

ОПТИЧНІ, ОПТОЕЛЕКТРОННІ І РАДІАЦІЙНІ СЕНСОРИ
OPTICAL, OPTOELECTRONIC AND RADIATION SENSORS

УДК 625.315.592

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭДС ХОЛОСТОГО
ХОДА СЕНСОРА ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ОСНОВЕ НЕИДЕАЛЬНОГО
ГЕТЕРОПЕРЕХОДА CdS-Cu₂S

В.А. Борщак

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова
ул, Пастера, 42, г.Одесса, 65082, Украина
тел.: +380(48)-726-63-56, e-mail: borschak_va@mail.ru*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭДС ХОЛОСТОГО ХОДА СЕНСОРА
ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ОСНОВЕ НЕИДЕАЛЬНОГО ГЕТЕРОПЕРЕХОДА CdS-Cu₂S

В.А. Борщак

Аннотация. Проведены экспериментальные исследования напряжения холостого хода сенсора оптического и рентгеновского изображений при разных условиях освещения. Установлено, что напряжение холостого хода исследуемого сенсора существенно ниже рассчитанного с использованием только термоэмиссионных моделей переноса. Показано, что для корректного расчета U_{xx} необходимо учитывать как процессы рекомбинации на центрах гетерограницы носителей генерированных в узкозонном материале, так и явления туннельно-прыжкового токопереноса по локализованным состояниям в области пространственного заряда широкозонного материала.

Ключевые слова: сенсор, неидеальный гетеропереход, туннельно-прыжковый механизм токопереноса.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕРС ХОЛОСТОГО ХОДУ СЕНСОРА
ЗОБРАЖЕННЯ НА ОСНОВІ НЕІДЕАЛЬНОГО ГЕТЕРОПЕРЕХОДУ CdS-Cu₂S

В.А. Борщак

Анотація. Проведено експериментальні дослідження напруги холостого ходу сенсора оптичного й рентгенівського зображень при різних умовах освітлення. Встановлено, що напруга холостого ходу досліджуваного сенсора істотно нижче розрахованого з використанням лише термоемісійних моделей переносу. Показано, що для коректного розрахунку U_{xx} необхідно враховувати як процеси рекомбінації на центрах гетеромежі носіїв генерованих в вузькозонному матеріалі, так і явища тунельно-стрибкового струмопереносу по локалізованих станах в області просторового заряду широкозонного матеріалу.

Ключові слова: сенсор, неідеальний гетероперехід, тунельно-стрибковий механізм струмопереносу.

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF THE OPEN-CIRCUIT EMF OF THE IMAGE SENSOR ON THE BASIS OF NONIDEAL HETEROJUNCTION CdS-Cu₂S

V.A. Borshchak

Abstract. Experimental investigation optical and X-ray images sensor open-circuit voltage under different conditions of illumination had been carried out. It is established, that the open-circuit voltage of a researched sensor is much lower the calculated with the use of only carry thermoemission models. It is shown, that for correct calculation U_{oc} it is necessary to take into account not only recombination processes on the heterojunction centres of carriers generated in the narrowgap material, but the phenomena of tunnel jumping current carry on the located state in the widegap material space charge region.

Key words: sensor, nonideal heterojunction, tunnel jumping current carry.

Введение

Поскольку неидеальный гетеропереход CdS-Cu₂S может быть использован для создания эффективного сенсора оптического и рентгеновского изображений нового типа, исследования основных фотоэлектрических параметров такой структуры, к которым относятся и U_{xx} представляет большой интерес.

В работе рассмотрен гетеропереход CdS-Cu₂S, который представляет собой резко асимметричную структуру, в которой практически вся область пространственного заряда (ОПЗ) находится в более высокоомном CdS. Из [1] после простых преобразований и некоторых упрощающих предположений можно получить в явном виде выражения для вычисления ЭДС холостого хода в рассматриваемом гетеропереходе при учете исключительно термоэмиссионных механизмов переноса:

$$U_{xx} = \varphi_0 + kT \ln \left(\frac{j_0}{N_D e s_\delta} + e^{\frac{\varphi_0}{kT}} \right). \quad (1)$$

Здесь N_D – концентрация мелких доноров в CdS, s_δ – скорость поверхностной рекомбинации, $j_0 = L\gamma\eta$, где L – плотность падающей энергии, γ – коэффициент собирания в Cu₂S (без учёта потерь на гетерогранице), η – квантовый выход, φ_0 – высота барьера, k – постоянная Больцмана, T – температура.

