

10;11;12

Вторично-ионная масс-спектрометрия фотопроводящих мишеней

© А.А. Сердобинцев, А.Г. Роках, С.В. Стецюра, А.Г. Жуков

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,

410012 Саратов, Россия

e-mail: SerdobintsevAA@info.sgu.ru

(Поступило в Редакцию 2 февраля 2007 г.)

В результате исследований фотопроводящих пленок CdS–PbS методом вторично-ионной масс-спектрометрии обнаружено изменение выхода положительных вторичных ионов при освещении. При бомбардировке положительными ионами кислорода выход ионов кадмия уменьшался, а ионов свинца — увеличивался при облучении пленок видимым светом. Обнаруженные явления дали основания говорить об обнаружении вторично-ионного фотоэффекта и были названы нормальным и аномальным вторично-ионным фотоэффектом соответственно.

Предложены объяснения и предварительное количественное описание наблюдаемых явлений.

PACS: 78.66.Hf, 82.80.Ms

Введение

Ионное распыление матриалов широко применяется как в технологических, так и в аналитических целях. В связи с этим могут быть полезны дополнительные исследования, направленные на выявление внешних факторов, влияющих на процесс ионного распыления. В настоящей работе в качестве внешнего фактора, способного влиять на выход вторичных ионов, рассматривается видимый свет. Освещение в том или ином виде присутствует во многих ионных распылительных системах в виде люминесценции мишени [1], либо в результате проникновения света через смотровые окна вакуумной камеры. При исследовании фоточувствительных мишеней можно ожидать влияния света на выход вторичных ионов. Наши исследования подтверждают эти предположения [2–4]. В настоящей работе дано их систематическое изложение и представлены новые результаты.

Объект исследования

Исследуемые образцы представляют собой поликристаллические полупроводниковые пленки, полученные одновременным термическим испарением в вакууме порошков CdS (90% веса шихты) и PbS (10%) на слюдяные подложки. Толщина полученных пленок — 1 μm . Для повышения чувствительности к свету полученные пленки отжигались на воздухе при 500°C в течение 15 min, отжиг приводит к рекристаллизации пленок и образованию поликристаллической структуры [5].

Из-за ограниченной взаимной растворимости CdS и PbS [6] образуется гетерофазный материал, условно обозначаемый CdS–PbS. Такой материал состоит из широкозонной матрицы, представляющей собой твердый раствор PbS в CdS (в дальнейшем условно называемой фазой CdS) и узкозонных низкоомных включений — твердого раствора CdS в PbS (обозначенной как фа-

за PbS). Содержание PbS в широкозонной матрице не превышает 0.6%, а содержание CdS в PbS может быть от 4 до 36% [7].

Темновое удельное сопротивление таких пленок 10^8 – $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$, а кратность изменения сопротивления достигает 10^6 при освещенности 10^4 lx . Максимум спектральной чувствительности находится в области 550–600 nm [8], так как процессы генерации, обеспечивающие высокую кратность изменения сопротивления, проходят преимущественно в широкозонной матрице. В свою очередь, рекомбинация в значительной степени определяется узкозонными включениями, что подтверждается данными по люминесценции в инфракрасной области [9].

Пленки CdS–PbS обладают высокой стабильностью статических фотоэлектрических и электрофизических характеристик под действием электронного и γ -излучения [10], а также низкой фотоутомляемостью при облучении квантами из оптической области спектра [8]. Высокая деградиационная стойкость исследуемого полупроводника была объяснена с помощью модели, основанной на стоке неравновесных носителей заряда [11] и радиационных дефектов [12] в узкозонные включения.

Методика эксперимента

Исследования проводились методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). С помощью ВИМС возможно исследование как химического состава твердотельной мишени, так и распределения компонент по ее толщине. Возможность изучения процесса ионного распыления при одновременном освещении мишени стала причиной выбора этого метода исследования в качестве основного в настоящей работе.

