

03

## Механизм переноса тока в инжекционном фотодиоде на основе структуры $\text{In}-n^+-\text{CdS}-n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}-\text{Mo}$

© Ш.А. Мирсагатов<sup>1</sup>, А.Ю. Лейдерман<sup>1</sup>, О.К. Атабоев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт, Научно-производственное объединение «Физика-Солнце» АН Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

<sup>2</sup> Каракалпакский государственный университет им. Бердаха, Нукус, Узбекистан

E-mail: mirsagatov@uzsci.net, omonboy12@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 1 февраля 2013 г.)

На основе полупроводников  $A^2B^6$  создана пленочная фоточувствительная структура  $\text{In}-n^+-\text{CdS}-n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}-\text{Mo}$  для диапазона длин волн  $\lambda = 0.49-0.855 \mu\text{m}$ . Такая структура в пропускном направлении при больших напряжениях смещения работает как инжекционный фотодиод и имеет высокую интегральную чувствительность  $S_{\text{int}} \approx 700 \text{ A/lm}$  ( $14\,500 \text{ A/W}$ ) при комнатной температуре. Обнаружено, что при малых уровнях освещенности и малых прямых напряжениях смещения ( $0.05-0.5 \text{ V}$ ) в такой структуре диффузионные и дрейфовые потоки неравновесных носителей направлены навстречу друг другу. Этот эффект приводит к появлению инверсии знака фототока, что позволяет на основе данной структуры создавать селективные фотоприемники с инжекционными свойствами. При обратных направлениях фототока структура также работает в режиме внутреннего усиления первичного фототока, однако интегральная чувствительность в этом режиме намного меньше, чем при пропускном направлении тока.

Работа выполнена в рамках грантов Ф3-ФА-0-56434, Ф3-ФА-Ф063 Фонда фундаментальных исследований АН Узбекистана.

### 1. Введение

В настоящее время является актуальной задачей разработка эффективных селективных помехостойких фотоприемников с внутренним усилением, чувствительных в широкой области электромагнитного излучения. Фотоприемники с перестраиваемым спектром фоточувствительности необходимы для многих областей техники, в том числе для обнаружения химических элементов, используемых для легирования металлов и их сплавов [1,2]. Количество таких элементов, широко применяемых при легировании металлов и сплавов, составляет  $\sim 25$ . Известно, что легирующие элементы селективно излучают электромагнитные волны в видимом диапазоне ( $\lambda = 0.42-0.67 \mu\text{m}$ ) [3].

Для создания такого фотоприемника наиболее подходящим материалом являются соединения  $A^2B^6$ . Спектральная чувствительность таких соединений полностью охватывает ближние ультрафиолетовые и видимые диапазоны спектра электромагнитного излучения. В соединениях  $A^2B^6$  существуют прямые оптические переходы, что позволяет получать высокую эффективность генерации электронно-дырочных пар. Однако соединения  $A^2B^6$  имеют некоторые недостатки, такие как низкие значения подвижности электронов и дырок и времен жизни носителей заряда. Кроме того, среди этих соединений только  $\text{CdTe}$  и  $\text{ZnTe}$  имеют  $p$ -тип проводимости. Поэтому для создания на основе соединений  $A^2B^6$  эффективных фотоприемников с внутренним усилением необходимо иметь такие материалы с улучшенными параметрами. Эта задача весьма сложная и требует больших тех-

нологических усилий и материальных затрат. Тем не менее в последние годы в этом направлении достигнуты определенные успехи, а именно получены крупноблочные пленки соединений  $A^2B^6$  со столбчатой структурой зерен (кристаллитов). В частности, выращены пленки теллурида кадмия, в которых сочетаются свойства моно- и поликристаллов [4]. В этих пленках межзеренные границы являются стоками для дефектов, в результате чего время жизни в кристаллитах возрастает. Кристаллиты полностью пронизывают всю толщину пленки и проявляют себя как монокристаллы в направлении роста. Межзеренные границы сильно компенсированы и имеют очень высокие сопротивления. При разработке фотоприемников с перестраиваемым спектром фоточувствительности важным моментом является обеспечение противоположности направлений диффузионных и дрейфовых токов неравновесных носителей. Еще одной отличительной чертой пленочного универсального фотоприемника является то, что он должен работать при комнатной температуре из-за применения широкозонных материалов в его конструкции. В настоящее время существующие фотоприемники с внутренним усилением (инжекционные фотоприемники) работают при низких температурах. Для создания фотоприемников с внутренним усилением в качестве базы желателен использовать сандвич из слоев твердых растворов соединений  $A^2B^6$ . В этом сандвиче каждый слой имеет определенный состав и соответственно ширину запрещенной зоны. При облучении белым светом или пакетом длин волн  $\Delta\lambda$  сопротивление базы такого фотоприемника эффективно модулируется.

Целью настоящей работы является исследование механизма переноса носителей тока в пленочных многослойных структурах на основе твердых растворов соединений  $A^2B^6$ .

## 2. Образцы и методика исследования

Для проведения исследований были изготовлены инжекционные фотоприемники на основе структуры  $In-n^+-CdS-n-CdS_xTe_{1-x}-p-Zn_xCd_{1-x}Te-Mo$ . Такая структура была изготовлена путем напыления сульфида кадмия в вакууме  $\sim 10^{-5}$  Торр на поверхность пленок твердого раствора (ТР)  $Zn_xCd_{1-x}Te$   $p$ -типа проводимости с удельным сопротивлением  $\rho \approx 10^3 \Omega \cdot cm$ . Затем на поверхность сульфида кадмия методом вакуумного испарения наносились П-образные омические контакты из индия ( $M_1$ ). В процессе нанесения омического контакта часть атомов In диффундировала в слой CdS и формировала  $n^+-CdS$  толщиной  $\sim 50 \text{ \AA}$ . Изготовленная таким путем структура имела активную площадь  $4 \text{ mm}^2$ . Поликристаллические крупноблочные пленки  $Zn_xCd_{1-x}Te$  были специально выращены на молибденовой подложке для ограничения фоточувствительности структуры в области длин волн  $\lambda \approx 0.67-0.7 \mu m$ . Пленки твердого раствора  $Zn_xCd_{1-x}Te$  выращивались методом газотранспортной эпитаксии в потоке водорода путем испарения из двух источников CdTe и ZnTe, которые стабильно поддерживались при температурах 900 и 1100°C соответственно. Такие пленки имеют столбчатую структуру зерен (кристаллитов). Зерна пронизывают всю толщину пленки  $\sim 30-40 \mu m$  и обладают свойствами монокристаллов в направлении роста. Границы зерен в таких пленках являются стоками для дефектов различного рода, что приводит к увеличению времени жизни носителей в кристаллитах [4]. Тыловым контактом являлась Mo-подложка ( $M_2$ ). ТР  $n-CdS_xTe_{1-x}$  получался при напылении сульфида кадмия в вакууме  $\sim 10^{-5}$  Торр на поверхность пленок твердого раствора  $Zn_xCd_{1-x}Te$   $p$ -типа проводимости с удельным сопротивлением  $\rho \approx 10^3 \Omega \cdot cm$  и толщиной  $30-40 \mu m$ , как и в работе [5]. Многослойность твердых растворов  $n-CdS_xTe_{1-x}$ ,  $p-Zn_xCd_{1-x}Te$  позволяет эффективно модулировать сопротивление базы структуры.

Спектральная фоточувствительность структуры измерялась на монохроматоре ЗМР-3 при комнатной температуре ( $T = 300 \text{ K}$ ), мощность излучения была отградуирована в абсолютных единицах при помощи термоэлемента, имевшего кварцевое окно типа РТН-10.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленных структур измерялись при прямом и обратном направлении тока в темноте и на свету при освещенности  $E = 0.04-264.7 \text{ lx}$  белым светом и лазером ЛП-75 при комнатной температуре. Лазерное излучение имело длину волны  $0.625 \mu m$  и различную мощность. Освещение белым светом проводилось от лампы накаливания, которая по своим параметрам соответствует эталонной

