

ROLE OF INTERGRANULAR BARRIERS IN PHOTSENSITIVENESS OF POLYCRYSTALLINE FILMS FROM $\text{CdSe}_{\text{x}}\text{S}_{1-\text{x}}$ SOLID SOLUTION

Mirzaev V.T., Yuldashev N.Kh.

Fergana city, Fergana street 86, Fergana Polytechnical Institute,

email: uzferfizika@mail.ru

Abstract. The lux-ampere characteristic of photosensitive polycrystalline films from the solid solution $\text{CdSe}_{\text{x}}\text{S}_{1-\text{x}}$ obtained by thermal evaporation in vacuum has been studied experimentally. A theoretical calculation has been performed, taking into account internal surface-boundary micropotential barriers, with the help of which the experimental results have been described qualitatively and satisfactorily.

Key words: photoresistive polycrystalline film, $\text{CdSe}_{\text{x}}\text{S}_{1-\text{x}}$ solid solution, thermal annealing, lux-ampere characteristic, intergrain boundary, micropotential barrier.

$\text{CdSe}_{\text{x}}\text{S}_{1-\text{x}}$ QATTIQ QORISHMALI POLIKRISTALL PLYONKALARNING FOTSEZUVCHANLIGIDA KRISTALL DONLAR ARO POTENSIAL TO'SIQLARNING O'RNI.

Mirzaev V.T., Yuldashev N.X.

Farg'ona shaxri Farg'ona ko'chasi 86 uy, Farg'ona poltexnika institute

email: uzferfizika@mail.ru

Annotatsiya. Vakuumdagi termal bug'lanish yo'li bilan olingan $\text{CdSe}_{\text{x}}\text{S}_{1-\text{x}}$ qattiq qorishmasidan fotosezgir polikristal plyonkalarining lyuks-ampere xarakteristikalari eksperimental o'rganildi. Ichki sirt-chegaraviy mikropotensial to'siqlarni hisobga olgan holda nazariy hisoblash amalga oshirildi, uning yordamida eksperimental natijalar sifatli va qoniqarli tarzda tavsiflandi.

Kalit so'zlar: fotosezgirlik, polikristal plyonka, $\text{CdSe}_{\text{x}}\text{S}_{1-\text{x}}$ qattiq qorishmasi, termik tavlash, lyuks-ampere xarakteristikasi, kristaldon chegarasi, mikropotensial to'siq.

РОЛЬ МЕЖГРАНУЛЬНЫХ БАРЬЕРОВ В ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ИЗ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{CdSe}_{\text{x}}\text{S}_{1-\text{x}}$

Мирзаев В.Т., Юлдашев Н.Х.

г. Фергана, ул. Ферганская 86, Ферганский политехнический институт, email:

uzferfizika@mail.ru

Аннотация. Экспериментально изучена люкс-амперная характеристика фоточувствительных поликристаллических пленок из твердого раствора $\text{CdSe}_{0.8}\text{S}_{0.2}$, полученных методом термического испарения в вакууме. Выполнен теоретический расчет, учитывающий внутренние поверхностно-граничные микропотенциальные барьеры, с помощью которой качественно удовлетворительно описаны результаты эксперимента.

Ключивые слова: фоторезистивная поликристаллическая пленка, твердый раствор $CdSe_xS_{1-x}$, термический отжиг, люкс-амперная характеристика, межзеренная граница, микропотенциальный барьер.