Из (1) видно, что ЭДС холостого хода определяется только скоростью генерации носителей в Cu₂S и скоростью их рекомбинации на гетерогранице.

На рис. 1 показаны зависимости U_{xx} от величины $j_0 = L\gamma\eta$, рассчитанные по формуле (1 для $N_0 = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и двух значений скорости

поверхностной рекомбинации, характерных для гетеропары CdS-Cu₂S [2]. Освещенность $L = 10^5$ Лкс соответствует условиям АМІ ($J_0 = 12 \text{ мА/см}^2$).

Эксперимент

Экспериментальные зависимости ЭДС холостого хода от освещенности фотоэлемента белым светом представлены на рис. 2. Кривые, измеренные на тонкопленочных солнечных элементах CdS-Cu₂S, свидетельствуют о насыщении ЭДС холостого хода (для некоторых элементов) при сравнительно небольших интенсивностях белого света (рис. 2, кривая а).

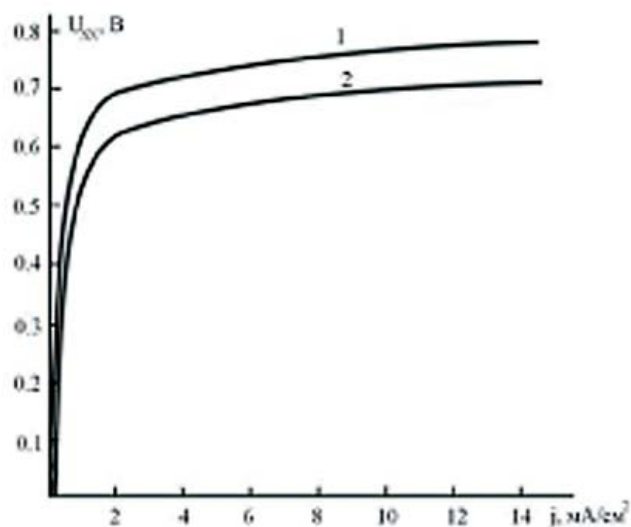


Рис. 1. Зависимость U_{xx} от величины $j_0 = L\gamma\eta$, рассчитанная из соотношения (5) при двух значениях скорости рекомбинации свободных носителей на гетерогранице: для кривых 1 и 2 $S_\delta = 3000 \text{ м/с}$ и $S_\delta = 30000 \text{ м/с}$, соответственно. Учитывался только термоэмиссионный механизм переноса носителей.

Иногда напряжение холостого хода, не достигнув величины, сравнимой с высотой барьера, может несколько уменьшаться с ростом освещенности (рис. 2, кривая б). Для большого диапазона интенсивности света часто наблюдается близкий к линейному рост U_{xx} . Для таких элементов характерны очень малые значения этой величины при небольших освещенностях (рис. 2, кривая в), что свидетельствует о сильном шунтировании перехода даже при малых смещениях. Если перенос носителей из CdS в Cu_2S , определяющий величину U_{xx} , имеет преимущественно туннельно-рекомбинационный характер, то, как было показано ранее, на его величину сильное влияние оказывают параметры потенциального барьера (высота, ширина и форма). Наблюдаемые экспериментально значения U_{xx} , как это видно из рис. 2, оказываются при всех интенсивностях возбуждающего света существенно меньшими рассчитанных по формуле (1), рис. 1. Кроме того, из (1) не следует возможность экспериментально наблюдаемого уменьшения U_{xx} при увеличении интенсивности света (рис. 2, кривая б).

Увеличение интенсивности белого света приводит к росту генерации носителей в Cu_2S , который имеет линейный характер ($j_0=L\gamma\eta$). Одновременно это ведет к изменению формы потенциального барьера за счет коротковолновой составляющей света. Все это сильно осложняет интерпретацию

и численное моделирование полученных результатов.

