

## ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$ СТРУКТУР ПОСЛЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

А.З. БАДАЛОВ, Т.Ф. ЮСИФОВА, В.И. САРЫЕВ

*Мингечаурский Политехнический Институт,  
374311, г. Мингечаур, ул. Д.Алиевой, 21*

Исследованы фотоэлектрические свойства  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$  структур. Обнаружено, что после переключения при приложении к структуре напряжения наблюдается усиление фототока. Также обнаружено, что при фотовольтаическом режиме ( $U < 0,25\text{В}$ ) через структуру проходит нестационарный фототок и структура ведет себя как идеальная МДП структура, а при  $U \geq 0,25\text{В}$  через структуру проходит стационарный фототок. Предположено, что наблюдение эффекта усиления связано с образованием тунельно тонкого диэлектрика в структуре.

Исследование эффекта переключения в  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$  структуре интересно с двух точек зрения: изучение влияния различных контактов на эффект переключения и возможности управления эффектом переключений путем освещения. Для исследования эффекта переключения и фотоэлектрических свойств были изготовлены образцы в обычном и планарном исполнении [1]. Полупрозрачный проводящий слой  $\text{In}_2\text{O}_3$  (Sn), сильно легированный оловом, получен катодным распылением. С использованием фотолитографии Al кольцо изготовлялось с внутренним диаметром 150 мкм и внешним диаметром 250 мкм. Проводящий полупрозрачный слой  $\text{In}_2\text{O}_3$  (Sn) изготовлен круглым диаметром 300 мкм и прямоугольным  $300 \times 500$  мкм. ВАХ структуры в исходном состоянии симметричны и зависимость тока от напряжения подчиняется закону  $J \sim U^n$ , где  $n = 1,5 \div 2$ . Дифференциальное сопротивление в исходном закрытом состоянии определяется сопротивлением  $\text{SiO}_2$  и изменяется в интервале  $R \sim 10^{12} \div 10^{13}$  Ом. Освещение структуры белым светом в исходном состоянии почти не изменяет ее ВАХ. При определенном значении приложенного напряжения структура переходит в состояние с низким импедансом. В этом состоянии ВАХ является асимметричной.

Фотоэлектрические свойства таких электроформованных МДП-структур имеют некоторые особенности. Структура освещалась со стороны модулированным светом с частотой 300 Гц через монохроматор ДМП-4. Рядом с МДП-структурой устанавливался калиброванный по мощности кремниевый фотодиод. Сигналы с фотодиода и со структуры измерялись микровольтметрами У2-8, импульсный фототок регистрировался осциллографом С1-16.

Из спектральной зависимости фоточувствительности (рис.1) исследованной низкоомной МДП-структуры в фотовольтаическом (рис.1.кр.1) и фотодиодном режимах (рис.1.кр.2÷5) видно, что величина фоточувствительности и форма спектральной характеристики МДП-структур значительно изменяются с приложенным постоянным электрическим полем. В фотовольтаическом режиме максимум фоточувствительности соответствует  $\lambda = 0,5$  мкм, и  $S = 1,4 \cdot 10^{-3}$  А/Вт. При приложении к структурам напряжения в прямом направлении (плюс источника к полупрозрачному электроду) фоточувствительность растет, и структура обладает широкой областью практически постоянной спектральной чувствительности. При  $U = 10\text{В}$  и  $\lambda = 0,82$  мкм,  $S = 0,5$  А/Вт т.е. чувствительность МДП-структур увеличилась в 500 раз.

Как видно из рис.1(кр.6), характерный диапазон чувствительности кремниевых приборов с p-n переходом охватывает диапазон  $0,4 \div 1,1$  мкм. Поскольку в МДП-структурах область поглощения света в диапазоне коротких длин волн совпадает с областью разделения фотоносителей, то влияние поверхностной рекомбинации может быть подавлено.

