

**МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ ФОТОТОКА  
В ИНЖЕКЦИОННЫХ ФОТОДИОДАХ НА ОСНОВЕ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ  
ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ CdS**

**И. Б. Сапаев, Ш. А. Мирсагатов, Б. Сапаев, Р. Р. Кабулов**

*Физико-технический Институт,  
Научно-производственное объединение «Физика – Солнце»,  
Академия Наук Узбекистана,  
Ташкент, Узбекистан*

Поступила в редакцию 18.03.2015

Создана структура  $n^+CdS-nCdS-nSi$ , чувствительная к малым световым сигналам. Такая структура при освещении лазерным лучом с  $\lambda = 0,625 \mu m$  и мощностью  $P = 10 \mu W/cm^2$  при комнатной температуре имеет спектральную чувствительность  $S \approx 4700 A/W$  при напряжении смещения  $V = 40V$  в прямой ветви ВАХ. А при облучении белым светом мощностью  $P = 2,7 \cdot 10^{-2} \mu W$  структура имеет интегральную чувствительность  $S_{int} \approx 110 A/lux$  ( $1,2 \cdot 10^4 A/W$ ) при том же напряжении смещения и температуре. Прямая ветвь ВАХ такой структуры описывается степенными зависимостями  $I \sim V^2$  и  $I \sim V^3$ , которые реализуются в длинных диодах ( $d/L \geq 10$ , где  $d$  — толщина базы,  $L$  — длина диффузии неосновных носителей), и где протекающие токи определяются биполярным дрейфом носителей заряда. Показано, что усиление первичного фототока обусловлено модуляцией биполярной дрейфовой подвижности при облучении «примесным» светом малой мощности.

**Ключевые слова:** фотодиод, гетеропереход, мощность.

**МЕХАНІЗМ ПОСИЛЕННЯ ФОТОСТРУМУ  
В ІНЖЕКЦІЙНИХ ФОТОДІОДАХ НА ОСНОВІ ФОТОЧУТЛИВОЇ  
ПОЛІКРИСТАЛІЧНОЇ ПЛІВКИ CdS**

**І. Б. Сапаєв, Ш. А. Мірсагатов, Б. Сапаєв, Р. Р. Кабулов**

Створена структура  $n^+CdSe-CdS-nSi$ , чутлива до малих світлових сигналів. Така структура при освітленні лазерним променем з  $\lambda = 0,625 \mu m$  і потужністю  $P = 10 \mu W/cm^2$  за кімнатної температури має спектральну чутливість  $S \approx 4700 A/W$  при напрузі зсуву  $V = 40V$  у прямій гілці ВАХ. При опроміненні білим світлом потужністю  $P = 2,7 \cdot 10^{-2} \mu W$  структура має інтегральну чутливість  $S_{int} \approx 110 A/lux$  ( $1,2 \cdot 10^4 A/W$ ) за умов тієї ж напруги зсуву та температури. Прямі гілки ВАХ такої структури описується ступеневими залежностями  $I \sim V^2$  і  $I \sim V^3$ , які реалізуються в довгих діодах ( $d/L \geq 10$ , де  $d$  — товщина бази,  $L$  — довжина дифузії неосновних носіїв) і де струми визначаються біполярним дрейфом носіїв заряду. Доведено, що посилення первинного фотоструму обумовлене з модуляцією біполярної дрейфової рухливості при опроміненні «домішковим» світлом малої потужності.

**Ключові слова:** фотодіод, гетероперехід, потужність.

**THE MECHANISM OF AMPLIFICATION OF PHOTOCURRENT  
IN INJECTION PHOTO DIODES ON THE BASIS OF PHOTSENSITIVE  
POLYCRYSTALLINE FILM CdS**