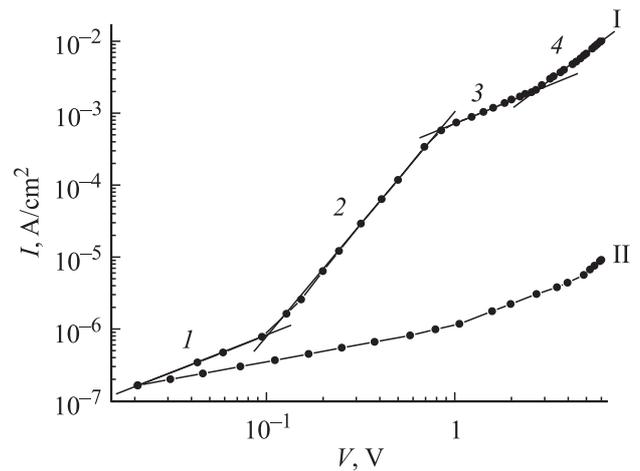


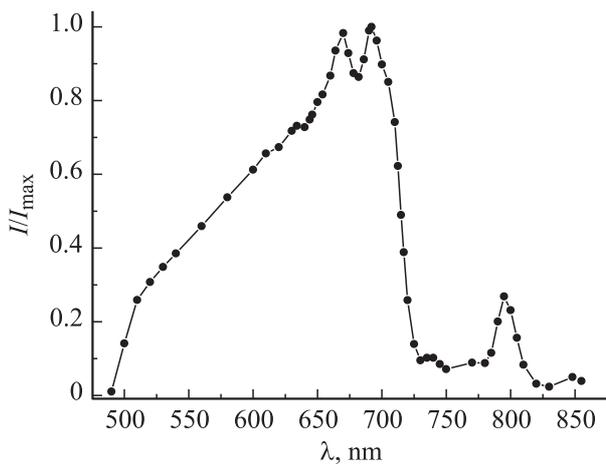
Рис. 1. Темновые вольт-амперные характеристики структуры  $In-n^+-CdS-n-CdS_xTe_{1-x}-p-Zn_xCd_{1-x}Te-Mo$  в прямом (I) и обратном (II) направлениях тока при  $T = 300 \text{ K}$ . 1 —  $I \sim V$ , 2 —  $I \sim V^3$ , 3 —  $I \sim V$ , 4 —  $I \sim V^2$ .

лампе. Для этой лампы в одном люмене ( $1 \text{ lm}$ ) энергии электромагнитного излучения в видимой области спектра содержится  $9.1 \cdot 10^{-3} \text{ W}$  [6]. Вольт-фарадные характеристики структуры были измерены на частоте  $15 \text{ kHz}$ , причем в области частот  $400 \text{ Hz}-200 \text{ kHz}$  они являлись идентичными по форме.

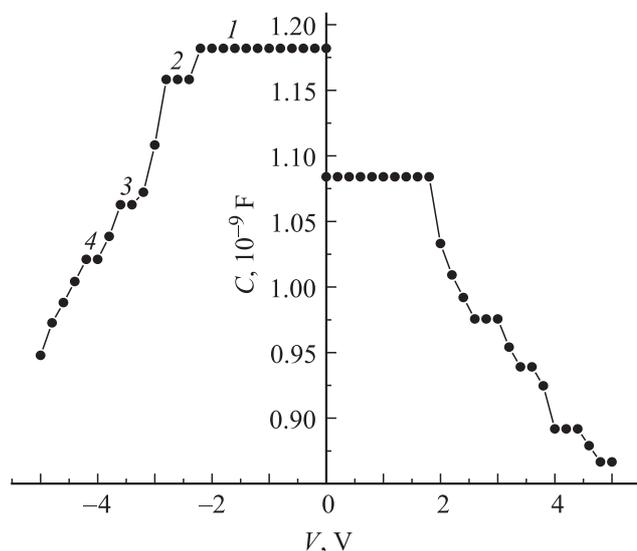
Структуру  $In-n^+-CdS-n-CdS_xTe_{1-x}-p-Zn_xCd_{1-x}Te-Mo$  можно представить как  $p-n-n$ -структуру, где  $n^+$ -слой является  $n^+-CdS$ , высокоомный  $n$ -слой — ТР  $CdS_xTe_{1-x}$ ,  $p$ -слой — ТР  $Zn_xCd_{1-x}Te$ . Прямым направлением тока в структуре считалось, когда к In-контакту прикладывался отрицательный потенциал, а обратному направлению соответствовал положительный потенциал. Анализ ВАХ показывает, что они обладают выпрямляющими свойствами и их коэффициенты выпрямления, определяемые как отношение прямого (I) и обратного (II) тока при фиксированном напряжении  $K = I_{forw}/I_{rev}$  ( $V = 5 \text{ V}$ ) (рис. 1), составляют более трех порядков.

## 3. Результаты и их обсуждение

3.1. Спектральные характеристики. Спектральная зависимость фототока  $I(\lambda)$  структуры  $In-n^+-CdS-n-CdS_xTe_{1-x}-p-Zn_xCd_{1-x}Te-Mo$  в относительных единицах приведена на рис. 2. Из этого рисунка видно, что кривая спектральной зависимости фототока  $I(\lambda)$  состоит из двух областей. Первая область лежит в диапазоне длин волн  $490-730 \text{ nm}$ . В этом диапазоне ток резко возрастает начиная с длины волны  $490 \text{ nm}$ , и при волнах  $\lambda \approx 670$  и  $692 \text{ nm}$  кривая имеет два почти равных максимума. Кроме максимумов на зависимости  $I(\lambda)$  имеются изгибы при  $\lambda \approx 510, 610 \text{ nm}$  и плато при  $\lambda \approx 634 \text{ nm}$ . Вторая область зависимости  $I(\lambda)$  расположена в диапазоне длин волн  $730-855 \text{ nm}$ , где величины



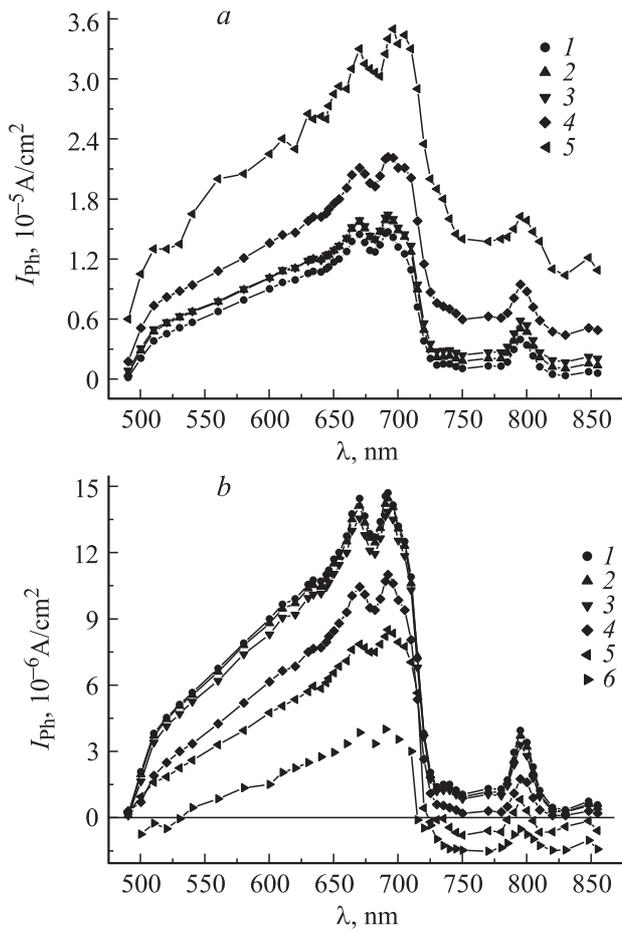
**Рис. 2.** Спектральная зависимость фототока структуры  $\text{In}-n^+-\text{CdS}-n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}-\text{Mo}$  в относительных единицах при отсутствии напряжения смещения.



**Рис. 3.** Вольт-фарадная характеристика структуры  $\text{In}-n^+-\text{CdS}-n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}-\text{Mo}$  при частоте  $f = 15 \text{ kHz}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ . Пояснения приведены в тексте.

фототока намного меньше, чем в первой области. В этом волновом диапазоне имеются два малых пика при  $\lambda \approx 740$  и  $848 \text{ nm}$ , а также несколько больший пик при  $\lambda \approx 795 \text{ nm}$ . Наблюдаемые изгибы, плато и пики в первой области спектрального распределения фототока обусловлены различными составами ТР,  $n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}$  [7], которые образуются в процессе формирования гетероперехода между слоями  $n-\text{CdS}$  и  $p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  и являются высокоомными компенсированными полупроводниками  $n$ -типа проводимости. Фотоэлектрическим методом [7] было установлено, что твердый раствор  $n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}$  состоит из четырех слоев различного состава с разными ширинами запрещенных зон ( $E_{g1} \approx 2.3 \text{ eV}$ ,  $E_{g2} \approx 2.15 \text{ eV}$ ,  $E_{g3} \approx 2.06 \text{ eV}$ ,  $E_{g4} \approx 1.96 \text{ eV}$ ). Происхождение пиков, наблюдаемых во второй области

