

О рекомбинационных процессах в пленках CdS–PbS

© А.Г. Роках, М.И. Шишкин[¶], В.С. Аткин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410012 Саратов, Россия

[¶] E-mail: shishkin1mikhail@gmail.com

(Получена 12 июля 2017 г. Принята к печати 5 сентября 2017 г.)

Исследовалась поперечная и продольная фотопроводимость, фото- и катодоллюминесценция сублимированных пленок CdS(0.9)–PbS(0.1) при комнатной температуре и охлаждении, показана роль включений узкозонной фазы в рассмотренных процессах. Возбуждение производилось как по всей активной поверхности пленки, так и „точечно“ (в пределах одного кристаллита). Выполнена оценка скорости поверхностной рекомбинации и времени жизни основных носителей заряда при разной скорости генерации и характере их возбуждения. Дается сравнительная таблица рекомбинационных свойств пленок CdS и CdS–PbS.

DOI: 10.21883/FTP.2018.08.46209.8687

1. Введение

Поликристаллические гетерофазные пленки ограниченных твердых растворов CdS–PbS с разным содержанием узкозонной компоненты обладают высокой фоточувствительностью (кратностью изменения сопротивления) и люминесцентными свойствами [1,2], и являются к тому же стабильными в силу деградационной стойкости [3]. Поскольку увеличение доли сульфида свинца снижает фоточувствительность (кратность изменения сопротивления), оптимальным соотношением компонент в исходной шихте является состав CdS(90%)–PbS(10%) [4]. При активирующем отжиге пленок их свойства существенно меняются, чему способствует также рекристаллизация и происходящие при этом образование и распад твердых растворов на отдельные фазы на поверхности и в объеме пленки. Кроме того, названные пленки послужили модельным веществом для обнаружения и исследования вторично-ионного фотоэффекта (ВИФЭ) [5] — базового эффекта нарождающейся оптоэлектроники, призванной внести свой вклад в технологию наноструктур.

Выполненные ранее исследования [6,7], направленные на широкий анализ характеристик пленок CdS–PbS, показали интересные результаты и дали основание продолжить изучение этих объектов с комплексным применением различных методов исследования. Так, например, было обнаружено скопление кристаллитов узкозонной фазы на поверхности пленки, исследована модификация структуры пленок при лазерном отжиге. Но часто исследование образца во время таких измерений сопровождается образованием значительного количества неравновесных носителей, причем их влияние недостаточно изучено. Цель данной работы заключается в исследовании особенностей рекомбинации (в том числе излучательной) в данных пленках при разных способах генерации неравновесных носителей (когерентным, некогерентным светом и электронным пучком), а также в оценке некоторых важных параметров этих пленок. Подобное исследование осложня-

лось неоднородностью состава используемых образцов. Потребность в такой работе вызвана необходимостью систематизировать некоторые предположения и допущения, сделанные ранее. Так, в работе [6], посвященной изучению возможности управления выходом вторичных ионов из пленок CdS–PbS при дополнительном возбуждении светом разного спектрального состава, приводятся предварительные рассуждения о том, что фотоллюминесценция в сложной гетерофазной полупроводниковой пленке связана не только с концентрацией центров свечения, но и с распределением этих центров по фазам и структурным распределением самих фаз в объеме пленки. Актуальность исследования механизмов рекомбинации в данных пленках проявляется при решении таких прикладных задач, как уменьшение зарядки пленки при облучении заряженными частицами и оценка локального сосредоточения энергии.

2. Методика эксперимента

Для исследования использовались фотопроводящие пленки CdS(90%)–PbS(10%). Пленки имели толщину около 1 мкм и изготавливались сублимацией в вакууме на стеклянные подложки, покрытые пленочными алюминиевыми электродами в форме встречно-штырьевых гребенок. Расстояние между соседними электродами гребенки ~ 120 мкм, длина каждого электрода ~ 6 мм, форма электродов П-образная. Нанесение поверх электродов полупроводниковой пленки указанного состава с последующим отжигом на воздухе при температуре 500°C в течение 30 мин завершало формирование поперечного фоторезистора. Для измерения фотопроводимости в продольном режиме использовался верхний прижимной электрод из алюминиевой фольги. Образец освещался монохроматическим светом от монохроматора МДР-41 со стороны стеклянной подложки. Мощность на выходе монохроматора определялась с помощью градуированного фотодиода ФД-24К. На этом же монохроматоре исследовались спектры пропускания и отражения образцов и по ним определялся коэффициент