Введение. При изготовлении фоторезистивных полупроводниковых пленок основным фактором является процесс термической обработки (ТО), с помощью которой можно достигать не только нужной степени фоточувствительности, но и контролируемым образом воздействовать на многие электрофизические параметры и структуры пленок [1-3]. В работах [3-6] подробно описаны специальные технологические методы получения фоточувствительных пленок из $CdSe$ и $CdSe_xS_{1-x}$, включающая процессы ТО в вакууме и различных средах. Люкс-амперная характеристика (ЛАХ) таких пленок при слабых интенсивностях света $L < 10$ лк в отличие от типичных кристаллических фотопроводников из халькогенидов кадмия с двумя глубокими уровнями [1] содержит два характерных участка с разными наклонами вместо одного, а температурная зависимость темновой проводимости обнаруживает аномальный характер [4-6]. Причины этих явлений, естественно, связаны с влиянием границы раздела кристаллических зерен на фотоэлектрические и кинетические процессы в поликристаллических полупроводниковых пленках [7-10]. Цель настоящей работы заключается в исследовании ЛАХ пленок $CdSe_xS_{1-x}$, полученных с помощью технологии [3-6], учитывая внутренних поверхностно-граничных микропотенциальных барьеров. Фотоэлектрические свойства пленок из твердого раствора $CdSe_xS_{1-x}$ целенаправленно легко управлять в широких пределах в зависимости от способа, времени, температуры ТО и относительного содержания халькогенов x .

Методика и экспериментальные результаты. Электронно-микроскопические и рентгеноструктурные исследования показали, что

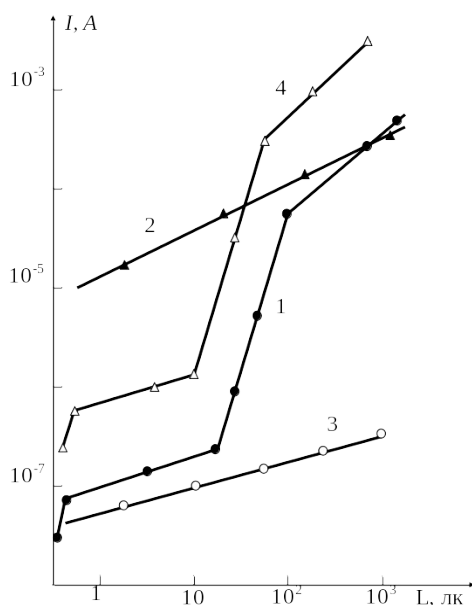


Рис.1. ЛАХ пленок $CdSe_{0.8}S_{0.2}$, очувствленных способами “вакуум+ $CdCl_2$ ” (1-3) и “воздух+ $CdCl_2$ ” (4) при $T=300$ (1, 4), 210 (2) и 350 (3) К.

выращенные слои обладают поликристаллической столбчатой структурой преимущественно с гексагональной модификацией. Размеры отдельных кристаллитов составили 1-2.5 мкм. Дополнительный отжиг пленок приводит к изменению строения поверхности и, особенно, межкристаллических областей. Исчезает правильная огранка вершин, которые приобретают округленную форму, а столбчатая структура распространяется на всю толщину пленки. Согласно холловским измерениям пленки до и после ТО обладали *n*-типом электропроводности.

На рис.1 представлены ЛАХ пленок $CdSe_{0.8}S_{0.2}$, подвергнутых к ТО по разным способам, которые снимались при комнатной температуре. Под действием излучения лампы накаливания. Видно, что кривые 1 и 4 ЛАХ качественно совпадают и содержат по четыре характерных участка: линейные – *ab* (слабочувствительный участок) и *de* (высокочувствительный участок), сублинейный *bc* и сверхлинейный *cd*. Однако фоточувствительность пленки, термообработанной в чистом вакууме (кривая 1) во всей области значений интенсивности света почти на порядок отстает от фоточувствительности пленки, термообработанной в вакууме в присутствии паров $CdCl_2$ (кривая 2). Заметим, что такое различие в фоточувствительности пленок с ростом интенсивности света сначала растет в области «переключения» *cd*, а затем несколько уменьшается в области *de*. Известно [1], что типичные ЛАХ с участками *bc*, *cd*, и *de* обнаруживают как моно-, так и поликристаллические фотопроводники, содержащие два типа глубоких примесей: *s*- рекомбинационные центры и *r*-очувствляющие центры. Начальный линейный участок *ab* ЛАХ ранее не наблюдался другими авторами. Для выяснения механизмов фотопроводимости исследуемых пленок проводились дополнительно холловские измерения как в постоянном, так и в переменном токе при различных температурах.