Для исследований использовалась установка на базе масс-спектрометра МИ-1305, снабженная дополнительным окном в камере образцов для подсветки мишени. Ионная бомбардировка осуществляется пучком поло-

жительных ионов кислорода с энергией 4.5 keV под углом 60° к нормали образца, диаметр пучка — 1 mm. Установка оснащена масс-анализатором с однородным магнитным полем секторного типа, разрешающая способность 300. Диапазон напряженностей магнитных полей составляет 0–700 mT, что позволяет детектировать вторичные ионы с массой до 240 u. Текущее значение напряженности магнитного поля регистрируется с помощью промышленного датчика Холла ПХЭ 606118А. Вторичные ионы детектируются вторично-электронным умножителем (ВЭУ). Возникающий под действием ионов вторичного пучка ток в цепи ВЭУ усиливается электрометрическим усилителем У5-11 и подается на вход кусочно-линейного усилителя. На выходе усилителя формируются три сигнала: исходный и сигналы с усилением в 10 и 100 раз. Затем эти сигналы подаются на вход платы аналого-цифрового преобразования (АЦП). Также в АЦП поступают сигналы с датчика Холла и фотодиода, предназначенного для определения освещенности в камере образцов. Освещение осуществлялось лампой накаливания, расположенной вне камеры образцов. Мощность падающего на образец оптического излучения составила $\approx 10^{-4}$ W, освещенность мишени варьировалась в пределах 25–1200 lx в помощью нейтральных светофильтров типа НС. Контроль освещенности в процессе масс-спектрометрического анализа осуществлялся фотодиодом ФД-263, установленным в камере образцов.

На начальном этапе исследований влияние освещения на ионное распыление пленок CdS–PbS изучалось с помощью записи концентрационных профилей свинца и кадмия при импульсном освещении [2]. Однако в ходе экспериментов стало очевидно, что данная методика имеет достаточно узкую область применимости ввиду особенностей исследуемых мишеней, а также специфичности поставленной задачи.

Как уже было упомянуто выше, пленки CdS–PbS имеют высокое сопротивление в темноте, что приводит к накоплению заряда на поверхности мишени в процессе ионной бомбардировки. В результате потенциал мишени относительно детектора вторичных ионов изменяется, и масс-спектр сдвигается по оси атомных масс в сторону больших значений [3]. Настройка установки нарушается, и сигнал вторичных ионов не соответствует максимуму масс-пика. Освещение фотопроводящей мишени приводит к резкому изменению (уменьшению) ее сопротивления и, как следствие, потенциала. Происходит обратный сдвиг масс-спектра, на этот раз в сторону меньших масс. Таким образом, запись концентрационных профилей при импульсном освещении с целью изучения влияния света на ионное распыление возможна только при условии малого удельного сопротивления мишени либо при компенсации поверхностного заряда.

Возникла необходимость разработки специальной методики, которая позволила бы достоверно изучить особенности ионного распыления в условиях подсветки и свести к минимуму влияние изменения потенциа-

ла мишени на результаты измерений. Такая методика была разработана [4], суть ее состоит в следующем. Осуществляется последовательная запись участков масс-спектра исследуемого образца, содержащих пики входящего в состав образца элемента (в нашем случае, кадмия или свинца), влияние освещения на выход которого требуется изучить. Последовательность из определенного числа пиков (обычно одного–двух) записывается при выключенном освещении, затем такая же последовательность регистрируется при включенном свете. Запись темновых пиков необходима для учета неравномерного [2] распределения компонент по толщине пленки. После этого в каждом участке масс-спектра определяются точки, соответствующие вершинам пиков. Из полученного массива данных выделяются точки, соответствующие вершинам темновых пиков, которые аппроксимируются полиномом 3–8-й степени. Результатом такой аппроксимации является темновой профиль исследуемого элемента. Степень полинома, наилучшим образом аппроксимирующего экспериментальную зависимость, подбирается опытным путем. Затем с помощью полученного полинома рассчитываются темновые значения выхода в моменты времени, соответствующие вершинам световых пиков. В результате получаются две зависимости выхода вторичных ионов от времени (рис. 1). Одна из них отражает полученные в ходе эксперимента данные и построена по вершинам световых и темновых пиков, вторая представляет собой результат аппроксимации только темновых пиков, т.е. концентрационный профиль элемента в пленке. Из рис. 1 четко видно, что точки, соответствующие световым пикам, не принадлежат темновому профилю, т.е. выход вторичных ионов изменяется под действием освещения, в данном случае в большую сторону. По полученным данным рассчитывается изменение выхода вторичных ионов при освещении относительно темнового значения.