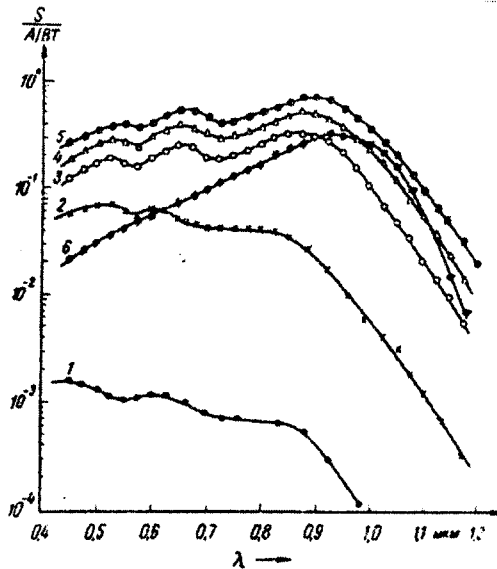


Рис.1. Спектральная зависимость фоточувствительности структур  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$  после переключения при различных напряжениях: 1 -  $U = 0$ ; 2 -  $U = 1$ ; 3 -  $U = 5$ ; 4 -  $U = 18$ ; 5 -  $U = 21\text{В}$ ; 6 - фотодиод  $\Phi = 27\text{К}$  при  $U = 0$ .

Величина электрического поля у поверхности Si, рассчитанная по формуле (5) работы [2] для данных смещений, составляет  $F_s = 10^6\text{В см}$ . Поэтому условие подавления поверхностной рекомбинации  $\mu \cdot F_s = S$ , (где  $\mu$  - подвижность,  $S$  - скорость поверхностной рекомбинации) при таких электрических полях для кремния заведомо выполняется, что обуславливает отсутствие спада фототока в синей области спектра. Это должно привести к расширению чувствительности в синюю область спектра. Длинноволновая граница фоточувствительности определяется глубиной собирания фотоносителей, т.е. в нашем случае - диффузионной длиной дырок.

На рис.2 показана зависимость фототока от приложенного постоянного смещения при различных длинах волн падающего света. При малых значениях  $U < 0,25\text{В}$

напряжения фототок не зависит от приложенного постоянного напряжения. При напряжении  $U \geq 0,25\text{В}$  величина фототока резко на 2-2,5 порядка увеличивается с ростом постоянного смещения и стремится к насыщению при  $U \geq 1\text{В}$ .

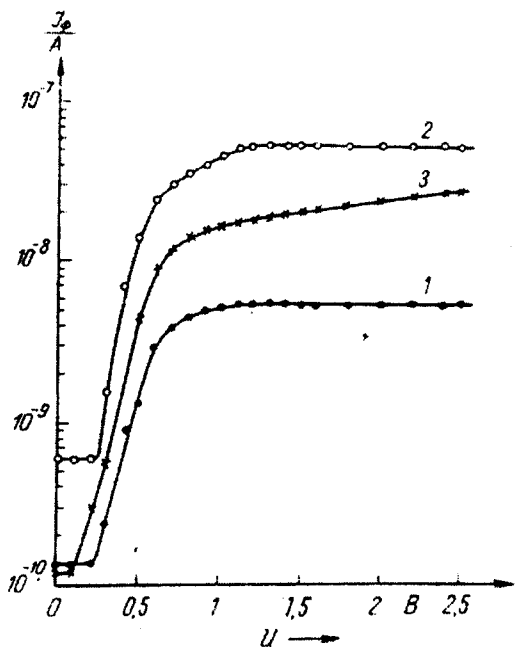


Рис. 2. Зависимость фототока  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$  структур от приложенного напряжения после переключения при различных длинах волн  $\lambda_1=0,56$  мкм,  $\lambda_2=0,78$  мкм,  $\lambda_3=0,90$  мкм.

