

О МЕХАНИЗМЕ ТОКА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ p — n -ПЕРЕХОДАХ НА ОСНОВЕ PbS

В. С. Кузнецов, Л. В. Бочкарева

Ярославский государственный университет, 150000, Ярославль, Россия
(Получена 28 сентября 1992 г. Принята к печати 18 ноября 1992 г.)

Исследованы вольт-амперные характеристики вертикальных тонкопленочных монокристаллических p — n -переходов на основе PbS в температурном интервале 80—263 К. Обработка экспериментальных данных позволяет сделать вывод о наличии шунтирующего омического поверхностного сопротивления и влиянии инжектированных неосновных носителей на электропроводность материала пленки.

Широкое использование монокристаллических эпитаксиальных структур на основе сульфида свинца в качестве приемников излучения для ближнего инфракрасного диапазона делает актуальным исследование кинетических процессов, протекающих в этих структурах. В настоящее время достаточно хорошо развита теория переноса носителей заряда в фоточувствительных поликристаллических пленках PbS [1, 2], однако ее результаты и выводы невозможно непосредственно распространить на монокристаллические структуры.

В данной работе приведены результаты измерений и компьютерной обработки температурных зависимостей вольт-амперных характеристик (ВАХ) вертикальных тонкопленочных p — n -переходов на основе монокристаллического сульфида свинца с целью выяснения механизма тока в них. p — n -Переходы были сформированы в эпитаксиальных слоях PbS толщиной 1.0—1.5 мкм, нанесенных на подложки фторида бария. Область p -проводимости образовывалась в результате избыточного содержания серы и дополнительного легирования натрием, n -область — за счет диффузии атомов галлия. Концентрация дырок в p -области менялась от образца к образцу и лежала в интервале $(1 \div 20) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а подвижность — в интервале 300—1500 $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Концентрация электронов в n -области составляла $(1 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и не зависела от температуры, а подвижность была довольно низкой (150—300 $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) и уменьшалась с повышением температуры. В качестве омических контактов использовалось золото. Фотоэлектрические исследования указывают на большое время жизни неосновных носителей, достигающее 10^{-3} с , и на сложный характер релаксации. По-видимому, неосновные носители перезахватываются на ловушки достаточно много раз, прежде чем прорекомбинируют, т. е. ловушки имеют большое эффективное сечение [2] и концентрация их велика. Вольт-фарадные характеристики исследуемых структур свидетельствуют о резком изменении распределения примеси в области p — n -перехода.

Измерения статических ВАХ проводились по стандартной методике амперметра-вольтметра. Диапазон подаваемого смещения составлял от -3.0 В до $+1.5 \text{ В}$. Ток через структуру регистрировался с точностью 10^{-10} А . На начальном участке ВАХ (до напряжения отсечки) напряжение подавалось с шагом 0.003 В , в результате чего каждая ВАХ содержала более 200 экспериментальных точек,