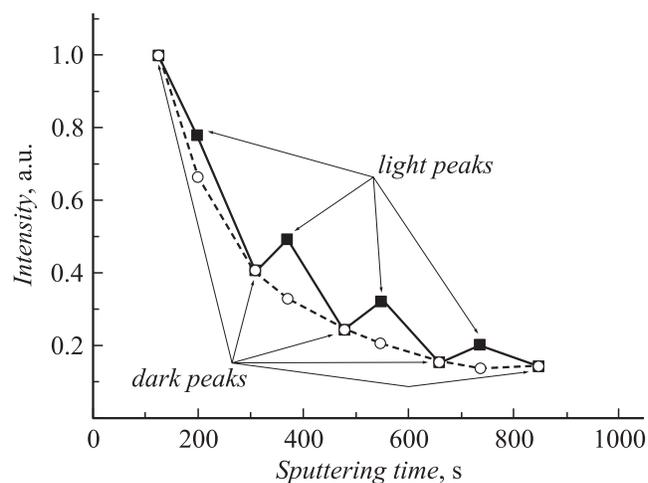


Рис. 1. Профиль свинца образца CdS–PbS (■) и аппроксимация темнового профиля свинца (○), построенная по темновым пикам.

Для изучения влияния интенсивности освещения на выход вторичных ионов данная методика была модифицирована. Каждый последующий световой пик записывался при различных освещенностях мишени. Освещенность мишени изменялась с помощью нейтральных светофильтров.

Экспериментальная часть

Результатом начального этапа исследований стало обнаружение влияния освещения на выход положительных вторичных ионов кадмия и свинца из фотопроводящих пленок CdS–PbS [2]. Исследования проводились с помощью записи концентрационных профилей кадмия и свинца при импульсном освещении. Данное явление обнаружено впервые, так как при изучении литературы по данной тематике аналогов выявлено не было.

Особый интерес представляет тот факт, что выход различных компонент пленок при освещении может изменяться противоположным образом. Так, выход кадмия и оксида свинца уменьшается при включении света, а выход свинца — увеличивается (рис. 2). Относительное изменение выхода вторичных ионов свинца при освещении для различных образцов достигало 60, выхода кадмия — 35%.

Последующие эксперименты проводились с использованием методики записи участков масс-спектров. Были исследованы образцы CdS–PbS из одной партии, но часть образцов была предварительно подвергнута ионной бомбардировке расфокусированным ионным пучком в течение 20 min. В случае кадмия уменьшение выхода практически прямо пропорционально освещенности в обоих случаях, отличие только в величине изменения выхода (рис. 3, *a*). При максимальной освещенности уменьшение выхода кадмия составило 5–20%.

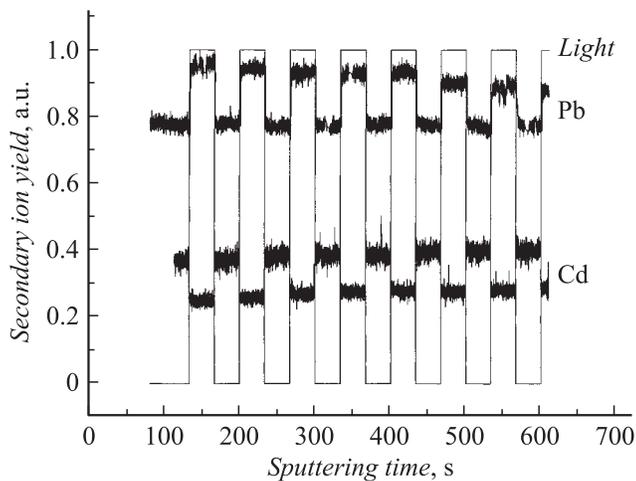


Рис. 2. Профили кадмия и свинца при импульсной засветке белым светом.