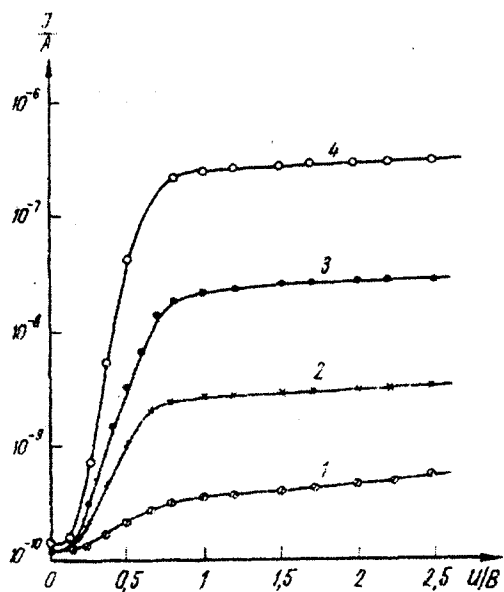


Рис. 3. Зависимость тока от напряжения для  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$  структур при различных интенсивностях света: 1 – темновой; 2 –  $2J_0$ , 3 –  $3J_0$ , 4 –  $4J_0$ .

В области больших напряжений смещения ток через структуру насыщается, что обусловлено насыщением поверхностной концентрации дырок [2]. Как видно из ВАХ (рис.3), снятых при различных интенсивностях света, наблюдается усиление фототока. Величина фотоэлектрического усиления в структурах измерялась при ком-

натной температуре по изменению значения тока насыщения при различных интенсивностях света, причем коэффициент внутреннего усиления рассчитывается по формуле:

$$M = \frac{\Delta J}{I \Delta N_p h} \quad (1)$$

где  $\Delta J$  – приращение общего тока, при увеличении потока фотонов на  $\Delta N_p h$ .

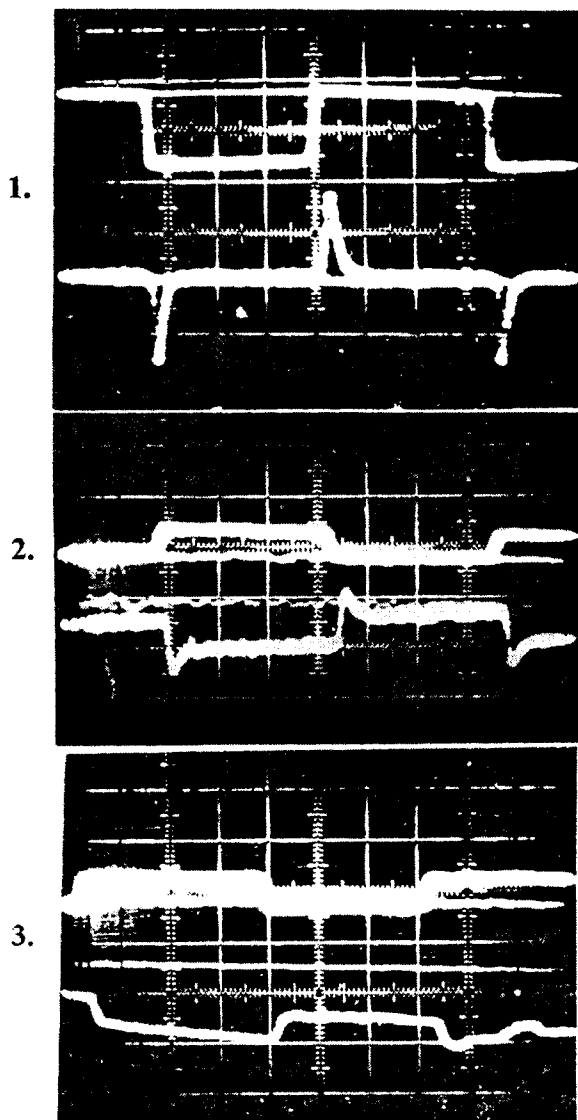


Рис. 4. Осциллограмма фотосовета  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$  структур после переключения при освещении прямоугольным импульсом света ( $\lambda=0,91$  мкм) при различных напряжениях смещения: 1 –  $U = 0\text{В}$ ; 2 –  $U = 0,25\text{В}$ ; 3 –  $U = 1\text{В}$ .

