

# Инжекционный фотодиод на основе $p\text{-Si}-n\text{-CdS}-n^+\text{-CdS}$ -структуры

© Ш.А. Мирсагатов<sup>†</sup>, И.Б. Сапаев

Физико-технический институт,

Научно-производственное объединение „Физика-Солнце“ академии наук Узбекистана,

(Получена 20 июня 2013 г. Принята к печати 14 марта 2014 г.)

Создан инжекционный фотодиод на основе  $p\text{-Si}-n\text{-CdS}-n^+\text{-CdS}$ -структуры, который имеет высокое значение коэффициента выпрямления ( $10^5$ ) при комнатной температуре. Показано, что световые и темновые вольт-амперные характеристики структуры имеют одинаковые закономерности. Установлено, что при плотностях тока  $I = 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2$  в структуре реализуется режим „длинных“ диодов и при этом величины интегральной ( $S_{\text{int}}$ ) и спектральной ( $S_\lambda$ ) чувствительностей резко увеличиваются. Обнаружено, что  $S_{\text{int}} = 2.8 \cdot 10^4 \text{ А/люм}$  ( $3 \cdot 10^6 \text{ А/Вт}$ ) для уровня освещенности  $E = 0.1$  люкс и  $S_\lambda = 2.3 \cdot 10^4 \text{ А/Вт}$  при облучении лазером с  $\lambda = 625 \text{ нм}$  и мощностью  $P = 10 \text{ мкВт/см}^2$  при напряжении смещения  $V = 20 \text{ В}$ . Установлено, что механизм усиления фототока в основном связан с модуляцией амбиполярной подвижности носителей.

## 1. Введение

В литературе имеются сведения о создании инжекционных фотодиодов на основе соединений  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ , в частности на основе сульфида [1], теллурида кадмия и его твердых растворов [2–4]. В работе [1] рассмотрена структура  $\text{Ni}-n\text{-CdS}-n^+\text{-CdS}$  на основе монокристаллов CdS. Усиление фототока в ней при УФ освещении ( $\lambda = 0.22 \text{ мкм}$ ) возможно, если увеличен уровень инжекции основных носителей заряда в высокоомную  $n$ -область с нерабочей (неосвещаемой) стороны  $n^+ - n$ -перехода. Поэтому представляет интерес создание фотоприемника, у которого диапазон fotocувствительности охватил бы широкий спектр электромагнитного излучения. Такой инжекционный фотоприемник с улучшенными выходными параметрами можно создать на основе  $p-i-n$ -структур, в которых реализуется режим двойной инжекции. Однако на соединениях  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ , в том числе на CdS, технологически трудно получать  $p$ -тип проводимости и  $p-i-n$ -структуры из-за эффекта самокомпенсации. Поэтому для этого нами создана  $p\text{-Si}-n\text{-CdS}-n^+\text{-CdS}$ -структура с гетеропереходом. Здесь высокоомный сильно компенсированный CdS-слой слабого  $n$ -типа играет роль  $i$ -слоя. Выбор создания гетероперехода  $p\text{-Si}-n\text{-CdS}$  обусловлен тем, что такой гетеропереход описан в литературе [5]. Кроме того, кремний является хорошо изученным материалом. Эти доводы являлись основанием для создания  $p-i-n$ -структуры на основе пленок сульфида кадмия с  $p\text{-Si}-n\text{-CdS}$ -гетеропереходом.

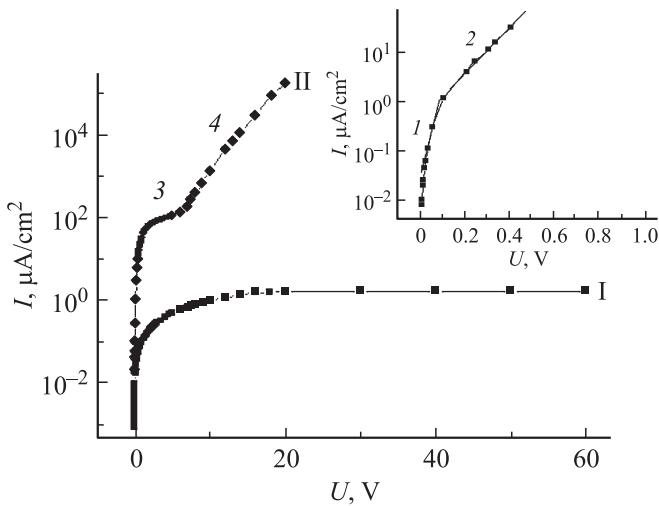
## 2. Образцы и методика измерения

Фоточувствительная  $p\text{-Si}-n\text{-CdS}-n^+\text{-CdS}$ -структура была создана путем напыления порошков CdS (в квазизамкнутой системе в вакууме  $10^{-5}$  Торр) на поверхность пластинки кремния  $p$ -типа с удельным сопротивлением  $\rho \approx 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и толщиной 300 мкм. При этом темпера-

