды меди CuInSe_2 , CuInS_2 , CuGaSe_2 имеют ширину запрещенной зоны 1.1–1.7 эВ, которая является оптимальной для преобразования солнечной энергии в электрическую [4]. Среди данных соединений выделяется CuInS_2 , имеющий ширину запрещенной зоны 1.5 эВ. На этом соединении изготовлены эффективные приемники излучения [5–8]. Например, на поликристаллических образцах CuInS_2 была достигнута эффективность преобразования 12.7% [9,10].

Для дальнейшего совершенствования приемников на основе данного соединения необходимо решить ряд проблем фундаментального и прикладного характера, в том числе выявить механизмы формирования обратного тока, определяющие эффективность фотоприемников [11].

В данной работе исследовались электрические и фотоэлектрические характеристики фотоприемников CuInS_2 . В процессе анализа данных характеристик установлен туннельно-рекомбинационный механизм формирования вольт-амперных характеристик (ВАХ) исследуемых структур и определены параметры рекомбинационных центров, определяющих перенос носителей заряда в данных фотоприемниках.

2. Экспериментальные результаты

Образцы для исследования были изготовлены по технологии SILAR (successive ionic-layer adsorption and reaction) — методом молекулярной сборки материалов из жидкой фазы.

На стеклянную основу были нанесены проводящий слой $\text{SnO}_2\text{:F}$ и тонкий слой TiO_2 . Ионы металлов осаждались при погружении готовых подложек в растворы InCl_3 и CuCl_2 . Ионы серы осаждались из раствора Na_2S .

Образцы тщательно промывались дистиллированной водой после каждого погружения. Все образцы состоят из слоя In_2S_3 (35 циклов погружения) на поверхности тонкой пленки TiO_2 и второго слоя CuInS_2 (20 циклов). Каждый цикл погружения соответствует толщине слоя ~ 1 нм. Для формирования гетероконтакта производился отжиг образцов на воздухе при температуре в пределах от 150 до 350°С. Окончательно образцы формировались нанесением слоя углерода в качестве электрического контакта (площадь контакта 0.05 см²).

Вольт-амперная характеристика фотоприемников, измерялась на автоматизированном комплексе, построенном на основе приборов, направляющих информацию в компьютер по каналу общего пользования. Ток измерялся пикоамперметром KEITHLEY 6485, напряжение — цифровым вольтметром В7-40, напряжение задавалось

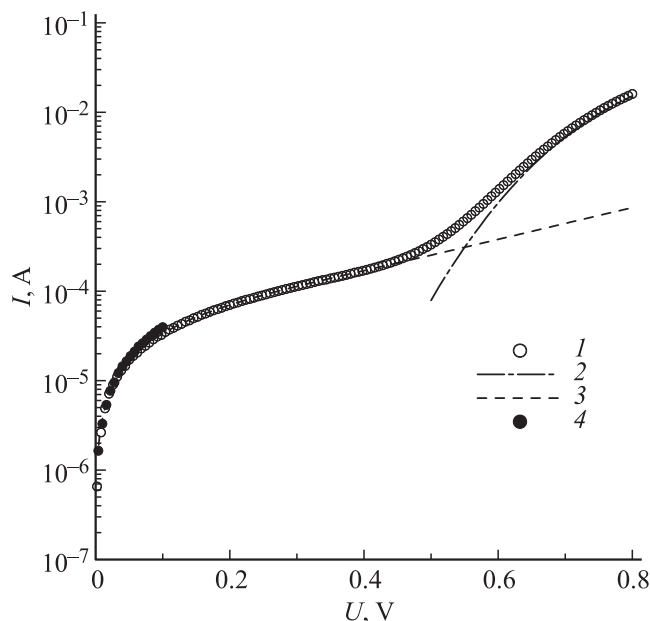


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики фотоприемника на основе CuInS_2 : 1 — прямая темновая ВАХ образца 3804D, 2, 3 — ее разложение на составляющие, 4 — обратная темновая ВАХ.

управляемым источником питания MOTESH. Комплекс прост в изготовлении и наладке, использует типовые измерительные приборы с классом точности не хуже 0.01 (погрешность измерения напряжения вольтметра В7-40 не превышает 0.03%). Шаг изменения напряжения прямого смещения — 0.02 В.

