

ПОЛЕВЫЕ ФОТОТРАНЗИСТОРЫ С p - n -ПЕРЕХОДОМ НА ОСНОВЕ $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$

Абрамян Ю. А., Папазян К. З.

Приведены результаты по изготовлению и исследованию полевых фототранзисторов с p - n -переходом на основе $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$. Показана возможность получения высокочувствительных фотоприемников в режиме с изолированным затвором. Полученные результаты можно объяснить при одновременном учете фотовольтаического эффекта и фотопроводимости канала.

В последнее время интенсивно исследуются возможности создания фотоприемных устройств на основе эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$, выращенных различными технологическими методами на подложке BaF_2 [1, 2].

К преимуществам тонкопленочных фотодетекторов, выполненных на изолирующей подложке, относится возможность компоновать на их основе матрицы фотодиодов, диодов Шоттки и полевых транзисторов.

В настоящей работе приводятся результаты по изготовлению и исследованию линейек полевых фототранзисторов на основе $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$. На рис. 1 приведена конструкция изготовленных структур. В верхней части рисунка изображен вид сверху всей линейки, в нижней части — вид в разрезе полевого фототранзистора.

При изготовлении линейки использовался метод мгновенного испарения. На свежесколотую подложку BaF_2 через маску из нержавеющей стали напылялась полоска p - $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ толщиной 1–2 мкм и шириной 5 мм. Затем попеременно напылялись полоски индия шириной 0.2 мм, после чего вся структура подогревалась в вакууме в течение 1260–1500 с при температуре 425–430 К. При этом происходила диффузия индия в пленку p -типа с образованием p - n -перехода.

После диффузии на поверхности оставалась полупрозрачная пленка индия, на выступающие части которой дополнительно наращивался слой индия для контактных площадок.

На контрольных образцах пленок p - $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ были измерены концентрация и подвижность носителей тока. Измерения показали, что при выбранных режимах напыления (температура подложки $T_n \approx 640$ К, температура испарителя $T_i \approx 1100$ К) $p \approx 8 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $\mu \approx 10^4$ см²/В·с при 77 К.

Прямые ветви вольтамперных характеристик (ВАХ) отдельных p - n -переходов при 77 К описывались выражением

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{qU}{\beta kT} \right) - 1 \right], \quad (1)$$

где I_s — обратный ток через p - n -переход, U — напряжение смещения, q — заряд электрона, T — температура, при которой находится p - n -переход, k — постоянная Больцмана, β — коэффициент неидеальности. Для отдельных p - n -переходов $\beta \approx 2$ –2.5, что является характерным для токов, ограниченных рекомбинацией в слое объемного заряда. Прямая ветвь ВАХ в полулогарифмическом масштабе приведена на рис. 2.

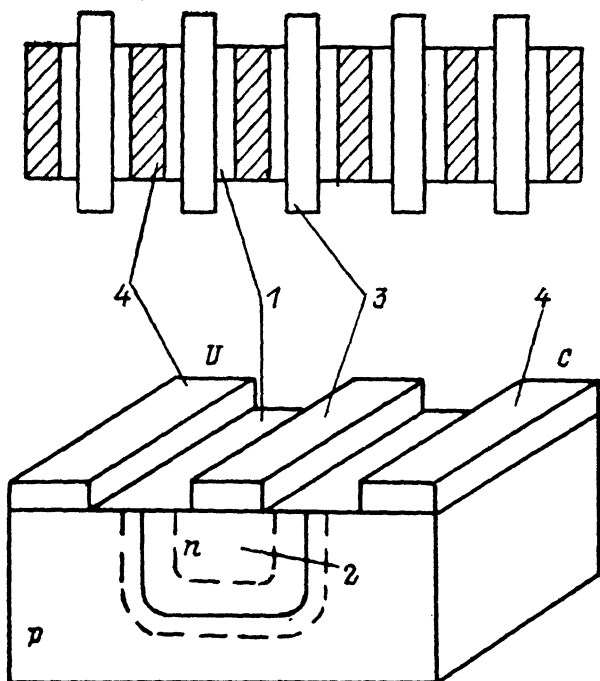


Рис. 1. Конструкция изготовленных линеек полевых фототранзисторов.