В связи с этим, был применён следующий экспериментальный приём. Для ряда элементов были измерены зависимости напряжения холостого хода от интенсивности длинноволнового света ($\lambda > 950\text{ нм}$), не возбуждающего широкозонный CdS и поэтому очень слабо влияющего на параметры барьера (только за счет уменьшения его высоты в режиме ЭДС холостого хода до величины $\Phi_0 - U_{xx}$). Такие зависимости, одна из которых представлена на рис.3, не проявляют насыщения и, тем более, снижения величины U_{xx} с ростом интенсивности длинноволновой подсветки, как это наблюдалось для белого света (рис.2, кривые а, б).

Затем проводилось одновременное освещение образца постоянным по интенсивности длинноволновым светом и изменяющейся по величине коротковолновой подсветкой. При этом полученные значения U_{xx} определялись только изменением ширины и формы потенциального барьера, т.к. скорость генерации носителей не менялась. Такая зависимость, измеренная экспериментально, представлена на рис. 4. Полученная кривая имеет максимум, вначале U_{xx} быстро увеличивается, а затем медленно уменьшается до значений меньших, чем ЭДС холостого хода элемента без дополнительной подсветки. Такой характер зависимости U_{xx} от величины до-

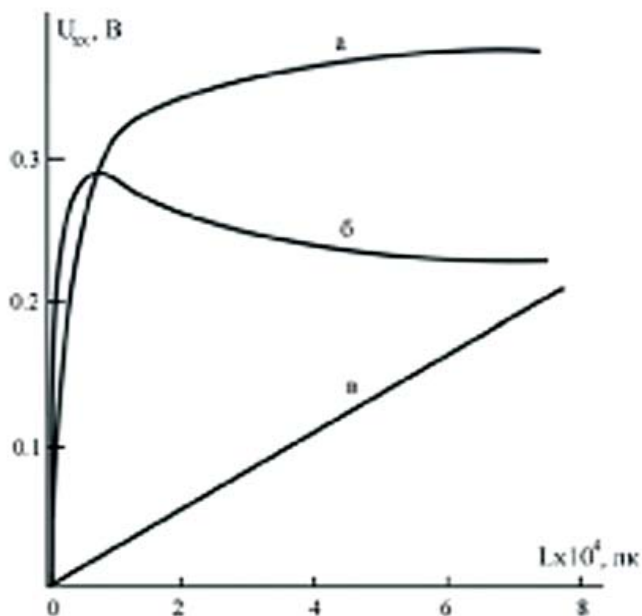


Рис. 2. Различные экспериментальные зависимости ЭДС холостого хода от освещенности фотоэлемента белым светом тонкопленочных фотоэлементов CdS- Cu_2S (объяснения в тексте).

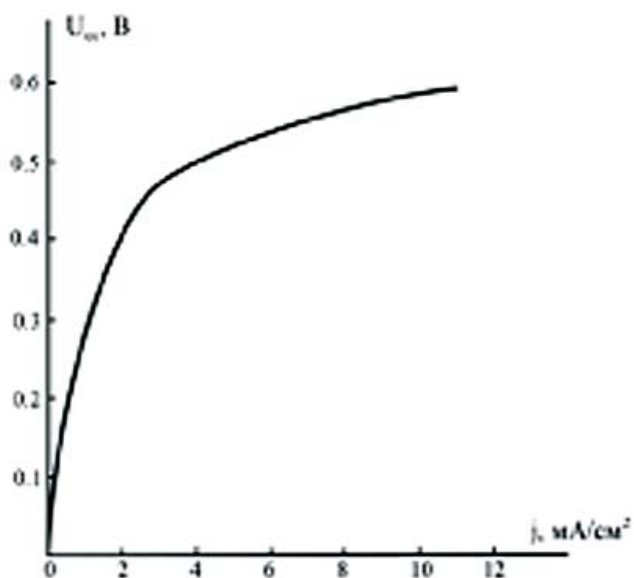


Рис. 3. Экспериментальная зависимость ЭДС холостого хода от интенсивности освещения длинноволновым светом ($\lambda > 950\text{ нм}$). Интенсивность пропорциональна величине фототока кремниевого фотоэлемента с КПД 10%.