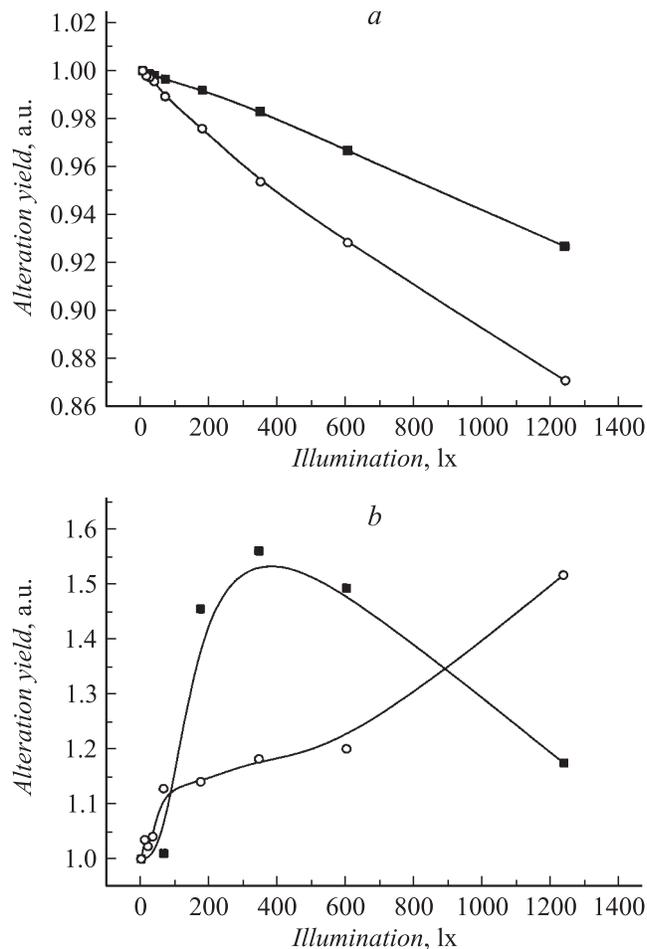


Рис. 3. Зависимости относительного измерения выхода вторичных ионов кадмия (*a*) и свинца (*b*) от освещенности мишени; ■ — исходный образец, ○ — после ионной обработки.

Для Pb существуют две характерные зависимости увеличения выхода от освещенности (рис. 3, *b*). Особый интерес представляет кривая, соответствующая исходному образцу, так как она имеет максимум. Вторая кривая относится к образцу, подвергнутому предварительной ионной бомбардировке расфокусированным пучком. Как видно из рис. 3, *b*, на этой кривой максимума не наблюдается. Увеличение выхода свинца достигало 60% в обоих случаях [4].

Таким образом, были получены зависимости изменения выхода при освещении положительных вторичных ионов кадмия и свинца, причем в случае свинца можно выделить два типа зависимостей. Нелинейный характер полученных для свинца кривых указывает на сложную природу наблюдаемого явления. Наличие максимума на одной из кривых говорит о существовании, по крайней мере, двух различных механизмов, влияющих на выход вторичных ионов свинца из фоточувствительных образцов CdS–PbS при освещении.

Результаты и их обсуждение

В процессе ионного распыления пленки CdS–PbS устанавливается динамическое равновесие, когда выход вторичных ионов химических элементов зависит только от количества данных элементов в распыляемой мишени. При освещении фоточувствительной пленки равновесие нарушается в результате изменения проводимости образца, а также внутренней ионизации, т.е. освобождения валентных электронов внутри образца. В работе [13] говорится, что внутренняя ионизация может приводить к уменьшению энергии межатомных связей, а это должно существенно увеличить выход распыленных частиц. Так как образцы CdS–PbS обладают высокой фоточувствительностью, то при освещении белым светом концентрация неравновесных носителей заряда резко возрастает и сопротивление образцов значительно снижается. Рост концентрации носителей ведет к повышению квазиуровня Ферми для электронов, что, в свою очередь, снижает работу выхода электрона. Согласно [14], это приведет к снижению выхода положительных вторичных ионов ввиду увеличения вероятности туннелирования электронов с поверхности образца на внешние уровни распыляемых ионов при выходе последних за пределы мишени. Следовательно, для вторичных ионов повышается вероятность присоединения электрона в момент вылета из образца, что приводит к уменьшению доли положительных ионов и росту доли нейтральных атомов в суммарном выходе. Такой выход полностью подтверждается экспериментальными данными для кадмия [2–4]. Совокупность процессов, приводящих к уменьшению выхода положительных вторичных ионов при освещении пленки CdS–PbS, будем в дальнейшем называть нейтрализационным механизмом. В [14] приводится следующая полуэмпирическая формула, хорошо описывающая наблюдаемые явления:

$$Y^+ \propto \exp\left(\frac{\Delta A}{\varepsilon_p}\right), \quad (1)$$

где Y^+ — выход положительных вторичных ионов, ΔA — изменение работы выхода электрона, ε_p — характерный параметр системы, зависящий от энергии и угла эмиссии положительного вторичного иона. Результатом действия механизма нейтрализации является снижение выхода положительных вторичных ионов. Так как данное явление укладывается в принятые представления [14], обозначим его как нормальный вторично-ионный фотоэффект.

