

УДК 53.043;53.023;539.234

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУРЫ $pSi-nCdS-n^+CdS$ ПРИ ОБРАТНОМ НАПРЯЖЕНИИ СМЕЩЕНИЯ

© 2014 г. Ш. А. Мирсагатов, И. Б. Сапаев

Физико-технический Институт, Научно-производственное объединение

“Физика–Солнце” Академии наук Узбекистана

e-mail: mirsagatov@uzsci.net, mohim@inbox.ru

Поступила в редакцию 13.06.2013 г.

Создана фоточувствительная $pSi-nCdS-n^+CdS$ -структура. В такой структуре при подаче на нее обратного напряжения смещения происходит инжекция электронов из узкозонного pSi в высокоомный широкозонный $nCdS$. Показано, что в этой структуре происходит взаимная компенсация встречных дрейфовых и диффузионных потоков носителей заряда. Встречные дрейфовые и диффузионные потоки неравновесных неосновных носителей при плотностях тока $I \sim (10^{-8}–10^{-7})$ А/см² приводят к появлению точек инверсии знака фоточувствительности в коротковолновой и в длинноволновой областях спектра. Взаимная компенсация встречных дрейфовых и диффузионных потоков при плотностях тока порядка $\sim 10^{-6}$ А/см² приводит к появлению сублинейного участка на обратной вольт-амперной характеристике в широком диапазоне напряжения смещения.

DOI: 10.7868/S0002337X1405011X

ВВЕДЕНИЕ

В литературе имеются сведения о создании инжекционных фотодиодов на основе соединений A^2B^6 , в частности на основе сульфида и теллурида кадмия и его твердых растворов [1–4]. В [1] рассмотрена $Ni-nCdS-n^+CdS$ -структура на основе монокристаллов CdS , в которой усиление фототока происходит, когда она освещается светом $\lambda = 0.22$ мкм и происходит инжекция основных носителей заряда в высокоомную n -область с несвещаемой стороны n^+-n -перехода. В настоящее время не создан инжекционный фотоприемник с внутренним усилением на основе сульфида кадмия, работающий при комнатной температуре в широком диапазоне спектра электромагнитного излучения. Такой инжекционный фотоприемник с повышенными выходными параметрами можно создать на основе $p-i-n$ -структур. На соединениях A^2B^6 , в том числе на CdS , технологически трудно получать p -тип проводимости и $p-i-n$ -структуры на его основе из-за эффекта самокомпенсации. В $p-i-n$ -структуре с гетеропереходом, в которой в качестве i -слоя используется сильно компенсированный, высокоомный широкозонный полупроводник ($nCdS$), а полупроводником p -типа является узкозонный (pSi). В такой структуре может иметь место инжекция электронов из pSi в $nCdS$ при обратных напряжениях смещения. Поэтому нами создана $pSi-nCdS-n^+CdS$ -структура с гетеропереходом. В этой структуре высокоомный сильно компенсированный CdS -слой n -типа иг-

рает роль i -слоя. Выбор создания гетероперехода $pSi-nCdS$ 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 с $pSi-nCdS$ -гетеропереходом на основе пленок сульфида кадмия.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Фоточувствительная $pSi-nCdS-n^+CdS$ -структура была создана путем напыления порошков полупроводниковой чистоты CdS (в квазизамкнутой системе в вакууме 10^{-5} торр) на поверхность пластинки кремния p -типа с удельным сопротивлением $\rho \approx 10$ Ом см и толщиной 300 мкм (марка КДБ-10). При этом температура источника (CdS) $T_{ист} \approx 800–850^\circ C$, а на подложке (pSi) она поддерживалась в пределах $T_n \approx 250–270^\circ C$. Проведенные исследования при помощи микроскопа МИИ-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 $T_n = 300^\circ C$ пленки CdS имели размер кристаллитов $\approx 3–4$ мкм, которые полностью пронизывали всю толщину пленки $d \approx 2$ мкм. Таким образом, выращенные CdS пленки являлись высокоомными с удельным сопротивлением $\rho \sim (2–3) \times 10^{10}$ Ом см