полнительной подсветки имели практически все исследованные образцы.

Теория

Для описания полученных результатов применялись рассмотренные выше механизм переноса генерированных в Cu_2S неравновесных носителей через гетерограницу и модель туннельно-рекомбинационного переноса в освещенном гетеропереходе. Эта модель позволяет проводить достаточно точное численное моделирование процессов, определяющих ЭДС холостого хода неидеального гетероперехода $\text{CdS-Cu}_2\text{S}$.

Величина U_{xx} определяется из условия равенства двух потоков носителей: из Cu_2S в CdS , и обратным потоком из CdS в Cu_2S , обусловленным различными механизмами переноса носителей через барьер. Последние могут быть как термоактивационными, так и туннельными. Введение в модель туннельно-рекомбинационных токов (j_T), текущих сквозь потенциальный барьер приводит к более общему выражению для определения U_{xx} :

$$\frac{v_\delta(U, C_\phi)}{v_\delta(U, C_\phi) + s_\delta} L\gamma\eta = j_T(U, C_\phi). \quad (2)$$

Здесь v_δ – дрейфовая скорость электронов на гетерогранице.

Теперь правая часть определяет обратные как термодиффузионный, так и туннельно-рекомбинационный токи. Для расчета j_T , обусловленного движением носителей по локализованным состояниям и их рекомбинацией на границе раздела необходимо задать высоту $\phi_0 - U_{xx}$, ширину барьера ω , а также зависимость $\phi(x)$, которая, согласно [3, 4], в условиях освещения может сильно отличаться от квадратичной, что оказывает сильное влияние на величину v_δ определяющую левую часть формулы (2).

Эти параметры в условиях возбуждения широкозонного CdS , в котором локализован барьер, можно однозначно определить, задавая значения темновой емкости C_T и фотоемкости C_ϕ перехода. При проведении эксперимента и для расчетов удобно пользоваться зависимостями $v_\delta(C_\phi, U_{xx})$, $U_{xx}(C_\phi)$, $j_T(C_\phi, U_{xx})$. Если предположить, что элемент освещается только длинноволновым светом, то для любых его интенсивностей указанные параметры будут определяться только уменьшением высоты барьера до величины $\phi_0 - U_{xx}$ и связанным с этим некоторым уменьшением его ширины. Оценочные расчеты показывают, что при $U_{xx} < 0.7$ В (выполняется

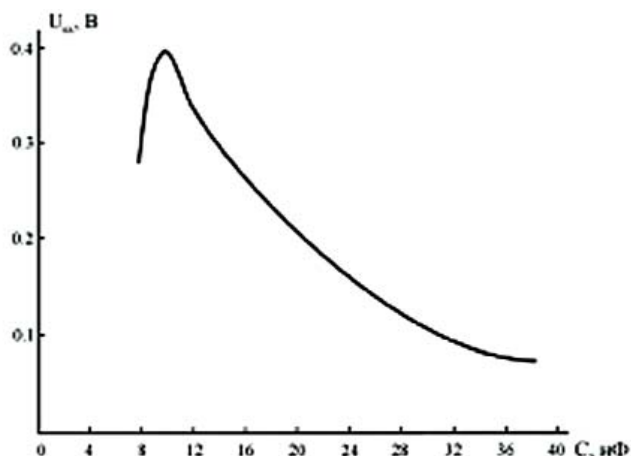


Рис. 4. Зависимость ЭДС холостого хода, генерированной постоянным длинноволновым светом, от фотоемкости C_ϕ , зависящей от интенсивности дополнительной коротковолновой подсветки $\lambda < 520$ нм.

вплоть до солнечной освещенности) туннельно-рекомбинационный ток j_T

на несколько порядков превышает термодиффузионную компоненту.