Рост выхода положительных вторичных ионов свинца при освещении, т.е. при понижении работы выхода электрона, нетипичен, поэтому данное явление было названо аномальным вторично-ионным эффектом. Предлагается следующее качественное объяснение, обусловленное гетерофазной структурой поликристаллического фотопроводника CdS–PbS.

Согласно литературным данным [15], рекомбинация в пленках CdS–PbS идет в основном в ямах потенциального рельефа, соответствующих местам локализации

узкозонных включений фазы PbS. Свободные носители заряда концентрируются, а затем рекомбинируются преимущественно именно в этих включениях [11]. Энергия, выделяющаяся при рекомбинации, передается кристаллической решетке и расшатывает ее. При освещении образца в фазу PbS устремляется достаточно интенсивный (ввиду высокой фоточувствительности) поток неравновесных носителей, увеличивающий рекомбинацию. Следовательно, осуществляется фотостимулированная „накачка“ узкозонных включений, атомы решетки приобретают дополнительную энергию по сравнению с основной матрицей CdS. В результате в фазе PbS возрастает число атомов, энергии которых хватает для выхода за пределы образца в ходе ионной бомбардировки. Совокупность процессов, приводящих к росту выхода положительных вторичных ионов из узкозонной фазы при освещении, будем в дальнейшем называть рекомбинационным механизмом. Этот механизм в фазе PbS преобладает над нейтрализационным вследствие малого изменения положения квазиуровня Ферми для электронов из-за высокой концентрации равновесных носителей заряда в узкозонных включениях. В результате при освещении должно наблюдаться увеличение выхода положительных вторичных ионов свинца из гетерофазных пленок CdS–PbS. Данное утверждение полностью подтверждается экспериментальными данными [2–4].

В линейном приближении скорость рекомбинации прямо пропорциональна концентрации носителей заряда, которая экспоненциально зависит от положения квазиуровня Ферми. Следовательно, изменение выхода положительных ионов в результате действия рекомбинационного механизма можно описать следующей формулой

$$Y^+ \propto \exp\left(\frac{\Delta E_{Fn}}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{\Delta A}{kT}\right), \quad (2)$$

где E_{Fn} — энергия квазиуровня Ферми для электронов, k — постоянная Больцмана, T — температура.

В общем случае на выход вторичных ионов влияют и рекомбинационный и нейтрализационный механизмы, что подтверждается наличием максимума на зависимости (рис. 3, *b*). Вклады рекомбинационного и нейтрализационного механизмов в изменение выхода положительных вторичных ионов независимы друг от друга, следовательно, используя формулы (1) и (2), можно записать:

$$Y^+ = Y_0^+ \exp\left(\Delta A \frac{kT - \varepsilon_p}{\varepsilon_p kT}\right). \quad (3)$$

В формуле (3) введен коэффициент пропорциональности Y_0^+ , имеющий физический смысл выхода положительных вторичных ионов в темноте, т.е. при нулевом изменении электронной работы выхода.

Таким образом, получена формула, учитывающая влияние обоих механизмов на выход вторичных ионов. Направление изменения выхода ионов при снижении электронной работы выхода будет определяться соотношением между величинами kT и ε_p .

Поскольку рекомбинация в узкозонных включениях приводит к дополнительному выделению энергии в местах их локализации, то величина kT различна для фаз CdS и PbS. Более того, так как скорость рекомбинации растет с увеличением концентрации носителей, значение kT пропорционально энергии квазиуровня Ферми для электронов. В таком случае, полагая зависимость температуры и, следовательно kT , от средней энергии носителя линейной, можно записать

$$kT = \gamma \Delta E_{Fn} + kT_0 = -\gamma \Delta A + kT_0, \quad (4)$$

где γ — безразмерный параметр, определяющий уровень локального разогрева в узкозонных включениях (коэффициент локального разогрева), T_0 — температура при нулевом изменении работы выхода, т.е. в темноте. В соответствии с [11] зависимость температуры от энергии носителей заряда будет более резко выражена в узкозонной фазе, а в широкозонной практически не будет проявляться. Очевидно, что при любых значениях ΔA значение γ для свинца должно быть больше, чем для кадмия в связи с большей ролью рекомбинационного механизма в узкозонных включениях.