На рис.2 показаны зависимости концентрации $n(L)$ и подвижности $\mu(L)$ электронов от интенсивности света L для пленок $CdSe_{0.8}S_{0.2}$ при комнатной температуре. Как видно из рисунка, в области значений интенсивности света

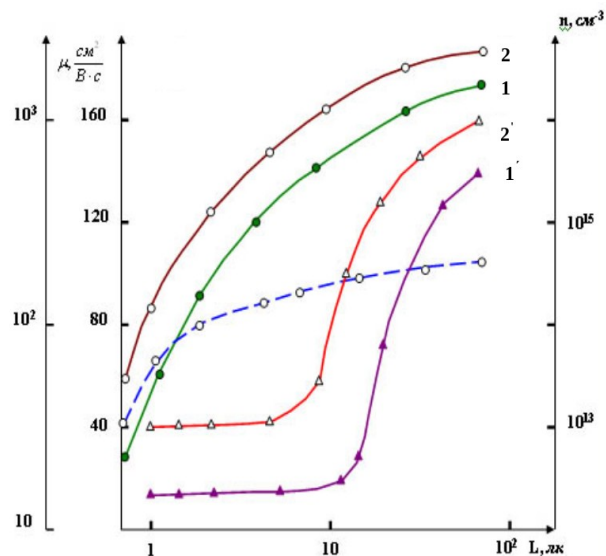


Рис. 2. Зависимости подвижности (1, 2) и концентрации (1', 2') электронов от интенсивности света для пленок $CdSe_{0.8}S_{0.2}$, очувствленных методами «вакуум- $+CdCl_2$ » (1, 1'), «воздух- $+CdCl_2$ » (2, 2') и зависимость $\mu(L)$ в двойном логарифмическом масштабе (пунктирная кривая) для пленок, очувствленных методом «воздух + $CdCl_2$ ».

$L \leq 10$ лк (участок ab ЛАХ на рис.2) концентрация электронов не изменяется (кривые 1', 2'), а подвижность носителей μ существенно увеличивается (кривые 1, 2) с ростом L . Это означает, что при относительно слабых интенсивностях света перезарядка r - и s - центров в объеме кристаллических зерен слаба и не вызывает фотопроводимости, вместе с тем межгранульные потенциальные барьеры - дрейфовые барьеры существенно варьируются и, естественно, приводят к изменению подвижности носителей. Следовательно, фотопроводимость термоочувствленных поликристаллических пленок $CdSe_xS_{1-x}$ в области $L \leq 10$ лк обусловлена перестройкой поверхностных барьеров на границах кристаллитов. Из кривых 1' и 2' рис. 2. также видно, что при дальнейшем росте интенсивности света со значения $L > 10$ лк концентрация носителей начинает резко возрастать в соответствии с участком cd ЛАХ (кривые 1, 4 на рис.1), а их подвижность испытывает тенденцию к насыщению. Таким образом, высокая фоточувствительность исследуемых пленок обусловлена также, как и в монокристаллах $CdSe$, присутствием в объеме полупроводника r - и s - центров, которые создаются одно- и двузаряженными вакансиями кадмия [1].

Теория. Для точного расчета стационарной фотопроводимости неоднородных образцов нужно решить систему кинетических уравнений и уравнения Пуассона для области пространственного заряда (ОПЗ) вблизи