**I. B. Sapaev, Sh. A. Mirsagatov, B. Sapaev, R. R. Qabulov**

It is created  $n^+CdS-nCdS-nSi$ -structure sensitive to small light signals. Such structure has spectral sensitivity  $S \approx 4700 A/W$  at illumination by laser beam with  $\lambda = 0,625 \mu m$  and power  $P = 10 \mu W/cm^2$  at room temperature and voltage bias  $V = 40V$  in the direct branch of current-voltage characteristic. At irradiation by white light with power  $P = 2,7 \cdot 10^{-2} \mu W$  the structure has integrated sensitivity  $S_{int} \approx 110 A/lux$  ( $1,2 \cdot 10^4 A/W$ ) at the same voltage and temperature. The direct branch of current voltage characteristic of such structure is described by sedate dependences  $I \sim V^2$  and  $I \sim V^3$  which are realised in long diodes ( $d/L \geq 10$ , where  $d$  — thickness of the base,  $L$  — diffusion length of nonbasic carriers) where currents are defined by bipolar drift of carriers. It is shown, that amplification of the primary photocurrent is caused by modulation of bipolar drift mobility at irradiation by «ipurity» light with low power by such technological parameters as deposition time, substrate temperature and ratio of the sulfur and cadmium ions in the initial solution.

**Keywords:** photodiode, heterojunction, power.

**ВВЕДЕНИЕ**

Для обнаружения и регистрации малых оптических сигналов, что является актуальной задачей современной микроэлектроники и информационной технологии, необходимы высокочувствительные фотоприемники с внутренним усилением. Промышленность выпускает значительное число таких типов фотоприемников с высокой чувствительностью, например лавинные фотодиоды [1]. Однако спектральный диапазон их чувствительности ограничен областью собственной фоточувствительности материала, из которого они изготовлены.

Для обнаружения световых сигналов в широкой области спектра используются примесные фотоприемники. Практически только фоторезисторы являются приемниками излучения, проявляющими чувствительность в примесной области спектра. Отсюда следует, что только инжекционные фотодиоды (ИФД) можно представить как фоторезисторы, управляемые инжекцией из контактов, обладающих высокой чувствительностью в спектральном диапазоне от ультрафиолетовой (УФ) до дальней инфракрасной (ИК) области [2]. Несомненным достоинством ИФД является их высокая фоточувствительность к предельно слабым световым сигналам. Инжекционные фотодиоды являются новым классом фотоприемников с внутренним усилением. Они созданы на основе многих полупроводников (легированные германием, кремнием, арсенидом галлия, антимонидом индия, твердые растворы соединений  $A^3B^5$  и другие материалы) и характеристики их исследованы в [1–3].

В литературе имеются сведения об инжекционных фотодиодах на основе соединений  $A^2B^6$ , в частности на основе сульфида [4] и теллурида кадмия [5]. Не достаточные сведения об инжекционных фотоприемниках на основе соединений  $A^2B^6$  обусловлены трудностью получения проводимости  $p$ -типа в таких полупроводниковых материалах, кроме теллурида кадмия, и малым значением длины диффузионного смещения неосновных носителей. В работе [4] рассмотрена структура  $N_i$ - $i$ - $nCdS$ - $n^+CdS$  на основе монокристаллов  $CdS$ . Усиление фототока в этой структуре при УФ освещении ( $\lambda = 0,22 \mu m$ ) имеет место, если увеличен уровень инжекции основных носителей заряда в высокоомную  $n$ -область

из неосвещаемой стороны  $n^+$ - $n$ -перехода. Кроме этого, инжекционный фотоприемник чувствителен только в УФ области спектра. Поэтому представляет интерес создание такого фотоприемника, у которого диапазон фоточувствительности имел бы более широкий спектр электромагнитного излучения. На наш взгляд такой фотоприемник можно создать на основе  $n^+CdS$ - $nCdS$ - $nSi$ -структуры, где фоточувствительный полупроводник  $nCdS$  является высокоомным компенсированным материалом.

**ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ**

Фоточувствительная  $n^+CdS$ - $nCdS$ - $nSi$ -структура была создана путем напыления порошков  $CdS$  (в квазизамкнутой системе в вакууме  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  torr) на поверхность пластинки кремния  $n$ -типа с удельным сопротивлением  $\rho \approx 15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и толщиной  $300$ – $400 \mu m$ . При этом температура источника ( $CdS$ ) составляла  $T_{ист.} \approx 800$ – $850 \text{ }^\circ\text{C}$ , а на подложке ( $nSi$ ) она поддерживалась в пределах  $\approx 250$ – $270 \text{ }^\circ\text{C}$ . Проведенные исследования при помощи микроскопа М-4 показали, что пленки  $CdS$  состоят из столбчатых кристаллитов (зерен), которые ориентированы в направлении роста пленок и разориентированы по азимуту. Было установлено, что размер кристаллитов сильно зависит от технологических режимов и прежде всего от температуры  $Si$  подложки. Например, изготовленные при  $T_{ин} = 250 \text{ }^\circ\text{C}$  пленки  $CdS$  имели размер кристаллитов  $\approx 3$ – $5 \mu m$ , которые полностью пронизывали всю толщину пленки  $d \approx 2 \mu m$ . Таким образом, выращенные  $CdS$  пленки являлись высокоомными с удельным сопротивлением  $\rho \geq 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Далее на  $CdS$  пленке формировали  $n^+CdS$  слой толщиной  $\sim 50 \text{ \AA}$  и токосъемный «П»-образный контакт путем вакуумного испарения  $In$ .

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленных  $n^+CdS$ - $nCdS$ - $nSi$ -структур измерялись в прямом и обратном направлении тока в темноте и на свету при освещенности  $E = 0,04$ – $50 \text{ lux}$  и при комнатной температуре. Освещение структур производилось лазерным излучением в диапазоне мощности  $10 \mu W/cm^2$ – $0,75 \text{ mW/cm}^2$  с длиной волны  $0,625 \mu m$ , а также от лампы накаливания, которая по своим параметрам практически соответствует эталонной лампе, у которой в одном люмене

мощность электромагнитного излучения в видимой области спектра составляет  $9,1 \cdot 10^{-3}$  W [6]. Спектральная зависимость фоточувствительности структур измерялась на монохроматоре ЗМР-3 при комнатной температуре. Источником излучения служила ксеноновая лампа типа ДКСШ-1000, работающая в режиме минимально допустимой мощности. Лампа обеспечивала световой поток  $53000$  lm и яркость до  $120$  Mcd/m<sup>2</sup> в центре светового пятна. Излучение лампы отградуировано в абсолютных единицах при помощи термоэлемента с кварцевым окошком РТЭ-9. Лампа ДКСШ-1000 имеет в ультрафиолетовой и видимой области сплошной спектр [7].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены в двойном логарифмическом масштабе прямая и обратная ветви вольт-амперной характеристики типичной In-nCdS-nSi-структуры.

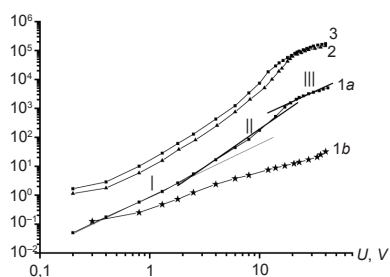


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика структуры в двойном логарифмическом масштабе в темноте и на свету: прямая ветвь (1a), на которой указаны первый (I), второй (II) и третий (III) участки; обратная ветвь (1b); при освещении белым светом с  $E = 4 \cdot 10^{-1}$  lux (2); при освещении лазерным лучом с  $\lambda \approx 625$  nm мощностью  $0,75$  mW/cm<sup>2</sup> (3)

Прямым направлением тока в структуре считается, когда к nSi контакту прикладывается «+» потенциал, а обратным «-» потенциал. Анализ ВАХ показывает, что структура обладает выпрямляющими свойствами и их коэффициенты выпрямления «K» (определяемые как отношение прямого и обратного тока при фиксированном напряжении  $V = 5$  V), составляют более двух порядков.

#### Спектральное распределение фототока

Вначале проанализируем спектральное распределение фототока  $n^+$ CdS-nCdS-nSi-структуры,