Величина фотоэлектрического усиления составляла 2,5-10. Малая по сравнению с теоретически возможной ( $10^2 \div 10^3$ ), величина коэффициента усиления обусловлена, по видимому, неоптимальной толщиной слоя окисла.

Как показано в [3], электроформованные МДП-структуры могут быть использованы для детектирования оптических сигналов. В связи с этим и с целью выясне-

ния зависимости характера фототока от времени фотоотклика от различных параметров – напряжение на электроде, интенсивность света и т.д., исследованы кинетики фотоответа таких структур.

Как известно [4, 5] в зависимости от начального поверхностного изгиба зон  $\varphi_s$  и МДПТ – структурах может либо наблюдаться эффект усиления фототока [6], либо реализоваться ситуация, при которой их характеристики аналогичны наблюдаемым в р-п переходах [7]. В первом случае ток через структуры определяется основными, во втором – неосновными носителями заряда.

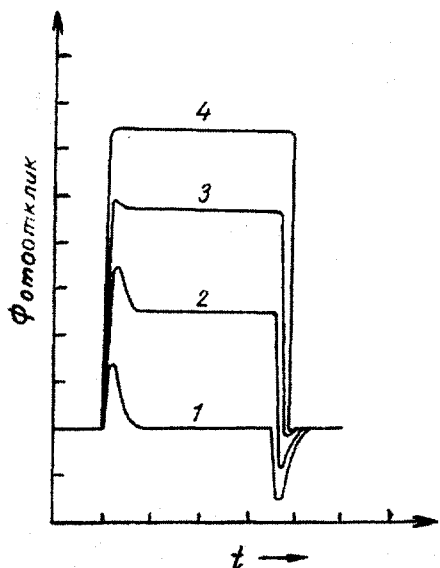


Рис.5. Оциллограмма фотоответа МДПТ структур при освещении прямоугольными импульсами света ( $\lambda=0,92$  мкм) при различных интенсивностях освещения.

МДП-структура изготавливалась на основе р – Si с  $\rho \approx 10^1 \div 10^3$  Ом·см. Электрообработка МДП-структур производилась при  $U=100 \div 150$  В. При приложении напряжения пороговой величины  $100 \div 150$  В указанная структура характеризуется переходом в относительно низкоомное состояние с диодной ВАХ и дифференциальным сопротивлением  $10^5$  Ом.

Толщина предполагаемого туннельно-прозрачного диэлектрика  $20 \div 40$  Å. Величина начального поверхностного изгиба зон, измеренная методом насыщенной фото – э.д.с. в образцах на n-Si составляла  $\varphi_s=0,05$  эВ и соответствовала слабому обогащению приповерхностной области основными носителями заряда, на n-Si,  $0,2 \div 0,3$  эВ и соответствовала обеднению.

Фоточувствительность в образцах на р-Si была на несколько порядков, соответственно, выше, чем на n-Si.

Эти факты позволяют предполагать, что в структурах на основе n-Si ток определяется неосновными, а на р-Si – основными носителями заряда, и в последнем случае может реализоваться эффект усиления фототока.

Кинетика фотоответа изучалась при комнатной температуре при освещении структур через монохроматор из источника ГРШ, а также светодиодом. Величина сопротивления нагрузки составляла  $R_H=1,6$  кОм. Импульсы фототока регистрировались на осциллографе С1-16.

На рис.4 приведены осциллограммы импульсов фотосвета для структур на р-Si, снятые при одной освещенности, но при различных напряжениях смещения, а на рис. 5 – при одном значении напряжения, но при различных освещенностях. Обнаружено, что в фотовольтаическом режиме, т.е. при  $U=0$ , и при  $U < 0,25$  В через электрообработанную структуру проходит только нестационарный фотоемкостный ток, т.е. структура ведет себя как идеальная МДП-структура (рис.4.а), а при  $U > 0,25$  В через структуру течет стационарный фототок (рис.4.в).