При измерении фототоков при обратном смещении структуры освещались от светового модуля, состоящего из трех сверхъярких светодиодов, через стеклянную подложку (спектральные максимумы 627 и 460 нм). Максимальная интенсивность освещения составляла ~ 1000 мВт/см².

На рис. 1 приведены прямая и обратная ВАХ $I(U)$ исследуемой структуры. При прямом смещении ВАХ имеет участок неэкспоненциального изменения тока (кривая 1), который совпадает с обратной темновой ветвью ВАХ (кривая 4). Такое поведение ВАХ соответствует туннельно-рекомбинационным процессам [12,13]. В связи с этим необходимо более подробно проанализировать подобные характеристики.

3. Теория переноса носителей заряда в неупорядоченных полупроводниках

В работе [13] показано, что ВАХ различных полупроводниковых структур, созданных на наноразупорядоченных веществах, имеют участок насыщения тока, обусловленный туннельно-рекомбинационными процессами. В наноразупорядоченных полупроводниках электроны и дырки пространственно разделены. Рекомбинация возможна только в случае, если одна из стадий процесса является туннельной. Однако наряду с туннелированием важную роль играют электронные переходы между разрешенными зонами и состояниями внутри щели подвижности. Только сочетание обоих факторов обеспечивает полное описание протекающих процессов. В работах [12,13] предложена обобщенная модель рекомбинации, учитывающая как процесс туннелирования, так и генерацию и рекомбинацию носителей заряда с участием локализованных центров, расположенных в запрещенной зоне полупроводника. Обобщенная модель рекомбинации описывает электронные переходы при рекомбинации в туннельно-связанных областях, разделенных тонким, туннельно-прозрачным слоем. В каждой из областей имеются центры рекомбинации, которые распределены по энергии E в соответствии с некоторым законом, в общем случае неизвестным. Рекомбинация в каждой из областей может происходить независимо. Однако ввиду того, что разделяющий их слой прозрачен для туннелирующих носителей заряда, они могут переходить из области в область.

В данной работе рассматривается квазиравновесная стационарная задача. В соответствии с этим как свободные, так и связанные носители заряда принимают свои стационарные значения в каждой точке пространства.

В силу различных причин, а в первую очередь из-за пространственно неоднородного распределения электрического потенциала, эти концентрации имеют различные значения в каждой из связанных областей. В системе устанавливается равновесие (точнее, квазиравновесие, так как есть инжекция и генерация), свободные носители заряда образуют единую подсистему. Обмен носителями заряда рассматривается между локализованными состояниями внутри щели подвижности на уровне протекания областей j и k . Распределение ловушек по энергиям определяется физическими особенностями полупроводника и условиями образования структуры. В соседних связанных областях они могут быть различны.

Из обобщенной модели рекомбинации вытекают следующие частные случаи: рекомбинация Шокли–Рида; индуцированная рекомбинация; туннельная рекомбинация.

В случае туннельной рекомбинации (считаем, что туннелирование происходит без изменения энергии) наблюдается насыщение скорости рекомбинации при малых значениях вероятности туннелирования между соседними областями. В этом случае ВАХ структуры будет иметь участок насыщения, вызванный ограничением пропускной способности туннельного канала.

Выражение для скорости туннельной рекомбинации R получается из обобщенной модели при условии, когда в одной области происходит обмен зоны проводимости с центрами рекомбинации электронами, а в другой, смежной с ней областью валентная зона обменивается с центрами дырками. Между этими областями происходит туннелирование без изменения энергии. Тогда

$$R = \int_E \frac{\omega(E)N_jN_k(E)c_{nj}(E)n_{1j}(E)c_{pk}(E)p_{1k}(E) - \omega(E)N_kN_j(E)c_{nj}(E)n_jc_{pk}(E)p_k}{t_{pk}(E)t_{nj}(E) + \omega(E)N_k(E)t_{pk}(E) + \omega(E)N_jt_{nj}(E)} dE, \quad (1)$$

