

## ФОТОПРИЕМНИКИ С УПРАВЛЯЕМЫМ СПЕКТРОМ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

© Ш.А.Мирсагатов, Б.У.Айтбаев, В.М.Рубинов

Физико-технический институт им. С.В. Стародубцева  
НПО «Физика-солнце» Академии наук Республики Узбекистан  
700084 Ташкент, Узбекистан  
(Получена 10 ноября 1994 г. Принята к печати 19 апреля 1995 г.)

Рассматриваются особенности спектрального распределения фоточувствительности фотоприемников ультрафиолетовой части спектра, изготовленных на основе твердого раствора  $Zn_xCd_{1-x}S$ .

Установлено, что в фотодиодном режиме в спектре  $V_f(\lambda)$  наблюдается две точки инверсии знака фотоэдс. Показано, что положение более коротковолновой точки инверсии  $V_{f1}$  линейно зависит от приложенного напряжения смещения. Особенности спектрального распределения фотоэдс в таких фотоприемниках объясняются инжекцией неосновных неравновесных носителей-электронов — в слой объемного заряда из межзеренных прослоек и наличием в фотоприемнике двух переходов, включенных в противоположных направлениях.

Для решения ряда задач нужны селективные фотоприемники (ФП) с различной формой спектра фоточувствительности в ультрафиолетовой (УФ) области, в том числе с инверсией знака фотоэдс в зависимости от длины волны падающего излучения.

Существуют технологические пути получения фотоприемников, чувствительных к заданной длине волны излучения. Один из таких способов рассмотрен в работах [1,2], где сообщается о получении эффективных пленочных УФ фотоприемников, у которых максимум спектральной чувствительности ( $S_{max}$ ) может находиться в широком диапазоне спектра (280–480 нм) в зависимости от состава твердого раствора системы  $ZnS-CdS$ . Однако такие фотоприемники имеют спектр фоточувствительности, жестко связанный с технологией их изготовления и составом исходного материала. Поэтому для работы в широком спектральном диапазоне необходимо иметь набор разных фотоприемников. В этой связи представляют особый интерес фотоприемники с оперативно перестраиваемым спектром фоточувствительности под влиянием внешнего воздействия, например, приложенного смещения.

Как известно, фотоэдс описывается следующим аналитическим выражением:

$$V_f = \frac{kT}{q} \ln \frac{I_f}{I_s}, \quad (1)$$

где  $I_f$  — фототок,  $I_s$  — темновой ток.

Согласно выражению (1), фотоэдс может претерпевать инверсию знака в точке, где  $I_f = I_s$ . Величиной  $I_f$  можно управлять путем изменения потока падающей лучистой энергии, а также инжекцией неосновных носителей в квазинейтральную область [3] или в слой объемного заряда [4].

Инжекция неосновных носителей в слой объемного заряда перехода более предпочтительна, поскольку она осуществляется из независимого самостоятельного канала, что позволяет гибко и широко управлять величиной инжекционного тока ( $\Delta I_{in}$ ). Согласно модели [4], можно добиться совпадения направлений  $\Delta I_{in}$  и  $I_f$  в фотодиодном режиме, что приводит к усилению фототока в цепи. Фотодиодный режим, кроме увеличения инжекционного тока неосновных носителей, также приводит к возрастанию высоты барьера, что обеспечивает увеличение сопротивления перехода. Такой механизм усиления фототока был реализован ранее нами в фотодиодных структурах, созданных на основе крупноблочных поликристаллических пленок  $p$ -CdTe со столбчатой структурой зерен (кристаллитов), в которых прослойки между зернами являются независимыми каналами инжекции неосновных носителей тока [4].

В данной работе рассматривается возможность применения такого механизма управления фототоком в фотодиодных структурах, создаваемых на основе пленок твердого раствора  $Zn_xCd_{1-x}S$ . Кроме того, с целью расширения спектральной области, где возможно управление формой фоточувствительности, были созданы фотоприемники, содержащие наряду с барьером Шоттки на поверхности пленки изотипный гетеропереход между твердым раствором и сульфидом кадмия  $n$ -CdS- $n$ - $Zn_xCd_{1-x}S$ . В этих переходах поля в областях объемных зарядов направлены в противоположных направлениях. Переходы, включенные в противоположной полярности, позволяют реализовать еще одну точку инверсии фотоэдс, что расширяет функциональные возможности практического применения фотодатчика, а также обеспечивает возможность усиления фототока в любой спектральной области при помощи одного монолитного фотоприемника, содержащего несколько переходов.