спектрального распределения, связано с наличием в исследуемой структуре твердого раствора  $p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  ( $E_g \approx 1.64 \text{ eV}$ ) и теллурида кадмия гексагональной и кубической модификаций. Это подтверждается тем, что ширины запрещенных зон, определенные по экстраполяции длинноволновых частей второго и третьего пиков, соответствуют ширинам запрещенных зон гексагональной ( $1.55 \text{ eV}$ ) и кубической ( $1.44 \text{ eV}$ ) модификаций теллурида кадмия при  $T = 300 \text{ K}$  [8]. Приведенная на рис. 3 вольт-фарадная характеристика  $C(V)$  показывает, что исследуемый образец является структурой металл-диэлектрик-полупроводник, в которой диэлектрик (твердый раствор  $n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}$ ) состоит из четырех слоев, что подтверждает наличие твердого раствора разного состава. Толщины этих слоев, вычисленные по формуле плоского конденсатора  $C = \epsilon S/d$ , оказались соответственно равны  $0.3$  (1),  $0.306$  (2),  $0.333$  (3) и  $0.347 \mu\text{m}$  (4). Эти данные позволяют для упрощения рассматривать структуру  $\text{In}-n^+-\text{CdS}-n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}-\text{Mo}$  как  $p-n-n^+$ -структуру, где  $p$ -слоем является  $p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ ,  $n$ -слоем — ТР  $\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}$ , а  $n^+$ -слоем — сильно легированный слой  $\text{CdS}$ . Как известно,  $p-i-n$ -структура (т.е.  $p-n-n^+$ -структура) с длиной высокоомной, сильно компенсированной базой  $d/L \geq 10$  (где  $d$  — толщина базы,  $L$  — длина диффузии неосновных носителей — дырок) работает как инжекционный фотодиод, в котором протекающие токи определяются биполярным дрейфом носителей заряда [9,10]. Поэтому для изучения спектральных свойств структуры и физических процессов, влияющих на них, были измерены зависимости  $I(\lambda)$  при обратных (положительных) и прямых (отрицательных) напряжениях смещения (рис. 4, а и 4, б соответственно). Сначала проанализируем зависимость  $I(\lambda)$  при подаче различных напряжений смещения в обратном направлении тока (рис. 4, а). Как видно из данного рисунка, величина фототока возрастает с ростом напряжения смещения во всем диапазоне спектральной чувствительности структуры, причем ток возрастает быстрее в коротковолновой и длинноволновой областях спектрального диапазона по сравнению со средневолновой. Например,  $I_{\text{ph}} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$  при  $\lambda = 500 \text{ nm}$  в отсутствие напряжения смещения, а при подаче  $5 \text{ V}$  его величина возрастает в 5 раз, тогда как в диапазоне спектра  $\lambda = 600-700 \text{ nm}$  ток увеличивается только в 2.5 раза. Наибольшее возрастание фототока наблюдается в длинноволновой области спектрального диапазона. Так, при  $\lambda \approx 725 \text{ nm}$  и напряжении смещения  $0 \text{ V}$  фототок  $I_{\text{ph}} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ , а при  $5 \text{ V}$  его величина становится равной  $2 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ , т.е. увеличивается почти в 10 раз. Такая тенденция в повышении фототока с ростом напряжения смещения наблюдается в диапазоне длин волн  $\lambda = 725-850 \text{ nm}$ . Кроме того, следует отметить, что при подаче обратных напряжений смещения длинноволновый край fotocувствительности структуры сдвигается в область более длинных волн (рис. 4, а).



**Рис. 4.** Спектральная зависимость фототока структуры  $In-n^+-CdS-n-CdS_xTe_{1-x}-p-Zn_xCd_{1-x}Te-Mo$  при подаче различного напряжения смещения в обратном (a) и прямом (b) направлении тока. a) 1 — фототок в отсутствие напряжения смещения, 2 — 0.5 V, 3 — 1 V, 4 — 3 V, 5 — 5 V; b) 1 — фототок в отсутствие напряжения смещения, 2 — -0.05 V, 3 — -0.1 V, 4 — -0.2 V, 5 — -0.3 V, 6 — -0.4 V.

Полученные экспериментальные данные показывают, что усиление первичного фототока происходит при освещении структуры как собственным, так и примесным светом. Отсюда следует, что в исследуемой структуре одновременно существуют два механизма усиления фототока: положительная обратная связь (ПОС) [11,12] и параметрическое усиление (ПУ) [12–15].

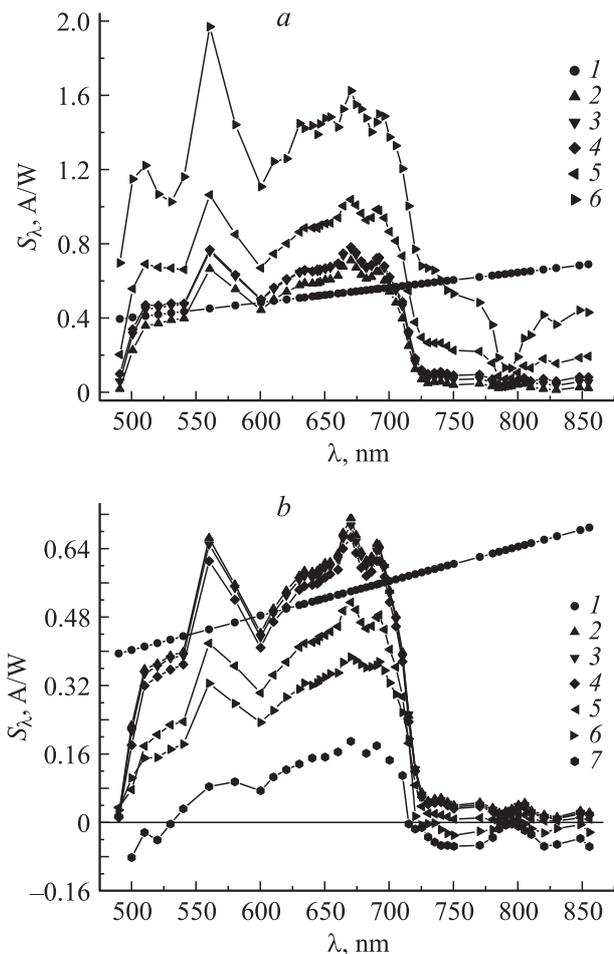
При механизме ПОС „собственное“ освещение приводит к модуляции сопротивления базы, что и обуславливает перераспределение потенциала между  $p-n$ -переходом и базой. В результате этого возникает дополнительная инжекция носителей из перехода.

Существование второго механизма (ПУ) не только повышает концентрацию носителей заряда в объеме компенсированного полупроводника (полуизолятора  $CdS_xTe_{1-x}$ ), но и влияет на параметры, обуславливающие распределение в базовой области (время жизни, биполярная дрейфовая подвижность, биполярный коэффи-

циент диффузии, скорость рекомбинации и т.д.). Кроме того, известно, что эти параметры существенно зависят от природы примесных центров, захватывающих неравновесные носители, а также от скорости заполнения этих центров, которая определяется как инжекционными, так и фотоэлектрическими процессами, происходящими в объеме полупроводника. Эти физические параметры являются функциями как самих концентраций  $n$  и  $p$ , так и их производной  $dn/dp$ . Однако биполярная скорость дрейфа  $v_a$  (и, естественно, биполярная подвижность) занимает среди этих параметров особое место благодаря зависимости  $v_a \sim n-p(dn/dp)$ , обуславливающей высокую фоточувствительность этого параметра к связи  $n$  и  $p$  и особенности модуляции заполнения примесных центров захвата [12–15]. Как теоретически показано в работе [16] и монографии [9], в условиях, когда модуляция заполнения глубоких примесных центров играет определяющую роль в дрейфовом механизме переноса неравновесных носителей (т.е. превышает как омическую, так и диэлектрическую релаксацию) в большом диапазоне уровней инжекции,  $v_a$  линейно возрастает с током. Таким образом, оба механизма (ПОС и ПУ) ответственны за наблюдаемое усиление фототока при обратных напряжениях смещения на структуре.

Обнаруженное усиление первичного фототока при подаче обратных напряжений смещения на структуру объясняется следующим образом. Оба гетероперехода  $n^+(CdS)-n$  (TP  $CdS_xTe_{1-x}$ ) и  $n$ (TP  $CdS_xTe_{1-x})-p(Zn_xCd_{1-x}Te)$  включены в обратном направлении тока. При этом в такой  $In-n^+-n-p-(Mo)$ -структуре происходит инжекция дырок из металлического контакта  $M_1$ - в базу структуры [17] (толщина слоя  $n^+ d = 50 \text{ \AA}$ ), а  $n^+-n$ -переход фактически является слабо инжектирующим. В этом случае на поведение спектральной зависимости фототока оказывает определяющее влияние инжекция неосновных носителей из  $n^+-n$ -перехода в базу структуры. При повышенных напряжениях смещения токовая модуляция биполярной скорости дрейфа начинает оказывать существенное влияние на характер поведения зависимости  $I(\lambda)$ . Модуляция имеет место в том случае, когда концентрация инжектированных неосновных носителей (дырок) монотонно падает в глубь базы структуры [9,18]. В этом случае направления диффузионных и дрейфовых потоков неосновных неравновесных носителей совпадают или аккумуляция неосновных неравновесных носителей у  $n-p$ -перехода незначительна.