Рассмотрим подробнее механизм потерь на гетерогранице неравновесных носителей, генерированных светом в сульфиде меди. Этот механизм определяет ток короткого замыкания и форму кривой спектральной чувствительности фотоэлементов системы $\text{CdS-Cu}_2\text{S}$.

Рассмотрим более подробно вычисление левой части выражения (2). В [3] показано, что ток короткого замыкания (j_{K3}) гетероструктуры определяется, наряду с интенсивностью освещения, квантовым выходом и коэффициентом сбора в Cu_2S , а также соотношением скорости поверхностной рекомбинации свободных электронов, генерированных светом в Cu_2S , и их дрейфовой скорости на гетерогранице. Учитывая, что величина v_δ на границе раздела определяется напряженностью электрического поля, т.е.

$$v_\delta = \mu_n \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0}.$$

Таким образом, согласно [3] ток короткого замыкания J_{K3} :

$$j_{K3} = j_0 \frac{\mu_n \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0}}{\mu_n \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} + s_\delta}. \quad (3)$$

Здесь $j_0 = L\gamma\eta$ – фототок при отсутствии потерь на гетерогранице. Эта величина определяется

только генерацией и потерями в Cu_2S . Как видно из (3), коэффициент разделения носителей на границе раздела сильно зависит от хода потенциального барьера вблизи $x=0$. В [4-6] показано, что даже незначительная подсветка из области собственного поглощения сульфида кадмия приводит к изменению формы барьера в окрестностях гетерограницы с квадратичной на экспоненциальную. Очевидно, что это должно приводить к резкому росту величины $\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0}$.

Следует также учитывать, что генерированные в Cu_2S электроны могут рекомбинировать не только непосредственно на границе раздела, но и сразу после ее прохождения, туннелируя на центры гетерограницы и не достигая квазинейтральной области в CdS . Таким образом, величина S_σ имеет сложный характер и состоит из двух компонент, которые определяются поверхностной рекомбинацией непосредственно на границе раздела S_1 (которая для данного образца есть величина постоянная и от параметра барьера не зависит) и туннельной рекомбинацией $S[\varphi(x)]$, скорость которой сильно зависит от профиля барьера:

$$S_\sigma = S_1 + S[\varphi(x)]. \quad (4)$$

Как показано в [7], с ростом интенсивности возбуждающего CdS света величина $S[\varphi(x)]$ может заметно уменьшаться. Это связано с тем, что для любого x в окрестности гетерограницы величина потенциального барьера (который должен преодолеть неравновесный носитель тока, чтобы рекомбинировать на гетерогранице) при более крутом ходе $\varphi(x)$ (в условиях возбуждения) выше, чем для более плавного хода потенциального барьера в темноте. Это значит, что прозрачность барьера $D(x)$ с ростом интенсивности возбуждающего света, а следовательно, и вероятность туннелирования будут уменьшенными.

Как отмечалось выше, в системе $\text{CdS-Cu}_2\text{S}$ прямое туннелирование из квазинейтральной области CdS , т.е. непосредственно у основания барьера при всех условиях крайне маловероятно. Таким образом, учет туннельной рекомбинации и изменения хода потенциала вблизи границы раздела приводит к резкому возрастанию дрейфовой скорости и уменьшению скорости поверхностной рекомбинации S_σ при фотовозбуж-

дении сульфида кадмия. Согласно формуле (3), это вызовет быстрое увеличение эффективности собирания носителей, причем при выполнении условия

$$\mu_n \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0} \gg S_\sigma,$$

этот коэффициент будет близок к единице, т.е. потерями носителей на границе раздела можно пренебречь.

В работе [8] приведено более общее выражение для определения коэффициента собирания носителей в реальном гетеропереходе с учетом рекомбинации на границе раздела, причем авторы отмечают, что даже при очень большой концентрации центров рекомбинации потери фототока обычно не превышают половины его значения, однако для вентильного режима и резко асимметричного гетероперехода, т.е. с учетом условия $p_0 \gg n_0$ (p_0 и n_0 - равновесные концентрации основных носителей), выражение, приведенное в [8], может быть преобразовано к виду (3). При больших значениях скорости поверхностной рекомбинации в отсутствие фотовозбуждения широкозонного CdS ослабление фототока, генерированного достаточно длинноволновым светом в Cu_2S , может быть весьма велико (~1000 раз). Однако, с учетом сказанного выше, такие потери при возбуждении сульфида кадмия коротковолновой подсветкой быстро уменьшаются. Этим объясняется экспериментально наблюдаемая в тонкопленочных фотоэлементах $\text{CdS-Cu}_2\text{S}$ стимуляция коротковолновой подсветкой длинноволновой фоточувствительности.