которое приведено в относительных единицах на рис. 2. Из этого рисунка видно, что кривая спектрального распределения фоточувствительности состоит из двух частей. В первой области с  $\lambda \approx 490$ – $495$  nm кривая фототока начинает резко возрастать и своего максимального значения достигает при  $\lambda \approx 735$  nm, затем фототок резко уменьшается с дальнейшим возрастанием длины волны и при  $\lambda \approx 850$  nm достигает минимального значения. Во второй области  $I_{\phi}$  начинает резко возрастать при длине волны  $850$  nm и достигает своего максимального значения при  $\lambda \approx 930$  nm, а затем  $I_{\phi}$  начинает плавно уменьшаться до  $\lambda \approx 1300$  nm. Это показывает, что  $n^+$ CdS-nCdS-nSi-структура имеет широкий диапазон спектральной чувствительности от  $\lambda \approx 490$ – $495$  nm до  $\lambda \approx 1200$  nm. Как видно из рис. 2 в первой и второй областях спектрального распределения, фототок имеет разную полярность, что обусловлено обратным включением потенциальных барьеров, между  $n^+$ CdS-nCdS изотипного перехода и nCdS-nSi гетероперехода. Кроме этого, кривая спектрального распределения фоточувствительности показывает, что изотипный CdS-nSi гетеропереход на границе раздела содержит малую плотность поверхностных состояний. Подтверждением является, то, что структура имеет коэффициент выпрямления выше двух порядков и появление максимума на кривой  $I/I_0(\lambda)$  при  $\lambda \approx 938$  nm, а проведенная к нему касательная по спаду в длинноволновой области спектра отсекает на оси абсцисс длину волны, соответствующую ширине запрещенной зоны кремния.

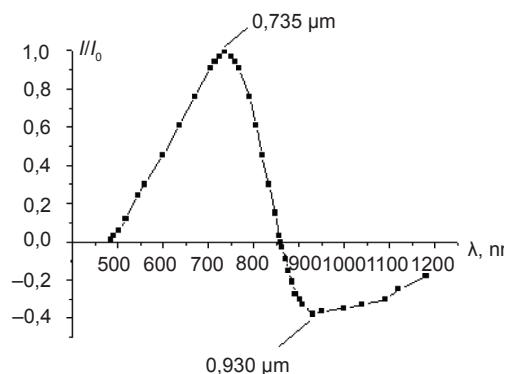


Рис. 2. Спектральное распределение  $n^+$ CdS-nCdS-nSi-структуры

Как известно, у CdS гексагональной модификации ( $\alpha_{\text{CdS}} = 5,84 \text{ \AA}$ ) и Si ( $\alpha_{\text{Si}} = 5,43 \text{ \AA}$ ) постоянные кристаллических решеток  $\alpha$  отличаются почти на 7 %, а для создания гетероперехода с низкой плотностью поверхностных состояний их различие не должно превышать 4 % [8]. Однако выше приведенные экспериментальные факты указывают, что на границе раздела контактирующих полупроводниковых материалов наблюдается низкая плотность поверхностных состояний. Поэтому предполагается, что в процессе формирования структуры образуется промежуточный слой между CdS и Si, который способствует сглаживанию разницы между постоянными кристаллических решеток кремния и сульфида кадмия. С целью доказательства этого предположения было исследовано распределение химических элементов по толщине пленки, которое проводилось по ее сколу. Измерение проводилось на микроаналитическом комплексе Jeol-JXA-8900 с помощью ЭДС LINK ISIS (энергодисперсионный спектрометр); погрешность измерений составляла  $\pm 2,0$  %. Условия измерений:  $V = 20 \text{ kV}$ ,  $I = 10 \text{ nA}$ . Эталоны: самородные Cd, и Si, для S — синтетический FeS. Результаты измерений и микрофотография показывают, что присутствие элементов Cd, S и Si на границе раздела резко уменьшаются от единицы почти до нуля на расстоянии  $\approx 1 \text{ \mu m}$  по толщине пленки. Отсюда следует, что между CdS и Si имеется твердый раствор толщиной порядка одного микрометра. Определение компонентов этого твердого раствора является объектом дальнейших исследований.

### ИССЛЕДУЕМАЯ СТРУКТУРА В КАЧЕСТВЕ ФОТОДАТЧИКА

На рис. 1 приводятся темновые и световые ВАХ типичного образца  $n^+\text{CdS}-n\text{CdS}-n\text{Si}$ -структуры: в темноте в прямом (кривая 1а) и в обратном (кривая 1b) направлениях; прямая ветвь при освещении белым светом с  $E = 4 \cdot 10^{-1} \text{ lux}$  (кривая 2) и прямая ветвь при освещении лазерным лучом с  $\lambda \approx 625 \text{ nm}$  мощностью  $0,75 \text{ mW/cm}^2$  (кривая 3). Как видно из рисунка, световые ВАХ сильно отличаются от темновой вольт-амперной характеристики по величине тока при одном и том же