Подставив выражение (4) в формулу (3) и перейдя к относительным значениям выхода, получим формулу, описывающую зависимость выхода положительных вторичных ионов от изменения электронной работы выхода

$$\frac{Y^+}{Y_0^+} = \exp\left(\Delta A \frac{kT_0 - \gamma \Delta A - \varepsilon_p}{\varepsilon_p(kT_0 - \gamma \Delta A)}\right). \quad (5)$$

Для верной интерпретации экспериментальных данных необходимо перейти от термина „освещенность“ к понятию „изменение электронной работы выхода, вызванное освещенностью“. Для этого использовались следующие формулы:

$$A = E_{vac} - E_{Fn},$$

$$\sigma(\Phi) = \frac{1}{R(\Phi)} \frac{l}{S},$$

$$n(\Phi) = n(0) \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}(\Phi)}{kT}\right),$$

$$\sigma(\Phi) = qn(\Phi)\mu(\Phi),$$

где Φ — интенсивность освещения, A — электронная работа выхода, E_{vac} — энергия, соответствующая вакуумному уровню, σ — проводимость образца, R — сопротивление образца, l — расстояние между напыленными на образец контактами, S — площадь, через которую течет ток в образце, $n(0)$ — концентрация электронов в темноте, E_c — энергия дна зоны проводимости, q — заряд электрона, μ — подвижность электронов в образце.

В результате несложных математических преобразований получаем

$$\Delta A(\Phi) [eV] = \frac{kT}{q} \ln \frac{R_C(\Phi)}{R_T}, \quad (6)$$

где R_C — сопротивление образца при освещении, R_T — темновое сопротивление.

Таким образом, для перехода из системы координат „освещенность—изменение выхода“ к системе „изменение работы выхода электрона—изменение выхода“ достаточно знать люкс-омную характеристику образцов.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 3, были переработаны с помощью формулы (6). Полученные графики представлены на рис. 4, пунктиром показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных по формуле (5). Из рисунка видно, что наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и расчетными данными. Параметры аппроксимации приведены в таблице.

Проанализируем параметры проведенной аппроксимации. Значения T_0 , соответствующие основной матрице CdS и узкозонным включениям PbS, различны ввиду разогрева узкозонных включений за счет рекомбинации электронно-дырочных пар, генерируемых ионной бомбардировкой. Влияние локального разогрева в случае кадмия более существенно для образца, подвергнутого ионной бомбардировке, так как значение γ для исходного образца значительно меньше, чем для бомбардиро-