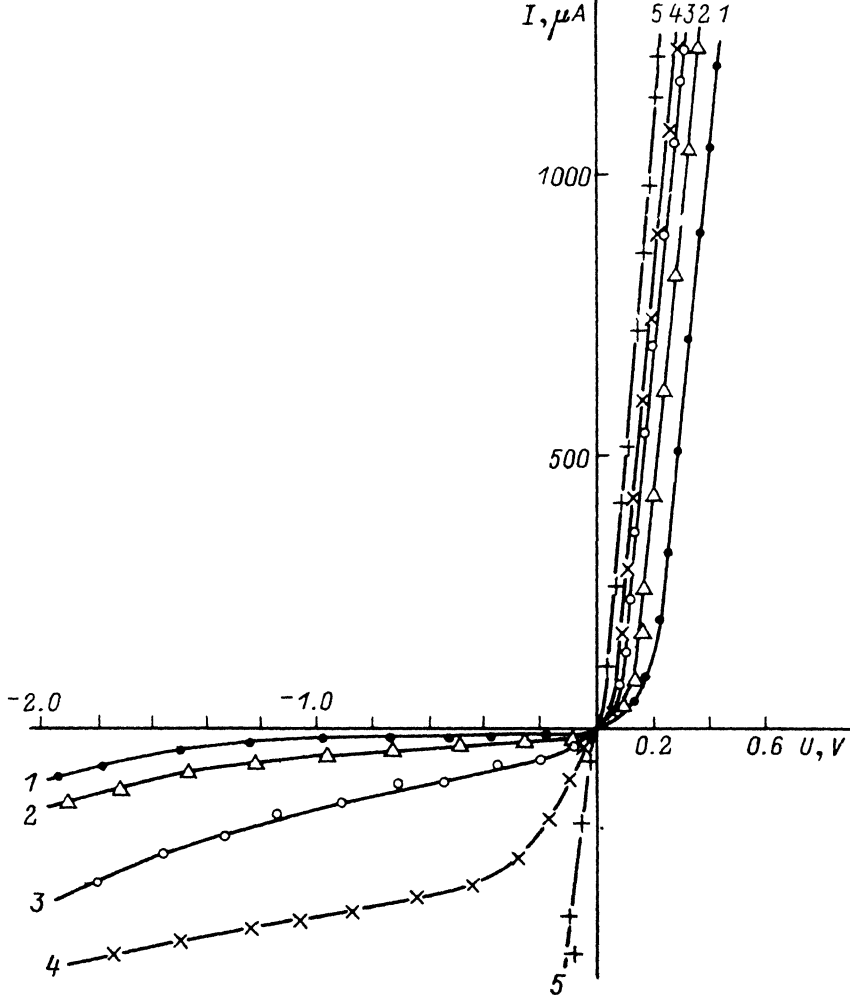


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики вертикального $p-n$ -перехода на основе монокристаллического PbS. Т, К: 1 — 106.75, 2 — 150.75, 3 — 181.75, 4 — 228.50, 5 — 261.25.

которые затем обрабатывались на ЭВМ. Измерения проводились в криостате в условиях равновесного теплового фона в температурном интервале 80—263 К.

Все исследованные структуры при температуре жидкого азота имели несимметричные ВАХ с коэффициентом выпрямления порядка несколько десятков при смещении $U = 1$ В. Предварительная обработка результатов измерения — линейная аппроксимация ВАХ при больших положительных смещениях — позволила оценить напряжение отсечки U_0 и сопротивление R_1 . Напряжение отсечки лежало в пределах 0.16—0.36 В, монотонно уменьшаясь с повышением температуры. Сопротивление R_1 достигало нескольких сотен Ом и при этом увеличивалось с ростом температуры. В области отрицательных смещений $-0.40 < U < -0.05$ В на ВАХ также наблюдалась линейная зависимость с сопротивлением утечки R_u порядка нескольких десятков кОм. R_u уменьшалось при повышении температуры. На рис. 1 приведены типичные ВАХ исследуемых образцов для разных температур.

Для компьютерной обработки экспериментальных данных и выяснения механизма тока была предложена модель структуры, включающая омическое «повер-

хностное сопротивление $1/\sigma$, шунтирующее $p-n$ -переход [3], и нелинейное сопротивление объемных частей пленки R_b , обусловленное большим временем жизни неосновных носителей и их взаимодействием с DX - и глубокими примесными центрами в материале пленки [4-7]. Эквивалентная схема тонкопленочной $p-n$ -структуры представлена на рис. 2, где R — дифференциальное сопротивление $p-n$ -перехода.

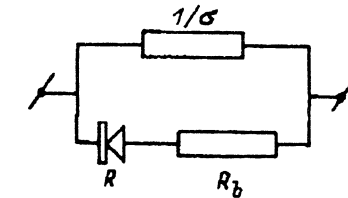


Рис. 2. Эквивалентная схема структуры.

Проводимость $1/R_b$ объемных частей пленки рассматривалась в виде

$$1/R_b = \sigma_0 + \sigma_1 \Theta(I_1) I_1, \quad (1)$$

где σ_0 — проводимость в отсутствие инжекции a , второй член учитывает изменение проводимости за счет инжекции неосновных носителей тока, причем σ_0 , σ_1 и γ играли роль подгоночных параметров, функция $\Theta(I_1)$ выбиралась как $\Theta(I_1) = 1$ при $I_1 \geq 0$ и $\Theta(I_1) = 0$ при $I_1 < 0$, I_1 — ток в цепи $p-n$ -перехода. Обработка ВАХ исследуемых образцов показала, что коэффициент γ близок к единице. В этом случае выражение (1) упрощается:

$$I_1 = \sigma_0 U_1 / [1 + \sigma_1 U_1 \Theta(U_1)],$$

где U_1 — падение напряжения на сопротивлении R_b , а $1/\sigma_1$ определяет максимальное падение напряжения на R_b при прямом токе.

Вольт-амперная характеристика самого $p-n$ -перехода при $U_2 > U_{кр}$ ($U_2 = U - U_1$ — падение напряжения на $p-n$ -переходе, $U_{кр}$ — напряжение пробоя на обратной ветви) аппроксимировалась зависимостью

$$I_1 = \begin{cases} j_0 [\exp(\alpha U_2) - 1] + j_{00} & \text{при } U_2 < W, \\ j_0 [\exp(\alpha W) - 1] + j_{00} + \alpha j_0 (U_2 - W) \exp(\alpha W) & \text{при } U_2 > W, \end{cases} \quad (2)$$

где j_0 — ток насыщения, j_{00} — фототок, $\alpha = e/nkT$ (e — абсолютная величина заряда электрона, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, n — некоторый коэффициент), W — диффузионный потенциал.