Фотоприемники созданы на основе пленок со столбчатой структурой зерен (рис. 1,а), которые прорастают через всю толщину пленки  $d = 20$ – $30$  мкм. Размеры зерен по поверхности пленки составляют  $80$ – $100$  мкм, а расстояние между зернами  $l_1 = 8$ – $10$  Å. На основе таких пленок создавались структуры с барьером Шоттки путем напыления золота (Au) толщиной  $l = 50$  Å. Эквивалентная схема такого ФП приведена на рис. 1,б. Фотоприемники имели довольно высокий фактор качества  $A = 1.06$  и высоту барьера Шоттки  $W = 1.43 + 0.02$  эВ при  $T = 300$  К. В обычных образцах структур коэффициент выпрямления был  $K = I_+/I_- = 10^4$  при  $V \simeq 1$  В (рис. 2,а,б). Поскольку в пленках в основном барьер Шоттки формируется в зернах, а прослойки между

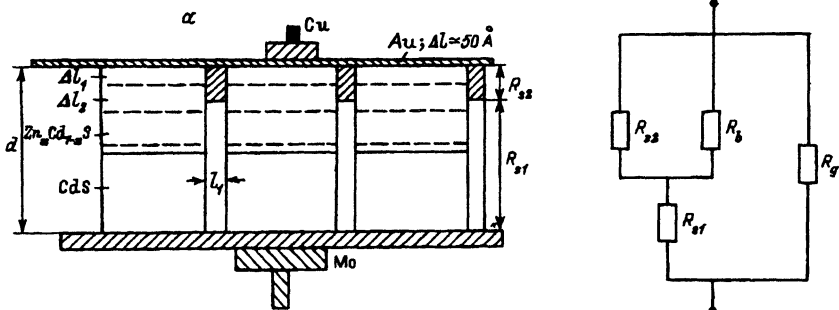


Рис. 1. а) — схематический разрез фотоприемника:  $d$  — толщина полупроводниковой структуры;  $l_1$  — толщина межзеренной прослойки;  $l$  — толщина металлического слоя, образующего барьер Шоттки с твердым раствором  $Zn_xCd_{1-x}S$ ;  $\Delta l_1$  — толщина объемного заряда барьера Шоттки в равновесии;  $\Delta l_2$  — то же при обратном смещении. б) — эквивалентная схема обратного смещенного перехода.  $R_g$  — сопротивление перехода;  $R_{s1}$  — сопротивление участка шунтирующей прослойки, примыкающей к слоям  $Zn_xCd_{1-x}S$  и  $CdS$ ;  $R_{s2}$  — сопротивление участка шунтирующей прослойки, примыкающей к слою объемного заряда барьера Шоттки в условиях равновесия и малого обратного смещения.

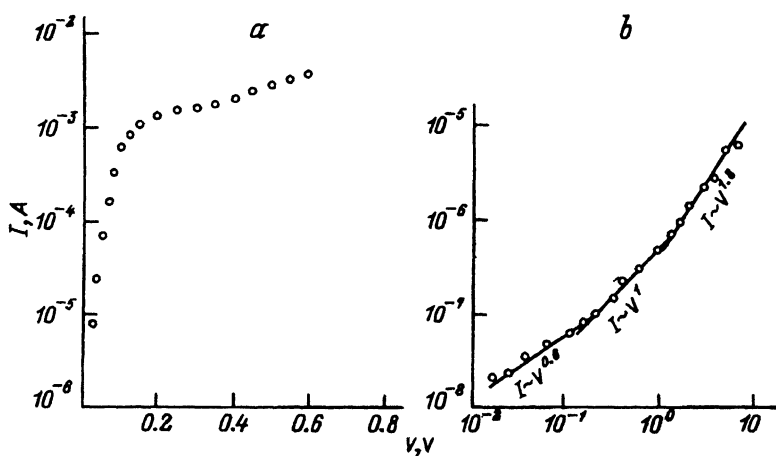


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика фотоприемника при комнатной температуре: а — прямая ветвь  $I = A \cdot \exp(eV/kT)$ ; 1-й участок —  $C \approx 1$ , 2-й участок —  $C \approx 8-10$ .  $e$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана. б — обратная ветвь: 1-й участок —  $I \sim V^{0.5}$ ; 2-й участок —  $I \sim V$ ; 3-й участок —  $I \sim V^2$ .