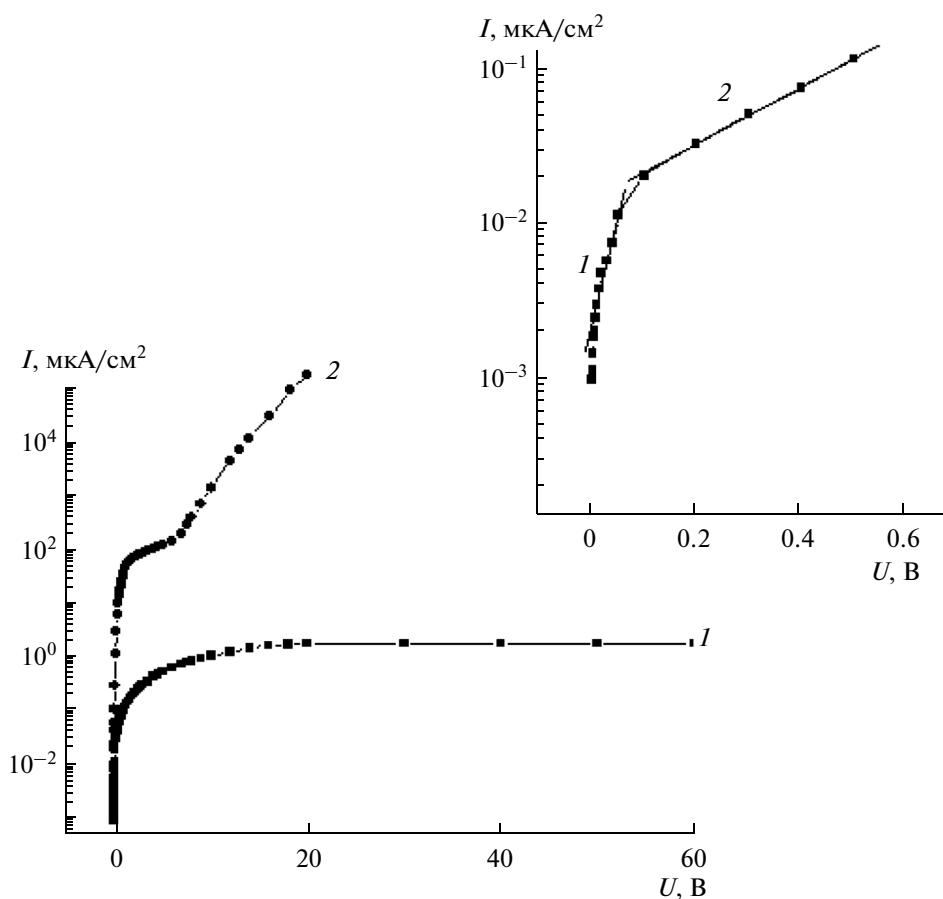


Рис. 1. Вольтамперная характеристика $pSi-nCdS-n^+CdS$ структуры в полулогарифмическом масштабе в темноте: прямая ветвь (1), обратная ветвь (2). На вставке рисунка приведены первый (1) и второй (2) участки обратной ВАХ.

и имели n -тип проводимости. Сильно легированный n^+CdS слой получен путем напыления индия “In” на поверхность пленки CdS в вакууме 10^{-5} торр в течение 25–30 с при температуре подложки 373 К с последующим отжигом при температуре 673 К в течение 5 мин.

Затем на пленке формировали токосъемный “П”-образный контакт методом вакуумного испарения In.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) изготовленных $pSi-nCdS-n^+CdS$ -структур измерялись в прямом и обратном направлении тока в темноте и на свету при освещенности $E = 0.1-50$ лк и комнатной температуре. Освещение структур производилось лазером ЛГ-75 с мощностями $10 \text{ мкВт/см}^2-0.75 \text{ мкВт/см}^2$ с длиной волны 0.625 мкм , а также от лампы накаливания, которая по своим параметрам практически соответствует эталонной лампе. В одном люмене мощность электромагнитного излучения в видимой области спектра содержит $9.1 \times 10^{-3} \text{ Вт}$ [6]. Спектральная зависимость фоточувствительности структур измерялась на монохроматоре ЗМР-3 при комнатной температуре. Источником излучения служила ксе-

ноновая лампа типа ДКСШ-1000, работающая в режиме минимально допустимой мощности. Лампа обеспечивала световой поток 53000 лм и яркость до 120 Мкд/м^2 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 области сплошной спектр. Вольт-фарадная характеристика такой структуры измерялась при прямом и обратном направлении смещения и частотах $f = (0.4-50) \text{ кГц}$. Поскольку $C(V)$ -характеристики при этих частотах имеют одинаковые формы, приводится только одна характеристика для $f = 10 \text{ кГц}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены в полулогарифмическом масштабе прямая и обратная ветви вольтамперной характеристики типичной $pSi-nCdS-n^+CdS$ -структуры. Прямым направлением тока в структуре считается, когда к pSi контакту прикладывается “+” потенциал, а обратным “-” потенциал. Анализ ВАХ показывает, что структура обладают выпрямляющими свойствами и ее коэффициент

выпрямления “К” (определяемый как отношение прямого и обратного тока при фиксированном напряжении смещения $V_{см} = 20$ В), составляют $\approx 10^5$.