где $c_{nj,nk}(E)$ и $c_{pj,pk}$ — коэффициенты захвата электронов и дырок локализованными состояниями в интервале энергий от E до $E + dE$ в областях j и k соответственно, $n_{j,k}$ и $p_{j,k}$ — концентрации электронов на дне зоны проводимости (на соответствующем уровне протекания) и дырок у потолка валентной зоны либо на соответствующем уровне протекания; $n_{1j,1k} = N_c \exp[-(E_c - E_t)/kT]$ — параметр, характеризующий скорость эмиссии электронов, $p_{1j,1k} = N_v \exp[-(E_t - E_v)/kT]$ — параметр, характеризующий скорость эмиссии дырок, E_c — энергия дна зоны проводимости, E_v — энергия потолка валентной зоны (либо соответствующих уровней протекания); $N_j(E)$ и $N_k(E)$ — плотности распределения локализованных состояний по энергиям в областях j и k , $\omega(E)$ — вероятность туннельного перехода, $t_{nj,nk}(E) = c_{nj,nk}(E)[n_{j,k} + n_{1j,1k}(E)]$, $t_{pj,pk}(E) = c_{pj,pk}(E)[p_{j,k} + p_{1j,1k}(E)]$, T — температура, k — постоянная Больцмана.

Предполагается, что все центры, образующие энергетический уровень, имеют одну и ту же энергию активации E_t , отсчитанную от дна зоны проводимости.

Плотность тока рекомбинации может быть найдена интегрированием скорости рекомбинации (1) по области пространственного заряда (ОПЗ) с учетом выражений для концентрации свободных носителей заряда. В работах [12,14] показано, что концентрация свободных носителей в ОПЗ может быть получена путем умножения концентрации соответствующих носителей заряда на границе данной области на бoльцмановский множитель, учитывающий изменение потенциала $\phi(x)$ электрического поля p - n -перехода. В одномерной модели концентрации свободных электронов и дырок есть

$$n(x) = n(0) \exp\left(-\frac{\phi(x)}{kT}\right),$$

$$p(x) = p(d) \exp\left[-\frac{e(U_k - U) - \phi(x)}{kT}\right],$$

где d — ширина ОПЗ, $n(0)$ и $p(d)$ — концентрации свободных электронов и дырок на границе ОПЗ в объеме полупроводника, U_k — контактная разность потенциала, U — приложенное напряжение. Для концентраций свободных носителей заряда в точке, где скорость рекомбинации максимальна [14], имеем:

$$n = n_i \sqrt{\frac{c_p}{c_n}} \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right), \quad p = n_i \sqrt{\frac{c_n}{c_p}} \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right).$$

Зависимость скорости рекомбинации от координаты $R(x)$ представляет собой колоколообразную функцию с крыльями почти экспоненциального вида. Это позволяет ее вычислить методом перевала [12], а для плотности тока имеем:

$$j_r = e \int_0^d R(x) dx \approx 2R_{\max} / \left[\frac{1}{kT} \frac{d\phi(x)}{dx} \right] = 2kTR_{\max}/F, \quad (2)$$

где R_{\max} — максимальное значение скорости рекомбинации, F — средняя напряженность электрического поля в контакте.

С учетом этого выражение для плотности тока примет вид

$$j_r = \frac{2kTd(U)}{(U_k - U)} \times \int_E \frac{c_n(E)c_p(E)[n_i^2 \exp(eU/kT) - n_1(E)p_1(E)]\omega(E)N^2(E)}{t_n(E)t_p(E) + \omega(E)N(E)[t_n(E) + t_p(E)]} dE. \quad (3)$$

Будем считать, что распределение ловушек по энергиям описывается законом Гаусса. При малых значениях дисперсии, когда данное распределение близко к