Теперь рассмотрим поведение спектральной зависимости фототока при подаче на структуру малых прямых смещений различной величины (рис. 4, b). Из этого рисунка видно, что: а) с увеличением напряжения смещения величина фототока уменьшается во всем спектральном диапазоне; б) происходит инверсия знака фототока в коротковолновой и длинноволновой областях спектра. Такие эффекты обычно наблюдаются в диодах с длинной базой, когда дрейфующие и диффузионные потоки неравновесных носителей направлены навстречу друг



**Рис. 5.** Спектральная зависимость чувствительности ( $S_\lambda$ ) структуры  $\text{In}-n^+-\text{CdS}-n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}-\text{Mo}$  при подаче обратного (*a*) и прямого (*b*) напряжения смещения. *a*) 1 — спектральная зависимость чувствительности идеального фотоприемника, 2 — 0 В, 3 — 0.5 В, 4 — 1 В, 5 — 3 В, 6 — 5 В; *b*) 1 — спектральная зависимость чувствительности идеального фотоприемника, 2 — 0 В, 3 — -0.05 В, 4 — -0.1 В, 5 — -0.2 В, 6 — -0.3 В, 7 — -0.4 В.

другу [9,18]. В исследуемой структуре диффузионные потоки носителей тока проистекают из области накопления дырок, расположенной около гетероперехода  $n^+-n$ , причем, как показывает эксперимент, чем больше напряжения смещения, тем больше величина диффузионного тока. Этим обстоятельством объясняется сдвиг точки инверсии знака фототока в длинноволновой области спектра.

Представляет интерес установить взаимосвязь поведения фототока и спектральной чувствительности ( $S_\lambda$ ) структуры во всем исследуемом спектральном диапазоне. Для этого обратимся к рис. 5, *a* и *b*. Из рис. 5, *a* видно, что спектральная чувствительность исследуемой структуры при подаче обратного напряжения смещения в диапазоне длин 540–696 нм превышает спектральную чувствительность идеального фотоприемника при нулевом смещении (0 В). Однако в коротковолновой

области спектра 490–540 нм и в его длинноволновой области 596–725 нм спектральная чувствительность  $S_\lambda$  структуры меньше, чем  $S_\lambda$  идеального фотоприемника. Параметр  $S_\lambda$  для идеального фотоприемника вычислялся по формуле  $(e/h\nu)\lambda\eta_\lambda(1-R)$  [19], где  $\eta_\lambda$  — внутренний квантовый выход,  $R$  — коэффициент отражения. При расчете были взяты следующие величины:  $\eta_\lambda = 1$ ,  $R = 0$ . Эксперимент показывает, что при повышении напряжения смещения (0.5–5 В) происходит увеличение спектральной чувствительности во всем диапазоне, причем наиболее резкое увеличение  $S_\lambda$  наблюдается в коротковолновой области спектра. Например, при  $\lambda = 490$  нм она возрастает в 38 раз при смещении 5 В, в длинноволновой области спектра для  $\lambda = 725$  нм  $S_\lambda$  увеличивается в 10 раз, при том же значении напряжения смещения. При той же величине напряжения смещения в диапазоне длин волн  $\lambda = 530$ –690 нм параметр  $S_\lambda$  увеличивается только в 2.5–3 раза.

Таким образом, проведенный анализ данной спектральной зависимости  $S_\lambda$  показывает, что исследованная структура обладает внутренним усилением первичного фототока в видимой области спектра и может быть использована для создания инжекционного фотоприемника, эффективно работающего при комнатной температуре.

Теперь обратимся к рассмотрению спектральной зависимости  $S_\lambda$ , измеренной при прямых напряжениях смещения (рис. 5, *b*). Анализ данной зависимости показывает, что во всем спектральном диапазоне параметр  $S_\lambda$  уменьшается при изменении величины напряжений смещения от -0.05 до -0.5 В. В этом случае, как отмечалось выше, диффузионные и дрейфовые потоки неравновесных носителей направлены навстречу друг другу, что приводит к уменьшению токов в структуре, в том числе и фототока. Появление инверсии знака фоточувствительности в коротковолновой области спектра 490–530 нм вызвано ростом диффузионного тока при увеличении прямых напряжений смещения. Возникновение отрицательных значений спектральной чувствительности в области 720–850 нм происходит из-за роста диффузионных токов при напряжениях -0.3, -0.4 В. Как показано в работе [1], инверсия знака фоточувствительности позволяет проводить корректные измерения длин волн излучения объекта. Таким образом, можно полагать, что фотоприемник, созданный на основе исследованной структуры, может использоваться для измерения всего спектра излучения химических элементов, которыми легируют металлы и их сплавы.

3.2. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики в темноте. На рис. 1 представлена прямая ветвь (*I*) ВАХ в темноте в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что она состоит из четырех участков: 1 —  $I \sim V$ , 2 —  $I \sim V^3$ , 3 —  $I \sim V$ , 4 —  $I \sim V^2$ . Такая последовательность участков ВАХ объясняется тем, что, во-первых, исследуемый образец является длинным диодом, в котором доминирует дрейфовый механизм переноса тока, а во-вторых, база структуры

состоит из нескольких слоев, которые проявляют себя при различных плотностях тока. Представляет интерес исследование такой структуры при освещении белым и монохроматическим светом. Результаты такого исследования обсуждаются в следующем разделе.

3.3. Световая вольт-амперная характеристика. На рис. 6 показаны ВАХ структуры в прямом направлении тока в темноте и при освещении белым светом для различных уровней освещенности:  $E = 0.044, 1.1, 13.23, 83.8$  и  $264.7$  лк. Из этого рисунка следует, что световые характеристики состоят из двух частей. Первая часть имеет отрицательное значение фототока, а вторая — положительное, причем инверсия знака фототока с ростом величины уровня освещенности сдвигается в сторону больших значений напряжений смещения (рис. 6). Например, при изменении уровня освещенности от 0.044 до 264.7 лк величина напряжения смещения, при которой происходит инверсия знака фототока, сдвигается от величины 0.12 до 0.49 В. Эти участки световой ВАХ наблюдаются при тех напряжениях смещения, при которых темновая ВАХ подчиняется закономерности  $I \sim V^3$ , т.е. определяется диэлектрической релаксацией остаточного объемного заряда [10]. Первая часть световой ВАХ была построена в двойном логарифмическом масштабе (рис. 7). Заметим, что в данном случае величина фототока представлена в положительных значениях для удобства анализа экспериментальных данных. В интервале напряжений смещения 0.12–0.49 В абсолютная величина фототока значительно превышает величину темнового тока при всех уровнях освещенности (см. рис. 1 и 6, 7). Разница между ними тем больше, чем больше уровень освещенности. Отличительной чертой этих световых ВАХ является наличие в них сублинейных участков, причем с увеличением уровня освещенности возрастает диапазон напряжений

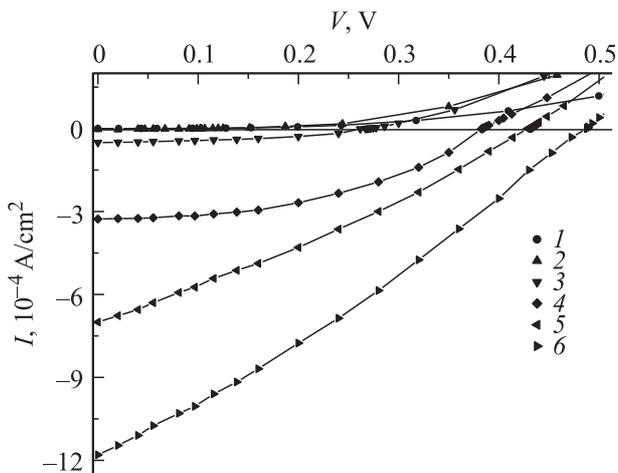


Рис. 6. Прямая ВАХ структуры  $\text{In-n}^+-\text{CdS-n-CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te-Mo}$  для разных уровней освещенности белым светом при  $T = 300$  К.  $E, \text{лк}$ : 1 — 0, 2 — 0.044, 3 — 1.1, 4 — 13.23, 5 — 83.8, 6 — 264.7.

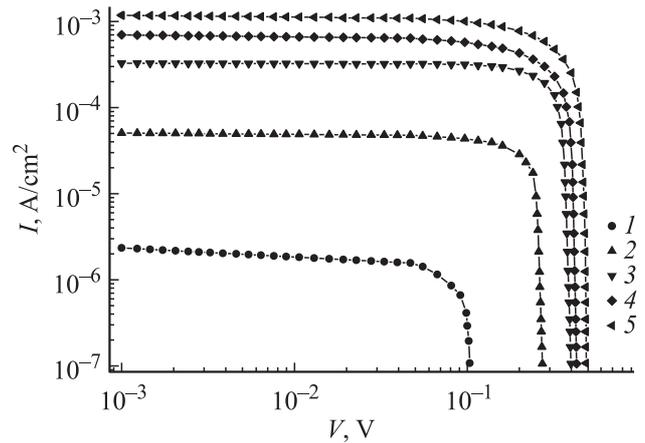


Рис. 7. Прямая ВАХ структуры  $\text{In-n}^+-\text{CdS-n-CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te-Mo}$  в интервале напряжений смещения 0.05–0.5 В в двойном логарифмическом масштабе при различных уровнях освещенности белым светом при  $T = 300$  К.  $E, \text{лк}$ : 1 — 0.044, 2 — 1.1, 3 — 13.23, 4 — 83.8, 5 — 264.7.