Области: 1 — p, 2 — n; 3 — полупрозрачный слой индия; 4 — омические контакты к p-области (сток, исток).

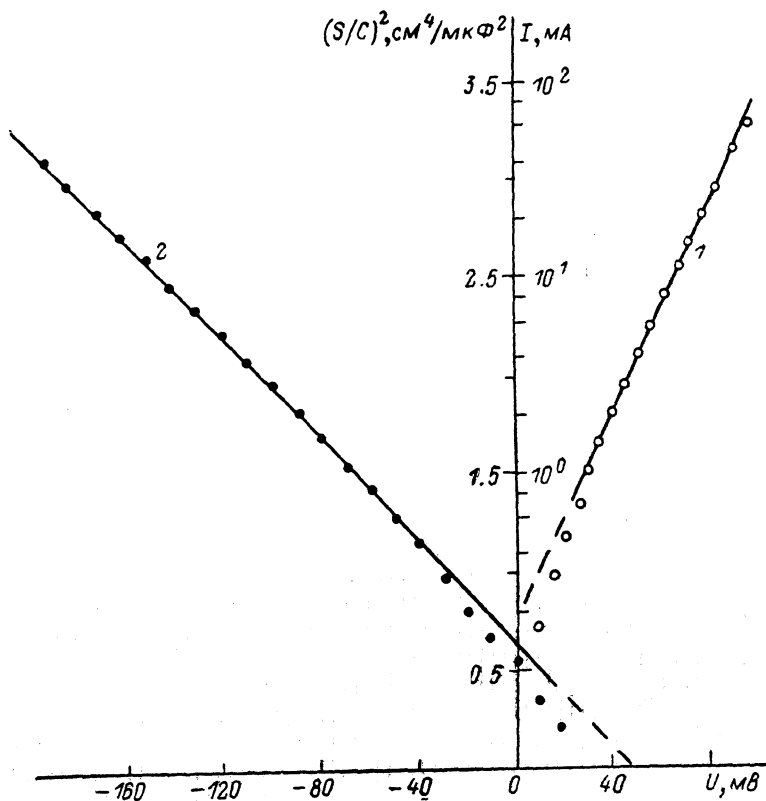


Рис. 2. Прямая ветвь ВАХ в полудиагарифмическом масштабе (1) и ВФХ (2) p-n-перехода полевого фототранзистора.

Обратные токи имели степенную зависимость от напряжения смещения ($I_s \sim AU^n$, где $n \approx 0.7 \div 0.8$), характерного для генерационных токов в области объемного заряда, и достигали $0.1 \div 0.2$ мА при напряжении обратного смещения $400 \div 500$ мВ для p - n -переходов с площадью $S = 10^{-2}$ см². Произведение темнового сопротивления p - n -перехода при нулевом смещении R_0 на площадь S составляло $1.2 \div 1.4$ Ом·см².

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) p - n -переходов (рис. 2) подчинялась закону $U \sim C^{-2}$ (C — емкость p - n -перехода), что свидетельствует о резкости p - n -переходов. Из наклона ВАХ определялась приведенная концентрация $N_n = N_A [N_D / (N_A + N_D)] = 2.7 \cdot 10^{16}$ см⁻³, где N_A — концентрация акцепторов