поглощения. Для исследования фотолюминесценции в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) спектральных диапазонах использовался спектрометр LabRam HR800, совмещенный с конфокальным микроскопом (производство фирмы Jobin-Yvon Horiba) с кремниевым детектором, предусматривающий использование одного из двух возбуждающих лазеров 473 и 532 нм. Эти длины волн находились в области сильного поглощения пленки, что было необходимо для большей плотности генерации фотоносителей. Для регистрации фотолюминесценции в среднем ИК-диапазоне использовалась самодельная установка с фотоприемником на основе InGaAs, причем образец освещался со стороны подложки, а фотолюминесценция регистрировалась со стороны пленки. Данная установка позволяла также производить исследования фотолюминесценции при охлаждении — для этого образец помещался в криостат. Использование фотолюминесценции давало возможность исследовать возбуждение и рекомбинацию фотоносителей в сравнительно малом объеме, обусловленном сечением лазерного пучка, в то время как при измерении фотопроводимости обычно засвечивается весь образец (или по крайней мере межэлектродный промежуток).

Исследования вторично-электронной эмиссии, катодолюминесценции и тока, индуцированного электронным пучком (ТИЭП), проводились на сканирующем электронном микроскопе Mira II Tescan LMU, время воздействия электронным пучком на одну точку (пиксель) Δt составляло 5.4 мкс; при этом общее время сканирования кадра t было около 9 с. Для регистрации катодолюминесценции использовался панхроматический детектор с чувствительностью в диапазоне 350–650 нм. При исследованиях ТИЭП на поверхность пленки наносился тонкий слой золота методом плазменно-химического осаждения, который был прозрачен для пучка электронов, с целью создания контакта с барьером Шоттки [8]. Вторым контактом („омическим“) служил алюминиевый электрод „ребенка“. К обоим контактам присоединялась тонкая медная проволока с помощью индиевого припоя.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Фотолюминесценция

На рис. 1 показан спектр фотолюминесценции отожженной пленки CdS–PbS. В видимой области спектра фотолюминесценция возбуждалась лазером 473 нм (рис. 1, *a*), в ИК-диапазоне — лазером 532 нм (рис. 1, *b*). В области 520 нм наблюдается краевое излучение с энергией кванта, близкой к ширине запрещенной зоны CdS, характерное также для порошков и монокристаллов сульфида кадмия [9]. Следующий максимум свечения расположен в интервале 750–800 нм, и его можно также отнести к люминесценции широкозонной фазы пленки CdS–PbS (рис. 1, *a*) [10]. Максимум на длинах волн 920–930 нм (рис. 1, *b*) может объясняться присутствием твердого раствора CdS в PbS, поскольку раство-

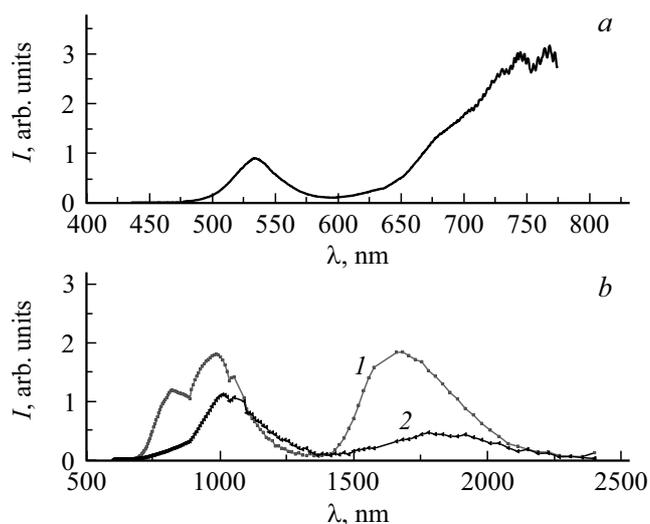


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции пленки CdS–PbS на подложке из гладкого стекла, снятые при возбуждении лазером 473 нм (*a*) и лазером 532 нм (*b*) при температуре: 1 — 75 К, 2 — 300 К.

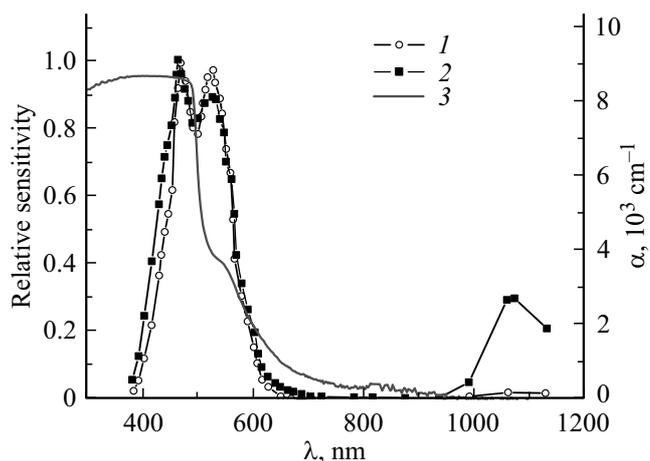


Рис. 2. Относительная изоквантовая фоточувствительность образца CdS–PbS в поперечном (1) и продольном (2) режиме; 3 — коэффициент поглощения образца.