Для обсуждения экспериментальных данных предположим, что знак и величина поверхностного изгиба зон таковы, что фототок основных носителей заряда отсутствует, в нашем случае такая же ситуация соответствует структурам на n-Si, и что накопление заряда на поверхностных состояниях пренебрежимо мало. Установление фототока определяется в этом случае двумя процессами – зарядом емкости МТДМ-структуры и туннельным током фотогенерированных носителей заряда через диэлектрик, т.е. выражение для плотности фототока можно записать в виде [8]

$$j_p(t) = \frac{d\Delta Q_{sc}}{dt} + qS_{pe}\Delta P \quad (2)$$

где  $\Delta Q_{sc}$  – изменение плотности заряда в области пространственного заряда (ОПЗ):

$$\Delta Q_{sc} = \frac{kT}{q} Cd\Delta\varphi_s = q \frac{Cd}{Cd + C_{sc}} \Delta P_s \quad (3)$$

$Cd$  и  $C_{sc}$  – удельные высокочастотные емкости диэлектрика и ОПЗ,  $\Delta\varphi_s = \frac{q\Delta\varphi}{kT}$  – изменение безразмерного

поверхностного потенциала,  $S_{pe}$  – эффективная скорость потока дырок из полупроводника в металл,  $\Delta P$  – избыточная объемная концентрация дырок. Закон релаксации  $\Delta P(t)$  находится из уравнения непрерывности для потока дырок:

$$\frac{d\Delta P_s}{dt} = \begin{cases} J - (S_{pe} + S^*)\Delta P(t) & \text{при включении освещения;} \\ -(S_{pe} + S^*)\Delta P(t) & \text{при выключении,} \end{cases} \quad (4)$$

где  $S^*$  – суммарная скорость рекомбинации [8]

$$S^* = (S_{rv} + S_{rse} + S_{rs}) \quad (5)$$

где  $J$  – поток генерации электронно-дырочных пар в объеме полупроводника.

В линейном по освещению случае  $\Delta\varphi_s^2 \ll 1$ ,

$\frac{\Delta P}{P} < 1$  при истошающих изгибах зон, выражение для  $\Delta P_s$  имеет вид:

$$\Delta P_s = \frac{L_s}{\sqrt{-\varphi_s^0}} \Delta P(t) \exp(-\varphi_s^0), \quad (6)$$

а при инверсионных изгибах зон:

$$\Delta P_s = \frac{\frac{1}{2} P_s^0 \frac{\Delta P(t)}{P_0}}{1 + \frac{P_s^0}{2} \frac{q^2}{kT} \frac{1}{Cd^2}}, \quad (7)$$

где  $L_s$  – длина экранирования Дебая,  $L$  и  $O$  – индексы освещения и термодинамического равновесия.

Теперь, решив (4) с учетом (6) или (7), можно, после подстановки (3), получить искомое решение уравнения (2) для кинетики установления фототока. Это решение имеет вид:

$$j_p(t) = qJ \begin{cases} \frac{Cde^{-\frac{t}{\tau}}}{Cd + C_{sc}} + \frac{S_{pe}}{S_{pe} + S^*} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) & \text{для включения в момент } t = 0 \\ \left(\frac{S_{pe}}{S_{pe} + S^*} - \frac{Cd}{Cd + S_{ce}}\right) e^{-\frac{t}{\tau}} & \text{для выключения в момент } t = 0 \end{cases} \quad (8)$$