Спектральное распределение fotocувствительности. На рис. 2 приводится в относительных единицах fotocувствительность фототока в зависимости от длины волны электромагнитного излучения для $pSi-nCdS-n^+CdS$ -структуры в обратном направлении тока в отсутствие и при наличии напряжения смещения различной величины. Как видно из данного рисунка (см. рис. 2, кр. 1), в отсутствие напряжения смещения диапазон спектральной чувствительности лежит в области длин волн $\lambda = 0.350-1350$ нм и имеет наиболее высокие значения при $\lambda_1 \approx 480$ нм и $\lambda_2 \approx 1248$ нм, где фототок обладает отрицательной величиной. Фототок ($I_{ф}$) в коротковолновой области спектра с увеличением длины волны электромагнитного излучения уменьшается и при $\lambda \approx 865.45$ нм становится равным нулю и, затем, изменяя знак, начинает расти с дальнейшим увеличением величины λ . В длинноволновой области fotocувствительности пик в зависимости $I_{ф}/I_{ф\max}(\lambda)$ наблюдается при $\lambda \approx 949.5$ нм в области положительного значения фототока. Далее, величина $I_{ф}/I_{ф\max}(\lambda)$ вновь уменьшается и переходит через нуль при $\lambda \approx 1000$ нм, а затем fotocувствительность, меняя знак, резко возрастает по абсолютной величине до $\lambda \approx 1130$ нм. С дальнейшим увеличением длины волны электромагнитного излучения она вновь уменьшается. С повышением напряжения смещения точка инверсии знака фототока в коротковолновой области спектра сильно сдвигается в сторону более коротких длин волн, а абсолютная величина фототока уменьшается с ростом величины напряжения смещения. Аналогичное поведение фототока в зависимости $I_{ф}/I_{ф\max}(\lambda)$ наблюдается в длинноволновой области fotocувствительности. Однако здесь точка инверсии знака фототока сдвигается в сторону длинных волн электромагнитного излучения. Кроме этого скорость изменения абсолютной величины фототока в зависимости от напряжения смещения намного меньше, чем в коротковолновой области спектра. Например, точка инверсии фототока сдвигается на ~ 260 нм при подаче $V_{см} = 6$ мВ, а в длинноволновой области спектра она сдвигается на 168 нм. Эксперимент показывает, что при подаче напряжения смещения 8.5 мВ на структуру зависимость $I_{ф}/I_{ф\max}(\lambda)$ полностью находится в области положительных значений фототока. Такое поведение зависимости $I_{ф}/I_{ф\max}(\lambda)$ обратно смещенной $pSi-nCdS-n^+CdS$ -структуры объясняется следующим образом. Во-первых, $n^+CdS-nCdS$ -переход и $pSi-nCdS$ -гетеропереход эффективно разделяют генерированные светом неравновесные электронно-дырочные пары. Во-вторых, $pSi-nCdS$ -гетеропереход инжектирует электроны в базу ($nCdS$) структуры

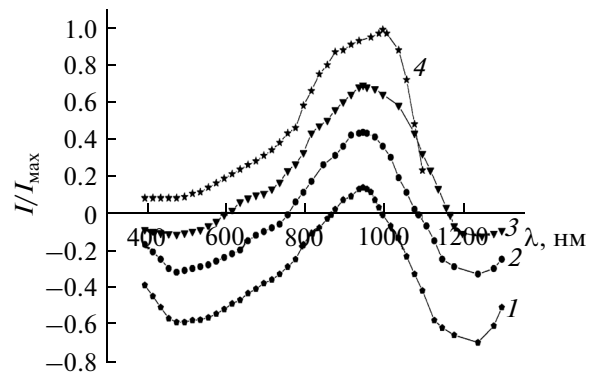


Рис. 2. Спектральная зависимость фототока $pSi-nCdS-n^+CdS$ -структуры при подаче различного напряжения смещения: 1 – фототок в отсутствие напряжения смещения, 2 – 4 мВ, 3 – 6 мВ, 4 – 8.5 мВ.