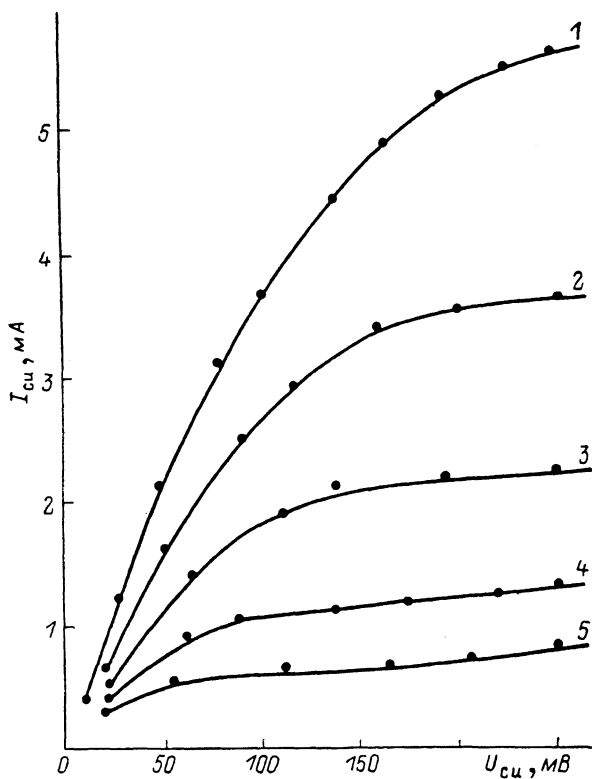


Рис. 3. Темновые сток-истоковые ВАХ нормально открытых полевых фототранзисторов при разных U_z .

U_z , мВ: 1 — 0, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 150, 5 — 200.

в p -области, N_D — концентрация доноров в n -области. Концентрация электронов в n -области, полученная сравнением приведенной концентрации и холловской концентрации дырок в p -области, равнялась $n \approx 4 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Удельная емкость при нулевом смещении $C_0 \approx 1.4$ мкФ/см².

График зависимости $U \sim S^2/C^2$ пересекает ось напряжений в точке $U \approx \approx 48$ мВ; с учетом поправочного члена $2kT/q$ [3] получаем для контактной разности потенциалов величину $\phi_p \approx 60$ мВ.

Используя эти данные, получим для ширины объемного заряда p - n -перехода $W \approx 0.3$ мкм. Из соотношения концентраций N_A и N_D следует, что ширина объемного заряда в p -области $W_p \approx 0.1$ мкм.

Рассмотрим характеристики полевых транзисторов, каналом у которых является p -область, а затвором — p - n -переход (рис. 1). В зависимости от времени диффузии были получены два типа полевых фототранзисторов: нормально закрытые, когда толщина p -области была такая, что при нулевом смещении на затворе область пространственного заряда перекрывала весь канал, и нормально открытые, когда только при подаче положительного (т. е. обратного) смещения на затвор канал перекрывается.

Типичные темновые сток-истоковые ВАХ в зависимости от различных значений обратного смещения на затворе для нормально открытых транзисторов показаны на рис. 3. Зависимость тока насыщения выходных характеристик от напряжения на затворе подчинялась закону

$$I_{\text{нас}} \approx B_1 \left[1 - 3 \frac{U_s + \varphi_k}{U_{s0}} + 2 \left(\frac{U_s + \varphi_k}{U_{s0}} \right)^{3/2} \right], \quad (2)$$

где B_1 — коэффициент, зависящий от параметров материала и геометрии прибора, U_s — напряжение на затворе, U_{s0} — напряжение отсечки, равное по величине напряжению насыщения выходных сток-истоковых характеристик с учетом φ_k , и падение напряжения на приконтактных областях при $U_s = 0$ определялось из ВАХ при нулевом смещении на затворе.