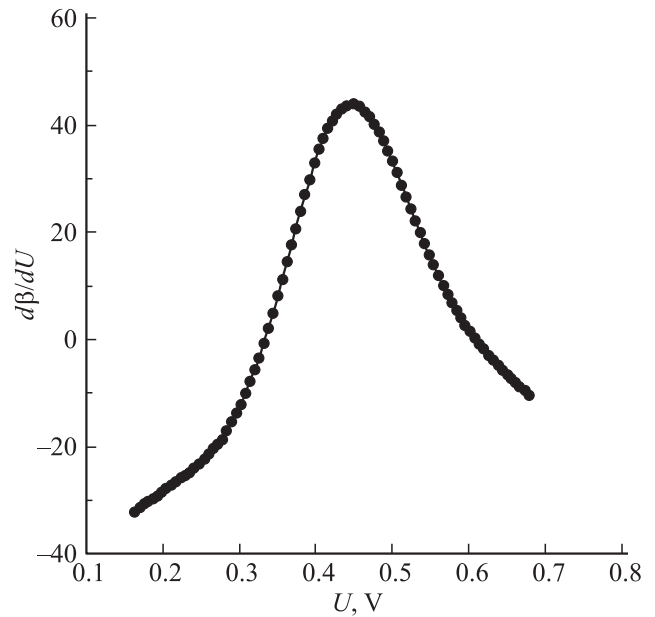


Рис. 2. Зависимость $d\beta/dU = f(U)$ для фотоприемника на основе CuInS_2 .

дискретному $N(E) = N\delta(E_t - E)$, можно ввести понятие приведенной скорости рекомбинации [12,14]:

$$R_{np} = \frac{(U_k - U) j_r}{2kTd(U) n_i^2} \frac{1}{\exp(eU/2kT) - 1} = \frac{c_n c_p [\exp(eU/2kT) + 1] \omega N^2}{t_n(E_t) t_p(E_t) + \omega N [t_n(E_t) + t_p(E_t)]}. \quad (4)$$

Если в процессе рекомбинации участвуют несколько рекомбинационных центров, то результирующий ток представляет собой сумму токов рекомбинации через каждый рекомбинационный центр, тогда (4) принимает вид

$$R_{np} = \sum_{m=1}^s \frac{c_{nm} c_{pm} [\exp(eU/2kT) + 1] \omega N_m^2}{t_{nm}(E_{tm}) t_{pm}(E_{tm}) + \omega N_m [t_{nm}(E_{tm}) + t_{pm}(E_{tm})]}. \quad (5)$$

В [15] показано, что количество рекомбинационных центров, участвующих в процессе токопереноса, определяется по количеству максимумов зависимости $d\beta/dU = f(U)$, где β — дифференциальный показатель наклона ВАХ. На рис. 2 приведена зависимость $d\beta/dU = f(U)$ для исследуемых структур на основе CuInS_2 , которая имеет один максимум; следовательно, при дальнейшем рассмотрении будем использовать формулу (4).

Считаем, что $\omega N \gg c_n n_i, c_p p_1$, и $\exp(eU/2kT) \gg 1$. В этом случае выражение (4) принимает вид

$$R_{np} = \frac{\omega N^2 \sqrt{c_n c_p}}{2 [\sqrt{c_n c_p} n_i \exp(eU/2kT) + \omega N]}. \quad (6)$$

Из обобщенной модели рекомбинации [12,13] с учетом (6) и $\exp(eU/2kT) \gg 1$ получаем следующее выражение для тока при прямом напряжении смещения:

$$I = \frac{2kT}{U_k - U} Sd(U)n_i \exp(eU/2kT)R_{np}(U) = \frac{2kT}{U_k - U} Sd(U) \frac{\omega N^2 n_i \sqrt{c_n c_p} \exp(eU/2kT)}{2 [\sqrt{c_n c_p} n_i \exp(eU/2kT) + \omega N]}. \quad (7)$$

Выражение (7) описывает зависимость тока I от напряжения U (при $\omega N \gg c_n n_1, c_p p_1$) для структур с туннельно-связанными областями, в которых сложились различные концентрации свободных носителей заряда и локализованных состояний (данный фрагмент можно рассматривать как потенциальную яму).

В зависимости от приложенного напряжения меняются условия заполнения центров. Возможны два случая.

1. Пусть $\sqrt{c_n c_p} n_i \exp(eU/2kT) \ll \omega N$, тогда выражение (6) принимает вид:

$$R_{np} = \frac{\omega N^2 \sqrt{c_n c_p}}{2\omega N} = \frac{N \sqrt{c_p c_n}}{2}, \quad (8)$$

т.е. наблюдаются насыщение зависимости приведенной скорости рекомбинации от напряжения и экспоненциальный рост тока при увеличении напряжения смещения на образце.

Из (7) видно, что

$$I = \frac{2kT}{U_k - U} Sd(U) \frac{\sqrt{c_n c_p} n_i}{2} N \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right). \quad (9)$$

Выражение (9) описывает ситуацию, когда ток определяется рекомбинацией носителей заряда.