при подаче обратного напряжения смещения. В-третьих, в базе исследуемой структуры основной компонентой тока является диффузионный ток. Как известно, в рассматриваемой $pSi-nCdS-n^+CdS$ -структуре из слоя pSi в высокоомный компенсированный в $nCdS$ слой электроны будут инжектироваться в том случае, если в слое pSi имеется достаточная концентрация электронов или его толщина сравнима с диффузионной длиной электронов. В наших образцах кремния концентрации равновесных дырок и электронов соответственно составляют $1.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $7.7 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, при значениях $\mu_n = 1500 \text{ см}^2/(\text{В с})$ и $\mu_p = 480 \text{ см}^2/(\text{В с})$ для подвижностей электронов и дырок и $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ – концентрация собственных носителей. Отсюда следует, что концентрация неравновесных электронов в подложке pSi почти такая же как и концентрация электронов ($n_0 \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$) в базе ($nCdS$ -слой), которая была определена при значениях: $\rho_{CdS} \approx 3 \times 10^{10} \text{ Ом см}$ и $\mu_n = 100 \text{ см}^2/(\text{В с})$. Здесь величина удельного сопротивления определена при помощи сопротивления пленки CdS с толщиной $d = 2$ мкм. Кроме этого, следует учесть вероятность инжекции электронов из омического контакта (In), нанесенного на pSi , так как толщина кремниевой пластины одного порядка с длиной диффузии электронов (L_n), которая равна ≈ 400 мкм при значениях: $\tau_n \approx 50$ мкс и $\mu_n = 1500 \text{ см}^2/(\text{В с})$ [7].

Появление пика на кривой fotocувствительности с максимумом при $\lambda = 947$ нм позволяет утверждать, что $pSi-nCdS$ -гетеропереход сформирован качественно и он имеет низкую плотность поверхностных состояний на границе раздела. Объемный заряд гетероперехода эффективно выводит неравновесные дырки, генерированные вблизи барьера, в pSi -слой. Увеличение фототока в пике и его расширение в сторону коротких длин волн с подачей напряжения смещения показыва-

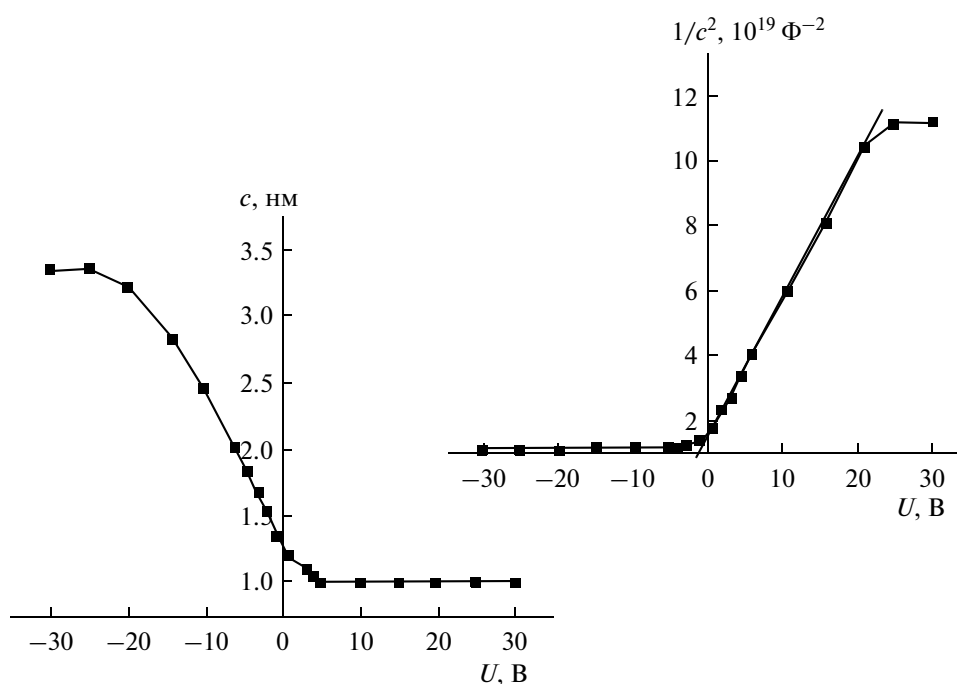


Рис. 3. Вольт-фарадная характеристика $p\text{Si}-n\text{CdS}-n^+\text{CdS}$ -структуры при частоте $f = 10$ кГц, $T = 300$ К. На вставке зависимость C^{-2} от V этой структуры при частоте $f = 10$ кГц, $T = 300$ К.