где постоянные времени для обедненных и инверсионных изгибов зон, соответственно:

$$\tau_{ос} = \frac{L_s \exp(-\varphi_s)}{(S_{pe} + S^*) \sqrt{-\varphi_s}} \quad (9)$$

$$\tau_{инв} = \frac{L_s \exp\left(\frac{\varphi_s}{2}\right) \frac{\left(\frac{n_o}{p_o}\right)^{\frac{1}{2}}}{(S_{pe} + S^*) \left(1 + \frac{P_s^0}{2} \frac{q^2}{kT} \frac{1}{Cd}\right)}} \quad (10)$$

В зависимости от соотношения между  $S_{pe}$ ,  $S^*$ ,  $Cd$ ,  $S_{ce}$ , как следует из (8), возможен различный характер релаксации. Если скорость эмиссии неосновных носителей через диэлектрик превышает скорость рекомбинации  $S_{pe} > S^*$  и если  $Cd > C_{se}$ , то фототок при включении изменится на величину несколько меньшую  $C_{se}$ , а затем стремится к  $qJ$ , что и наблюдается экспериментально (рис.4).

Поскольку

$$S_{pe} = \frac{1}{4D_p V_p} \exp(-\varphi_s)$$

$D_p$  – эффективная туннельная прозрачность,  $V_p$  – тепловая скорость дырок (4) и  $\varphi_s$  растет с ростом  $Ug$ , из (9)-(10) следует, что постоянная времени  $\tau$  уменьшается с ростом  $Ug$ . Указанные зависимости  $\tau$  могут проявляться в экспериментах при  $Cd \ll C_{se}$  и в нашем случае не имеют места. При  $Cd \gg C_{se}$ , как в нашем случае, следует, что практически весь фототок устанавливается за время, существенно меньшее  $\tau$ , и определяется большим из таких времен, как время пролета к ОПЗ от области фотогенерации или  $RH\cdot C$ .

Таким образом, в режиме генерации ( $S_{pe} > S^*$ ) и  $Cd > C_{se}$  факторы, определяющие постоянную времени фотоответа в МТДП- структурах на неосновных носителях (n-тип), не отличаются от аналогичных в p-n переходах.

При выходе из режима генерации ( $S_{pe} > S^*$ ) и при  $Cd > C_{se}$  релаксация фототока, как следует из (8), закономерна. При включении фототок быстро нарастает до величины  $qJ$ , а затем релаксирует до  $qJ \frac{S_{pe}}{S^*}$  со временем

$\tau$ , а при выключении должен иметь место симметричный выброс обратной полярности (режим дифференцирования). Поскольку увеличение  $Ug$  приводит к росту  $S_{pe}$ , а возрастание освещения при данной  $Ug$  – к увеличению рекомбинационных потерь, то приведенные на рис.4 экспериментальные данные согласуются с теоретическим анализом [8]. Выход из режима дифференцирования при подаче обратного смещения наблюдался ранее [9,10].

Остановимся теперь на релаксации фототока при наличии эффекта усиления.

При эффекте усиления необходимо в уравнении (2) учесть наличие тока основных носителей заряда, для исследованных структур (p-Si) ток дырок записывается следующим выражением:

$$j_p(t) = \frac{d\Delta Q_x}{dt} + qMS_{ne}\Delta n, \quad (11)$$

где коэффициент усиления  $M = (j_n + j_p) / j_n$ , а  $S_{ne}$  – скорость эмиссии неосновных носителей (для структур p-Si электронов).

Для больших коэффициентов усиления  $M \gg 1$  первым членом в (11) можно пренебречь. Тогда, решая (11) аналогично (2), при инверсии проводимости в нелинейном по освещению случае  $|\Delta\varphi_s^2| \gg 1$  и отсутствии вырождения неосновных электронов, получим:

$$j_p(t) = MqJ \begin{cases} 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{t}{\tau_\delta}\right)^2} & \text{при включении} \\ \frac{1}{\left(1 + \frac{t}{\tau_\delta}\right)^2} & \text{при выключении} \end{cases} \quad (12)$$

где  $\tau_\delta$  в этом случае зависит от интенсивности освещения, как следует из качественного анализа и наблюдается в эксперименте.