2. Пусть $\sqrt{c_n c_p} n_i \exp(eU/2kT) \gg \omega N$, тогда выражение (6) примет вид

$$R_{np} = \frac{\omega N^2 \sqrt{c_n c_p}}{2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp(eU/2kT)} = \frac{\omega N^2}{2n_i} \exp(-eU/2kT). \quad (10)$$

Используя (10), получаем, что ВАХ определяется вероятностью туннелирования, которая зависит от напряжения:

$$I = \frac{2kT}{U_k - U} Sd(U) \frac{\omega N^2 n_i}{2}. \quad (11)$$

В работе [16] показывается, что вероятность туннелирования с учетом наличия потенциальной ямы определяется выражением

$$\omega = \omega_0 \exp(\gamma U), \quad (12)$$

где ω_0 — постоянная, характеризующая туннельную прозрачность потенциального барьера,

$$\gamma = \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \sqrt{\frac{2\varepsilon_{s1} N_a^2}{N_d [N_a + (\varepsilon_1/\varepsilon_2) N_d]^2}},$$

\hbar — постоянная Планка, $\varepsilon_{s1} = \varepsilon_0 \varepsilon_1$, ε_0 — электрическая постоянная, ε_1 — диэлектрическая проница-

емость n -области, ε_2 — диэлектрическая проницаемость p -области, N_d — концентрация доноров в n -области, N_a — концентрация акцепторов в p -области.

В этом случае ВАХ с ростом напряжения должна переходить в участок слабой зависимости тока от напряжения (11), (12) ($\gamma \ll e/2kT$), что наблюдалось экспериментально на структурах с барьером Шоттки $Cu/TiGaSe_2$.

Следовательно, формулы (6), (9), (11) могут использоваться для описания туннельного участка прямой ветви и обратной ветви ВАХ, приведенной на рис. 1.

Как видно из рис. 1, прямая ВАХ исследуемой структуры имеет участок насыщения (кривая 1), который совпадает с обратной темновой ветвью ВАХ (кривая 4), что связано с туннельно-рекомбинационными процессами. Следовательно, формулы (4), (9), (11) могут использоваться для моделирования туннельного участка ВАХ.

Начальный участок ВАХ моделировался формулой (4). Результат моделирования (кривая 3 на рис. 1) вычитался из экспериментальной ВАХ (кривая 1 на рис. 1). При этом ВАХ разделялась на две составляющие, каждая из которых характеризует один из механизмов переноса носителей заряда. Кривая 3 на рис. 1 соответствует туннельной составляющей, кривая 2 — рекомбинационной. Моделирование туннельной составляющей позволило определить параметры процесса переноса. Алгоритм получения подобных результатов описан в работах [8,9]. Расчеты позволили определить, что туннельный перенос осуществляется через электронные состояния с энергией активации 0.2 эВ, которые в образцах находятся в концентрации $\sim 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

4. Влияние глубоких центров на коэффициент преобразования фотоприемника

Обратная ветвь ВАХ во многом определяет качество фотоприемника. Эти характеристики в темноте и при освещении приведены на рис. 3.

Известно, что основным параметром приемников излучения является эффективность преобразования η , или коэффициент полезного действия (кпд) [17]:

$$\eta = P_{\max}/J_R S, \quad (13)$$

где P_{\max} — максимальная мощность, выделяемая на нагрузочном сопротивлении, J_R — поток светового излучения, S — площадь приемника.

Выходная мощность определяется как произведение силы тока на падение напряжения на нагрузке:

$$P = I_S U [\exp(eU/kT) - 1] - I_R U, \quad (14)$$

U — напряжение на p - n -переходе приемника, возникающее в результате генерации электронно-дырочных пар в области пространственного заряда (ОПЗ), I_S — ток