значении напряжения смещения. Кроме этого отличие между ними больше, чем больше величина напряжения смещения —  $V$ . Например, если темновой ток  $I_{\text{т}} = 184 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$  при  $V = 10 \text{ V}$ , то токи структуры, измеренные под действием лазерного и белого света соответственно равны  $7700 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$  и  $1430 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$  при том же напряжении смещения. Отсюда следует, что в исследуемой структуре происходит внутреннее усиление первичного фототока. Проведенный расчет для фототока ( $I_{\text{ф}}$ ) также подтверждает данное предположение. При расчете допускалось, что вся падающая световая энергия в виде фотонов генерирует неравновесные носители, которые разделяются потенциальными барьерами без потерь и вносят вклад в фототок. В этом случае лазерное облучение с  $\lambda \approx 625 \text{ nm}$  и мощностью  $0,75 \text{ mW/cm}^2$  должно генерировать  $I_{\text{ф}} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ , который является фототоком идеального фотоприемника. Такого фотоприемника не существует и его невозможно создать в принципе. Тем не менее, эта величина фототока более чем в 5 раз меньше величины  $I_{\text{ф}}$ , измеренного при лазерном облучении с данной мощностью. Отметим, что лазерное облучение ( $\lambda = 0,625 \text{ \mu m}$ ) для сульфида кадмия является примесным облучением. Приведенный эксперимент показывает, что с уменьшением мощности лазерного облучения возрастает величина спектральной чувствительности ( $S_{\lambda}$ ). Например, при энергии  $P = 10 \text{ \mu W/cm}^2$  спектральная чувствительность  $\approx 1080 \text{ A/W}$  при  $V = 10 \text{ V}$ , тогда как при  $P = 0,75 \text{ mW/cm}^2$  она равна  $6,7 \text{ A/W}$  при том же напряжении смещения (табл. 1). Возрастание чувствительности к малым световым сигналам наглядно проявляется при облучении образца белым светом. При освещенности  $E = 1 \text{ lux}$  на образец с активной площадью  $S \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$  падает с  $3,6 \cdot 10^{-8} \text{ W}$  световой мощности в видимой части электромагнитного излучения [6]. При этом число квантов, падающих на образец, составляет  $N = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}$ , а фототок равен  $2 \cdot 10^{-8} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Такое число квантов получено в предположении, что вся энергия состоит из энергии фотонов, которая равна средней энергии квантов падающих в спектральном диапазоне 490–1300 nm,



Зависимости фототока ( $I_f$ ), интегральной чувствительности ( $S_{int}$ ), спектральной чувствительности ( $S_\lambda$ ) от освещенности ( $E_x$ ), мощности лазерного облучения ( $P$ ) и напряжении смещения ( $U$ )

Белый свет					Лазерное облучение			
$E$ (lx)	$V$ , V	$I_f, \frac{\mu A}{cm^2}$	$S_{int}, \frac{A}{lm}$	$S_\lambda, \frac{A}{W}$	$P, \frac{\mu W}{cm^2}$	$V$ , V	$I_f, \frac{\mu A}{cm^2}$	$S_{int}, \frac{A}{W}$
0,04	5	170	1,7	187	10	5	4400	440
	10	1700	17	1870		10	10800	1080
	15	3200	32	3520		15	13700	1370
	20	6800	68	7480		20	16700	1670
	40	11000	110	12100		40	47000	4700
0,4	5	300	0,3	33	750	5	800	1,1
	10	2900	2,9	319		10	5000	6,7
	15	5000	5	550		15	36000	48
	20	9800	9,8	1078		20	66000	88
	40	20100	20,1	2211		40	172000	230
4	5	4100	0,41	45,1				
	10	5400	0,54	59,4				
	15	13700	1,37	151				