римость сульфида кадмия в сульфиде свинца доходит до 30% [11]. Спектр фотолюминесценции в ИК-области возбуждается лазером 532 нм с целью возбудить сначала широкозонную фазу (твердый раствор PbS в CdS), а через нее и более узкозонные фазы.

Время жизни неравновесных электронов τ_n , связанное с межзонной излучательной рекомбинацией, обратно пропорционально концентрации этих электронов Δn (для определенности используем в нижеприведенных расчетах ширину запрещенной зоны твердого раствора CdS в PbS, энергетически соответствующую максимуму люминесценции при длине волны 1000 нм, для которой известен коэффициент поглощения (рис. 2). Для этой длины волны характерен малый коэффициент поглощения и, следовательно, меньшее влияние поверхностной

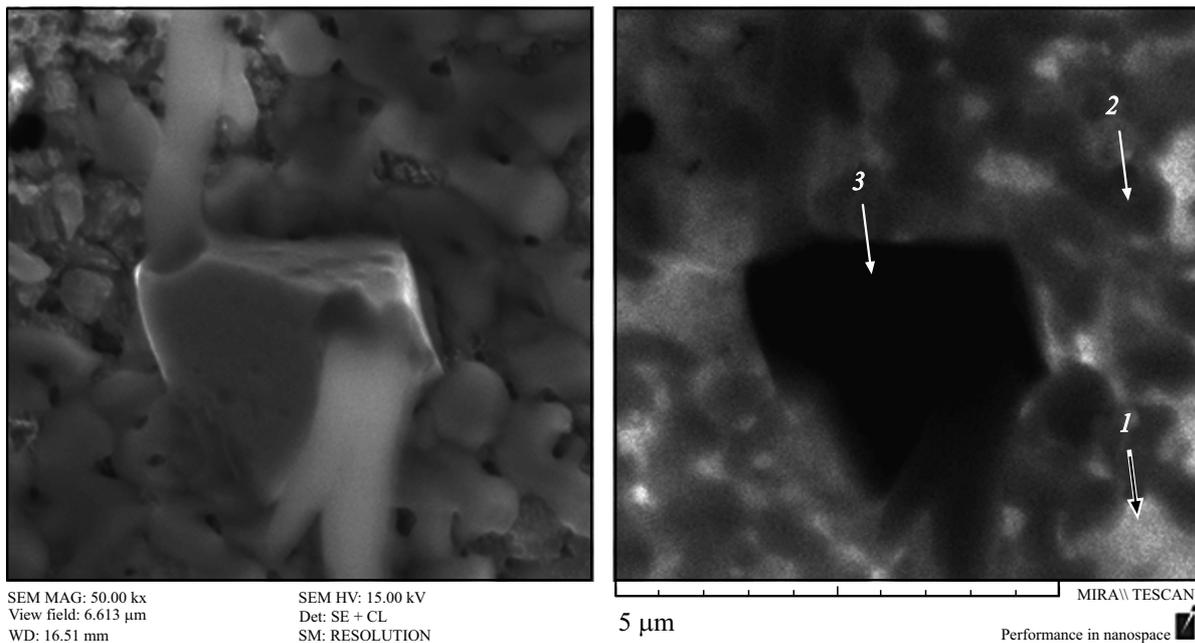


Рис. 3. Скопление кристаллитов разных размеров (2) и (3), расположенных над широкозонной фазой (1): в режиме вторичных электронов (слева) и в режиме катодолуминесценции (справа).

рекомбинации и интенсивная фотолуминесценция):

$$\tau_n = \frac{n_i^2}{R} \frac{1}{\Delta n} = \frac{n_i}{\sqrt{gR}}. \quad (1)$$

Здесь g — скорость генерации носителей, n_i — собственная концентрация носителей узкозонной компоненты твердого раствора CdS в PbS, вычисляемая по формуле

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp(-\Delta E_g / 2kT), \quad (2)$$

где N_v и N_c — эффективная плотность состояний в валентной зоне и зоне проводимости соответственно, ΔE_g — ширина запрещенной зоны, T — температура, k — постоянная Больцмана. Число фотонов R , испускаемое в результате рекомбинации, описывается выражением [12]

$$R = 1.785 \cdot 10^{22} (T/300)^4 \int_0^\infty \frac{m^3 \alpha u^3}{\exp(u) - 1} du, \quad (3)$$

где m — показатель преломления (примерно соответствует показателю преломления для CdS и равен 2.5), α — коэффициент поглощения, $h\nu$ — энергия кванта, а $u = h\nu/kT$. В этой формуле излучательная рекомбинация при фотолуминесценции рассчитывается теоретически из общих термодинамических соображений с привлечением экспериментальных данных о поглощении и без привлечения данных о рекомбинационных уровнях.