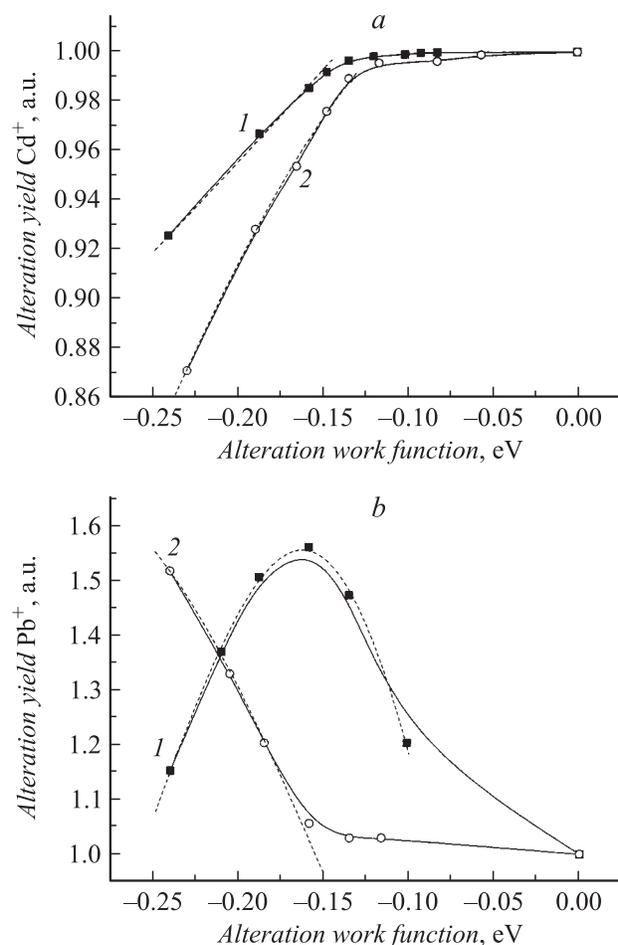


Рис. 4. Зависимости относительного изменения выхода Cd^+ (a) и Pb^+ (b) от изменения электронной работы выхода для исходного образца CdS–PbS (1) и образца, подвергнутого ионной очистке (2). Пунктир — результаты аппроксимации.

Значения параметров вторично-ионного фотоэффекта, рассчитанного по формуле (5)

Элемент	Образец	ε_p , eV	γ	T_0 , K
Cd	Исходный	$0.0254 \pm 4 \cdot 10^{-5}$	$10^{-4} \pm 3 \cdot 10^{-5}$	300
	Бомбардированный	$0.0254 \pm 4 \cdot 10^{-5}$	$0.003 \pm 5 \cdot 10^{-4}$	300
Pb	Исходный	$0.041 \pm 4 \cdot 10^{-5}$	$0.082 \pm 5 \cdot 10^{-5}$	310
	Бомбардированный	$0.0331 \pm 3 \cdot 10^{-5}$	$0.02 \pm 4 \cdot 10^{-5}$	310

ванного. Данный факт, а также более сильная реакция на освещение подвергнутого ионной бомбардировке образца может быть объяснено образованием слоя с повышенной проводимостью на поверхности образца. Этот слой возникает вследствие обогащения поверхности кадмием из-за преимущественного распыления атомов серы в процессе ионной бомбардировки [16]. В результате образуется $n-n^+$ -переход с основной матрицей CdS, что приводит к притоку неравновесных электронов на поверхность образца. Так как именно в приповерхностном слое пленки существуют дырки, образованные в результате вторичной электронной эмиссии под воздействием ионного пучка, процессы рекомбинации на поверхности пленки усиливаются. Происходит усиление рекомбинации за счет частичного отвлечения рекомбинационного потока из фазы PbS в приповерхностный слой образца, что приводит к разогреву фазы CdS на поверхности образца. Однако значение γ для кадмия даже в данном случае на порядок меньше, чем для свинца. Поэтому разогрев фазы CdS практически не влияет на выход вторичных ионов, что косвенно подтверждается одним и тем же значением ε_p для обоих образцов. Таким образом, нейтрализационный механизм преобладает над рекомбинационным, в результате для положительных вторичных ионов кадмия имеет место уменьшение выхода вторичных ионов с ростом освещенности, т.е. нормальный вторично-ионный фотоэффект.

Для свинца значения обоих параметров для бомбардированного образца заметно меньше, чем для исходного. Это можно объяснить тем, что в результате отвлечения рекомбинационного потока в обогащенный кадмием поверхностный слой снижаются как энергия атомов, эмитированных из узкозонных включений (ε_p), так и уровень разогрева (γ).

С физической точки зрения максимум на кривой I (рис. 4, *b*) может быть объяснен следующим образом. При увеличении освещенности сглаживаются барьеры между фазами в исследуемом образце [8], что приводит к уменьшению концентрации носителей в узкозонных включениях. Поэтому скорость рекомбинации в фазе PbS уменьшается и начинает преобладать нейтрализационный механизм. В бомбардированном образце поток носителей в узкозонные включения меньше, чем для исходного образца, за счет отвлечения части носителей в обогащенный кадмием n^+ -слой. В результате сглаживание потенциальных межфазных барьеров происходит при большей концентрации носителей, чем для исход-

ного образца, что приводит к отсутствию максимума на кривой 2 (рис. 4, *b*) в данном диапазоне изменения электронной работы выхода.

Заключение

В ходе проведенных исследований обнаружено влияние освещения белым светом на процесс ионного распыления фотопроводящих пленок CdS–PbS. Освещение образца, подвергающегося ионной бомбардировке, приводит к уменьшению выхода положительных вторичных ионов кадмия до 35% (нормальный вторично-ионный фотоэффект) и увеличению выхода положительных вторичных ионов свинца до 60% (аномальный вторично-ионный фотоэффект).