тура источника (CdS)  $T_s \approx 800 - 850^\circ \text{C}$ , а на подложке ( $p\text{-Si}$ ) она поддерживалась в пределах  $\sim 250 - 270^\circ \text{C}$ . Проведенные исследования при помощи микроскопа МИИ-4 показали, что пленки CdS, выращенные на  $p\text{-Si}$ -подложке, 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  $\text{Si}$ -подложки. Например, изготовленные при  $T_n = 300^\circ \text{C}$  пленки CdS имели размер кристаллитов  $\sim 3 - 4 \text{ мкм}$ , которые полностью пронизывали всю толщину пленки  $w \approx 2 \text{ мкм}$ . Полученные CdS-пленки являлись высокоомными с удельным сопротивлением  $\rho \approx (2 - 3) \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и имели слабый  $n$ -тип проводимости. Далее на CdS-пленке формировали  $n^+\text{-CdS}$ -слой толщиной  $\sim 50 \text{ \AA}$  и токоъемный П-образный контакт методом вакуумного испарения In.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленных  $p\text{-Si}-n\text{-CdS}-n^+\text{-CdS}$ -структур измерялись в прямом и обратном направлениях тока в темноте и на свету при освещенности  $E = 0.1 - 100$  люкс и комнатной температуре. Освещение структур производилось лазером ЛГ-75 с мощностью излучения  $10 \text{ мкВт/см}^2 - 0.75 \text{ мВт/см}^2$  и с длиной волны 0.625 мкм, 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  $9.1 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}$  [6]. Спектральная зависимость fotocувствительности структур измерялась на монохроматоре ЗМР-3 при комнатной температуре  $T = 300 \text{ К}$ . Источником излучения служила ксеноновая лампа типа ДКСШ-1000, работающая в режиме минимально допустимой мощности. Лампа обеспечивала световой поток 53 000 люм и яркость до 120 Мкф/м<sup>2</sup> в центре светового пятна. Излучение лампы отградуировано в абсолютных единицах при помощи термоэлемента РТЭ-9 с кварцевым окошком. Лампа ДКСШ-1000 имеет в ультрафиолетовой и видимой областях сплошной спектр.

<sup>†</sup> E-mail: mirsagatov@uzsci.net, mohim@inbox.ru



**Рис. 1.** Вольт-амперная характеристика структуры в полулогарифмическом масштабе в темноте: прямая ветвь (I), на которой указаны третий (3) и четвертый (4) участки, на вставке приведены первый (1) и второй (2) участки; обратная ветвь (II).

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены в полулогарифмическом масштабе прямая и обратная ветви вольт-амперной характеристики типичной  $p\text{-Si-n-CdS-n}^+\text{-CdS}$ -структуры. Прямым направлением тока в структуре считается, когда к  $p\text{-Si}$ -контакту прикладывается „+“ потенциал, а обратным — „-“ потенциал. Анализ ВАХ показывает, что структура обладает выпрямляющими свойствами и ее коэффициент выпрямления „ $K$ “ (определяемый как отношение прямого и обратного токов при фиксированном напряжении  $V = 20$  В) составляет  $\sim 10^5$ .

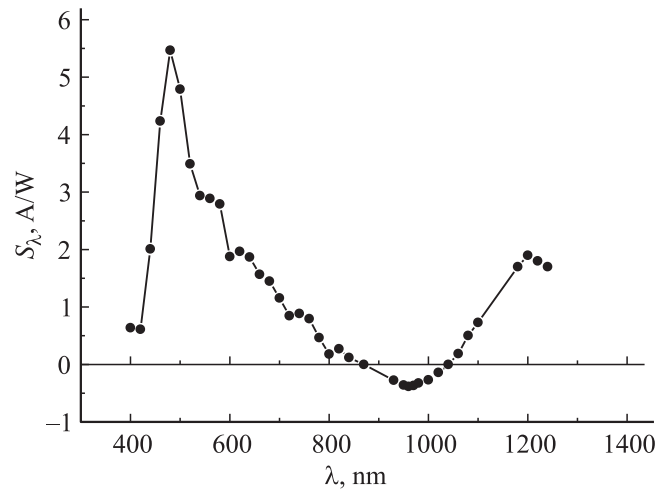
#### 3.1. Спектральное распределение фоточувствительности

На рис. 2 приводится спектральное распределение фоточувствительности ( $S_\lambda$ ) в отсутствие напряжения смещения. Анализ кривой спектрального распределения фоточувствительности показывает, что она имеет ряд особенностей поведения в спектральном диапазоне  $\lambda = 389 - 1238.46$  нм. Спектральная чувствительность такой структуры начинается с  $\lambda = 389$  нм и стремительно растет, достигая своего максимума (пик) при  $\lambda = 475$  нм, где  $S_\lambda = 5.49$  А/Вт. Затем спектральная чувствительность уменьшается до нуля при  $\lambda = 872.7$  нм. На кривой спада фоточувствительности имеется ряд особенностей, проявляющихся в виде ступеньки при  $\lambda = 541.84 - 578.56$  нм и трех малых пиков при  $\lambda = 618, 740$  и  $821.8$  нм. Эти особенности обусловлены наличием примесей в слоях сульфида кадмия.