Фаза PbS (точнее, с преимущественным содержанием PbS) при охлаждении на воздухе после отжига выпадает

из сублимированного материала в отдельные кристаллиты, расположенные как ранее было показано [6], на поверхности образца. При попадании на них сфокусированного лазерного луча, имеющего диаметр, сравнимый с их размерами, фотолуминесценция смещается в длинноволновую область, соответствующую большему содержанию PbS.

Так, например, для установки HR Horiba JobIn 800 пространственное разрешение объектива составляло 360 нм для длины волны 532 нм и 320 нм для длины волны 473 нм. Лазерный луч фокусировался в пятно диаметром $\sim 1-2$ мкм на поверхности образца, что сравнимо с размером крупного кристаллита с огранкой в виде трехгранной призмы (рис. 3).

Инфракрасные полосы люминесценции, которые имеют максимум при 1000 нм и максимум в диапазоне 1600–2000 нм (рис. 1, b), по всей видимости, связаны с рекомбинацией носителей именно в узкозонных фазах на основе сульфида свинца. При охлаждении эти максимумы смещались в коротковолновую область, что связано с положительным температурным коэффициентом ширины запрещенной зоны в сульфиде свинца. Именно при таких длинах волн, например, наблюдались максимумы фотолуминесценции в квантовых точках PbS (ядро) — CdS (оболочка) [13], где фотолуминесценция сдвигалась в коротковолновую относительно чистого сульфида свинца область благодаря уменьшению размера квантовых точек.

Поскольку при отжиге на воздухе кислород активно участвует в образовании фаз оксидов кадмия и свинца, он также может принимать участие в процессе образования рекомбинационных „стоков“. Однако, как показали

наши исследования, проявление этих „стоков“ и связанных с ними эффектов в пленках CdS (в частности отсутствие гашения темновой проводимости, связанное с отсутствием остаточной проводимости) наблюдается только при добавлении к сульфиду кадмия сульфида свинца [14].

3.2. Фотопроводимость

Рассматривая фотопроводимость полупроводниковых пленок ограниченных твердых растворов CdS–PbS, отметим, что они обладают двумя областями изоквантовой спектральной чувствительности I_{ph}/N_ϕ : в видимой области спектра 440–560 нм и в ближней инфракрасной области 1000–1200 нм, как это показано на рис. 2. Здесь I_{ph} — фототок, а N_ϕ — количество падающих квантов света в единицу времени.

Область видимого спектра связана с собственной чувствительностью широкозонной фазы CdS и его твердых растворов, содержащих весьма небольшое количество сульфида свинца. Фотопроводимость в ближней инфракрасной области, наоборот, связана с большей долей сульфида свинца и меньшей долей сульфида кадмия (твердый раствор со стороны PbS). Отдельно стоит упомянуть о коротковолновом максимуме 460 нм. Его происхождение специально не исследовалось, оно может быть связано с образованием оксида свинца [15].

Высота длинноволнового максимума при измерении в продольном режиме увеличивается, что, на наш взгляд, обусловлено повышением проводимости широкозонной фазы за счет инжекции основных носителей из контакта. Благодаря уменьшению сопротивления широкозонной фазы узкозонные включения получили возможность проявить свою спектральную чувствительность, которая ранее ограничивалась последовательно включенной широкозонной фазой.

Сопоставляя энергию переходов, соответствующих максимумам фотолюминесценции и фотопроводимости (табл. 1), с шириной запрещенной зоны кристаллических фаз, можно прийти к выводу о наличии не непрерывного ряда твердых растворов в области взаимной растворимости компонент, а их дискретного набора. По аналогии с теорией полупроводникового лазера при интерпретации здесь не рассматривается вклад рекомбинационных центров, поскольку сами рекомбинационные центры все больше рассматриваются не как точечные дефекты, а, скорее, как рекомбинационные области [16]. Стоит заметить, что ранее в образцах, подобных исследуемым в этой работе, наблюдалась интенсивная катодолюминесценция в ИК-диапазоне [2]. Если стационарная фотопроводимость связана главным образом с широкозонной фазой, и узкозонная фаза проявляет себя только при продольной геометрии, то при фотолюминесценции узкозонные компоненты проявляются более заметно.