границы кристаллитов с использованием в качестве граничных условий, во-первых, уравнения интегральной нейтральности (баланса заряда при обмене носителями между квазинейтральным объемом кристаллического зерна и его поверхностью), во-вторых, уравнения генерационно–рекомбинационного баланса (см., например, [2] уравнения (2.1) – (2.6) и (4.2), (4.3)). Однако, такой строгий подход для поликристаллических образцов довольно трудоемкий и не всегда удается физически интерпретировать полученные теоретические результаты. Поэтому фотопроводимость однородных фоторезисторов описывают с помощью либо концентрационного (n -), либо барьерного (μ -) механизма в зависимости от того, что более сильно изменяется – концентрация или подвижность носителей одного знака под действием освещения. При освещении рассматриваемых фоточувствительных пленок в объеме кристаллитов происходит генерация электронно-дырочных пар и увеличивается концентрация свободных носителей заряда, а между объемом кристаллита и его поверхностью возникает разность потенциалов¹, в результате чего высота межкусталлических (дрейфовых) барьеров уменьшается и, следовательно, подвижность основных носителей увеличивается.

Очевидно, оба процесса приводят к изменению электропроводности пленок под действием освещения. ЛАХ фоторезистора с тремя уровнями в запрещенной зоне полупроводника, обусловленную изменением концентрации свободных электронов (n -механизм фотопроводимости), можно получить из уравнений кинетики электронных переходов (из условий детального равновесия в стационарном случае) с дополнением их уравнением электронейтральности объема полупроводника [1]

$$L = \gamma_{ns} n(n+m) \frac{\gamma_{nr} n + g_s \gamma_{pr} N_{vr}}{n(g_r \gamma_{ns} + g_s \gamma_{nr}) + g_s \gamma_{ps} N_{vr}}, \quad (1)$$

здесь

$$g_r = \frac{\gamma_{pr} \cdot r}{\gamma_{pr} \cdot r + \gamma_{ps} \cdot s}, \quad g_s = \frac{\gamma_{ps} \cdot s}{\gamma_{pr} \cdot r + \gamma_{ps} \cdot s}, \quad N_{vr} = N_v \exp(-E_{vr}/kT), \quad N_v = 2 \left[\frac{2 \pi m_p^* kT}{h^2} \right]^{3/2},$$

γ_{pi}, γ_{ni} – коэффициенты захвата дырки и электрона i –центрами, r, s, m – концентрации электронов, захваченных r -, s -, m - уровнями соответственно, n – концентрация свободных электронов (m -уровень создается мелкими донорами, например, атомами Cl). Из выражения (1) видно, что при $n \ll m = const$ для больших интенсивностей света, когда $\gamma_{pr} N_{vr}, \gamma_{ps} N_{vr} \ll \gamma_{nr} \cdot n$ ЛАХ линейна, что соответствует высокочувствительному участку de кривых

¹ Несмотря на этот процесс, в пленке вдоль распространения света не возникает заметная фото-ЭДС, так как знаки барьерной фото-ЭДС на границах у соседних симметричных кристаллитов противоположны.

1 и 4 рис.1. Если концентрация вакансий в центрах рекомбинации не зависит от n [1], то в промежуточной области интенсивности формула (1) в соответствии с кривыми 1 и 4 описывает сверхлинейную ЛАХ, которая распространена не более чем на один порядок изменения интенсивностей света. Из (1) также следует, что в области малых интенсивностей света ЛАХ линейна, а в эксперименте в сравнительно большой области интенсивности света она сублинейна с показателем $\alpha=0.5$. С другой стороны, если ЛАХ, обусловленную концентрацией электронов, в некоторой области интенсивности аппроксимировать с помощью функции

$$n^i = n_0 (1 + AL^\beta), \quad (2)$$

$$\beta = \frac{L}{n} \left[\frac{dL}{dn} \right]^{-1} \quad (3)$$

где $(n^i = n^e - n_0$ - концентрация фотоносителей), то как видно из рис.2 (кривая $n(L)$) $\beta \cong 0$ в области малых интенсивностей света. Значит, при малых интенсивностях возбуждения в исследуемых фоторезисторах вместо n -механизма, нужно рассматривать μ -механизм, т.е. барьерный механизм фотопроводимости.