зернами шунтируют барьер [4], ток в структуре при выполнении условия  $R_g \ll R_s = R_{s1} + R_{s2}$  протекает через фотоприемник, а в противном случае (при  $R_g \gg R_s$ ) — через шунтирующие прослойки. Представляет интерес рассмотрение протекания тока через структуру в темноте и на свету, когда реализуется условие  $R_s = R_{s1} + R_{s2} > R_g$ .

Предположим, что в равновесном состоянии толщина объемного заряда барьера Шоттки  $l_1$  сравнима или меньше длины высокоомной, сильно компенсированной части шунтирующей прослойки ( $R_{s2}$ , рис. 1,а). Шунтирующая прослойка имеет  $n$ -тип проводимости. При

формирования барьера Шоттки и омического контакта путем последовательного термического напыления слоев золота и меди атомы этих металлов диффундируют в шунтирующие прослойки между зернами и образуют сильно компенсированную высокоомную часть шунтирующей прослойки ( $R_{s2}$  на рис. 1, *a*). В этом случае ток протекает через диодную структуру ( $R_g$  на рис. 1, *b*), о чем свидетельствует появление закономерности  $I \sim V^{0.5}$  при комнатной температуре на темновой ВАХ, снятой для типичного образца (рис. 2, *b*, первый участок ВАХ), [4].

По мере возрастания приложенного потенциала в фотодиодном режиме толщина слоя объемного заряда  $l_2$  увеличивается и становится больше, чем длина слоя шунтирующей прослойки с сопротивлением  $R_{s2}$ , и начинает примыкать к слою шунтирующей прослойки с сопротивлением  $R_{s1}$ . Площадь примыкания может оказаться в  $10^2$ – $10^3$  раза больше, чем сечение самой шунтирующей прослойки при больших обратных напряжениях. В этом случае реализуется условие  $R_g > R_{s1} + R_b$  и ток протекает через цепочку  $R_{s1} + R_b$  эквивалентной схемы. Это подтверждается закономерностями протекания тока от приложенного напряжения на втором и третьем участках обратной ВАХ (рис. 2, *b*). Зависимость  $I \sim V$  свидетельствует о начале протекания через цепочку, включающую в себя  $R_{s1}$ ,  $R_b$ , а зависимость  $I \sim V^2$  — ограничение тока в такой цепочке пространственными зарядами [5]. При освещении этой структуры поглощение фотонов и генерация неравновесных электронно-дырочных пар происходит в слое объемного заряда, поскольку твердый раствор  $Zn_xCd_{1-x}S$  имеет прямые оптические переходы, и при  $\lambda = 250$ – $500$  нм глубина поглощения фотонов ( $1/d \leq 1$ ) мкм [6]. При этом генерированные электронно-дырочные пары эффективно разделяются полем объемного заряда. В фотодиодном режиме при реализации условия  $R_g > R_b + R_{s1}$  фототок совпадает по направлению с инжекционным током, поэтому они складываются и общий ток в цепи  $I = I_f + \Delta I_n$ .

Для выяснения правомочности предложенного механизма усиления фототока был проведен эксперимент, в котором измерялся фототок при различных приложенных напряжениях. Согласно данным этого эксперимента, значение фототока ( $I_f$ ) и интегральной чувствительности ( $S_{int}$ ) сильно зависит от  $V$ . Например,  $S_{int} = 3$  мА/лм при  $V = 0$  В, а в фотодиодном режиме при  $V = -5$  В,  $S_{int} = 75$  мА/лм. Для сравнения отметим, что лучшие промышленные фотоприемники ФД-7к и ФД-11к имеют  $S_{int} = (4-5)$  мА/лм. На рис. 3, *a* приведено спектральное распределение фотоэдс для типичного образца в фотодиодном режиме (положительный потенциал подан на Мо) при различных значениях смещений:  $V = 3.88, 15, 26.5, 37.4$  и  $42.9$  мВ.