Как известно, на спектр fotocувствительности может оказывать существенное влияние поверхностная рекомбинация. Когда падающее излучение поглощается

Таблица 1. Энергетическое положение максимумов фотопроводимости и фотолюминесценции (на основе рис. 1 и 2)

Спектр	Максимумы относительной чувствительности			Максимумы фотолюминесценции					
	ΔE_g , эВ	2.67	2.35	1.16	2.32	1.66	1.61	1.51	1.26

неравномерно по толщине образца l и имеет место диффузия носителей заряда, fotocувствительность в квази-монопольном полупроводнике n -типа, которым является исследуемая пленка CdS–PbS, описывается формулой: $I_{ph}/N_\phi = A(1 + S\alpha^{-1}/D_n)$, где $D_n = \mu_n kT/e$ — коэффициент диффузии электронов, α — коэффициент поглощения, μ_n — подвижность электронов, A — константа, не зависящая от длины волны, S — коэффициент поверхностной рекомбинации [17].

Из этого соотношения следует, что зависимость I_{ph}/N_ϕ от α^{-1} в области коротковолнового спада фотопроводимости ($\alpha l \gg 1$) представляет собой прямую линию, продолжение которой пересекает ось абсцисс в точке $\alpha^{-1} = -D_n/S$ при любых A , а скорость поверхностной рекомбинации S определяется по тангенсу угла наклона. Для расчета по этой формуле брались результаты, частично представленные в работе [18].

Определенная таким способом скорость поверхностной рекомбинации составила $6 \cdot 10^4$ см/с с хорошей повторяемостью от образца к образцу. Сравнивая полученные значения с величиной скорости поверхностной рекомбинации для пленок CdS без добавок PbS, изготовленных по аналогичной технологии ($S = 6 \cdot 10^3 - 10^4$ см/с) [19], мы видим, что добавка PbS увеличивает скорость поверхностной рекомбинации в несколько раз. Это обстоятельство объясняется наличием дополнительного канала поверхностной рекомбинации, приводящего к отсутствию остаточной проводимости в пленках CdS–PbS [20].

3.3. Электронно-микроскопические исследования

На рис. 3 представлены изображения отожженной пленки CdS–PbS в обратно рассеянных электронах и того же участка пленки в режиме катодолюминесценции. Более темные (2) или черные (3) участки в катодолюминесцентном изображении соответствуют более узкозонной фазе. Они играют роль рекомбинационных „стоков“, куда избыточные неравновесные носители идут („стекают“) под действием градиента концентрации [20], и в них же происходит интенсивная люминесценция [21].

Отметим, что распределение неравновесных носителей заряда в пространстве пленки в продольном режиме можно ориентировочно представить с помощью сканирования поверхности электронным пучком и регистрации соответствующего тока (ТИЭП) во внешней

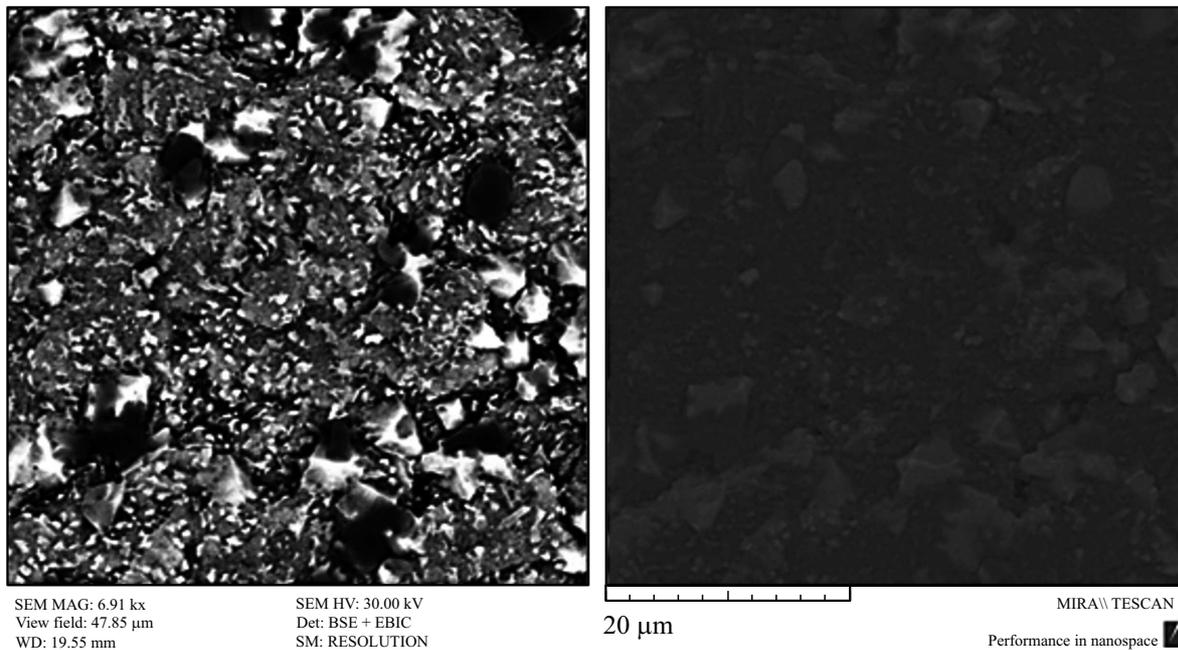


Рис. 4. Микроизображение участка поверхности отожженной пленки CdS(0.9)–PbS(0.1), снятое в обратно рассеянных электронах (слева), и того же участка поверхности, снятое в режиме ТИЭП.