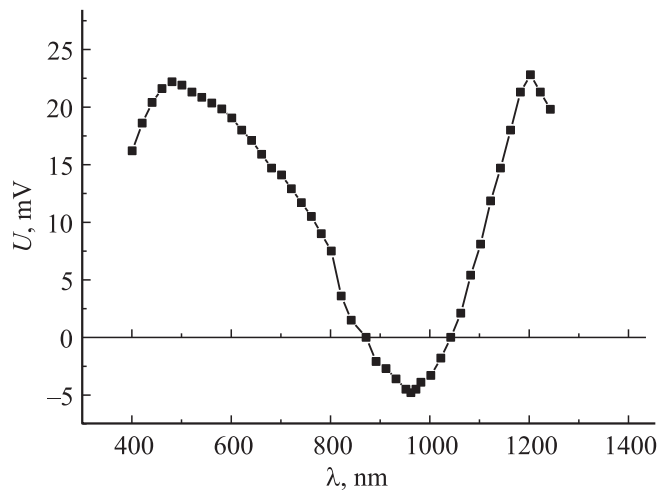
Далее, после своего нулевого значения при  $\lambda = 872.7$  нм спектральная чувствительность, меняя

знак, начинает расти и снова достигает максимума  $S_\lambda = 0.4$  А/см при  $\lambda = 961.8$  нм. Затем наблюдается ее плавный спад до нуля ( $\lambda = 1042.8$  нм) и вновь происходит ее рост (со сменой знака) до  $\lambda = 1200.3$  нм с последующим уменьшением.

Для объяснения такого поведения зависимости спектральной чувствительности было измерено спектральное распределение фотоэдс ( $U$ ) структуры, которое приведено на рис. 3. Сопоставление зависимостей  $S_\lambda(\lambda)$  и  $U(\lambda)$  показывает, что они имеют общий вид. В них имеются особые экстремальные точки, соответствующие максимумам и минимумам, которые находятся при одних и тех значениях  $\lambda$ . Это обстоятельство дает основание утверждать, что зависимость  $U(\lambda)$  определяет вид  $S_\lambda(\lambda)$ . Появление большого пика ( $\lambda = 475$  нм) обусловлено генерацией и разделением неравновесных носителей (фотоносители) без потерь в области изотипного  $n^+\text{-CdS-n-CdS}$ -перехода. Участок спада большого пика



**Рис. 2.** Спектральное распределение фоточувствительности ( $S_\lambda$ )  $p\text{-Si-n-CdS-n}^+\text{-CdS}$ -структуры без смещения.



**Рис. 3.** Спектральное распределение фотоэдс ( $U$ )  $p\text{-Si-n-CdS-n}^+\text{-CdS}$ -структуры.

Зависимости фототока ( $I_{ph}$ ), интегральной чувствительности ( $S_{int}$ ), спектральной чувствительности ( $S_\lambda$ ) от освещенности ( $E_{lux}$ ), мощности лазерного облучения ( $P$ ) и напряжения смещения ( $U$ )

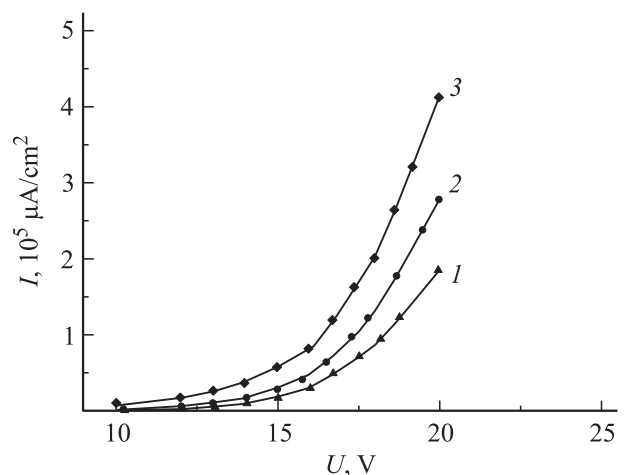
$E$ (люкс)	$U$ , В	$I_{ph}$ , $\frac{\mu A}{cm^2}$	$S_{int}$ , $\frac{A}{люм}$	$S_{int}$ , $\frac{A}{Вт}$	$P$ , $\frac{мкВт}{cm^2}$	$I_{ph}$ , $\frac{мкА}{cm^2}$	$S_\lambda$ , $\frac{A}{Вт}$
0.1	5	148.6	14.8	$0.2 \cdot 10^4$	10	133	13.3
	10	2354.4	235.44	$2.6 \cdot 10^4$		2000	200
	14	17000	1700	$1.87 \cdot 10^5$		11200	1120
	20	274500	27450	$3 \cdot 10^6$		233560	23356
1	5	178	1.78	$0.2 \cdot 10^3$	50	369.2	7.4
	10	3020	30.2	$3.32 \cdot 10^3$		6075.6	121.5
	14	18000	180	$1.98 \cdot 10^4$		38937.1	778.7
	20	310220	3102	$3.4 \cdot 10^5$		416333	8326
10	5	184	0.184	$0.2 \cdot 10^2$	100	456	4.56
	10	3600	3.6	$4 \cdot 10^2$		7524	75.24
	14	21000	21	$2.31 \cdot 10^3$		44025	440.25
	20	410500	410	$4.5 \cdot 10^4$		448320	4483.2

объясняется тем, что с ростом  $\lambda$  увеличивается глубина поглощения фотонов и поэтому часть неравновесных носителей не доходит до изотипного перехода, а при  $\lambda = 1042.8$  нм все неравновесные носители не доходят до этого перехода и  $U = 0$  (см. рис. 3). С другой стороны, уменьшение  $U$  до нуля связано и с возникновением встречных диффузионных и дрейфовых потоков неравновесных носителей, взаимно компенсирующих друг друга. Инжектированные изотипным  $n^+-CdS-n-CdS$ -переходом носители под воздействием фотоэда образуют диффузионные потоки дырок, которые появляются для обеспечения электронейтральности. Величина спектральной чувствительности в максимуме ( $\lambda = 475$  нм) значительно превышает спектральную чувствительность идеального фотоприемника ( $S_\lambda = 0.6$  А/Вт) [7] при данной волне электромагнитного излучения (см. рис. 3). Идеальным фотоприемником считается фотоприемник, в котором все падающие фотоны поглощаются и генерируют электронно-дырочные пары, которые без потерь разделяются объемным зарядом перехода. Наблюдаемое превышение  $S_\lambda$  позволяет утверждать, что в такой структуре происходит усиление первичного фототока. Механизм такого усиления может быть двоякий: положительная обратная связь либо параметрический механизм [8].