Барьерная фото-ЭДС, которая возникает из-за движения избыточных носителей заряда в разные стороны в области энергетических барьеров, понижает первоначальную высоту барьеров. Разность между высотой барьера до и после освещения представляет собой барьерную фото-ЭДС. Примером такого барьера является и поверхностный изгиб энергетических зон на границах между двумя кристаллическими зернами поликристалла. Для простоты считаем, что биполярная длина диффузии носителей заряда

превышает дебаевскую длину экранирования $L_D = \left(\frac{\epsilon \epsilon_0 kT}{2e^2 n} \right)^{1/2}$, тогда фото-ЭДС Дембера не приведет к изменению высоты барьеров, поэтому ею пренебрегаем.

Как известно, холловская подвижность электронов в образцах с дрейфовыми барьерами определяется выражением:

$$\mu = \mu_0 \exp \left(\frac{-E_\mu}{kT} \right), \quad (4)$$

где μ_0 - холловская подвижность в однородном образце; E_μ - высота дрейфовых барьеров.

Предположим, что ЛАХ фоторезистора, обусловленную изменением высоты барьеров, можно представить в виде

$$\mu^i = \mu (1 + BL^\gamma), \quad (5)$$

где μ -холловская подвижность равновесных электронов, определяемая из (4), B - постоянная величина, независящая от L . При сравнении (4) и (5) видно, что изменение высоты дрейфовых барьеров в данном случае логарифмически зависит от интенсивности света

$$\Delta E_{\mu}(L)=kT \ln(1+BL^{\gamma}) . \quad (6)$$

При этом для барьерного показателя ЛАХ γ получим выражение

$$\gamma=\frac{L}{1-\exp\left[-\frac{\Delta E_{\mu}(L)}{kT}\right]}\cdot\frac{1}{kT}\cdot\frac{d\Delta E_{\mu}L}{dL} . \quad (7)$$

Для получения аналитического выражения для $\Delta E_{\mu}(L)$ с учетом рекомбинационных процессов в квазинейтральном объеме, ОПЗ и на поверхности кристаллических зерен, а также перераспределения заряда на поверхности и между объемными уровнями, требуются весьма громоздкие математические выкладки.

В работе [1] выполнен расчет $\Delta E_{\mu}(L)$ для поверхностного барьера при пренебрежении перезарядкой объемных уровней в ОПЗ под действием освещения при инверсионных изгибах зон $\left(\frac{E_{\mu}}{kT} \gg 1\right)$, когда на поверхности эффективно действует один дискретный уровень акцепторного типа, который обменивается носителями преимущественно с валентной зоной:

$$\Delta E_{\mu}(L)=kT \ln\left[1+\frac{n_0}{p_0}f(L)\right], \quad (8)$$

$$f(L)=-\frac{1}{2}\left(1+\frac{v_0}{v_s}\exp(E_{\mu}/kT)\right)+\left[\frac{1}{4}\left(1+\frac{v_0}{v_s}\exp(E_{\mu}/kT)\right)^2+\frac{k\eta L}{v_0 n_0}\exp(E_{\mu}/kT)\right]^{\frac{1}{2}}, \quad (9)$$

где n_0, p_0 - равновесные концентрации электронов и дырок в объеме кристаллита; $v_0=D\delta n/L_D$ - скорость рекомбинации в квазинейтральном объеме, $v_s=\gamma_{nt} N_t$; γ_{nt}, N_t - коэффициент захвата для электронов и концентрация поверхностных ловушек; k, η - коэффициент поглощения света и внутренний квантовый выход.