Уменьшение выхода положительных вторичных ионов кадмия может быть объяснено с помощью известной модели туннельного эффекта для электронов. При удалении распыленного положительного иона от поверхности мишени возможно туннелирование электрона из зоны проводимости мишени на уровень распыленного иона и, как следствие, нейтрализация последнего. Данный процесс, обозначенный в работе как нейтрализационный механизм, усиливается с уменьшением работы выхода электрона, которое вызывается освещением образца в процессе ионной бомбардировки.

Рост выхода положительных вторичных ионов свинца при освещении может быть объяснен увеличением скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда в узкозонных включениях. При освещении видимым светом генерация неравновесных носителей происходит преимущественно в широкозонной фазе CdS, а узкозонная фаза PbS оказывается насыщенной носителями заряда, что обуславливает высокую скорость рекомбинации в данной фазе. Таким образом, генерационные и рекомбинационные потоки в гетерофазном фотопроводнике CdS–PbS пространственно разделены, практически все генерируемые освещением и ионной бомбардировкой неравновесные носители рекомбинируют в потенциальных ямах, соответствующих местам локализации узкозонных включений фазы PbS. Выделяющаяся в результате рекомбинации энергия (достигающая 2.4 eV на одну электронно-дырочную пару) передается кристаллической решетке и раскачивает атомы в узкозонных включениях. В результате энергия связи атомов в фазе PbS уменьшается и увеличивается выход вторичных ионов свинца. Процессы, приводящие к росту выхода

вторичных ионов свинца при освещении, обозначены в работе как рекомбинационный механизм.

Теоретические расчеты при помощи формулы (5) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными и общими представлениями о механизме рекомбинации в гетерофазном полупроводнике. Таким образом, впервые дано аналитическое описание изменения выхода положительных вторичных ионов при освещении фоточувствительного полупроводника CdS–PbS. При описании учтены такие особенности объекта исследования, как поликристалличность, гетерофазность и высокая чувствительность к видимому свету.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-08-01609).

Список литературы

- [1] Черепин В.Т. Ионный микронзондовый анализ. Киев: Наук. думка, 1992. 344 с.
- [2] Роках А.Г., Стецюра С.В., Жуков А.Г., Сердобинцев А.А. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 2. С. 23–29.
- [3] Rokakh A.G., Zhukov A.G., Stetsyura S.V., Serdobintsev A.A. // Nucl. Instr. and Meth. B. 2004. Vol. 226. Iss. 4. P. 595–600.
- [4] Роках А.Г., Стецюра С.В., Жуков А.Г., Сердобинцев А.А. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 58–64.
- [5] Физика и химия соединений A^2B^6 / Пер. с англ., под ред. С.А. Медведева. М.: Мир, 1970. 624 с. (Physics and Chemistry of II–VI Compounds / Ed. by M. Aven and J.S. Prener. Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1967).
- [6] Олейник Г.С., Мизецкий П.А., Низкова А.И., Полищев Л.А., Ряднина И.С. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1983. Т. 19. № 11. С. 1799–1801.
- [7] Томашик В.Н., Грыцив В.И. Диаграммы состояния систем на основе полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$: Справочник. Киев: Наук. думка, 1982. 168 с.
- [8] Роках А.Г., Стецюра С.В. // Неорганические материалы. 1997. Т. 33. № 2. С. 198–200.
- [9] Золотов С.И., Трофимова Н.Б., Юнович А.Э. // ФТП. 1984. Т. 18. № 4. С. 631–634.
- [10] Роках А.Г., Трофимова Н.Б., Зорина Л.Д. Физика полупроводников и полупроводниковая электроника. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. 1988. № 13. С. 84.
- [11] Роках А.Г. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 13. С. 820–823.
- [12] Бухаров В.Э., Роках А.Н., Стецюра С.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 2. С. 93–98.
- [13] Вавилов В.С. // УФН. 1997. 1997. Т. 167. № 4. С. 407–412.
- [14] Yu M.L., Lang N.D. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 127–130.
- [15] Роках А.Г., Трофимова Н.Б. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 7. С. 122–125.
- [16] Niles D.W., Herdt G., Al-Jassim M. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. Iss. 4. P. 1978–1984.