т. е.  $\eta\nu = \{2,53 \text{ eV}(\lambda = 490 \text{ nm}) + 0,95 \text{ eV}(\lambda = 1300 \text{ nm})\}/2 = 1,75 \text{ eV}(\lambda_{cp} = 895 \text{ nm})$ . Таким путем вычисленная величина  $I_\phi$  в  $7 \cdot 10^5$  раза меньше, чем величина фототока, измеренного в эксперименте при напряжении смещения  $V = 10 \text{ V}$ . Напомним, что вычисленный фототок соответствует величине фототока идеального фотоприемника работающего при  $\lambda_{cp} = 895 \text{ nm}$  ( $\eta\nu = 1,75 \text{ eV}$ ), поэтому эта величина завышена, а реальная его величина, намного меньше. Эксперимент показывает, что величина  $S_{ин}$  уменьшается, с увеличением энергии белого света, как при лазерном облучении. Например, при увеличении освещенности белого света в 10 раз от  $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ lux}$  до  $25 \cdot 10^{-2} \text{ lux}$  величина интегральной чувствительности уменьшается в три раза при том же напряжении смещения  $V = 10 \text{ V}$  (см. табл. 1). Проведенный анализ показывает, что прямая ветвь ВАХ, измеренная в темноте имеет два участка, которые описываются степенными зависимостями тока от напряжения  $I \sim V^2$  и  $I \sim V^3$  (см. рис. 1). Такие зависимости реализуются в длинных диодах ( $d/L \geq 10$ , где  $d$  — толщина базы,  $L$  — длина диффузии неосновных носителей), в которых токи определяются биполярным дрейфом носителей заряда [9–11]. Появление закономерности зависимости тока от напряжения типа  $I \sim V^3$  обусловлено инжекцией плазмы в изолятор. Так

как в исследуемой структуре база (CdS) является сильно компенсированным полупроводниковым материалом, весьма вероятно, что она играет роль диэлектрика. В этом случае инжектированные свободные электроны и дырки почти полностью нейтрализуют друг друга, что является условием существования инжектированной плазмы, их средние концентрации одинаковы и имеют одинаковое время жизни. Концентрация локальных примесных уровней, точнее разница  $N_d - N_A$ , предполагается достаточно малой, чтобы можно было пренебречь любыми изменениями их заселенности. Инжектированная плазма в диэлектрик ограничивается одновременно рекомбинацией и объемным зарядом. Световые ВАХ, измеренные при лазерном облучении (рис. 1, кр. 2) и белым светом (рис. 1, кр. 3), также имеют два участка и они почти параллельны соответствующим участкам темновой вольт-амперной характеристики. Эти экспериментальные данные показывают, что механизм протекания тока в темноте и на свету один и тот же и они лишь отличаются по величине тока. Согласно [12], при работе структур в дрейфовом режиме двойной инжекции решающее значение имеют особенности биполярного дрейфа неравновесных носителей в толщине  $n$ -базы, а вклад в этот процесс инжектирующего и аккумулирующего контактов несущественны. В работе [13],

на основе модели диода с длинной базой [9], теоретически проанализирован механизм фотоэлектрического инжекционно-го усиления тока. При этом показано, что когда проводимость базы определяется инжектированными носителями из контактов, усиление тока определяется модуляцией подвижности ( $\mu$ ) под действием «примесного» освещения. Это также следует из аналитического выражения биполярной дрейфовой подвижности [13]

$$\mu = \frac{n-p}{n\mu_n + p\mu_p} \mu_n \mu_p, \quad (1)$$

где в числителе стоит величина, зависящая от разности концентраций носителей заряда. «Примесное» освещение, при котором генерируются носители одного знака, изменяет эту разность, модулируя параметр  $\mu$ , этот процесс сильно влияет на концентрацию носителей заряда, инжектированных из контактов. Кроме этого следует отметить, что биполярная подвижность определяется по существу малым изменением заполнения центров захвата, связанным малыми изменениями концентраций свободных носителей. Этот процесс совершенно не затушевывается большими значениями концентраций электронов ( $n$ ) и дырок ( $p$ ) [2, 13]. Этим обстоятельством можно объяснить столь высокие экспериментальные значения интегральной и спектральной чувствительности при облучении белым и лазерным ( $\lambda = 625 \text{ nm}$ ) светом очень малой мощностью  $P \leq 3,6 \cdot 10^{-2} \mu\text{W}$ ,  $10 \mu\text{W}$ . Из табл. 1 следует, что исследуемая  $n^+\text{CdS}-n\text{CdS}-n\text{Si}$ -структура имеет наибольшую интегральную чувствительность  $\approx 110 \text{ A/lm}$  ( $1,2 \cdot 10^4 \text{ A/W}$ ) при облучении белым светом мощностью  $P = 3,6 \cdot 10^{-2} \mu\text{W}$  и напряжении смещения  $V = 40 \text{ V}$ . Отсюда следует, что такая величина световой энергии является достаточной для модуляции биполярной подвижности. Отметим, что эта величина световой энергии соответствует полному спектру видимой области электромагнитного излучения, а необходимая энергия для «примесного» возбуждения носителей заряда существенно меньше. Отсюда следует, что приведенное выше значение интегральной чувствительности сильно занижено, а ее реальное значение является