Согласно [3],

$$U_{s0} = qa^2 \frac{N_A(N_A + N_D)}{2\epsilon\epsilon_0 N_D}, \quad (3)$$

где a — толщина канала, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость материала, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Из уравнения (3)

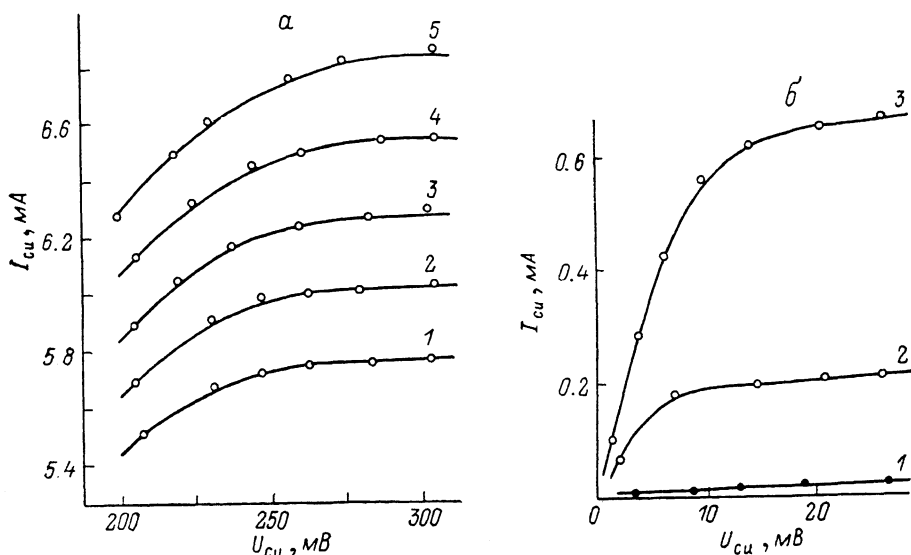


Рис. 4. Сток-истоковые ВАХ нормально открытых (а) и нормально закрытых (б) полевых фототранзисторов.

P , мкВт: а) 1 — 3.6, 2 — 8.3, 3 — 14.7, 4 — 23.4, 5 — 35; б) 1 — 0, 2 — 8.3, 3 — 35.

и полученных значений U_{s0} проводились оценки толщины канала a . Из сопоставления значений a и соответствующих им времен диффузии при толщинах пленок $1 \div 2$ мкм проводились оценки скорости диффузии индия ($\sim 6 \text{ \AA}/\text{с}$).

Максимальная крутизна при выбранных толщинах канала $g_m \approx 45 \text{ мА}/\text{В}$ (отношение ширины канала Z к длине L при этом равнялось 25) уменьшилась с увеличением U_s и уменьшением a , что соответствует выражению для g_m , приведенному в [3].

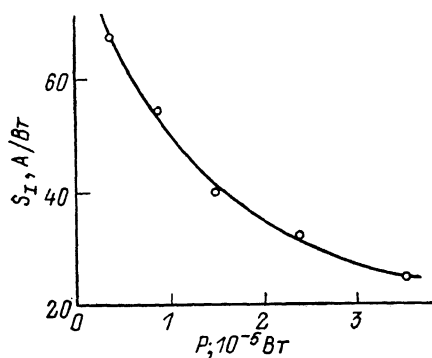
Максимальный коэффициент усиления, который удалось получить на данных структурах, был $\sim 5 \div 10$.

Световые характеристики полевых фототранзисторов изучались при изолированном затворе. Случай применения полевого транзистора в качестве фотоприемного устройства, когда электрод затвора изолирован, рассматривался в [4, 5].

В [4] показано, что если оставить изолированным электрод затвора, то p - n -переход затвора выполняет роль «рекомбинационного» барьера, и характер релаксации фотопроводимости в этом случае будет определяться постоянной времени RC -цепочки p - n -перехода, т. е. $\tau \approx R_0 C \exp(-q\varphi/kT)$, где φ — фото-

эдс, возникающая на $p-n$ -переходе при освещении, C — емкость барьера, сравнительно слабо зависящая от φ , R_0 — внутреннее сопротивление $p-n$ -перехода при отсутствии смещения. Медленная релаксация фотопроводимости приводит к заметному росту fotocувствительности, особенно при малых мощностях засветки образца. Оценки τ в нашем случае соответствуют величинам $\leq 10^{-6}$ с.