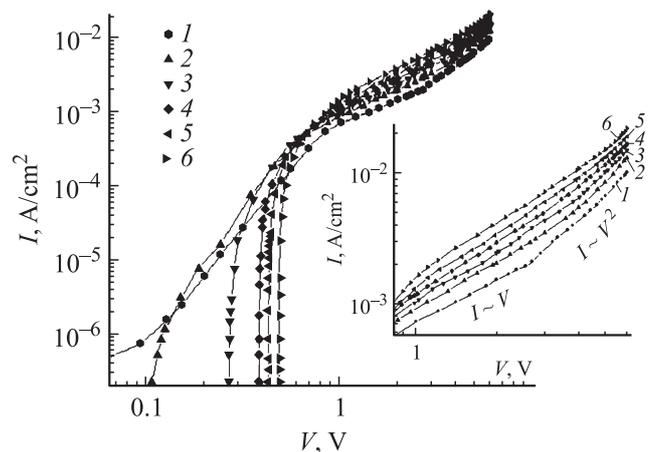


Рис. 8. Прямая ВАХ структуры  $\text{In-n}^+-\text{CdS-n-CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te-Mo}$  в темноте (1) и на свету (2–6) при различных уровнях освещенности после инверсии знака фототока при  $T = 300$  К.  $E, \text{лк}$ : 1 — 0, 2 — 0.044, 3 — 1.1, 4 — 13.23, 5 — 83.8, 6 — 264.7.

смещений, в котором наблюдается этот участок. После сублинейного участка расположен участок резкого спада фототока, приводящий к инверсии его знака. Начало участка резкого спада фототока зависит от уровня освещенности, т.е. чем больше уровень освещенности, тем при больших напряжениях проявляется спад (рис. 8).

Согласно литературным данным [9,18], сублинейный участок ВАХ указанного выше типа наблюдается, когда диффузионные и дрейфовые потоки направлены навстречу друг другу. Такое явление имеет место тогда, когда в  $p-i-n$ -структуре или ее аналоге аккумуляция основных носителей занимает доминирующее место. Аккумуляция неравновесных носителей — один из основных видов контактных явлений, приводящих к возмущению

равновесного распределения носителей заряда в объеме полупроводника без существенных нарушений его нейтральности. Необходимым условием возникновения этого эффекта является слабая проницаемость контактного барьера для неосновных неравновесных носителей, дрейфующих к нему в электрическом поле. В структурах с  $n-n^+$ -переходами такое положение возникает, если низкоомный  $n^+$ -слой изотипного перехода имеет отрицательное смещение по отношению к более высокоомному  $n$ -слою, который может быть собственным или сильно компенсированным полупроводником. В исследуемой  $p-n-n^+$ -структуре таким изотипным переходом является гетеропереход  $n^+-CdS-n-CdS_xTe_{1-x}$ . При подаче отрицательного смещения на  $n^+-CdS$ -слой структуры неосновные неравновесные носители (дырки) из высокоомной базы могут попасть в него, лишь преодолев потенциальный барьер  $n^+-n$ -изотипного гетероперехода. Вследствие этого в приконтактной области их концентрация превышает равновесную концентрацию дырок. Этот эффект усиливается еще и тем, что основным инжектирующим источником является изотипный гетеропереход  $n^+-n$ . Поэтому для обеспечения электронейтральности из противоположного  $n-p$ -гетероперехода входит в базу столько дырок, сколько инжектируется электронов изотипного гетероперехода  $n^+-n$ . Это явление приводит к усилению аккумуляции неравновесных неосновных носителей. Такой процесс аккумуляции дырок имеет место в первом слое (TP  $n-CdS_xTe_{1-x}$ ), который является самым высокоомным и широкозонным и непосредственно контактирует с  $n^+-CdS$ -слоем. В условиях развитого биполярного дрейфа электронно-дырочная плазма весьма чувствительна к внешним воздействиям, способным вызывать изменение заполнения глубоких примесей. Действие примесной подсветки  $\Phi$ , уменьшающей концентрацию дырок  $M$ , захваченных центрами прилипания, описывается выражением

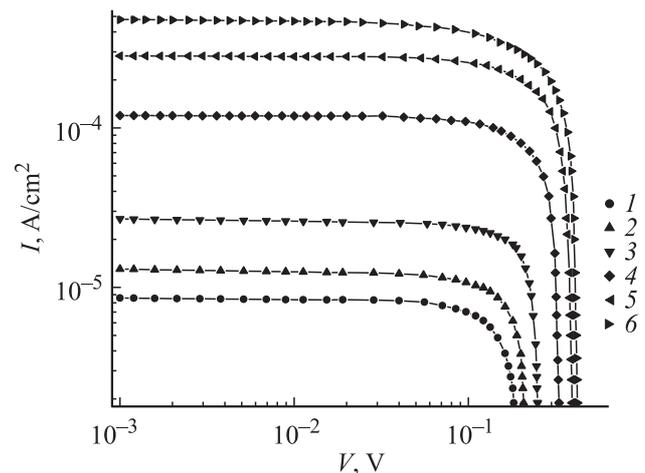
$$M = N_t f_{tp}(\Phi) = \frac{N_t p}{p + p_{1t} + \beta \Phi / c_{pt}} \quad (1)$$

(где  $\beta$  — квантовый выход,  $N_t$  — концентрация центров прилипания,  $f_{tp}$  — вероятность заполнения уровня прилипания,  $p$  — концентрация неравновесных дырок,  $p_{1t}$  — статический фактор Шокли-Рида для уровня прилипания в темноте,  $c_{pt}$  — сечение захвата дырок уровнем прилипания) и оказывает сильное влияние на биполярную скорость дрейфа  $v_a$  и величину параметра  $\alpha_\Phi$  [9,18,20]. Здесь

$$v_a = D_p \alpha_\Phi I, \quad (2)$$

$$\alpha_\Phi = \frac{b N_t}{\left\{ q D_p \left[ (b+1) \frac{\beta \Phi}{c_{pt}} + b N_t \right] \right\}},$$

где  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок,  $b$  — отношение подвижности электронов  $\mu_n$  к подвижности дырок  $\mu_p$ ,  $q$  — заряд электрона.



**Рис. 9.** Прямая ВАХ структуры  $In-n^+-CdS-n-CdS_xTe_{1-x}-p-Zn_xCd_{1-x}Te-Mo$  в интервале напряжений смещения  $0.05-0.5$  В при облучении лазерным светом при различных мощностях при  $T = 300$  К.  $P, W/cm^2$ : 1 —  $1.6 \cdot 10^{-7}$ , 2 —  $6 \cdot 10^{-7}$ , 3 —  $1.4 \cdot 10^{-6}$ , 4 —  $2.59 \cdot 10^{-3}$ , 5 —  $8.43 \cdot 10^{-3}$ , 6 —  $13.6 \cdot 10^{-3}$ .

Согласно данным работ [9,16,18], сублинейный участок ВАХ, который описывается формулой

$$V = V_0 \exp(Jaw) \quad (3)$$

(где  $V_0$  — напряжение, соответствующее концентрации на аккумулирующем контакте,  $J$  — плотность тока,  $a$  — некий параметр,  $w$  — длина базы), отличается высокой фоточувствительностью. А области ВАХ, предшествующие этому участку и следующие за ним, значительно слабее реагируют на подсветку. Максимумы как токовой, так и вольтовой чувствительности приходятся на сублинейный участок ВАХ. Для проверки данного утверждения были вычислены значения интегральной чувствительности ( $S_{int}$ ) для разных уровней освещенности по сублинейным участкам ВАХ. Результаты вычислений приведены в табл. 1. Анализ данных таблицы позволяет сделать однозначный вывод о том, что при уровнях освещенности  $0.044-1.1$  лк величина интегральной чувствительности имеет наиболее высокое значение и незначительно возрастает. Затем с ростом освещенности до уровня  $E = 264.7$  лк  $S_{int}$  стремительно падает до значения  $S_{int} = 4.56$  А/Вт. Такое падение величины  $S_{int}$  связано с опустошением уровней прилипания с ростом уровня освещенности, в результате чего они не влияют на процесс аккумуляции дырок около  $n-n^+$ -гетероперехода [9,18]. Исходя из сублинейного участка световой ВАХ также были рассчитаны величины биполярной скорости дрейфа  $v_a$  и концентрации уровней прилипания  $N_t$ , которые также представлены в табл. 1.