Из (5)–(9) видно, что при очень слабых интенсивностях света, холловская подвижность электронов, действительно, изменяется по

степенному закону с $\gamma=1$, т.е. в этом случае $B=\frac{k\eta\vartheta_s}{p_0\vartheta_0}\cdot\left[v_s\exp(-E_{\mu}/kT)+v_0\right]^{-1}$ и ЛАХ линейна. При этом с ростом L высота барьера сильно уменьшается и, следовательно, подвижность резко увеличивается (ср. участок *ав* кривых 1 и 4 ЛАХ на рис.1 и зависимость $\mu(L)$ на рис.2). При дальнейшем росте

интенсивности света показатель γ быстро достигает значения $\gamma=0.5$ (при

этом $B = \left(\frac{k\eta n_0}{v_0 \beta_0^2 / P_0^2} \right)^{1/2} \cdot \exp(E_\mu / 2kT)$). Этот теоретический результат также подтверждается экспериментом (участок *вс* кривых 1 и 4 ЛАХ на рис.1).

Исходя из (2) и (5), т.е. с учетом одновременно n - и μ -механизмов фотопроводимости, рассчитаем кратность K изменения сопротивления продольного фоторезистора

$$K = \frac{R_0}{R} = \beta_k d (1 + BL^\gamma) \left[\ln \frac{AL^\beta + \exp(\beta kd)}{AL^\beta + 1} \right]^{-1}. \quad (10)$$

Обсуждение результатов. Согласно полученным выше экспериментальным и теоретическим результатам, на ЛАХ оптимально очувствленных продольных фоторезисторах $CdSe_{0.8}S_{0.2}$ вне зависимости от способа ТО по значению показателя ЛАХ $\alpha = \beta + \gamma$ можно выделить следующие характерные области значений интенсивности возбуждающего света:

- I. а) $0 < L \leq L_1 \approx 1 \text{ лк}$, где $\alpha = \gamma \approx 1$; $\beta = 0$ (участок *ав* ЛАХ на рис.1);
 б) $L_1 \leq L \leq L_2 \approx 10 \text{ лк}$, где $\alpha = \gamma \approx 0.5$; $\beta = 0$ (участок *вс* ЛАХ).

При этом из (10) получим

$$K = K_\mu = 1 + BL^\gamma. \quad (11)$$

В этой относительно слабой фоточувствительной области ЛАХ полностью доминирует барьерный механизм фотопроводимости. Причиной отсутствия зависимости $n(L)$, по-видимому, является превосходство поверхностной рекомбинации неравновесных носителей над объемный или исключительно хороший обмен носителей между поверхностными и объемными уровнями.

II. $L_1 \leq L \leq L_2 \approx 10^2 \text{ лк}$, где согласно рис.1 $\alpha \approx 3.5$, $\beta \approx 3.0$, $\gamma \approx 0.5$, (участок *сд* ЛАХ). Если при этом выполняются условия $BL^\gamma \gg 1$ и $AL^\beta \gg 1$, $\exp(\beta kd)$, то из (10) имеем

$$K = K_\mu \cdot K_n = BL^\gamma \beta_k d \frac{AL^\beta}{\exp(\beta kd)} \sim L^\alpha. \quad (12)$$

На этом сверхлинейном участке ЛАХ происходит перезарядка r и s -центров полупроводника, в результате чего по мере увеличения интенсивности света вклад концентрационного механизма фотопроводимости резко возрастает и в конце данной области он превосходит вклад, обусловленный μ -механизмом.

III. $L > L_2$, где $\alpha = \beta \approx 1$; $\gamma = 0$ (участок *de* ЛАХ). Здесь согласно (10) кратность K можно выразить следующей формулой:

$$K = K_{II} \cdot (K_0 + 1), \quad (13)$$

где $K_{II, max} = 3ABkdL_2^{7/2} / \exp(3kd)$ - максимальное значение K на участке *cd* ($\alpha_2 = \beta_2 + \gamma_2$), $K_0 = Akd(L - L_2) \cdot \exp(-kd)$.