ет, что в базе структуры определяющим током является диффузионный ток неосновных носителей (дырок), скопившихся у $p\text{Si}-n\text{CdS}$ -гетероперехода, которые поступают для обеспечения электронейтральности инжектированных электронов. Как показывает эксперимент при $V_{\text{см}} = 8.5$ мВ диффузионный ток становится больше дрейфового тока даже вблизи $n^+\text{CdS}-n\text{CdS}$ -изотипного перехода (см. рис. 2, кр. 4). Это, в свою очередь, еще раз подтверждает, что $p\text{Si}-n\text{CdS}$ -гетеропереход имеет незначительные токи утечки при малых обратных напряжениях смещения (до нескольких десятков мВ). Появление диффузионного тока и сдвига точки инверсии знака фоточувствительности при малых обратных напряжениях смещения показывает, что дрейфовые и диффузионные токи по величине малы.

Анализ спектральной чувствительности пика длинноволнового участка показывает, что в подложке $p\text{Si}$ имеются инжектированные электроны из омического контакта (In), которые создают диффузионные и дрейфовые потоки электронов, направленные в сторону $p\text{Si}-n\text{CdS}$ -гетероперехода. Кроме этого, возникают диффузионные потоки неравновесных электронов, направленные от гетероперехода к металлическому контакту, появившиеся в результате аккумуляции электронов около гетероперехода. Сдвиг точки инверсии фототока в длинноволновой области спектра в сторону более длинных волн показывает, что диффузионный ток, направленный навстречу дрейфовому и диффузионному потокам электронов от

металлического контакта, возрастает с увеличением напряжения смещения [8–9]. Это происходит в том случае, когда концентрация и градиент электронов у гетероперехода становится больше, чем их концентрация вблизи металлического контакта (In). Такой эффект имеет место, когда $p\text{Si}-n\text{CdS}$ -гетеропереход обладает потенциальным барьером и пропускает не все электроны, поступающие из противоположного In-контакта. Сдвиг длинноволновой области спектра при напряжении смещения $V_{\text{см}} = 8.5$ мВ становится меньше, чем при $V_{\text{см}} = 6$ мВ (рис. 3, кр. 4). Это показывает, что $p\text{Si}-n\text{CdS}$ -гетеропереход становится пропускным для электронов, т.е. процесс аккумуляция электронов уменьшается из-за изменения свойств гетероперехода.

Как известно, инжекционные и аккумуляционные свойства барьеров определяют вид вольт-амперных характеристик структуры. Поэтому нами исследована обратная вольт-амперная характеристика структуры, которая приведена на рис. 1 в полупологарифмическом масштабе. Анализ вольт-амперной характеристики $p\text{Si}-n\text{CdS}-n^+\text{CdS}$ -структуры показал, что она экспоненциально уменьшается с повышением обратного смещения и выходит на плато при $V \approx -16$ В. Это показывает, что данная структура ведет себя как идеальная диодная структура. Такое поведение ВАХ вызывает некоторое сомнение, так как в исследуемой структуре база является высокоомным сильно компенсированным, поликристаллическим полупроводником, содержащим большое количество примесей