Поскольку при больших интенсивностях освещения и в структурах с усилением (p-Si) не наблюдается дифференцирование, то, очевидно, что условие  $M \gg 1$  выполня-

ется. Это дает возможность предположить, что в указанных структурах величины  $D_p \gg D_n$ .

Таким образом, все наблюдаемые качественные особенности кинетики хорошо объясняются простой моделью [8], учитывающей относительный вклад рекомбинации фотоносителей и эмиссии через диэлектрик.

- [1] А.З. Бадалов. Докторская диссертация, 1992, Баку.
- [2] С.М. Зи. «Физика полупроводниковых приборов», в 2-х кн., кн.1, 1984, Москва, Мир, с. 455.
- [3] А.З. Бадалов, З.А. Искендерзаде, З.А. Джафарова, А.З. Масимов, Г.М. Исмаилов. Журнал технической физики, 1984, т. 54, № 3, с. 645-646.
- [4] А.Я. Вуль С.В. Козырев, В.И. Федоров. ФТП, 1981, т. 15, № 1, с. 142-148.
- [5] М.А. Green, Z. Sherohun. Solid St. Electron, 1974, v.17, № 19.
- [6] М.А. Green, V.A. Temple, Z.K. Mevchun. Solid St. Electron, 1975, 18, p. 745-749.
- [7] М.И. Абаев, А.А. Гуткин, А.Л. Герасимов, В.Е. Седов. ФТП, 1979, т. 13, № 4, с. 746-751.
- [8] А.Я. Вуль, А.Т. Дадейкин, Ю.С. Зинчик, К.Б. Санин, А.В. Саченко. ФТП, 1983, т. 17, в. 8, с. 1471-1477.
- [9] А.Л. Герасимов, А.А. Гуткин, В.Е. Седов. ФТП, 1980, в. 3, т. 14, с. 550-552.
- [10] А.З.Бадалов, Р.Ш.Агаева, Х.А. Адыгезалова, В.И. Сарыев. San-Marino BEA AM Azərbaycan filiali, «Elmi əsərlər», b.3, Bakı, Elm, 1999.

A.Z. Bədəlov, T.F. Yusifova, V.I. Sarıyev

### IN<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>-Si-M QURULUŞUNUN QOŞULMADAN SONRA FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>-Si-M quruluşun fotoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Geniş dalğa intervalında (0,35±1 mkm) spektral həssaslığın tətbiq olunmuş gərginlikdən asılı olması müşahidə edilmişdir. İlk dəfə aşağı impedanslı In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>-Si-M quruluşunda fotocərəyanın güclənməsi müşahidə edilərək, onun kinetikasi tədqiq olunmuşdur. Mə'lum olmuşdur ki, fotovoltaiq rejimdə  $U < 0,25$  V gərginlikdə, verilmiş quruluşdan geyri-stasionar fotocərəyan axır və bu zaman quruluş özünü ideal MDY quruluş kimi aparır, lakin  $U \geq 0,25$  V gərginlikdə quruluşdan stasionar fotocərəyan axır.

Müəyyən olunmuşdur ki, In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>-Si-M quruluşda gərginlik tətbiq olunmaqla fotocərəyanın güclənməsi effekti, elektrik sahəsinin tə'siri nəticəsində, tunnel dielektrikli yüksək keçiricilikli kanalın yaranması ilə əlaqədardır.

A.Z. Badalov, T.F. Yusifova, V.I. Sariev

### PHOTOELECTRICAL PROPERTIES IN In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>-Si-M STRUCTURES AFTER SWITCHING

In this article the photoelectrical properties of In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>-Si-M structure was investigated. It was shown that in the wide wave intervals (0,35±1 mkm) spectral characteristics strong dependence on applied voltage. The photocurrent amplification in the lower impedance of In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>-Si-M structures was observed at the first time.