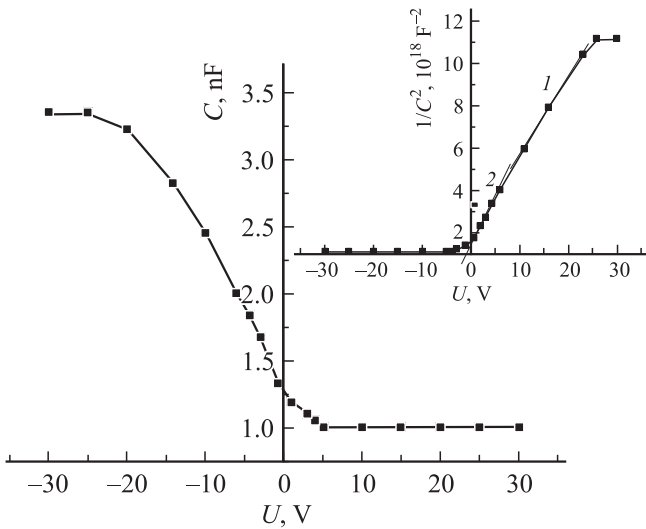
Дальнейшее увеличение fotocувствительности после смены знака связано с вкладом в разделение фотоносителей  $p-Si-n-CdS$ -гетероперехода. Последующая смена знака и появление максимума при  $\lambda = 1200.3$  нм ( $S_\lambda = 0.96$  А/Вт) с дальнейшим уменьшением fotocувствительности объясняется преобладающим вкладом  $p-Si-n-CdS$ -гетероперехода в процессы диффузии и дрейфа носителей. Величина fotocувствительности при  $\lambda = 1200.3$  нм показывает, что  $p-Si-n-CdS$ -гетеропереход эффективно разделяет генерированные излучением электронно-дырочные пары. Однако спектральная чувствительность при  $\lambda = 1200.3$  нм значительно меньше, чем  $S_\lambda$  при  $\lambda = 475$  нм. Это свидетельствует

о том, что эффективность гетероперехода хуже, чем у изотипного  $n^+-CdS-n-CdS$ -перехода.

Далее, для доказательства существования первичного усиления фототока были исследованы темновые и световые вольт-амперные характеристики структуры (см. рис. 4). Световые ВАХ были измерены при различных уровнях освещенностей ( $E$ ) белым светом и лазерным облучением для различных мощностей ( $W$ ) с длиной волны  $\lambda = 625$  нм (см. таблицу). Проведенные исследования показывают, что действительно имеется эффект усиления фототока в  $p-Si-n-CdS-n^+CdS$ -структуре. Например, при облучении лазером с мощностью  $P = 10$  мкВт/см<sup>2</sup>  $S_\lambda = 2.3 \cdot 10^4$  А/Вт, а при облучении белым светом  $E = 0.1$  люкс интегральная чувствительность  $S_{int} = 2.75 \cdot 10^4$  А/люм ( $3 \cdot 10^6$  А/Вт) при комнатной температуре (см. таблицу). Следует отме-



**Рис. 4.** Вольт-амперная характеристика  $p-Si-n-CdS-n^+-CdS$ -структуры в полулогарифмическом масштабе: прямая ветвь в темноте (1), прямая ветвь при облучении белым светом с  $E = 10$  люкс (2), прямая ветвь при лазерном облучении с  $\lambda = 0.625$  нм мощностью  $P = 100$  мкВт/см<sup>2</sup> (3).



**Рис. 5.** Вольт-фарадная характеристика  $p\text{-Si-n-CdS-n}^+\text{-CdS}$ -структуры при частоте  $f = 10$  кГц,  $T = 300$  К. На вставке — зависимость  $C^{-2}$  от  $V$  этой структуры при частоте  $f = 10$  кГц,  $T = 300$  К.

тить, что исследуемая структура очень чувствительна к малым уровням освещенностей, имеет высокие значения интегральной и спектральной чувствительностей как в собственной, так и в примесной областях поглощения света (см. таблицу). Кроме того, установлено, что с повышением величины уровня освещенности и мощности лазерного облучения происходит уменьшение как  $S_{in}$ , так и  $S_{\lambda}$ .

Известно, что инжекционные и аккумуляционные свойства барьеров определяют вольт-амперные характеристики структуры. Поэтому была исследована прямая вольт-амперная характеристика структуры в темноте, которая приведена на рис. 1 (вставка) в полулогарифмическом масштабе. Анализ прямой вольт-амперной характеристики  $p\text{-Si-n-CdS-n}^+\text{-CdS}$ -структуры показал, что при комнатной температуре она состоит из четырех участков.

Первый, второй и четвертый участки описываются экспоненциальной зависимостью тока от напряжения и имеют следующее аналитическое выражение:

$$I = I_0[\exp(qV/c kT) - 1], \tag{1}$$

где  $c$  — показатель экспоненты,  $I_0$  — предэкспоненциальный множитель,  $q$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура в градусах Кельвина,  $V$  — напряжение смещения.