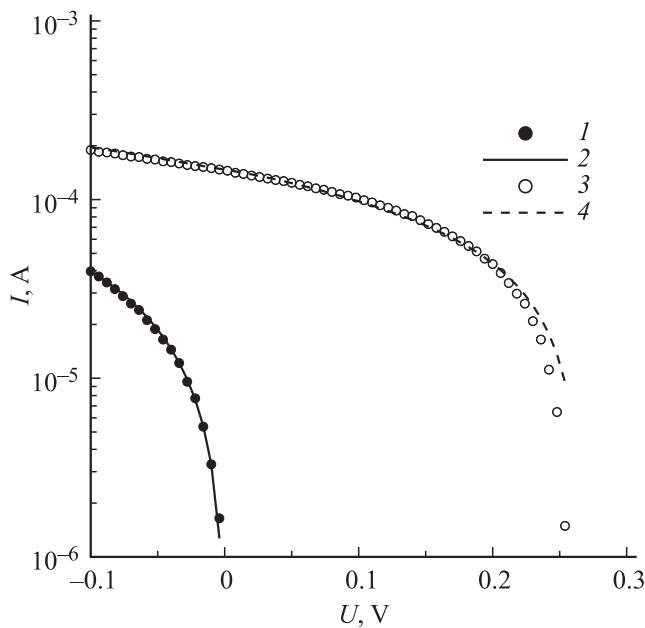


Рис. 3. Обратные вольт-амперные характеристики фотоприемника на основе CuInS_2 : 1 — обратная темновая ВАХ, 2 — ее описание формулой (7), 3 — обратная световая ВАХ, 4 — ее описание формулой (11).

насыщения p - n -перехода в темноте (без воздействия излучения), I_R — ток, возникающий при действии излучения.

Особенностью приемника излучения является то, что он должен эффективно работать при минимальных интенсивностях излучения. В этом случае выполняется неравенство $eU \ll kT$. Тогда, раскладывая экспоненту формулы (14) в ряд и ограничиваясь первым членом разложения, получим

$$P = \frac{eI_S U^2}{kT} - I_R U. \quad (15)$$

После простых вычислений для максимальной мощности и КПД получаем

$$P_{\max} = \frac{kT I_R^2}{2eI_S}, \quad \eta = \frac{1}{2J_R S} \frac{kT I_R^2}{eI_S}. \quad (16)$$

Таким образом, формулы (16) показывают, что и максимальная мощность на нагрузке, и КПД обратно пропорциональны обратному темновому току приемника. Следовательно, очень важно понять механизмы, формирующие обратную ВАХ, и проанализировать, как можно уменьшить этот ток.

Фотоэлементы, рассматриваемые в работе, облучаются светом с энергией $h\nu \geq E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны), следовательно, можно пренебречь оптической генерацией носителей заряда с локализованного уровня. Таким образом, оптическая генерация не изменяет функции заполнения локализованных состояний и для описания темнового тока можно использовать формулы (4), (11), (12).

Полную плотность обратного тока через освещенный фотоэлемент рассматриваем как сумму плотности темнового тока, описываемого выражением (7), и фототока, вызванным действием оптического излучения:

$$I_{\text{tot}} = I_R + I_S, \quad (17)$$

где I_S определяется выражениями (7), (11), $I_R = A \{1 - \exp[-\alpha d(U)]\}$ [17], A — постоянная, зависящая от интенсивности светового излучения и коэффициента поглощения α , $d(U)$ — зависящая от напряжения ширина ОПЗ.

Результаты описания обратных темновой и световой ВАХ исследуемых структур представлены на рис. 3.

Одним из параметров работы фотодиода является напряжение холостого хода U_{oc} , при котором полный ток через фотодиод равен 0, т.е. $I_S = I_R$. Используя модельное выражение для фототока (11), так как установлено преобладание туннельных механизмов при формировании обратной темновой ВАХ, можно получить следующее выражение для напряжения холостого хода:

$$U_{oc} = \frac{1}{\gamma} \ln \left(\frac{2I_R}{eSd\omega_0 N^2} \right). \quad (18)$$

В работе [17] показано, что максимальная мощность, а следовательно, и КПД прямо пропорциональны напряжению холостого хода:

$$P_{\max} = I_R \left[U_{oc} - \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{eU_m}{kT} \right) - \frac{kT}{e} \right], \quad (19)$$

где U_m — напряжение, при котором мощность фотоприемника достигает максимального значения. С учетом (13), (18) выражение для КПД фотоприемника принимает вид

$$\eta = \frac{I_R}{J_R S} \left[\frac{1}{\gamma} \ln \left(\frac{2I_R}{eSd\omega_0 N^2} \right) - \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{eU_m}{kT} \right) - \frac{kT}{e} \right]. \quad (20)$$

Из (18)–(20) следует, что напряжение холостого хода, а следовательно, и максимальная мощность, будут зависеть от вероятности туннелирования и концентрации глубоких центров.