Из последних формул видно, что при больших интенсивностях света, когда $L > L_2$, кратность фотопроводимости пленки K равна произведению кратностей, обусловленных изменениями барьеров K_μ и концентрацией K_n свободных носителей заряда, причем в соответствии с рис.1 с ростом L доля

барьерного механизма $K_\mu = K_{II, \mu} = BL_2^{\beta_2}$ остается неизменной, а $K_n = \frac{K_{II, max}}{K_\mu} (K_0 + 1)$

линейно зависит от интенсивности света. Если в формуле (10) положим $\beta = 1$ и $\gamma = 0$, $B = 0$ (т.е. $\Delta\mu = 0$), то она сводится к формуле, полученной в работе [11], которая справедлива для однородных образцов.

Заключение. Проведенный здесь теоретический анализ ЛАХ фоточувствительных поликристаллических пленок $CdSe_{0.8}S_{0.2}$ носит качественный-феноменологический характер и удовлетворительно описывает основные особенности эксперимента. Его можно развивать путем более точных количественных расчетов фотопроводимости поликристаллов с конкретной моделью примесных центров в ОПЗ и на поверхности микрокристаллов.

Литература

- [1] Лашкарев В.С., Любченко Л.К., Шейнкман М.К. Неравновесные процессы в полупроводниках. – Киев.: Наукова думка, 1981.- 270 с.
- [2] Зуев А.Л., Саченко В.Б., Тольпыго К.Б. Неравновесные процессы на поверхности полупроводников. - М.: Энергия, 1979. – 178 с.
- [3] Эргашев Ж., Юлдашев Н.Х. Фотоэлектретный эффект в полупроводниковых пленочных структурах. Монография. «Техника», Фергана-2017, 180 с.
- [4] Айибжанов М., Каримов М.А., Саидов М.С., Юлдашев Н.Х. Аномальная температурная зависимость и инфракрасное гашение равновесной проводимости в поликристаллических пленках $CdSe$ // Физика и техника полупроводников-Санкт-Петербург. 1996.-№9 (30).- С. 1578 – 1584.
- [5] Yuldashev, N.Kh., Mamadiev, D.T., Mirzaev, V.T. and Xidirov, D.Sh. (2022) Effect of Heat Treatment Conditions on Photo sensitivity of $CdSe_xS_{1-x}$ Polycrystalline Films. Journal of Applied Mathematics and Physics, 10, 3208-3217. <https://doi.org/10.4236/jamp.2022.1010213>
- [6] Каримов М.А., Юлдашев Н.Х. Роль границы раздела зерен в люкс-амперной характеристике поликристаллической пленки твердого раствора $CdSe_xS_{1-x}$ //

Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования - Москва . 2006. - № 5. - С.88- 92.

- [7] Abbas, N.K., Naji, I.S., Abdulmajeed, A.A. (2013) Electrical Properties of Thermally Evaporated $\text{CdSe}_x\text{S}_{1-x}$ Thin Films. International Review of Physics (IREPHY). 7. 70-75.
- [8] Trofimov, Y.V., et al. (2012) Physicochemical Features of Dielectrical Nano-Barrier Layers in $\text{CdSe}_x\text{S}_{1-x}$ Films Formed by Screen Printing Method. Lithuanian Journal of Physics, 52, 219-223. <https://doi.org/10.3952/physics.v52i3.2473>
- [9] Abidinov, A.Sh., Djafarov, M.A., Mamedova, S.A. (2006) Relaksasiya fotoprovodimosti ximicheski osajdannix plenok $\text{CdSe}_{1-x}\text{Te}_x$. Bakinskiy Gosudarstvenniy Universitet.: «Fizika i astronomiya», 2, 95-98.
- [10] Meshkov, A.S., Ostretsov, E.F., Pogosov, W.V., Ryzhikov, I.A. and Trofimov. Yu.V. (2008) Photoconductivity of CdS-CdSe Granular Films: Influence of Microstructure. Semiconductor Science and Technology, 25, Article ID: 065013. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/25/6/065013>
- [11] Вдовенков А.А., Кролевец К.М., Комашко В.А., Скаржевская Э.П. Исследование продольного режима работы пленочных фоторезисторов // Микроэлектроника / Сборник научных трудов –Москва, 1978. -№5. - С. 296-309.