Отметим, что величины  $c$  и  $I_0$  имеют разные значения для каждого участка ВАХ. Третий участок ВАХ описывается сублинейной зависимостью тока от напряжения.

Проанализируем эти участки. Первый участок ВАХ наблюдается при плотностях тока  $I \approx 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>, при которых показатель экспоненты  $c_1 = 1.04$ , а предэкспоненциальный множитель  $I_{01} = 1.3 \cdot 10^{-8}$  А/см<sup>2</sup>. Такими величинами  $c$  и  $I_0$

формула (1) обладает, когда в структуре протекают токи термоэлектронной эмиссии [9]. Токи термоэлектронной эмиссии имеют место в структурах с барьером Шоттки и в МДП-структурах. Проведенное исследование показало, что  $p\text{-Si-n-CdS-n}^+\text{-CdS}$ -структура имеет вид вольт-фарадной характеристики, характерный для МДП-структуры (см. рис. 5). В исследуемой структуре сильно компенсированный высокоомный  $n\text{-CdS}$  выступает как диэлектрик, а  $p\text{-Si}$  — как полупроводник. Проведенный анализ  $C-V$ -характеристик полностью подтверждает это. По емкости диэлектрика  $C_i = 3.35$  нФ определена его толщина ( $d_i$ ), которая равна  $\sim 0.06$  мкм при площади структуры  $S \approx 0.1$  см<sup>2</sup>. Вычисленная толщина диэлектрика отличается от толщины высокоомной базы  $w$  ( $n\text{-CdS}$ ), которая равна  $\sim 2$  мкм. Такое отличие обусловлено образованием в процессе осаждения пленок  $n\text{-CdS}$  на ее поверхности окисных слоев типа  $\text{CdO}_x$ ,  $\text{SO}_x$  и на поверхности  $p\text{-Si}$  окисного слоя  $\text{SiO}_x$ . Из этого следует, что сопротивление пленок  $n\text{-CdS}$  намного меньше, чем сопротивление окисных слоев, поэтому емкость  $n\text{-CdS}$ -слоя не проявляется при измерении. Концентрация равновесных дырок ( $p_0$ ) была определена по емкости плоских зон и по крутому участку  $C-V$ -характеристики. Для определения  $p_0$  по  $C-V$ -характеристике крутой участок был построен в координатах  $C^{-2}-V$  и он имеет два наклона. По наклонам этих прямых по известной формуле [10]

$$p_0 = \frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_S S^2} \frac{dV}{d(C^{-2})}, \tag{2}$$

где  $q$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума,  $\epsilon_S$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $V_D$  — высота потенциального барьера,  $S$  — площадь структуры, были определены концентрации равновесных дырок  $3.2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и  $4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. По экстраполяции зависимости  $C^{-2}, V$  на ось напряжения  $V$  определена высота потенциального барьера  $V_D = (0.89 \pm 0.02)$  эВ для  $p_0$  в  $p\text{-Si}$ . Также оценено значение концентрации равновесных дырок по емкости плоских зон при помощи формулы [9]

$$C_{n3} = \frac{\epsilon_0\epsilon_i S}{d_i + \frac{\epsilon_i}{\epsilon_S} \sqrt{\frac{kT\epsilon_0\epsilon_i}{p_0 q^2}}}, \tag{3}$$

где  $\epsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость диэлектрика,  $d_i$  — толщина диэлектрика, и при этом получено, что  $p_0 \approx 1.8 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

Определенные по вольт-фарадной характеристике, значения для  $p_0$  находятся в хорошем согласии с величиной равновесной концентрации дырок  $\sim 1.3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> для  $p\text{-Si}$ .

Таким образом, полученные из вольт-фарадной характеристики результаты подтверждают, что исследуемая структура ведет себя как МДП-структура и ее реальное строение имеет вид  $p\text{-Si-n-CdS-n}^+\text{-CdS}$ . В этой структуре при малых плотностях токов протекают термоэлектронные токи. Термоэлектронный ток описывается при

помощи следующей формулы [11]:

$$I = AT^2 e^{-\frac{V_D}{kT}} \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) = I_{01} \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (4)$$

Здесь

$$I_{01} = AT^2 e^{-\frac{V_D}{kT}}, \quad (5)$$

где  $A$  — постоянная Ричардсона  $A = 12 \cdot 10^5 \text{ A}/(\text{m}^2 \cdot \text{град}^2)$ ,  $V_D$  — высота потенциального барьера,  $V$  — напряжение смещения,  $T$  — температура в шкале Кельвина,  $k$  — постоянная Больцмана,  $c$  — показатель экспоненты.

Используя экспериментальное значение  $I_{01} = 1.3 \cdot 10^{-8} \text{ A}/\text{см}^2$ , определенное из первого участка ВАХ при помощи выражения (5), находим значение высоты потенциального барьера  $V_D = (0.86 \pm 0.02) \text{ эВ}$ , которое хорошо соответствует величине потенциального барьера, определенной по  $C-V$ -характеристике. Полученные результаты еще раз подтверждают, что на первом участке ВАХ механизмом протекания тока является термоэлектронный эмиссионный механизм.