и дефектов. Поэтому для выяснения ситуации была исследована вольт-фарадная характеристика структуры, которая приведена на рис. 3. Как видно на рис. 3, вольт-фарадная характеристика соответствует МДП-структуре [10]. В исследуемой $pSi-nCdS-n^+CdS$ (МДП)-структуре роль диэлектрика выполняют $nCdS$ -слой и окисные слои CdO_x , SO_x на его поверхности и SiO_x на поверхности pSi , образованные в процессе выращивания пленок сульфида кадмия. По емкости диэлектрика $C_i = 3.36$ нФ была определена его толщина $d_i \approx 0.065$ мкм при активной площади структуры $S \approx 0.1$ см². Отсюда видно, что вычисленная толщина диэлектрика отличается от толщины высокоомной базы ($nCdS$), которая равна ≈ 2 мкм. Такое отличие объясняется тем, что в качестве диэлектрика в данной структуре выступают окисные слои толщиной d_i , намного меньшей, чем толщина $nCdS$ -слоя. Эти результаты отражают реальное строение исследуемой структуры. По минимальной емкости структуры $C_{мин} \approx 1$ нФ (см. рис. 3) была определена толщина объемного заряда $W \approx 0.073$ мкм [10], которая значительно меньше, чем толщина полупроводника pSi (300 мкм) и $nCdS$ -слоя. Этот экспериментальный результат свидетельствует о том, что слои pSi и $nCdS$ находятся в квазинейтральном состоянии. Из крутого участка $C-V$ -характеристики, построенной в координатах $1/C^2(V)$, а также по емкости плоских зон [10, 11] была определена концентрация дырок в pSi , равная $\approx 3 \times 10^{15}$ см⁻³, что хорошо согласуется с равновесной концентрацией дырок в кремнии p -типа. Кроме этого была определена высота потенциального барьера $V_D \approx (0.89 \pm 0.02)$ эВ путем экстраполяции прямой зависимости $1/C^2(B)$ на ось напряжения. Отсюда следует, что роль полупроводника в исследуемой структуре выполняет pSi , когда она проявляет себя как МДП-структура. Полученные результаты из $C-V$ -характеристики, а также спектральное распределение фоточувствительности показывают, что происходит инжекция электронов из In-контакта в pSi и из него в базу структуры.

Для удобства анализа обратной ВАХ структуры на вставке рис. 1 она приведена для положительных значений тока. Анализ показывает, что в интервале плотности тока $I \approx (1.3 \times 10^{-9} - 1.1 \times 10^{-8})$ А/см² в структуре протекают термоэлектронные токи. Термоэлектронный ток описывается при помощи следующей формулы [12]:

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

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

где A – постоянная Ричардсона $A = 12 \times 10^5$ А/(м² град²); V_D – высота потенциального барьера; V – напряжение смещения; T – температура

в шкале Кельвина; k – постоянная Больцмана; c – показатель экспонента.

Используя экспериментальное значение предэкспоненциального множителя $I_{01} = 2.9 \times 10^{-9}$ А/см² тока, соответствующего началу экспоненциального участка с показателем экспоненты “ c ” ≈ 1.05 , определенного при помощи выражения (2), была определена высота потенциального барьера $V_D = (0.91 \pm 0.02)$ эВ, что хорошо согласуется с величиной $V_D \approx (0.89 \pm 0.02)$ эВ, определенной из $C(V)$ -характеристики.

В диапазоне плотностей тока $I \approx (1.3 \times 10^{-8} - 2.2 \times 10^{-7})$ А/см² ВАХ описывается экспоненциальной зависимостью типа $I = I_{02} \exp(qV/c_k T)$, у которой показатель экспоненты $c_2 = 8.2$, а предэкспоненциальный множитель $I_{02} = 1.8 \times 10^{-8}$ А/см². Согласно теории [13], в структурах со значительным сопротивлением базы, протекает диффузионный ток, и он описывается следующим аналитическим выражением

$$I = I_{02} \exp(qV/c_2 k T), \quad (3)$$

$$\text{где } c_2 = (2b + chw/L + 1)/(b + 1), \quad (4)$$

здесь $b = \mu_n/\mu_p$ – отношение подвижностей электронов и дырок, w – толщина базы, k – коэффициент Больцмана, T – температура в шкале Кельвина.

Подставляя экспериментальное значение $c_2 = 8.2$, определенное из второго участка ВАХ, в формулу (4), находим, что диффузионная длина дырок $L_p = 0.45$ мкм, $\mu_p \tau_p = 7.8 \times 10^{-8}$ см²/В (произведение подвижности на время жизни дырок) при значениях: $b = 38$ [14], $w = 2$ мкм, $\mu_n = 285$ см²/В с и $\mu_p = 7-8$ см²/В с. Поскольку величина I_{02} примерно равна току, при котором проводимость базовой области увеличивается инжекцией в два раза, т.е. равновесная и неравновесная проводимости толщи базы сравниваются, и наступает переход к высоким уровням инжекции. При этом, допуская, что $I_{02} = 1.8 \times 10^{-8}$ А/см² соответствует к начальному напряжению (0.1V) второго участка ВАХ, находим, что удельное сопротивление равно $\rho = 2.6 \times 10^{10}$ Ом см, что хорошо согласуется с удельным сопротивлением пленки $nCdS$, равным 3×10^{10} Ом см. О наличии инжекции электронов свидетельствует и другая оценка, которая проведена при помощи произведения $\mu_p \tau_p = 7.8 \times 10^{-8}$ см²/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, соответственно, равны $\tau = 7 \times 10^{-8}$ с и $\tau = 1.2 \times 10^{-7}$ с. Далее, предполагая, что эти величины являются временами жизни дырок из произведения $\mu_p \tau_p$, получаем для $\mu_p = 1.1$ см²/(В с) и $\mu_p = 0.78$ см²/(В с). Таким образом, найденные значения подвижности дырок хорошо согласуются