Независимо от величины приложенного напряжения спектр фотоэдс претерпевает дважды инверсию знака  $V_f(\lambda)$ . При всех приложенных  $V$  наблюдаются четко выраженные три пика — соответственно при  $\lambda = 460, 475-480$  нм, когда фотоэдс имеет знак (+), и при  $\lambda = 510$  нм, когда  $V_f$  имеет знак (-). Величины этих пиков зависят от  $V$  по-разному. Если пики при  $\lambda = 460$  и  $475-480$  нм с ростом  $V$  увеличиваются, то пик при  $\lambda = 510$  нм уменьшается. Влияние  $V$  на положение точки инверсии  $V_{f1}$  и  $V_{f2}$  также разное. Например, увеличение  $V$  от 3.88 до 41.9 мВ приводит к сдвигу точки инверсии  $V_{f1}$  на 115 нм (от 445 до 350 нм), в то же время вторая точка инверсии  $V_{f2}$  в более длинноволновой области

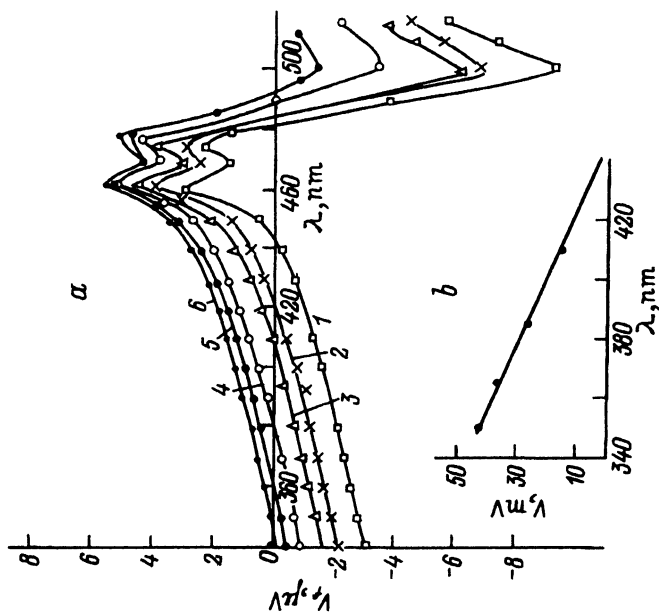
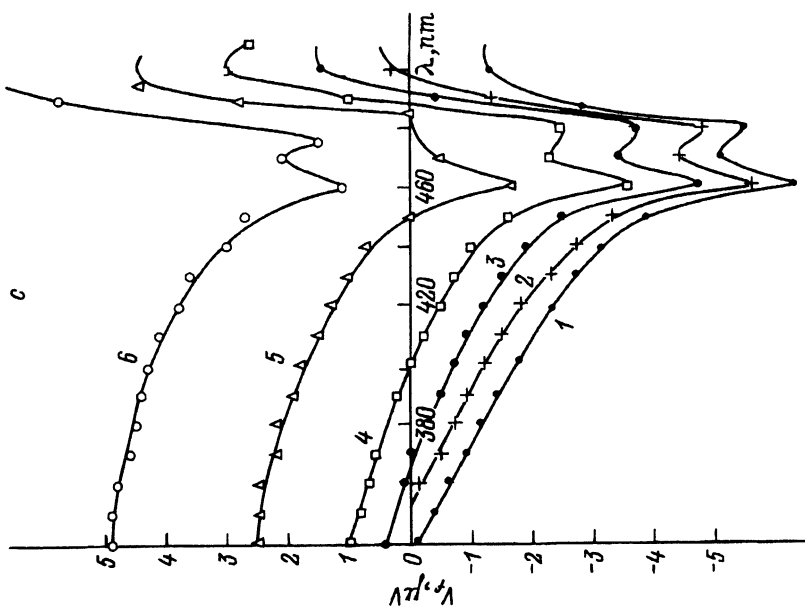


Рис. 3. Спектры фотоэДС фотоприемника с инверсией знака. а — положительный потенциал подан на Мо электрод, мВ: 1 — 3.88, 2 — 15, 3 — 26.5, 4 — 32.3, 5 — 37.4, 6 — 42.9. б — связь между величинами обратного смещения и положением точки инверсии  $V_{11}$  фотоэДС. с — отрицательный потенциал подан на Мо электрод, мВ: 1 — 39, 2 — 66, 3 — 77, 4 — 84, 5 — 91, 6 — 98.

спектра сдвигается всего на 10 нм, от 483 до 493 нм. Следовательно, в фотодиодном режиме спектральный диапазон между  $V_{f1}$  и  $V_{f2}$  расширяется. Установлено, что положение точки инверсии  $V_{f1}$  линейно зависит от приложенного напряжения (рис. 3, б).