На втором участке ВАХ в диапазоне плотности тока  $I = (1.8 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-5}) \text{ A}/\text{см}^2$  значения для  $c$  и  $I_0$  значительно увеличиваются и становятся соответственно равными  $3.6$  и  $5.4 \cdot 10^{-8} \text{ A}/\text{см}^2$ . Здесь электронные процессы происходят в  $n(\text{CdS})$ -слое. Проведенный анализ показывает, что имеет место инжекция носителей из  $n^+-n$ -контакта в  $i$ -слой ( $n\text{-CdS}$ ) и его сопротивление играет существенную роль.

Известно, что для идеальных гетеропереходов существует соотношение  $M = (I_p/I_n) = \exp[-(E_{gn} - E_{gp})/kT]$  [12], где  $E_{gn}$ ,  $E_{gp}$  — ширины запрещенных зон широкозонного и узкозонного полупроводников;  $I_p$ ,  $I_n$  — токи дырок и электронов соответственно. Величина  $M$  показывает, что ток протекает из широкозонного полупроводника в узкозонный [12]. Из соотношения для  $M$  следует, что чем больше разница между ширинами запрещенных зон ( $\Delta E_g$ ) этих полупроводников, тем более строго выполняется данное соотношение. Например, при создании гетероперехода между кремнием и германием соотношение между токами, протекающими из Si в Ge, отличается в  $e^{-16}$  [12]. В нашем случае разница между ширинами запрещенных зон Si и CdS, образующими гетеропереход, составляет  $1.3 \text{ эВ}$ , тогда как  $\Delta E_g = 0.4 \text{ эВ}$  для Si и Ge. Отсюда следует, что величина  $M$  для  $p\text{-Si}-n\text{-CdS}$ -гетероперехода должна быть намного больше, и ток в исследуемой структуре исключительно определяется электронными потоками из  $n\text{-CdS}$  в  $p\text{-Si}$ . Выше изложенные рассуждения правомочны для идеальных гетеропереходов. В реальных же гетеропереходах существуют поверхностные состояния на границе раздела полупроводников и поэтому соотношение  $M$  может строго не выполняться. Поверхностные состояния образуются: а) из-за различия постоянных кристаллических решеток контактирующих  $p\text{-Si}$  и  $n\text{-CdS}$ , которое составляет более 7% [13], и б) при проведении технологических процессов.

Эти поверхностные состояния могут быть центрами рекомбинации или центрами туннелирования для дырок в базу структуры. Тем не менее мы полагаем, что в структуре ток определяется в основном электронными потоками, идущими из  $n^+-n$ -перехода. Анализ второго участка ВАХ показывает, что в базе протекают диффузионные токи, образованные неосновными неравновесными носителями (дырками), которые появляются из противоположного контакта  $p\text{-Si}-n\text{-CdS}$  для обеспечения электронейтральности базы. Из литературы известно, что если эффект аккумуляции несуществен, то из многообразия ВАХ в диффузионном режиме сохраняются лишь известные зависимости  $I \propto \exp(qV/kT)$  и  $I \propto \exp(qV/c kT)$ , впервые полученные Шокли [14] и Стафеевым [15] для  $p-n$ -диодных структур с омическим контактом и со значительным сопротивлением базы.

Выражение для диффузионного тока, полученное Стафеевым, имеет следующий вид [15]:

$$I = I_{02} \exp(qV/c kT), \quad (6)$$

где

$$c = (2b + \text{ch } w/L + 1)/(b + 1), \quad (7)$$

$$I_{02} = (kT/q)(b \text{ ch}(w/L))/[(2(b + 1)L\rho \text{ tg } w/2L)], \quad (8)$$

где  $b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок,  $w$  — толщина базы,  $\rho$  — удельное сопротивление базы,  $I_{02}$  — предэкспоненциальный множитель,  $L$  — длина диффузии неосновных носителей.

Подставляя экспериментальное значение  $c = 3.6$  в формулу (7), находим, что  $L_p = 0.48 \text{ мкм}$ ,  $\mu_p \tau_p = 8.8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$  (произведение подвижности на время жизни дырок) при значениях  $b = 38$  [16],  $w = 2 \text{ мкм}$ . Поскольку величина  $I_{02}$  примерно равна току, при котором проводимость базовой области увеличивается инжекцией в 2 раза, т.е. равновесная и неравновесная проводимости толщи сравниваются, и наступает переход к высоким уровням инжекции. Поэтому допуская, что  $I_{02} = 5.4 \cdot 10^{-9} \text{ A}/\text{см}^2$  соответствует начальному напряжению второго участка ВАХ ( $0.1 \text{ В}$ ), находим, что удельное сопротивление базы  $\rho = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ .

Определенное таким путем значение  $\rho$  базы является нижним его пределом, а непосредственное измерение сопротивления пленки показывает, что  $\rho \approx 2.2 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Эти величины находятся в хорошем согласии и свидетельствуют о диффузионном механизме протекания тока на втором участке ВАХ. Правомочность этого механизма протекания тока подтверждает и другая оценка, которая сделана при помощи произведения  $\mu_p \tau_p = 8.8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$ . Для этого были сняты кривые релаксации в отсутствие напряжения смещения. По нарастанию и по спаду этих кривых были определены постоянные времени релаксации, которые оказались равны  $\tau = 7 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  и  $\tau = 1.2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ . Далее, предполагая, что эти величины постоянного времени релаксации являются временами жизни дырок из произведения  $\mu_p \tau_p$ ,

получаем величины подвижности дырок соответственно  $\mu_p = 1.25 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $\mu_p = 0.9 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Найденные значения подвижности дырок хорошо согласуются с литературными данными ( $\mu_p = 7\text{--}8 \text{ см}^2/\text{Ом} \cdot \text{см}$ ) [16], имея в виду, что база исследуемой структуры является поликристаллическим материалом.