5. Заключение

Таким образом, показано, что процессы переноса носителей заряда, которые определяют ВАХ в темноте, а следовательно, и эффективность преобразования излучения, являются туннельно-рекомбинационными. Эти процессы происходят через электронные состояния внутри запрещенной зоны, имеющие энергию активации 0.2 эВ и концентрацию $\sim 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Можно предположить, что они связаны с собственными дефектами соединения, в частности с недостатком серы, которая является легколетучим компонентом. Вакансия серы создает донорные центры, концентрация которых, как показывают данные

настоящей работы, может быть велика. По-видимому, повышение эффективности исследованных приборов лежит на пути снижения концентрации вакансий серы.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках программы Государственной поддержки научных исследований.

Список литературы

- [1] A. Catalano, *Solar Energy Mater. Solar Cells*, **41/42**, 205 (1996).
- [2] R.W. Birkmire, *Solar Energy Mater. Solar Cells*, **65**, 17 (2001).
- [3] H.W. Schock, R. Noufi, *Prog. Photovoltaic. Res. Appl.*, **8**, 151 (2000).
- [4] Н.А. Горюнова. *Сложные алмазоподобные полупроводники* (М.; Сов. радио, 1968).
- [5] Y. Tomm, S. Fiechter, *J. Ceramic Proc. Res.* **6**, (2), 141 (2005).
- [6] В.Б. Залесский, В.М. Кравченко, Т.Р. Леонова, Л.М. Поликанин, Е.П. Зарецкая, С.Г. Петросян, Л.М. Кечиянц. *Проблемы физики, математики и техники*, № 1 (14), 27 (2013).
- [7] C.H. Henry. *J. Appl. Phys.*, **51**, 4494 (1980).
- [8] S. Siebentritt. *Thin Sol. Films*, **403–404**, 1 (2002).
- [9] R. Klenk, P. Dobson, M. Falz, N. Janke, J. Kaer, I. Luck, A. Perez-Rodriguez, R. Scheer, E. Terzini. *Proc. 16th EPVSEC* (Glasgow, 2000).
- [10] K. Siemer, J. Klaer, I. Luck, J. Bruns, R. Klenk, D. Braunig. *Solar Energy Mater. Solar Cells*, **67**, 159 (2001).
- [11] С.В. Булярский, А.С. Басаев. *Изв. вузов, „Поволжский регион“*, сер. Естественные науки, № 2 (5), 141 (2003).
- [12] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *ЖЭТФ*, **118** (11), 1222 (2000).
- [13] С.В. Булярский, Ю.В. Рудь, А.С. Кагарманов, Л.Н. Вострцова, О.А. Трифонов. *ФТП*, **43** (4), 460 (2009).
- [14] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах* (М., МГУ, 1995).
- [15] Н.С. Грушко, А.В. Лакалин, Е.А. Евстигнеева. *Изв. вузов. Электроника*, 2002. № 3, 48 (2002).
- [16] В.И. Гаман. *Физика полупроводниковых приборов* (Томск, Изд-во томского ун-та, 1989).
- [17] С.В. Булярский. *Туннельно-рекомбинационные процессы в наноструктурированных элементах* / С.В. Булярский (Palmarium academic publishing, 2014).

Редактор Л.В. Шаронова

Photodetectors based on CuInS_2

S.V. Bulyarsky⁺, L.N. Vostretsova⁺, S.A. Gavrilov^{*}

⁺ Ulyanovsk State University
432017 Ulyanovsk, Russia

^{*} National Research University
of Electronic Technology — MIET,
124498 Zelenograd, Moscow, Russia

Abstract It is shown that the processes of transport of charge carriers, which determine the dark current–voltage characteristics of photodetectors based on CuInS_2 , and, consequently, the efficiency of conversion of radiation are tunnel-recombination ones. These processes occur through electronic states within the band gap, with activation energy of 0.2 eV and concentration of the order of $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

This work was supported by the Ministry of Education of the Russian Federation within the framework of the State support for research.