Спектральное распределение фотоэдс данного фотоприемника при подаче малого прямого смещения (когда на Мо электрод подан потенциал «-»),  $V = 39, 66, 77, 91$  и  $98$  мВ, приведено на рис. 3, с. При этом все спектральное распределение фотоэдс перевернуто зеркально по отношению к аналогичной зависимости в фотодиодном режиме. В этом случае зависимость  $V_f(\lambda)$  имеет следующие характерные особенности. Пики при  $\lambda = 460$  нм и  $\lambda = 475-480$  нм имеют отрицательные значения  $V_f$ , причем с ростом приложенного напряжения их абсолютные величины уменьшаются, а при  $V = 98$  мВ они имеют положительные значения фотоэдс.

В зависимости  $V_f(\lambda)$  также происходят инверсии знака фотоэдс в коротковолновой части спектра при подаче малых прямых смещений. Причем с ростом значения  $V$  положение точки  $V_f = 0$  сдвигается в длинноволновую область спектра. Вторая инверсия знака  $V_{f2} = 0$  имеет место не при всех значениях приложенных прямых смещений. Она наблюдается до  $V = 91$  мВ, а после этого вторая точка инверсии  $V_{f2} = 0$  отсутствует. Кроме того, пик при  $\lambda = 510$  при этом в явном виде не проявляется.

Вышеописанные особенности спектрального распределения фотоэдс в фотодиодном режиме и при подаче напряжения смещения в прямом направлении связаны со структурой исследуемого фотоприемника, которая содержит два перехода, включенных в противоположном направлении. Об этом свидетельствует общий характер спектрального распределения фотоэдс  $V_f(\lambda)$ , в частности положение пиков (максимумов) и их полярности, а также спектральное положение второй точки инверсии фотоэдс при подаче напряжения в фотодиодном режиме и при подаче напряжения в прямом направлении. Спектральный сдвиг инверсии  $V_f = 0$  в коротковолновую область в фотодиодном режиме обусловлен ростом вклада тока инжекции ( $\Delta I_{in}$ ) в слой объемного заряда с увеличением величины смещения [4]. Практически аналогичное явление происходит при подаче малого прямого смещения. В этом случае (рис. 1 а, б) через цепи  $M + R_{s1} + R_{ob} + M$  начинает протекать электронный ток. Поскольку приложенное поле мало по сравнению с полем объемного заряда, то неравновесные электроны, попадающие в слой объемного заряда, втягиваются в сторону, где сосредоточены неподвижные положительные заряды, т.е. где находятся фотоэлектроны. Следовательно, происходит усиление фототока. Однако с дальнейшим ростом прямого смещения ( $V$ ), начиная с 40 мВ и более, темп роста величины  $I_s$  становится значительным из-за понижения высоты барьера перехода. Поэтому происходит сдвиг положения точки инверсии в длинноволновую часть спектра.

Представляется важным выяснение последовательности расположения слоев полупроводниковых материалов, образующих структуру фотоприемника. С этой целью определяли энергии активации по положению пиков, а также по спаду длинноволнового края фоточувствительности для всех трех пиков. Таким образом определенные энергии активации ( $E_a$ ) оказались соответственно равны 2.70, 2.64 и 2.43 эВ (по

спектру пиков) и 2.67, 2.58 и 2.38 эВ (по спаду фоточувствительности). По положению третьего пика ( $\lambda = 510$  нм) определенные значения энергии активации  $E_a = 2.43$  и 2.38 эВ близки к значениям ширины запрещенной зоны сульфида кадмия при  $T = 300$  К [6].

Разница всего на 10–15% значений величины пиков 1 и 2 не зависимо от приложенного напряжения и его полярности показывает, что эти пики соответствуют слоям твердого раствора с различным значением  $x$ . Так как слои  $Zn_xCd_{1-x}S$  по составу и, следовательно, по ширине запрещенной зоны отличаются мало, объемный заряд также мал в изотипном гетеропереходе между различными слоями твердого раствора.

По этим данным можно предполагать, что при синтезе базового материала формируются сначала слои CdS, а затем слои твердого раствора  $Zn_xCd_{1-x}S$  с шириной запрещенной зоны  $E_g = 2.67$  и 2.58 эВ.