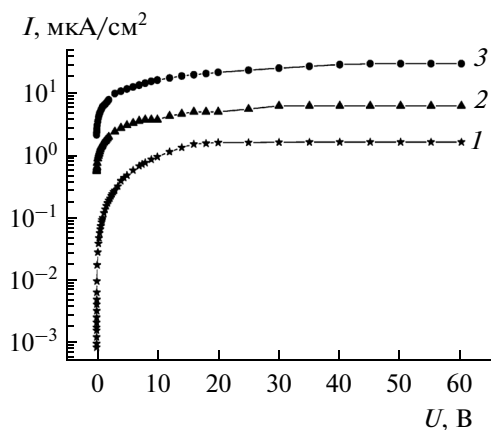


Рис. 4. Обратная вольтамперная характеристика $p\text{Si}-n\text{CdS}-n^+\text{CdS}$ -структуры в полулогарифмическом масштабе: в темноте (1), при облучении белым светом с $E = 0.1$ лк (2), при лазерном облучении с $\lambda = 0.625$ нм мощностью $P = 10$ мкВт/см² (3).

ся с литературными данными [14], если учесть, что база в исследуемой структуре является поликристаллическим материалом. Выше изложенные оценки показывают, что при таких плотностях тока около $n^+\text{CdS}-n\text{CdS}$ -перехода процесс аккумуляции дырок является незначительным.

С дальнейшим увеличением напряжения смещения (V_b) происходит изменение свойств $p\text{Si}-n\text{CdS}$ -гетероперехода, он становится неидеальным и начинает пропускать дырок в сторону кремния. При этом изотипный $n^+\text{CdS}-n\text{CdS}$ -переход остается почти идеальным и у него повышается потенциальный барьер V_b для дырок с повышением обратного напряжения смещения. Поэтому концентрация неравновесных дырок около этого изотипного перехода становятся больше, а градиент концентрации дырок выше, чем возле гетероперехода. Это создает диффузионные потоки дырок направленных к $p\text{Si}-n\text{CdS}$ -гетеропереходу. Эти дрейфовые и диффузионные потоки направлены на встречу диффузионным потоком идущим от гетероперехода. Как впервые было показано в [8], встречные диффузионные и дрейфовые токи приводят к “инжекционному обеднению”, т.е. происходит их взаимная компенсация. Появление сублинейного участка ВАХ в широком диапазоне напряжения смещения ($V \approx 10-60$ В) показывает, что область взаимной компенсации дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей расширяется и сопротивление базы, а также напряженность электрического поля в ней увеличиваются, что вызывает повышение скорости амбиполярного дрейфа. Представлял интерес провести анализ поведения сублинейного участка ВАХ при освещении белым светом и лазером примесного освещения. Поэтому были сняты световые ВАХ при $E = 0.1$ лк и при лазерном облучении с $\lambda = 0.625$ мкм и мощностью

$P = 10$ мкВт/см², которые приведены на рис. 4. Из этого рисунка следует, что световые и темновые ВАХ имеют схожий вид и отличаются только по величине тока. Разница между ними при освещении лазером равна ~ 1.5 порядка, а при освещении белым светом более одного порядка по величине тока. При облучении лазером спектральная чувствительность $S_\lambda \approx 7$ А/Вт, а при освещении белым светом освещенностью $E = 0.1$ лк интегральная чувствительность $S_{\text{int}} \approx 3.5$ А/лм (~ 380 А/Вт). Эти результаты показывают, что на сублинейном участке происходит усиление первичного фототока по величине, которое в десятки раз превышает фоточувствительность идеального фотоприемника при данной длине волны электромагнитного излучения, например при $\lambda = 0.625$ мкм ($S_\lambda \approx 0.5$ А/Вт) [15]. Также проведена оценка влияния уровней освещенности на скорость амбиполярного дрейфа носителей (v_a). Для этого при помощи формулы [9]