Для нахождения параметров  $v_a$ ,  $N_t$  из сублинейных участков световых ВАХ была определена величина  $aJw$  по формуле (3) при различных уровнях освещенности:  $0.91$  ( $E_1 = 0.044$  лк),  $1.8$  ( $E_2 = 1.1$  лк),  $2.08$  ( $E_3 = 13.23$  лк),

**Таблица 1.** Электрофизические параметры и фотоэлектрические характеристики структуры  $In-n^+-CdS-n-CdS_xTe_{1-x}-p-Zn_xCd_{1-x}Te-Mo$

Белый свет						Лазерное облучение		
$E, lx$	$N_t, cm^{-3}$	$v_a, cm/s$	$I_{Ph}, A/cm^2$	$S_{int}, A/lm$	$S_{int}, A/W$	$P, W/cm^2$	$I_{Ph}, A/cm^2$	$S_{int}, A/W$
0.044	$10^8$	$8 \cdot 10^3$	$1.8 \cdot 10^{-6}$	0.41	45	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$8.58 \cdot 10^{-6}$	53.6
1.1	$1.2 \cdot 10^9$	$1.4 \cdot 10^4$	$4.74 \cdot 10^{-6}$	0.43	47	$6 \cdot 10^{-7}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	21.7
13.23	$4 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^4$	$3.33 \cdot 10^{-4}$	0.25	27.47	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$2.68 \cdot 10^{-5}$	19.1
83.8	$6.8 \cdot 10^9$	$1.9 \cdot 10^4$	$6.34 \cdot 10^{-4}$	0.076	8.35	$1.59 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	0.075
264.7	$8 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	0.0415	4.56	$8.43 \cdot 10^{-3}$	$2.82 \cdot 10^{-4}$	0.033
						$13.6 \cdot 10^{-3}$	$4.78 \cdot 10^{-4}$	0.035

Примечание.  $E$  — освещенность,  $N_t$  — концентрация уровней прилипания,  $v_a$  — биполярная скорость дрейфа,  $I_{Ph}$  — фототок,  $S_{int}$  — интегральная чувствительность структуры,  $P$  — мощность лазера.

**Таблица 2.** Фотоэлектрические характеристики структуры  $In-n^+-CdS-n-CdS_xTe_{1-x}-p-Zn_xCd_{1-x}Te-Mo$  для участка зависимости  $I \sim V^2$  ВАХ

Белый свет						Лазерное облучение		
$E, lx$	$V, V$	$I_d, A/cm^2$	$I_{Ph}, A/cm^2$	$S_{int}, A/lm$	$S_{int}, A/W$	$P, W/cm^2$	$I_{Ph}, A/cm^2$	$S_{int}, A/W$
0		$1.01 \cdot 10^{-2}$				$1.6 \cdot 10^{-7}$	$1.08 \cdot 10^{-7}$	4125
0.044	6.0		$1.32 \cdot 10^{-2}$	700	14500	$6 \cdot 10^{-7}$	$1.16 \cdot 10^{-2}$	2433
1.1			$1.45 \cdot 10^{-2}$	45	935	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$1.24 \cdot 10^{-2}$	1614
13.23			$1.68 \cdot 10^{-2}$	5	110	$1.59 \cdot 10^{-3}$	$1.41 \cdot 10^{-2}$	1.53
83.8			$1.9 \cdot 10^{-2}$	1.1	20	$8.43 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	0.7
264.7			$2.22 \cdot 10^{-2}$	0.45	10	$13.6 \cdot 10^{-3}$	$1.78 \cdot 10^{-2}$	0.56

Примечание.  $E$  — освещенность,  $V$  — приложенное напряжение,  $I_d$  — темновой ток,  $I_{Ph}$  — фототок,  $S_{int}$  — интегральная чувствительность структуры,  $P$  — мощность лазера. Интегральная чувствительность при лазерном облучении также вычислялась при  $V = 6V$ .

2.2 ( $E_4 = 83.8 lx$ ), 2.31 ( $E_5 = 264.7 lx$ ). Проведенные расчеты показали, что величина  $\alpha Jw$  меньше двух при уровнях освещенности  $E_1 = 0.044 lx$  и  $E_2 = 1.1 lux$ , а при других уровнях освещенности она равна или больше, чем 2, что является одним из основных условий появления сублинейных участков [9,16,18]. Из табл. 1 следует, что величины параметров  $v_a, N_t$  с ростом уровней освещенности возрастают. Такое поведение параметров обеспечивает рост концентрации дырок около  $n-n^+$ -барьера и увеличение диффузионных потоков в базе структуры, что приводит к сдвигу точки инверсии фототока к более высоким значениям напряжений смещения. Точка инверсии означает равенство диффузионных и дрейфовых потоков, компенсирующих друг друга при данном напряжении смещения и уровне освещенности. Полученные экспериментальные результаты показывают, что исследуемая структура при больших напряжениях смещения, особенно в области 4–6 В в прямом направлении тока, эффективно работает как инжекционный фотодиод и в нем усиление первичного фототока обусловлено двумя механизмами: положительной обратной связью [11,12] и параметрическим усилением [12–15]. После инверсии знака фототока его величина сильно возрастает, причем чем больше уровень освещенности, тем сильнее наблюдаемый рост фототока (рис. 8). Однако для малых

уровней освещенности  $E = 0.04–1.1 lx$  световая ВАХ, как и темновая ВАХ, описывается зависимостью  $I \sim V^3$ . За этим ростом следует участок ВАХ, на котором фототок линейно растет с напряжением смещения. Этот участок ВАХ сменяется участком, описываемым квадратичной зависимостью тока от напряжения смещения. Указанные два участка параллельны участкам темновой ВАХ структуры, и это является доказательством того, что здесь имеют место одинаковые механизмы переноса носителей тока (рис. 1 и 8). Такая последовательность ВАХ, как указано выше, обусловлена наличием твердого раствора  $n-CdS_xTe_{1-x}$  различного состава. Поскольку различные составы твердого раствора имеют разные ширины запрещенных зон и удельные сопротивления, они при разных значениях плотности тока вносят определяющий вклад в ограничение всего тока в структуре. На квадратичном участке световой ВАХ была вычислена интегральная чувствительность в зависимости от напряжения смещения и уровня освещенности (табл. 2). Полученные результаты полностью совпадают с данными работ [12–14], в которых было показано усиление первичного фототока, обусловленное модуляцией подвижности носителей в длинных диодах с доминирующим дрейфовым механизмом переноса носителей тока. Для подтверждения данного предположения был проведен

расчет фототока при освещенности  $E = 0.044 \text{ lx}$  и напряжении смещения  $6 \text{ V}$ . При этом предполагалось, что все падающие фотоны поглощаются и генерируют неравновесные носители, которые без потерь разделяются барьерами и вносят вклад в величину фототока. Для проведения расчета была взята средняя энергия фотонов, поглощаемых в структуре в спектральном диапазоне ее чувствительности. Расчет показал, что в этом случае величина фототока составляет  $I_{\text{ph}} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$  и сильно отличается от экспериментального значения  $I_{\text{ph, exp}} = 1.32 \cdot 10^{-2} \text{ A/cm}^2$ . Это означает, что происходит сильная модуляция параметра подвижности, обеспечивающая усиление первичного фототока. С целью установления роли „примесного“ освещения в механизме усиления первичного фототока была исследована прямая ветвь ВАХ при различных мощностях лазерного облучения. Облучение проводилось лазером с  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$  и мощностями от  $0.16 \mu\text{W/cm}^2$ , до  $13.6 \text{ mW/cm}^2$ . При этом световая ВАХ также состоит из двух частей, как и при облучении белым светом. В первой части световой ВАХ при лазерном облучении, как и у вольт-амперной характеристики, полученной при освещении белым светом, фототок имеет отрицательный знак в отличие от второй части. Здесь также для удобства анализа первая часть световой ВАХ представлена в положительных значениях и построена в двойном логарифмическом масштабе (рис. 9). Из этого рисунка видно, что световая ВАХ имеет для всех уровней лазерной мощности сублинейные участки. По этим значениям для сублинейных участков были также вычислены интегральные чувствительности, которые приведены в табл. 1. Для сравнения отметим, что  $S_{\text{int}} = 47 \text{ A/W}$  при освещенности  $E = 1.1 \text{ lx}$  ( $\sim 5.2 \cdot 10^{-6} \text{ W/cm}^2$ , согласно проведенной градуировке), а при лазерном облучении с мощностями  $1.6 \cdot 10^{-7} \text{ W/cm}^2$  интегральная чувствительность равна  $53.6 \text{ A/W}$ . Отсюда следует, что в усилении первичного фототока основную роль играет параметрический механизм, так как энергия фотонов лазерного излучения  $h\nu \approx 2 \text{ eV}$ , что меньше ширины запрещенных зон подслоев основного твердого раствора  $n$  (ТР  $\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}$ ). При этом следует отметить, что точка инверсии при лазерном облучении также сдвигается в сторону больших напряжений с ростом мощности лазерного облучения. Сублинейные участки ВАХ описываются формулой (3), и условия их появления строго выполняются, так как величина  $\alpha Jw \geq 2$  [16,18], а именно  $\alpha Jw = 4.2$  при облучении  $P = 0.16 \mu\text{W/cm}^2$ ,  $\alpha Jw = 4$  для  $P = 0.6 \mu\text{W/cm}^2$ ,  $\alpha Jw = 3.82$  для  $P = 1.4 \mu\text{W/cm}^2$ ,  $\alpha Jw = 3.22$  для  $P = 2.59 \text{ mW/cm}^2$ ,  $\alpha Jw = 2.56$  для  $P = 8.43 \text{ mW/cm}^2$  и  $\alpha Jw = 2.67$  для  $P = 13.6 \text{ mW/cm}^2$ . При больших мощностях лазерного облучения ( $P = 2.59, 8.43, 13.6 \text{ mW/cm}^2$ ) интегральные чувствительности имеют значения на уровне идеального фотоприемника, что свидетельствует об отсутствии токовой модуляции уровней прилипания, как и при высоких уровнях освещенности белым светом, поскольку они при таких уровнях освещенности полностью опустошены. Выше отмечалось, что сублинейные