Таким образом, проведенное исследование еще раз подтверждает, что когда процесс аккумуляции несуществен, то ток является в структуре диффузионным. В этом случае неравновесные дырки являются основным компонентом диффузионного тока. Как видно из рис. 1, между вторым и третьим участками ВАХ имеется участок с кривизной. Наличие такого участка показывает, что происходит процесс аккумуляции дырок вблизи изотипного  $n^+\text{-CdS-n-CdS}$ -перехода, о чем свидетельствует и появление сублинейного участка за ним.

Согласно литературным данным [17–19], сублинейный участок ВАХ наблюдается тогда, когда диффузионные и дрейфовые потоки направлены навстречу друг другу. Такое явление имеет место, если в структуре аккумуляция неравновесных носителей занимает доминирующее место. В исследуемой  $p\text{-Si-n-CdS-n}^+\text{-CdS}$ -структуре процесс аккумуляция дырок происходит вблизи  $p\text{-Si-n-CdS}$ -гетероперехода. При подаче отрицательного смещения на  $n^+\text{-CdS}$ -слой структуры электроны инжектируются в базу, и при этом для обеспечения электронейтральности из противоположного контакта в нее поступает такое же количество дырок. Эти дырки образуют диффузионный ток в базе. В результате в приконтактной области гетероперехода их концентрация превышает равновесную концентрацию дырок. Эффект аккумуляции имеет место в том случае, когда  $p\text{-Si-n-CdS}$ -гетеропереход непрозрачен для дырок, и это объясняется появлением сублинейного участка на ВАХ. При этом градиент концентрации дырок станет положительным ( $dp/dx > 0$ ). Физически это означает, что диффузионные и дрейфовые токи направлены навстречу друг другу. В этом случае ВАХ структуры описывается следующим аналитическим выражением [17,18]:

$$V = V_0 \exp(aIw), \quad (9)$$

где

$$a = 1/2qD_nN_t. \quad (10)$$

В выражении (9)  $V_0$  — предэкспоненциальный множитель

$$V_0 = \frac{D_{\text{eff}}}{\mu_p} \frac{b+1}{b(\gamma+b+1)} \frac{p_{\text{Sb}}^2}{N_t p(d)},$$

где  $D_{\text{eff}}$  — коэффициент биполярной диффузии;  $\gamma = \frac{N_t}{p_i}$  — фактор прилипания;  $p_{\text{Sb}}$  — концентрация неравновесных дырок около анода (около  $n^+\text{-n}$ -контакта);  $p(w)$  — концентрация неравновесных дырок около катода ( $p\text{-n}$ -контакта). В формуле (10)  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов,  $N_t$  — концентрация уровней прилипания,  $I$  — плотность тока.

С помощью выражений (9) и (10) была определена концентрация глубоких центров прилипания  $N_t = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  при следующих значениях:  $\mu_n \approx 30 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $w = 2 \text{ мкм}$ . Допустим, что этот глубокий уровень прилипания имеет большое сечение захвата для дырок и его модуляция заполнения является определяющим фактором, влияющим на величину скорости амбиполярного дрейфа ( $v_a$ ) [17–19]. В этом случае выражения для скорости амбиполярного дрейфа и диффузии упрощаются:  $D_{\text{eff}} \approx D_p$  и  $v_a \approx aID_{\text{eff}}$ . При помощи этих выражений из сублинейного участка ВАХ была определена величина  $v_a \approx 250 \text{ см/с}$ . Таким образом, проведенная оценка дает достаточно большую величину для  $v_a$ . Это показывает, что на сублинейном участке ВАХ амбиполярная подвижность испытывает сильную модуляцию.

Как отмечалось выше, четвертый участок ВАХ описывается экспоненциальной зависимостью  $I = I_{04} \exp(qV/c_4kT)$ , где  $c_4 = 68$ ,  $I_{04} = 1.9 \cdot 10^{-7} \text{ А/см}^2$ . Подставляя эти экспериментальные данные в формулы (7) и (8), определяем, что отношение толщины базы к длине диффузии дырок  $w/L_p = 8.5$ , а удельное сопротивление базы  $\rho = 1.9 \cdot 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Величины  $L_p$ ,  $\rho$ , оцененные из четвертого участка ВАХ, сильно отличаются для тех же величин, рассчитанных из второго участка. Различие между этими величинами объясняется изменением свойств базы с ростом плотности тока в структуре. Эти оценки показывают, что диодную структуру при тех плотностях тока, при которых наблюдается четвертый участок ВАХ, можно отнести к разряду достаточно „длинных“ диодов [20]. Как известно, в достаточно длинных диодах ток в основном определяется дрейфовым механизмом.

Проведенные исследования световых ВАХ для различных уровней освещенностей белым светом и при лазерном облучении при различной мощности (см. таблицу) показывают, что они идентичны по форме и имеют одинаковые закономерности зависимостей тока от напряжения смещения (см. рис. 4), а самые максимальные значения интегральной и спектральной чувствительностей приходятся на четвертый участок ВАХ. Это дает нам основание утверждать, что в процессе усиления первичного фототока основным фактором является модуляция амбиполярной подвижности. Модуляция величины амбиполярной подвижности происходит в результате опустошения глубоких уровней прилипания [8].