цепи [22]. Микрофотография в режиме ТИЭП (рис. 4) показывает, что токи, наведенные электронным пучком, протекают преимущественно через кристаллиты узкозонной фазы на поверхности образца, которые изображены в левой части рисунка в обратно рассеянных электронах.

Зависимость глубины проникновения первичных электронов d от их энергии E_p описывается выражением [23] (плотность ρ CdS — 4.8 г/см³):

$$d \approx 10^{-5} E_p^{3/2} / \rho. \quad (4)$$

Энергия E_0 , необходимая для генерации одной электронно-дырочной пары, находится по полуэмпирической формуле:

$$E_0 = \frac{14}{5} E_g + E^*, \quad (5)$$

где слагаемое E^* пропорционально целому числу оптических фононов, теряемых в этом процессе ($0.5 < E^* < 1.0$ эВ).

Зная энергию E_0 и пространственное распределение потерь энергии, определим два значения скорости генерации электронно-дырочных пар: в импульсе (мгновенную) (6а) и среднюю за время сканирования всего изображения (6б):

$$g = \frac{J E_p}{e E_0} \frac{1}{d}, \quad (6a)$$

$$g = \frac{J E_p}{e E_0} \frac{1}{d} \frac{\Delta t}{t}, \quad (6b)$$

где J — плотность тока в электронном пучке, e — заряд электрона (например для катодолуминесценции

на рис. 3 необходимый для расчета J ток пучка электронов, непосредственно взаимодействующих с образцом, составляет 350 пА, а диаметр этого пучка ~ 5 нм), E_p/E_0 — число пар, генерируемых одним падающим электроном.

Расчет по формуле (4) показывает, что ускоряющее напряжение 15 кВ при катодолуминесценции позволяет первичным электронам проникать через всю толщину пленки. Анализ рекомбинационных процессов при катодолуминесценции во многом опирается на относительный интегральный квантовый выход катодолуминесценции η , который с учетом поверхностной рекомбинации рассчитывается по простейшей формуле [24]:

$$\eta = 1 - \frac{l_-}{d} \frac{S/D_n}{S/D_n + l^{-1}} (1 - \exp(-d/l_-)). \quad (7)$$

Здесь величина l_- соответствует длине диффузионно-дрейфового смещения в тормозящем встроенном поле для варизонных полупроводников $E = -(1/e)\nabla E_g$ (∇ — первая производная по координате). Предположим, что величина η близка по значению к квантовому выходу, известному из литературных данных для катодолуминофоров на основе CdS, и примерно соответствует 10^{-1} [25]. Коэффициент диффузии для электронов по формуле Эйнштейна соответствует $D_n = \mu_n kT/e$; если положить $\mu_n \sim 50$ см²/В·с, то $D_n \sim 1$ см²/с, а приведенная скорость поверхностной рекомбинации $S/D_n \sim 6 \cdot 10^4$ см⁻¹. В формуле (7) равенство обращается в тождество при значениях $l_- \sim 0.0006$ см. Минимальная диффузионная длина для электронов L_n в варизонном полупроводнике со встроенным полем примерно равна l_- . Время жизни

Таблица 2. Рекомбинационные параметры пленок CdS–PbS при различных уровнях возбуждения

	Возбуждение от монохроматора $\lambda = 532$ нм	Возбуждение лазером $\lambda = 532$ нм	Возбуждение электронным пучком (катодоллюминесценция)
Скорость генерации пар g , $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$\sim 10^{16}$	$\sim 10^{22}$	$\sim 10^{29}$ в импульсе $\sim 10^{23}$ в среднем
Время жизни неравновесных носителей τ_n , с	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-7}$

Таблица 3. Сравнение рекомбинационных свойств сублимированных пленок CdS и CdS–PbS

Свойства пленок CdS	Свойства пленок CdS–PbS
Остаточная проводимость	Отсутствие остаточной проводимости
Невысокая скорость поверхностной рекомбинации	Повышенная скорость поверхностной рекомбинации
Низкая радиационная стойкость	Высокая радиационная стойкость
Нормальный (отрицательный) ВИФЭ по ионам Cd	Нормальный и аномальный (положительный) ВИФЭ по ионам Cd

электронов, полученное из таких расчетов, соответствует $\tau_n = L_n^2/D_n \sim 10^{-7}$ с.