Вопрос о величине потерь фотоЭДС гораздо более сложен, т.к. здесь необходимо учитывать не только поток свободных носителей, пересекающих гетерограницу, а также его уменьшение за счет рекомбинации, но и эффективное шунтирование барьера туннельными токами. Величина U_{xx} определяется из условия равенства двух потоков носителей: из Cu_2S в CdS , который описывается выражением (2) и обратным потоком из CdS в Cu_2S , обусловленным различными механизмами переноса носителей через барьер. Последние могут быть как термоактивационными, так и туннельными. Величина определяемых ими токов ограничивает значение U_{xx} , генерированного переходом. Невысокие значения напряжения холостого хода являются одной из важных причин снижения КПД фотопреобразователей на основе гетероперехода $\text{CdS-Cu}_2\text{S}$.

Решение задачи определения U_{xx} неидеального гетероперехода сводится к численному поиску такого значения U в формуле (2), при котором для заданной освещенности L и форме барьера (которая определяется темновой и фотоемкостью, а также величиной U) удовлетворяется равенство (2). Искомое U будет значением ЭДС холостого хода или U_{xx} фотоэлемента.

Интерпретация и численное моделирование полученных результатов следует проводить отдельно для случая освещения фотоэлемента только длинноволновым светом, при наличии дополнительной коротковолновой подсветки и при освещении перехода неразложенным светом широкого диапазона.

Литература

1. Te Velde T.S. Mathematical analyses of hetero junction, applied to the copper sulphide - cadmium sulphide solar cell// *Solid State Electron.*- 1973,- V.16, № 12.- P. 1305-1314.
2. Виноградов М.С., Борщак В.А., Василевский Д.Л. Туннельный механизм потерь в гетерофотоэлементах// *Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы.* -1987. -№ 1(186). - С. 46-50.
3. Василевский Д.Л. Фотоэлектрические свойства неидеальных гетеропереходов// *Фотоэлектроника.* - 1988. - № 2. - С. 3-15.
4. 6. D.L.Vassilevski. «Physical principles of graphic registration by non-ideal heterojunction», *Sensors and Actuators*, A 55, 1996, p.167-172.
5. D.L.Vasilevski, M.S.Vinogradov, V.A.Borschak. *Appl. Surface Science*, 103, 383 (1996).
6. В.А. Борщак, В.А. Смынгына, А.П. Балабан, Е.В. Бритавский, Н.П. Затовская. Зависимость проводимости освещенного неидеального гетероперехода от внешнего смещения. *ФТП*, 45, 922 (2011).
7. D.V.Vassilevski. Influence of tunnel effects on the kinetics of the photocapacitance in nonideal heterojunctins/ D.V.Vassilevski, V.A.Borschak, M.S.Vinogradov // *Solid-State Electronics.* - 1994. - Vol.37. - No.9. - p.1680-1682.
8. Саченко А.В. Фотоэлектрические свойства неидеальных гетеропереходов/ Саченко А.В., Снитко О.В. // Киев: Наукова думка. - 1994. - 232 с.

Выводы

Таким образом, ЭДС холостого хода неидеального гетероперехода может определяться туннельно-рекомбинационными токами утечки, зависящими от формы потенциального барьера и скоростью рекомбинации на гетерогранице. Снижение фотоЭДС преобразователей на основе неидеальных гетеропереходов может быть объяснено при учете потерь, связанных с прыжковой проводимостью по локализованным состояниям в области пространственного заряда, причем снижение поверхностной концентрации центров рекомбинации N_r приводит к снижению потерь фотоЭДС.