существенно больше. Эти экспериментальные факты позволяют заключить, что исследуемая структура способна усиливать первичный фототок, генерируемый световыми сигналами мощностью намного меньше, чем  $3,6 \cdot 10^{-2} \mu\text{W}$ .

Согласно [14], отношение  $\tau_p/t_p$  ( $\tau_p, t_p$  — время жизни и время пролета для дырок соответственно) для инжекционного фотодиода на основе  $n$ -полупроводника является коэффициентом фотоэлектрического инжекционного усиления тока при дрейфовом механизме переноса неравновесных носителей заряда в базе диода. Как указывалось выше, в исследуемой структуре коэффициент усиления первичного фототока составляет  $\sim 7 \cdot 10^5$  раз при облучении белым светом мощностью  $P = 3,6 \cdot 10^{-2} \mu\text{W}$  и напряжении смещения  $V = 10 \text{ V}$ . Отсюда следует, что соотношение  $\tau_p/t_p \approx 7 \cdot 10^5$ . Это показывает, что в  $n^+\text{CdS}/n\text{CdS}-n\text{Si}$ -структуре в пропускном направлении тока при освещении белым светом мощностью  $P \leq 3,6 \cdot 10^{-2} \mu\text{W}$  время пролета неосновных неравновесных носителей тока становится во столько раз меньше, чем их время жизни из-за резкого увеличения скорости биполярного дрейфа. Кроме этого скорость биполярного дрейфа возрастает не только за счет модуляции величины биполярной подвижности, но и от роста величины поля в базе структуры, что наблюдается в эксперименте (см. табл. 1). Так как

$$\frac{\tau_p}{\tau_{np}} \approx \frac{\tau_p \mu V}{L^2}, \quad (2)$$

где  $L$  — длина базы. Следовательно, коэффициент фотоэлектрического инжекционного усиления фототока от приложенного напряжения смещения возрастает линейно, что наблюдается в эксперименте (см. табл. 1). В таких диодах ограничение тока обуславливается релаксацией фотовозбуждения биполярной скорости дрейфа неосновных неравновесных носителей. При этом считается, что время жизни и длина диффузии неосновных носителей остается неизменной величиной.

Таким образом, на основе сильно компенсированной поликристаллической пленки  $\text{CdS}$  с  $\rho \approx 10^8 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$  создана диодная  $\text{In}(n^+\text{CdS})-n\text{CdS}-n\text{Si}$ -структура с  $d/L \geq 10$ , у которой прямая ветвь ВАХ