4. Обсуждение результатов

Подытоживая, можно отметить, что в работе фактически рассмотрены три случая генерации неравновесных носителей: сравнительно слабой генерации при фотопроводимости, более сильной при фотоллюминесценции и самой сильной при возбуждении электронным пучком (табл. 2). Интенсивность рекомбинации во всех этих случаях также различается, так как при большом уровне возбуждения время жизни неравновесных носителей уменьшается обратно пропорционально концентрации этих носителей (см. формулу (1)). Помимо последовательного увеличения интенсивности генерации носителей заряда энергетические воздействия на образец, описанные в работе, сопровождаются уменьшением площади, на которой возбуждаются неравновесные носители. Необходимо отметить, что это позволяет получить вырожденный электронный газ на локальном участке образца. Известно, что монокристаллы CdS сами обладают лазерными свойствами, например, проявляющимися в создании инверсной населенности ($\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$) приложенным электрическим полем [26] или оптической нелинейностью при воздействии мощным лазером 532 нм в импульсном режиме [27]. Поэтому приобретает смысл сравнительный анализ эффектов от воздействия интенсивным потоком электронов и фотонов на гетерофазный образец с преобладающим содержанием CdS. Для определения времени жизни неравновесных электронов и связанного с ним темпа генерации при фотоллюминесценции в работе используются формулы (1)–(3), а также паспортные данные установки Horiba. Для определения интенсивности генерации носителей при возбуждении электронным пучком используются формулы (4)–(7), при этом время жизни носителей рассчитывалось с уче-

том диффузионно-дрейфовых параметров и квантового выхода катодоллюминофоров на основе CdS. Что касается значений времени жизни и интенсивности генерации носителей, полученных при исследовании фотопроводимости образца с помощью света от монохроматора, то они берутся из работы [20]. Результаты рассмотрения рекомбинационных процессов в пленках CdS–PbS при различных уровнях возбуждения приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что, согласно проведенной оценке, время жизни неравновесных носителей в пленках уменьшается, как и следовало ожидать, с ростом интенсивности возбуждения. О величине безызлучательной рекомбинации на поверхности можно судить по значениям параметра S , который может достигать $6 \cdot 10^4$ см/с; рекомбинация фотоносителей при этом может проявляться в „расшатывании“ кристаллической решетки и увеличенном выходе вторичных ионов (аномальный вторично-ионный фотоэффект) [28].

Роль сульфида свинца, добавленного в сублимируемый в вакууме порошок сульфида кадмия, видна из табл. 3, которая является не только результатом данной статьи, но и обобщением ранее полученных результатов. Из нее следует, что добавление PbS к CdS не просто улучшает характеристики пленок (уменьшение инерционности, проявляющееся в отсутствие остаточной проводимости [14,20], повышение радиационной стойкости [3]), но и приводит к появлению новых эффектов (два вида ВИФЭ [5,28], увеличение скорости поверхностной рекомбинации).

5. Заключение

Обобщая представленные экспериментальные данные и вычисления, можно выделить основные результаты работы.

1. На спектрах фотоллюминесценции обнаружен ряд широких максимумов в ИК-диапазоне, что, по-видимому,

говорит о дискретном наборе твердых растворов сульфида кадмия в сульфиде свинца.

2. Скорость поверхностной рекомбинации, по данным спектра фотопроводимости, превышает полученные ранее значения на пленках „чистого“ сульфида кадмия, приготовленных по аналогичной технологии. Этот результат находится в соответствии с предположенным ранее дополнительным каналом рекомбинации, ответственным за отсутствие остаточной проводимости [20].

3. Зависимость времени жизни от интенсивности возбуждения совместно с данными микроизображений катодoluminesценции и ТИЭП позволяют определить преимущественные направления стекания избыточных неравновесных носителей и места их возможной рекомбинации, которые, как и предполагалось ранее, связаны с узкозонной фазой.

Полученные в работе результаты могут рассматриваться как упрощенная картина особенностей рекомбинации в поликристаллических пленках ограниченных твердых растворов CdS–PbS, реализующаяся в этой многофазной системе.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-07-00226.