Величину фототока j_{00} можно определить из напряжения холостого хода U_k :

$$j_{00} = -\sigma U_k - j_0 \{ \exp[\alpha U_k (1 - \sigma/\sigma_0)] - 1 \}. \quad (3)$$

Из приведенных формул (1)–(3) следует, что при больших положительных смещениях, когда $U_2 > W$ и $\sigma_1 U_1 \rightarrow 1$, имеем линейную зависимость

$$I = (U - U_0)/R_1$$

с «сопротивлением» $R_1 = 1/[\sigma + \alpha j_0 \exp(\alpha W)]$ и напряжением отсечки

$$U_0 = R_1 \{ \sigma U_k + j_0 [\exp(\alpha U_k (1 - \sigma/\sigma_0)) + (\alpha (W + 1/\sigma_1) - 1) \exp(\alpha W)] \}.$$

В образцах, в которых поверхностное сопротивление достаточно велико ($I - I_1 < I_1$), а диффузионный потенциал больше энергии активации тока насыщения j_0 , сопротивление $R_1 \sim \exp(-\alpha W)/(\alpha j_0)$ будет возрастать с повышением температуры, что и наблюдается на опыте. Напряжение отсечки в этом приближении имеет вид

$$U_0 = W + 1/\sigma_1 - nkT/e.$$

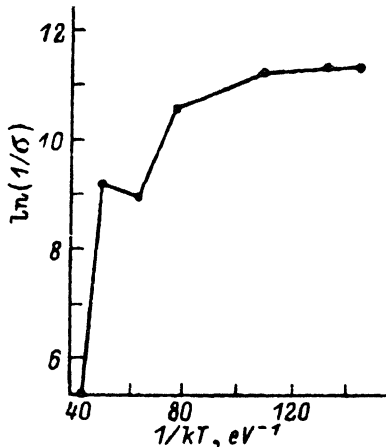


Рис. 3. Температурная зависимость поверхностного сопротивления $1/\sigma$.

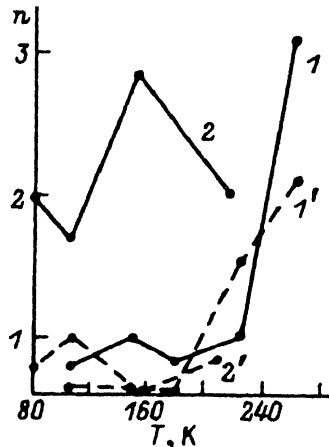


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициента n . Напряжения смещения, В: 1, 2 — 1.5, 1', 2' — 0.4. 1 (2') и 2 (2') — разные образцы.

При отрицательных смещениях $-nkT/e > U - U_1 > U_{кп}$ имеем также линейную зависимость

$$I = \sigma U + j_{01},$$

т. е. поверхностное сопротивление $1/\sigma$ совпадает с сопротивлением утечки R_{01} . Свободный член j_{01}

$$j_{01} = \sigma U_k - j_0 \exp[\alpha U_k (1 - \sigma/\sigma_0)]$$

при $U_k = 0$ совпадает с $-j_0$.

Компьютерная обработка по методу наименьших квадратов показала, что ток насыщения j_0 и поверхностная проводимость σ (рис. 3) увеличиваются при повышении температуры. В согласии с теорией диффузионный потенциал W при этом уменьшается. Параметр n (рис. 4) меняется от образца к образцу, при азотных температурах близок к единице и растет при повышении температуры. Из анализа расчетов следует, что вольт-амперная характеристика самого $p-n$ -перехода имеет несколько областей с разными параметрами n , причем при азотной температуре при смещениях < 0.4 В параметр близок к единице, а при увеличении смещения значение его увеличивается до двух. На этом основании можно утверждать, что при положительных смещениях > 0.4 В мы переходим в область высокой инжекции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Л. Н. Неустров, В. В. Осипов. Микроэлектроника, 17, 399 (1988).
- [2] R. J. Petritz, H. E. Sorrows. In: Solid State Physics in Electronics and Telecommunications, 1, 592. N. Y. (1960).
- [3] Д. Ю. Якимчук, М. С. Давыдов, В. Ф. Чашко, В. Ф. Цвейбак, В. В. Крагухин, И. А. Соколов. ФТП, 22, 1474 (1988).
- [4] Э. И. Адирович, П. М. Карагеоргий-Алкалаев, А. Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М. (1978).
- [5] Р. Б. Мельник, С. А. Немов, М. К. Житинская, М. И. Прошин. ФТП, 25, 444 (1990).
- [6] А. В. Дмитриев. ФТТ, 32, 3647 (1990).
- [7] Ш. Б. Атакулов, Л. Н. Неустров, В. В. Осипов. ФТП, 18, 2235 (1984).