Чтобы убедиться в изменении содержания цинка в твердом растворе по глубине слоя, мы провели послойное стравливание пленки при помощи соответствующего химического травителя, а затем создавали на них барьер Шоттки путем напыления слоя золота (Au). После этого снимались спектральные распределения фотоувствительности в исследуемых образцах. Проведенное исследование показало, что величины пиков 1 и 2 (особенно 1) уменьшаются с ростом стравливаемого слоя. После удаления 2–3 мкм толщины слоя с поверхности пленки, пики 1 и 2 в спектральном распределении фотоувствительности полностью исчезают, остается лишь пик 3, максимум которого соответствует длине волны  $\lambda = 510$  нм. Этот эксперимент подтверждает наши предположения о структуре фотоэлемента.

Поскольку электронное сродство сульфида кадмия  $\lambda_1 = 4.5$  эВ и оно значительно больше, чем  $\lambda_2 = 3.9$  эВ для ZnS [7] и пленок твердого раствора, следует ожидать, что объемный заряд в изотипном гетеропереходе  $n$ -CdS- $n$ - $Zn_xCd_{1-x}S$  в основном находится в слое CdS. Это обстоятельство позволяет заключить, что поля  $E$  в объемном заряде в приповерхностном барьере Шоттки и в изотипном гетеропереходе  $n$ -CdS- $n$ - $Zn_xCd_{1-x}S$  направлены в противоположные стороны. Поэтому при подаче (+) полярности поля на тыловой электрод (Mo) структуры, верхний переход (барьер Шоттки) включается в фотодиодном режиме, а внутренний изотипный гетеропереход — в прямом направлении.

Как раз этим обстоятельством можно объяснить уменьшение величины пика при  $\lambda = 510$  нм с ростом приложенного смещения  $V$  при подаче потенциала «+» на Mo электрод и сдвиг второй точки инверсии  $V_{f2}$  в длинноволновую часть спектра. При подаче «-» полярности напряжения изотипный гетеропереход  $n$ -CdS- $n$ - $Zn_xCd_{1-x}S$  включается в фотодиодном режиме. Поэтому происходит увеличение пика при  $\lambda = 510$  нм, т.е. увеличение фотоэдс из-за усиления фототока. Появление эффекта усиления фототока [4] и сдвиг второй точки инверсии  $V_{f2}$  в сторону коротких длин волн при генерации фотоносителей вблизи изотипного гетероперехода  $n$ -CdS- $n$ - $Zn_xCd_{1-x}S$  или в его слое объемного заряда подтверждает, что столбчатые зерна (кристаллиты) монолитны и в них имеются фазы CdS и твердого раствора на его основе.

- [1] Ш.А. Мирсагапов, П.И. Книгин, Х. Розиков. ФТП, **23**, 374 (1989).  
 [2] Ш.А. Мирсагапов, Х. Розиков. Гелиотехника, № 2, 23 (1993).  
 [3] В.И. Стафеев. ЖЭТФ, **27**, 2095 (1957).  
 [4] Ш.А. Мирсагапов, А.И. Султанов. Электрон. техн., сер. Лазерная техника и оптоэлектроника, **55**, 98 (1990).  
 [5] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах (М., 1973).  
 [6] К. Чопра, С. Дас. Тонкопленочные солнечные элементы (М., 1986).  
 [7] А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник (М., 1975).

Редактор В.В. Чалдышев

## Photodetectors with a controlled spectrum of photosensitivity

*Sh.A. Mirsagatov, B.U. Aitbayev, V.M. Rubinov*

S.V. Starodubtsev Physicotechnical Institute, «Physics-Sun» Research and Production Enterprise, Academy of Sciences of Uzbekistan, 700084 Tashkent, Uzbekistan

A study has been made of special features of spectral distribution of photosensitivity in the ultra-violet (UV) side of photodetectors fabricated on the basis of a  $Zn_xCd_{1-x}S$  solid solution. Two points of photo-emf sign inversion were observed in  $V(\lambda)$  spectrum in the photodiode mode. Location of the inversion point  $V_1$  relating to shorter waves was shown to be a linear function of applied bias voltage. The unusual spectral distribution of photo-emf in photodetectors of this sort are explained in terms of the injection of nonequilibrium minority carriers (electrons) into the transition region from grain boundaries and the availability in the detector of two transitions which are switched in opposite directions.

---