Список литературы

- [1] З.И. Кирьяшкина, А.Г. Роках. *Фотопроводящие пленки типа CdS* (Саратов, изд-во Саратов. ун-та, 1979) с. 192.
- [2] С.И. Золотов, Н.Б. Трофимова, А.Э. Юнович. *ФТП*, **18**, 631 (1984).
- [3] А.Г. Роках, А.В. Кумаков, Н.В. Елагина. *ФТП*, **13**, 787 (1979).
- [4] А.Г. Роках, С.В. Стецюра, Н.Б. Трофимова, Н.В. Елагина. *Неорг. матер.*, **35** (4), 1 (1999).
- [5] А.Г. Роках, С.В. Стецюра, А.Г. Жуков, А.А. Сердобинцев. *Письма ЖТФ*, **32** (1), 58 (2006).
- [6] A.G. Rokakh, M.D. Matasov. *Phys. Express*, **1**, 57 (2011).
- [7] С.В. Стецюра, И.В. Маляр, С.Б. Вениг. *Технология и применение гетерогенных структур на основе сульфоселенидов кадмия* (Саратов, изд-во Саратов. ун-та, 2013).
- [8] G.J. Russell, M.J. Robertson, J. Woods. *Phys. Status Solidi A*, **57**(1), 253 (1980).
- [9] О.Н. Казанкин, Л.Я. Марковский, И.А. Миронов, Ф.М. Пскерман, Д.Н. Пегошина. *Неорганические люминофоры* (Л., Химия, 1975) с. 37.
- [10] А.Г. Роках, М.И. Шишкин, Н.Б. Трофимова. *Матер. 2-й Росс. конф. по взаимодействию СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами* (Саратов, Россия, 2015) с. 26.
- [11] Я.А. Угай, О.Б. Яценко, В.Н. Семенов, Е.М. Авербах. *Изв. АН СССР. Неорг. матер.*, **9** (11), 2055 (1973).
- [12] W. van Roosbroeck, W. Shockley. *Rhys. Rev.*, **94**, 1558 (1954).
- [13] M.J. Panzer, V. Wood, S.M. Geyer, M.G. Bawendi, V. Bulovic. *J. Display Technology*, **6** (3), 90 (2010).
- [14] А.Г. Роках, М.И. Шишкин, С.Б. Вениг, В.С. Аткин. *Матер. 2-й Росс. конф. по взаимодействию СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами* (Саратов, Россия, 2015) с. 35.
- [15] В.А. Извозчиков, О.А. Тимофеев. *Фотопроводящие окислы свинца в электронике* (Л., Энергия, 1979).
- [16] А.Н. Грузинцев. Автореф. докт. дис. (Черноголовка, ИПТМ РАН, 1997).
- [17] В.Ф. Киселев, С.Н. Козлов, А.В. Зотеев. *Основы физики поверхности твердого тела* (М., Изд-во Москов. ун-та, 1999) гл. 2, с. 63.
- [18] А.Г. Роках, М.И. Шишкин. *Матер. 24-й Междунар. науч.-техн. конф. и школы по фотоэлектронике и приборам ночного видения* (М., Россия, 2016) с. 132.
- [19] Н.Б. Трофимова. Автореф. канд. дис. (Сарат. гос. ун-т, 1976).
- [20] А.Г. Роках, М.И. Шишкин. *Прикл. физика*, **2**, 37 (2017).
- [21] И.В. Маляр, М.Д. Матасов, С.В. Стецюра. *Письма ЖТФ*, **38** (16), 42 (2012).
- [22] К. Донолато. *Поликристаллические полупроводники* (М., Мир, 1989) т. 2, с. 201. [Пер. с англ.: С. Donolato. *Polycrystalline semiconductors*, Ed. by G. Harbeke (Berlin–Heidelberg–N.Y.–Tokyo, Springer Verlag, 1985) v. 57].
- [23] Ж. Панков. *Оптические процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1973) гл. 11, с. 268.
- [24] Г.П. Пека, О.А. Токалин, Н.К. Дряпико. *ФТП*, **17** (6), 1087 (1983).
- [25] О.Н. Казанкин, Л.Я. Марковский, И.А. Миронов, Ф.М. Пскерман, Д.Н. Пегошина. *Неорганические люминофоры* (Л., Химия, 1975) с. 179.
- [26] Н.Г. Басов, А.Г. Молчанов, А.С. Насибов, А.З. Обидин, А.Н. Печенов, Ю.М. Попов. *Письма ЖЭТФ*, **19** (10), 650 (1974).
- [27] H.P. Li, C.H. Kam, Y.L. Lam, W. Ji. *Optics. Commun.*, **190**, 351 (2001).
- [28] А.Г. Роках, М.Д. Матасов. *ФТП*, **44** (1), 101 (2010).

Редактор Г.А. Оганесян

About recombination processes in CdS–PbS films

A.G. Rokakh, M.I. Shishkin, V.S. Atkin

Saratov State University,
410012 Saratov, Russia

Abstract The transversal and longitudinal photoconductivity, photo- and cathode luminescence of sublimated CdS(0.9)–PbS(0.1) films at room temperature and at the cooling were investigated and role of narrow gap phase inclusions in the examined processes was showed. Both all active surface of the film and „pointwise“ (within one crystallite) were irradiated. Surface recombination rate and lifetime of majority carriers have been estimated at different generation rate and nature of this generation. The comparison table of recombination properties of CdS and CdS–PbS films is given.