При включении полевых фототранзисторов в обычном режиме, когда затвор через высокоомный резистор $R_s > 10$ МОм заземлен, чувствительность, например, для кремниевых фототранзисторов [5] достигает величины от нескольких десятков до сотен ампер на ватт. Однако такое включение приводит к усилению шумов резистора R_s . В итоге случай использования фототранзистора с изолированным затвором способствует росту fotocувствительности не только за счет эффективного времени жизни носителей тока, но и за счет уменьшения эквивалентной мощности шумов на выходе, что представляется существенным для получения высоких значений обнаружительной способности. Сток-источковые ВАХ нормально открытых и нормально закрытых полевых фототранзисторов при различных значениях падающей на структуру мощности излучения P в интервале длин волн $8-12$ мкм представлены на рис. 4, а, б. Зависимость



$I_{нас}$ от P для нормально открытых транзисторов подчинялась закону (2), если вместо U_s подставить взятое с обратным знаком выражение для вентильной фотодс [6]

$$\varphi = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_\phi}{I_s} + 1 \right), \quad (4)$$

Рис. 5. Амперваттная чувствительность нормально открытого полевого фототранзистора.

где [2]

$$I_\phi = \frac{qP\lambda}{hc} \eta$$

— фототок короткого замыкания $p-n$ -перехода при нулевой частоте модуляции падающего излучения, η — квантовая эффективность, λ — длина волны падающего излучения, h — постоянная Планка, c — скорость света.

Зависимость $I_{нас}$ от P для нормально закрытых транзисторов определялась законом

$$I_{нас} \approx B_2 \left[1 - \frac{\varphi_n - \varphi}{U_{s0}} \right]^2, \quad (5)$$

где B_2 — коэффициент, зависящий от параметров материала и геометрии прибора.

На рис. 5 дана зависимость амперваттной чувствительности $S_I = dI_{нас}/dP$ от P для нормально открытых фототранзисторов. Как видно из рисунка, с увеличением P наблюдается монотонный спад S_I .

Для нормально закрытых транзисторов чувствительность S_I несколько больше только при малых мощностях падающего излучения. При этом отношение светового тока к темновому при тех же значениях падающей мощности излучения намного больше, чем для нормально открытых транзисторов.

Таким образом, в рассматриваемых структурах с изолированным затвором электронно-дырочные пары, образованные светом, разделяются барьером $p-n$ -перехода и могут существовать длительное время, определяемое постоянной времени разряда барьера через внутреннее сопротивление $p-n$ -перехода. Разделенные электронно-дырочные пары понижают высоту барьера $p-n$ -перехода. Возникшее при этом фотонапряжение φ , эквивалентное по своему действию прямому смещению на затворе, приводит к расширению канала и соответствующему росту тока $\Delta I_c = \varphi g_m$.

Однако проведенные численные расчеты световых ВАХ показали, что полученные значения $S_I > 70$ А/Вт невозможно объяснить только модуляцией канала из-за фотоэдс. Примерное совпадение расчетных световых характеристик с измеренными имело место при одновременном учете фотопроводимости самой пленки, что, очевидно, связано с ростом эффективного времени жизни носителей тока из-за наличия рекомбинационного барьера.

Список литературы

- [1] Матвеев А. В., Медведев Ю. В., Берченко Н. Н. // Зарубеж. электрон. техн. 1982. № 11. С. 54—108.
- [2] Фотоприемники видимого и ИК диапазонов // Под ред. Р. Дж. Кейса. М., 1985. 328 с.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 456 с.
- [4] Рывкин С. М., Тархин Д. В. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 7. С. 1447—1449.
- [5] Мирзабекян Э. Г., Абрамян Ю. А., Симонян Р. Г., Арамян Н. С. // ДАН АрмССР. 1981. Т. 72. В. 1. С. 28—33.
- [6] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 496 с.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР
Аштарак

Получена 9.01.1989
Принята к печати 17.04.1989