участки появляются, когда диффузионные и дрейфовые потоки неравновесных носителей заряда имеют противоположные направления. Эти участки световой ВАХ также наблюдаются при тех напряжениях смещения, при которых темновая ВАХ подчиняется закономерности  $I \sim V^3$ , как и при освещении структуры белым светом. После изменения знака фототок описывается теми же закономерностями, что и ВАХ в темноте (рис. 8). Эти экспериментальные результаты однозначно показывают, что при малых уровнях освещенности лазерного облучения биполярная скорость дрейфа модулируется, а при больших уровнях нет. Это однозначно свидетельствует о том, что имеется токовая модуляция уровней прилипания и преобладающим механизмом усиления первичного фототока является параметрический механизм.

Теперь более подробно рассмотрим физику появления сублинейного участка ВАХ. Сублинейный участок ВАХ, т.е. эффект инжекционного обеднения, был впервые теоретически предсказан для  $p-i-n$ -структур, работающих в режиме двойной инжекции, Карагеоргий-Алкалаевым и Лейдерман [16,21,22] и затем наблюдался экспериментально на полупроводниковых структурах, изготовленных из различных материалов, в частности на кремнии, легированном цинком [23,24], арсениде галлия, компенсированном хромом [25]. В последние годы этот эффект наблюдался на структурах, изготовленных на основе различных твердых растворов, в частности  $n\text{-Si}-p\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(GaAs)}_y$  [26] и  $p\text{-Si}-p\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(CdS)}_x$  [27], а также на структурах с гетеропереходом  $\text{CdS}-\text{CdTe}$  [28,29].

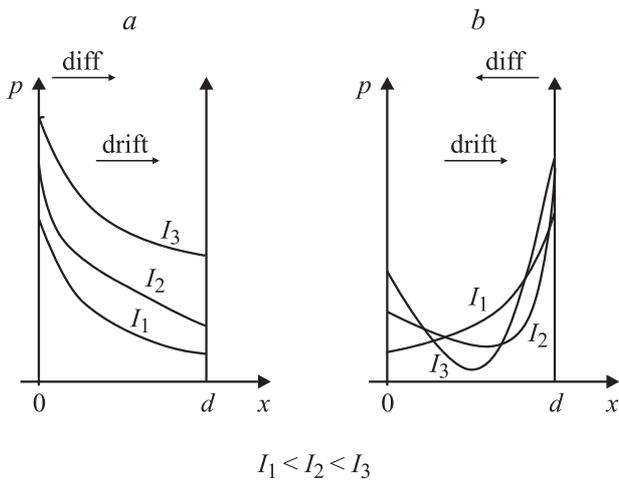
Этот эффект наблюдается при двойной инжекции в  $p-i-n$ -структуре, и для его реализации должен соблюдаться ряд условий. Во-первых, структура должна быть включена в прямом направлении. Во-вторых, база (т.е.  $i$ -слой) должна быть длинной, но величина отношения  $d/L$  должна составлять не более 2–7.

Обычно для рассмотрения процессов двойной инжекции в  $p-i-n$ -диодах используется основное уравнение задачи, описывающее амбиполярное поведение свободных носителей в квазинейтральной  $i$ -базе,

$$D_a \frac{d^2 p}{dx^2} - v_a \frac{dp}{dx} - U = 0, \quad (4)$$

где  $D_a = D_n D_p (n + p) / (D_n n + D_p p)$  — коэффициент биполярной диффузии,  $v_a = \mu_a E$  — биполярная скорость дрейфа свободных носителей, причем  $\mu_a = \mu_n \mu_p (n - p) / (\mu_n n + \mu_p p)$  — биполярная подвижность,  $E \approx J / q \mu_p (bn + p)$  — электрическое поле,  $b = \mu_n / \mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок.

Обычно в  $p-i-n$ -диоде происходит впрыскивание неосновных носителей (в нашем случае для конкретности выбраны дырки) и создается градиент концентрации дырок ( $dp/dx < 0$ , поскольку концентрация впрыснутых дырок убывает по мере продвижения в глубь базы по экспоненциальному закону  $\exp(-x/L_p)$ ,



**Рис. 10.** Распределение концентрации свободных носителей в случае обычной инжекции (а) и в случае инжекционного обеднения (b).

где  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  — диффузионная длина дырок,  $D_p$  и  $\tau_p$  — их коэффициент диффузии и время жизни соответственно. Тогда в уравнении (4) второй член, описывающий дрейф дырок в глубь базы, имеет знак плюс, т.е. биполярная диффузия, описываемая первым членом, и биполярный дрейф, описываемый вторым членом, имеют одинаковые знаки; их действие суммируется. Физически это означает, что свободные дырки, попавшие в базу, уносятся ко второму контакту под действием и диффузии, и дрейфа. Другими словами, дрейф усиливает действие диффузии (рис. 10, а). Но для  $p-i-n$ -структуры можно представить себе и другую ситуацию, реализующуюся, если у  $n-n^+$ -контакта, у которого при рассматриваемом прямом направлении аккумулируются (накапливаются) электроны, а также в силу квазинейтральности и дырки, концентрация свободных носителей окажется больше, чем у  $p-n$ -перехода. Это может произойти в силу различных причин, которые мы обсудим далее. Но если это произойдет, то градиент концентрации станет положительным:  $(dp/dx) > 0$ . Тогда второй член уравнения (4) будет, по сути, иметь отрицательный знак. Физически это означает, что диффузия и дрейф будут направлены навстречу друг другу (рис. 10, б) и, следовательно, в каком-то интервале токов будут не усиливать как обычно, а подавлять друг друга. Тогда концентрация свободных носителей в базе будет не увеличиваться с ростом тока, как это обычно бывает при инжекции, а убывать. Отсюда и название „инжекционное обеднение“.

Чтобы получить математическое описание этого эффекта, мы должны вернуться к уравнению (4) и конкретизировать величины скорости рекомбинации  $U$  и биполярной скорости дрейфа  $v_a$ . Пусть скорость рекомбинации  $U = p/\tau_p$ , т.е. имеет обычный вид, характерный для статистики Шокли-Рида. Что касается биполярной скорости дрейфа, то ее общее выражение достаточно

сложное (см., например, [9])

$$v_a = \left[ \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n n + \mu_p p} \right] \times \left[ N_d - \left( \epsilon \frac{dE}{dx} - p \frac{\partial}{\partial p} \left( \epsilon \frac{dE}{dx} \right) + M \left( 1 - \frac{p}{M} \frac{\partial M}{\partial p} \right) \right) \right] E, \quad (5)$$

где  $M$  — концентрация дырок, захваченных глубокими примесями,  $N_d$  — концентрация доноров. В данном случае выбран один глубокий уровень типа центров прилипания для дырок, так что  $M = N_t f_{tp}$ , где  $N_t$  — концентрации центров прилипания,  $f_{tp} = p/(p + p_{1t})$  — вероятность заполнения этого уровня дырками,  $p_{1t} = N_v \exp((E_v - E_t)/kT)$ ,  $N_v$  — плотность состояний в валентной зоне.

Первый член, пропорциональный  $N_d$ , как известно, описывает режим омической релаксации объемного заряда; второй, связанный с изменением поля  $dE/dx$ , — диэлектрическую релаксацию объемного заряда; третий член обусловлен исключительно модуляцией заполнения глубоких примесей. Если мы ограничимся случаем, когда этот член является определяющим и в качестве такой примеси выступают центры прилипания для дырок, то биполярная скорость дрейфа примет вид

$$v_a = \frac{J}{q} \mu_n \mu_p N_t / [(\mu_n + \mu_p)^2 p^{*2}], \quad (6)$$

где  $p^* = p_{1t} + \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} N_t$ .