$$V = V_0 \exp(aIw) \quad (5)$$

были определены значения параметра “ a ” для разных уровней освещенности. При этом найдено, что параметр “ a ” имеет одинаковые значение при освещенности белым светом, лазерном облучением и в темноте. Известно, что скорость амбиполярного дрейфа неосновных носителей определяется формулой [9]

$$v_a = D_p I a, \quad (6)$$

где она линейно зависит от плотности тока. Отсюда можно заключить, что во сколько раз увеличивается v_a , во столько же раз увеличивается и фототок. В нашем случае фототок увеличивается примерно на 1.5 порядка, следовательно, $v_a \approx 300$ см/с.

Упомянутый выше эффект увеличения сопротивления базы структуры, наблюдающийся в широком интервале напряжений смещения, может быть использован при создании полупроводниковых приборов различного назначения (выпрямители с высоким коэффициентом выпрямления, стабилитроны и т.д.).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана фоточувствительная $p\text{Si}-n\text{CdS}-n^+\text{CdS}$ -структура. В такой структуре при подаче на нее обратного напряжения смещения происходит инжекция электронов из узкозонного $p\text{Si}$ в высокозонный широкозонный $n\text{CdS}$. При плотностях тока $I \sim (10^{-8}-10^{-7})$ А/см² происходит смена знака (инверсия) фоточувствительности в коротковолновой и в длинноволновой областях спектра. С ростом величины напряжения смещения точка инверсии знака фоточувствительности в области коротких длин волн электромагнитного излучения сдвигается в более коротковолновую область спектра, а точка инверсии в длинноволновой об-

ласти спектра, наоборот, в длинноволновую. Взаимная компенсация встречных дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей при плотностях тока в порядке $\sim 10^{-6}$ А/см² приводит к появлению сублинейного участка на обратной ВАХ в широком диапазоне напряжения смещения. С увеличением напряжения смещения возрастает высота потенциального барьера для дырок около фронтального изотипного $n^+CdS-nCdS$ -перехода, что способствует их аккумуляции вблизи него.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колдаев И.М., Лосев В.В., Орлов Б.М. Чувствительность продольных инжекционных фотодиодов на основе монокристаллов CdS к поляризованному излучению. // ФТП. 1984. Т. 18. С. 1316.
2. Мирсагатов Ш.А., Утениязов А.К. Инжекционный фотодиод на основе р-CdTe // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 1. С. 70–76.
3. Мирсагатов Ш.А., Кабулов Р.Р., Махмудов М.А. Инжекционный фотодиод с перестраиваемым спектром fotocувствительности на основе n-CdS/p-CdTe-гетероструктуры // ФТП. 2013. Т. 47. № 6. С. 815–820.
4. Мирсагатов Ш.А., Атабоев О.К., Заверюхин Б.Н. Спектральные свойства M-n+CdS-nCdS_xTe_{1-x}-pZn_xCd_{1-x}Te-M- структуры для инжекционного фотоприемника // ФИП. 2013. Т. 11. № 1. С. 4–10.
5. Саидов А.С., Лейдерман А.Ю., Усмонов Ш.Н., Холиков К.Т. Вольт-амперная характеристика p-n-структур на основе непрерывного твердого раствора (Si₂)_{1-x}(CdS)_x // ФТП. 2009.Т. 43. Вып. 4. С. 436–438.
6. Фриш Э. Оптические методы измерений. Ч. I. Л.: Изд-во ЛГУ, 1976. С. 126.
7. <http://zaz.gendocs.ru/docs/2800/index-1621226.html>.
8. Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М.: Сов. радио, 1978. 126 с.
9. Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. // Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. Ташкент: ФАН. 1981. 200 с.
10. Sze S.M. Physics of Semiconductor Devices. N.Y.: Wiley, 1981. Т. 1. P. 386.
11. Георгиу В.Г. Вольт-фарадные измерения параметров полупроводников. Кишнев: Штиинца, 1987. 15 с.
12. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высш. шк. 1977. 173 с.
13. Стафеев В.И. Влияние сопротивления толщи полупроводника на вид вольтамперной характеристики диода // ЖТФ. 1958.Т. 28. С. 1631.
14. Фистуль В.И. Физика и химия твердого тела. Т. I, II. М.: Металлургия, 1995.
15. Амброзьяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. М.: Советское радио, 1970. 392 с.