#### 4. Заключение

Создан инжекционный фотодиод на основе  $p\text{-Si-n-CdS-n}^+\text{-CdS}$ -структуры. Установлено, что  $p\text{-Si-n-CdS}$ -гетеропереход имеет низкую плотность поверхностных состояний на границе раздела, что показывает высокое значение его коэффициента выпрямления. Показано, что световые и темновые вольт-амперные характеристики структуры имеют одинаковые

закономерности поведения. Причем выявлено, что с изменением плотности тока, проходящего через структуру, изменяются закономерности поведения зависимости тока от напряжения. Обнаружено, что с ростом плотности тока происходят изменения свойств базы структуры, приводящие к изменению длины диффузии неосновных носителей тока и механизма переноса тока в исследуемой структуре. В результате этих процессов также изменяются величины интегральной и спектральной чувствительностей исследованной структуры. Обнаружено, что при плотностях тока  $I = 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup> в структуре реализуется режим достаточно „длинных“ диодов и при этом величины  $S_{\text{int}}$  и  $S_{\lambda}$  резко увеличиваются. Например,  $S_{\text{int}} = 2.8 \cdot 10^4$  А/люм ( $3 \cdot 10^6$  А/Вт) при уровне освещенности  $E = 0.1$  люкс и  $S_{\lambda} = 2.3 \cdot 10^4$  А/Вт при облучении лазером с  $\lambda = 625$  нм. Полученные величины для интегральной и спектральной чувствительностей являются рекордными для комнатной температуры.

В заключение можно сделать вывод о том, что механизм усиления первичного фототока при больших плотностях тока в основном определяется модуляцией амбиполярной подвижности носителей.

## Список литературы

- [1] И.М. Колдаев, В.В. Лосев, Б.М. Орлов. ФТП, **18**, 1316 (1984).
- [2] Ш.А. Мирсагатов, А.К. Утениязов. Письма в ЖТФ, **38** (1), 70 (2012).
- [3] Ш.А. Мирсагатов, Р.Р. Кабулов, М.А. Махмудов. ФТП, **47** (6), 815 (2013).
- [4] Ш.А. Мирсагатов, О.К. Атабоев, Б.Н. Заверюхин. ФТП, **11** (1), 4 (2013).
- [5] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков. ФТП, **43** (4), 436 (2009).
- [6] Э. Фриш. *Оптические методы измерений* (Л., Изд-во ЛГУ, 1976) ч. I, с. 126.
- [7] А. Амброзьяк. *Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов* (М., Сов. радио, 1970) с. 392.
- [8] И.М. Викулин, Ш.Д. Курмашев, В.И. Стафеев. ФТП, **42** (1), 113. (2008).
- [9] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (A Wiley-Interscience Publication John Wiley and Sons, N.Y.-Chichester-Brisbane-Toronto-Singapore, 1981) т. 1, р. 386.
- [9] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*, под ред. докт. физ.-мат. наук Р.А. Суриса. (М., Мир, 1984) т. 1, с. 386.
- [10] В.Г. Георгиу. *Вольт-фарадные измерения параметров полупроводников* (Кишинев, Штиинца, 1987) с. 15.
- [11] П.Т. Орешкин. *Физика полупроводников и диэлектриков* (М., Высш. шк., 1977) с. 173.
- [12] И.М. Викулин, В.И. Стафеев. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Сов. радио, 1980) с. 36.
- [13] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник*, под ред. проф. В.С. Вавилова (М., Мир, 1975) с. 425.
- [14] W. Shockley. Bell Syst. Techn. J. **28**, 4351 (1949).
- [15] В.И. Стафеев. ЖТФ, **28**, 1631 (1958).
- [16] В.И. Фистуль. *Физика и химия твердого тела* (М., Metallurgy, 1995) т. I, II.
- [17] A.Yu. Leiderman, P.M. Karageorgy-Alkalaev. Sol. St. Commun., **25** (1), 781 (1978).
- [18] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции в полупроводниках* (М., Сов. радио, 1978), с. 126.
- [19] П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями* (Ташкент, Фан, 1981) с. 200.
- [20] В.В. Осипов, В.И. Стафеев. ФТП, **1**, 1796 (1967).

Редактор Т.А. Полянская

## The injection photo diode on the basis p-Si-n-CdS-n<sup>+</sup>-CdS-structures

Sh.A. Mirsatov, I.B. Sapayev

Physical Technical Institut  
of the Academy of Sciences  
of the Republic of Uzbekistan,  
100084 Tashkent, Uzbekistan

**Abstract** The injection photo diode on the base of p-Si-n-CdS-n<sup>+</sup>-CdS-structure which has high value of factor of rectify ( $10^5$ ) at the room temperature is created. It is shown, that light current voltage-characteristics and dark ones of the structures have identical laws. It is established, that at density of current  $I = 10 - 25 \cdot 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup> in the structure the mode of „long“ diodes is realized and integrated ( $S_{\text{int}}$ ) and spectral sensitivity ( $S_{\lambda}$ ) sharply increase. It is revealed, that  $S_{\text{int}} = 2.8 \cdot 10^4$  А/лм ( $3 \cdot 10^6$  А/Вт) at level of light exposure  $E = 0.1$  lux and  $S_{\lambda} = 2.3 \cdot 10^4$  А/Вт at irradiation of the laser with  $\lambda = 625$  nm and power  $P = 10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$  at voltage  $V = 20$  V. It is established, that the mechanism of rectify of the photocurrent is basically, connected, with modulation of ambipolar mobility of carriers.