В условиях преобладающего влияния модуляции глубоких центров прилипания, фактор прилипания которых  $\gamma = N_t/P_{1t} \gg 1$ , и при  $p < p^*$  выражения для биполярной скорости дрейфа и диффузии упрощаются:  $v_a \approx aJD_a$  и  $D_a \approx D_p$ . В этом случае уравнение (4) принимает достаточно простой вид

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - aJ \frac{dp}{dx} - \frac{p}{\tau} = 0, \quad (7)$$

где

$$a = \frac{1}{2qD_n N_t} \quad (8)$$

— параметр, зависящий только от полной концентрации глубоких центров прилипания  $N_t$ .

Приближенное решение уравнения (7) имеет вид

$$p \sim \exp(-aJx), \quad (9)$$

т.е. по мере роста тока концентрация впрыснутых носителей убывает (рис. 10, б). По краям базы на границах с  $p-n$ - и  $n-n^+$ -переходами она, как обычно, растет, т.е. граничные концентрации  $p(0)$  и  $p(d)$ , возрастают с ростом тока, но в середине убывает. Соответственно падение напряжения на базе

$$V \sim \exp(aJd). \quad (10)$$

Таким образом, в силу очень простой формы ВАХ и простой зависимости параметра  $a$  от концентрации глубоких примесей  $N_t$  этот эффект можно легко наблюдать и проверить экспериментально, что и сделано нами в настоящей работе.

Рассмотрим возможность создания условий для реализации этого эффекта. Главное из этих условий — изменение знака градиента концентрации свободных носителей. Для реализации этого условия необходимо, чтобы  $n-n^+$ -контакт был хорошим, т.е. поставлял много электронов, а  $p-n$ -переход впрыскивал мало дырок. Эта ситуация может реализоваться изначально технологически, но может сложиться и в процессе эксплуатации прибора. Как известно, при идеальных контактах  $p(0) \sim J$  и  $p(d) \sim J$ , но при неидеальных контактах (когда  $p-n$ -переход начинает пропускать электроны, а  $n-n^+$ -переход — дырки)  $p(0) \sim \sqrt{J}$  и  $p(d) \sim \sqrt{J}$ . Легко себе представить ситуацию, когда  $n-n^+$ -переход еще идеальный, т.е.  $p(d) \sim J$ , а  $p-n$ -переход уже неидеальный, т.е.  $p(0) \sim \sqrt{J}$ . Тогда при некотором токе  $p(d)$  может стать больше, чем  $p(0)$  и градиент концентрации  $(dp/dx) > 0$ .

Следует также отметить, что для наблюдения данного эффекта нужна просто полупроводниковая структура с зонной диаграммой, подобной зонной диаграмме  $p-i-n$ -структуры. В частности, вместо  $p-n$ - и  $n-n^+$ -переходов могут быть контакты с металлами, а промежуточный  $i$ -слой может возникнуть технологически при выращивании того или иного перехода. Так или иначе в любом случае, когда реализуются встречные направления диффузии и дрейфа, можно наблюдать этот эффект.

#### 4. Заключение

Созданная структура  $\text{In}-n^+-\text{CdS}-n-\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}-p-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}-\text{Mo}$  имеет высокую фоточувствительность в широком спектральном диапазоне ( $\lambda = 0.49-0.855 \mu\text{m}$ ). Структура эффективно работает при комнатной температуре в двух режимах: 1) режим подачи прямого (отрицательного) напряжения смещения на Mo-контакт; 2) режим при обратном (положительном) напряжении смещения на Mo-контакте.

При первом режиме структура при малых напряжениях смещения (0.05–0.5 В) ведет себя как фотоприемник с инверсией знака фототока, способный без помех эффективно регистрировать длины волн видимой области спектра, причем точка инверсии с ростом уровня освещенности сдвигается в сторону больших напряжений смещения. При больших напряжениях смещения в этом режиме структура работает как инжекционный фотоприемник, обладающий высокой интегральной чувствительностью  $S_{\text{int}} \approx 700 \text{ A/lm}$  (14500 A/W) при малых уровнях освещенности ( $E = 0.044 \text{ lx}$ ) и комнатной температуре.

При работе во втором режиме структура также обладает свойствами внутреннего усиления первичного

фототока, особенно при напряжениях смещения  $\geq 1 \text{ V}$ , и на ее основе может быть создан инжекционный фотоприемник с высокой спектральной чувствительностью в видимой области спектра.

Важным достоинством разработанной структуры является то, что ее спектральными свойствами можно управлять, применяя компенсированные твердые растворы соединений  $A^2B^6$ ; используя пленки ТР этих соединений с различными ширинами запрещенных зон и толщин; подавая на структуру прямые либо обратные напряжения смещения. С этой точки зрения структура представляет интерес при создании фотоприемников.

Такие фотоприемники могут эффективно использоваться в оптических системах для регистрации слабых световых сигналов, в частности в спектроанализаторах при определении элементного состава металлов и их сплавов.

#### Список литературы

- [1] Ш.А. Мирсагатов, Б.У. Айтбаев, В.М. Рубинов. ФТП **30**, 550 (1996).
- [2] А.Н. Зайдель. Основы спектрального анализа. Наука, М. (1965). 322 с.
- [3] Н.В. Пароль, С.А. Кайдалов. Фоточувствительные приборы и их применение. Радио и связь, М. (1991). 112 с.
- [4] Ш.А. Мирсагатов, А.С. Ачилов, Б.Н. Заверюхин, М.С. Баниев. Изв. вузов. Физика **55**, 2, 47 (2012).
- [5] Ш.А. Мирсагатов, О.К. Атабоев, К.А. Исмоилов. Материалы 4-й Междунар. науч.-практ. конф. „Структурная релаксация в твердых телах“. Винница (2012). С. 236.
- [6] С.М. Фриш. Оптические методы измерения. Ч. 1. Световой поток и его измерения. Источник света. Изд-во ЛГУ, Л. (1976). С. 26.
- [7] С.А. Музаффарова, Б.У. Айтбаев, Ш.А. Мирсагатов, К. Дуршимбетов, Ж. Жанабергенов. ФТП **42**, 1409 (2008).
- [8] K. Zanio. Semiconductors and semimetals. Acad. Press, N. Y. (1978). 210 p.
- [9] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. Сов. радио, М. (1978). 320 с.
- [10] M.A. Lampert, P. Mark. Current injection in solids. Academic Press, N. Y.–London (1970). 416 p.
- [11] В.И. Стафеев. ФТТ **1**, 841 (1959).
- [12] И.М. Викулин, Ш.Д. Курмашев, В.И. Стафеев. ФТП **42**, 113 (2008).
- [13] В.И. Стафеев. ФТТ **3**, 2513 (1961).
- [14] И.М. Викулин, В.И. Стафеев. Физика полупроводниковых приборов. Сов. радио, М. (1980). 296 с.
- [15] В.И. Стафеев. Фотоприемники ИК диапазона на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , на примесных полупроводниках (Ge и Si) и УФ-диапазона на основе соединений  $A^3B^5$ . 35 лет работы в НИИ прикладной физики (1970–2005). Орион, М. (2008). 103 с.
- [16] A.Yu. Leiderman, P.M. Karageorgy-Alkalaev. Solid State Commun. **25**, 781 (1978).
- [17] Н.М. Викулин, У.А. Запорожченко, Л.Ф. Викулина, М.А. Глауберман. РЭ **19**, 2123 (1974).

- [18] П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. ФАН, Ташкент (1981). С. 74.
- [19] А. Амброзьяк. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. Сов. радио, М. (1970). 392 с.
- [20] П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман, Ф.Я. Рабинович. Изв. АН УзССР. Сер. физ.-мат. 3, 47 (1972).
- [21] А.Ю. Лейдерман, П.М. Карагеоргий-Алкалаев. ДАН УзССР 2, 39 (1976).
- [22] A.Yu. Leiderman, P.M. Karageorgiy-Alkalaev. Phys. Status Solidi A **51**, 63 (1979).
- [23] P.M. Karageorgiy-Alkalaev, I.Z. Karimova, P.I. Knigin, A.Yu. Leiderman. Phys. Status Solidi A **34**, 391 (1976).
- [24] А.А. Абакумов, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, И.З. Каримова, П.И. Книгин, А.Ю. Лейдерман. ФТП **10**, 486 (1976).
- [25] В.В. Морозкин. ДАН УзССР **11**, 39 (1979).
- [26] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков. ДАН Узбекистана **5**, 23 (2008).
- [27] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков. ФТП **43**, 436 (2009).
- [28] Х.Х. Исмоилов, А.М. Абдугафуров, Ш.А. Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман. ФТТ **50**, 1953 (2008).
- [29] Ш.Н. Усмонов, Ш.А. Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман. ФТП **44**, 330 (2010).