описывается степенными зависимостями  $I \sim V^2$  и  $I \sim V^3$ . В этой структуре протекающие токи определяются биполярным дрейфом носителей заряда. Такая диодная структура в пропускном направлении тока работает как инжекционный фотодиод и имеет спектральную чувствительность  $S \approx 4700$  А/Вт при облучении лазером мощностью  $P = 10$  мВт ( $\lambda = 0,625$  мкм) и  $V = 40$  В. Обнаружено, что такая структура при облучении белым светом мощностью  $P = 2,7 \cdot 10^{-2}$  мВт имеет интегральную чувствительность  $\approx 110$  А/лкс ( $1,2 \cdot 10^4$  А/Вт) при том же напряжении смещения и при температуре  $T = 293$  К.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимова И. Д., Викулин И. М., Зайтов Ф. А., Курмашев Ш. Д. Полупроводниковые фотоприемники, под ред. В. И. Стафеева. — М.: Радио и связь, 1984, гл. 5. — 101 с.
2. Викулин И. М., Курмашев Ш. Д., Стафеев В. И. Инжекционные фотоприемники // ФТП. — 2008. — Т. 42. — № 1. — С. 113–127.
3. Стафеев В. И. ФГУП НПО «Орион». — Москва, 2008. — 103 с.
4. Колдаев И. М., Лосев В. В., Орлов Б. М. // ФТП. — 1984. — Т. 18. — 1316 с.
5. Мирсагатов Ш. А., Утениязов А. К. // Письма в ЖТФ. — 2012. — Т. 38, вып. 1. — С. 70–76.
6. Фриш Э. Оптические методы измерений. Часть I. Издательство Ленинградского Университета, 1976. — 126 с.
7. Лабораторные оптические приборы / Под ред. А. А. Новицкого. — М.: Машиностроение, 1979. — 132 с.
8. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / Под ред. проф. В. С. Вавилова. — М.: Идательство «Мир», 1975. — 425 с.
9. Осипов В. В., Стафеев В. И. // К теории длинных диодов с отрицательным сопротивлением. ФТП. — 1967. — Вып. 12. — 1795 с.
10. Бараненков А. И., Осипов В. В. Инжекционный пробой компенсированных полупроводников // ФТП. — 1971. — Т. 5. — 836 с.
11. Бараненков А. И., Осипов В. В. // Вольт-амперные характеристики длинных диодов из компенсированных полупроводников // ФТП. — 1969. — Т. 3, вып. 1. — 39 с.
12. Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. — Ташкент: Изд. «ФАН» Узбекская ССР, 1981. — 200 с.
13. Гарин Б. М., Стафеев В. И. // Сб. трудов МФТИ. Сер. Радио-техника и электроника. — М.: Изд-во МФТИ, 1972, вып. 2. — 88 с.
14. Kurmashev Sh., Stafeev V., Vikulin I. Proc. SPIE, 3182. 59 (1979).

## LITERATURA

1. Anisimova I. D., Vikulin I. M., Zaitov F. A., Kurmashev Sh. D. Poluprovodnikovye fotopriemniki, pod red. V. I. Stafeeva. — M.: Radio i svyaz', 1984 gl, 5. — 101 p.
2. Vikulin I. M., Kurmashev Sh. D., Stafeev V. I. Inzhekcionnye fotopriemniki // FTP. — 2008. — Vol. 42. — No. 1. — P. 113–127.
3. Stafeev V. I. FGUP NPO «Orion». — Moskva, 2008. — 103 p.
4. Koldaev I. M., Losev V. V., Orlov B. M. // FTP. — 1984. — Vol. 18. — 1316 p.
5. Mirsagatov Sh. A., Uteniyazov A. K. Pis'ma v ZhTF. — 2012. — Vol. 38, vyp. 1. — P. 70–76.
6. Frish E. Opticheskie metody izmerenij. Chast' I. Izdatel'stvo Leningradskogo Universiteta, 1976. — 126 p.
7. Laboratornye opticheskie pribory / Pod red. A. A. Novickogo. — M.: Mashinostroenie, 1979. — 132 p.
8. Milns A., Fojht D. Geteroperehody i perehody metall-poluprovodnik. / Pod red. prof. V. S. Vavilova. — M.: Idatel'stvo «Mir», 1975. — 425 p.
9. Osipov V. V., Stafeev V. I. // K teorii dlinnyh diodov s otricatel'nym soprotivleniem. FTP. — 1967. — Vyp. 12. — 1795 p.
10. Baranekov A. I., Osipov V. V. Inzhekcionnyj proboj kompensirovannyh poluprovodnikov // FTP. — 1971. — Vol. 5. — 836 p.
11. Baranekov A. I., Osipov V. V. // Vol't-ampernye harakteristiki dlinnyh diodov iz kompensirovannyh poluprovodnikov // FTP. — 1969. — Vol. 3, vyp. 1. — 39 p.
12. Karageorgij-Alkalaev P. M., Lejderman A. Yu. Fotochuvstvitel'nost' poluprovodnikovyh struktur s glubokimi primesyami. — Tashkent: Izd. «FAN» Uzbekskaya SSR, 1981. — 200 p.
13. Garin B. M., Stafeev V. I. // Sb. trudov MFTI. Ser. Radio-tehnika i elektronika. — M.: Izd-vo MFTI, 1972, vyp. 2. — 88 p.
14. Kurmashev Sh., Stafeev V., Vikulin I. Proc. SPIE, 3182. 59 (1979).