

С.Х. ХУДАВЕРДЯН, А.А. АРУТЮНЯН, Ж.Г. ДОХОЛЯН,  
А.А. КОЧАРЯН

## О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРИНЫ ОПЗ В ДВУХБАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

Рассматриваются вольт-амперные характеристики и спектральное распределение фототоков двухбарьерных структур с высокоомной прослойкой при наличии и отсутствии длинноволновых потерь. Показана возможность определения ширины областей пространственных зарядов (ОПЗ) переходов путем измерения длины волны инверсии спектрального фототока.

**Ключевые слова:** спектральная характеристика, фотогенерированные носители, область пространственных зарядов, тыловой барьер.

В [1] теоретически изучена спектральная характеристика двухбарьерных структур с высокоомной прослойкой между барьерами в области собственного и коротковолнового поглощения с учетом отражающих свойств контактов. На рис.1 приведена энергетическая зонная диаграмма исследуемых силицид-силициум-силицид структур.

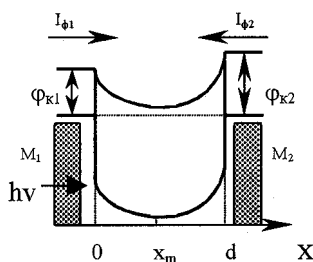


Рис.1. Энергетическая зонная диаграмма структуры NiSi-n-Si-TiSi<sub>2</sub>

Фототоки, обусловленные переходами в рассматриваемых структурах, как видно из рисунка, имеют противоположные направления. Фототок  $I_{\Phi 1}$ , индуцируемый на участке  $0-x_m$  первого барьера, равен

$$I_{\Phi 1} = qS\beta S_0(1-R_1)\left(e^{\alpha x_m} - 1\right)\left(e^{-\alpha x_m} + R_2 e^{-2\alpha d}\right)\left(1 + R_1 R_2 e^{-2\alpha d} + R_1^2 R_2^2 e^{-4\alpha d} + \dots\right). \quad (1)$$

Фототок  $I_{\Phi 2}$ , индуцируемый на участке  $x_m-d$  второго барьера, соответственно равен

$$I_{\Phi 2} = qS\beta S_0(1-R_1)\left(1 - e^{-\alpha(d-x_m)}\right)\left(e^{-\alpha x_m} + R_2 e^{-\alpha d}\right)\left(1 + R_1 R_2 e^{-2\alpha d} + R_1^2 R_2^2 e^{-4\alpha d} + \dots\right). \quad (2)$$

Фототоки  $I_{\phi 1}$  и  $I_{\phi 2}$  направлены навстречу друг другу. Исходя из (1) и (2), можно вычислить результирующий фототок  $I_{\phi}$  в структуре по формуле

$$I_{\phi} = qS\beta S_0 \frac{1-R_1}{1-R_1R_2e^{-2\alpha d}} \left[ (1+e^{-\alpha d})(1-R_2e^{-\alpha d}) - 2e^{-\alpha X_m}(1-R_2e^{-2\alpha(d-X_m)}) \right], \quad (3)$$

где  $q$  - заряд электрона;  $S$  - площадь светочувствительной поверхности;  $\beta$  - квантовый выход;  $J_0$  - интенсивность падающего излучения;  $R_1$  и  $R_2$  - коэффициенты отражения от первого и второго барьеров, имеющих ОПЗ соответственно с толщиной  $X_m$  и  $d-X_m$ ;  $d$  - толщина базы;  $\alpha$  - коэффициент поглощения.

При отсутствии отражений ( $R_1=R_2=0$ ) получим

$$I_{\phi} = qS\beta S_0 \left[ (1+e^{-\alpha d}) - 2e^{-\alpha X_m} \right]. \quad (4)$$

Результирующий темновой ток также обусловлен разницей темновых токов двух переходов [2]:

$$I_T = I_{s1} \left( \exp \frac{qVX_m}{dkT} - 1 \right) - I_{s2} \left( \exp \frac{-qV(d-X_m)}{dkT} - 1 \right). \quad (5)$$

Приведем общую вольт-амперную характеристику с учетом результирующего темнового (5) и светового (3) токов:

$$I = qS\beta S_0 \frac{1-R_1}{1-R_1R_2e^{-2\alpha d}} \left[ (1+e^{-\alpha d})(1-R_2e^{-\alpha d}) - 2e^{-\alpha X_m}(1-R_2e^{-2\alpha(d-X_m)}) \right] + I_{s1} \left( e^{(qVX_m)/dkT} - 1 \right) - I_{s2} \left( e^{-qV(d-X_m)/dkT} - 1 \right). \quad (6)$$

Выражение (6) описывает связь между фототоком, напряжением внешнего смещения ( $V$ ), длиной волны поглощения (через  $\alpha$ ) и разницей высот потенциальных барьеров ( $\Delta\phi_k$ ), входящих в выражения для  $X_m$  [2].

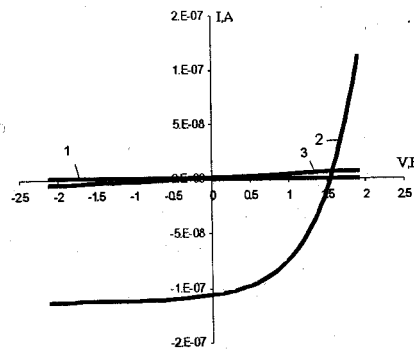


Рис.2. ВАХ структуры NiSi-n-Si-TiSi<sub>2</sub>. Кр. 1 - темновой ток; кр. 2 и 3 - фототоки при  $\lambda=0,4$  мкм и  $\lambda=0,9$  мкм соответственно. Интенсивность падающего излучения  $J_0=10^{-7}$  кВт/см<sup>2</sup>

По формуле (6) была построена вольт-амперная характеристика (рис.2). Приложенное отрицательное напряжение смещает обратно первый переход и прямо - тыловой. При смене полярности напряжения прямо смещается первый переход, а тыловой - обратно. При этом в диапазоне напряжений от -2,1 до +1,9 темновые токи меньше, чем  $2 \times 10^{-11}$  А (кривая 1 на рис.2).

При освещении из коротковолновой области спектра ( $\lambda=0,4$  мкм) основная часть излучения поглощается вблизи первого перехода (рис.2, кривая 2). При освещении из длинноволновой области, по сравнению с коротковолновым излучением, возрастает число квантов, поглощенных у тылового барьера. При этом значительная часть квантов не поглощается в базовой области (из-за “хвостовых” потерь) и не вызывает больших изменений сопротивления первого обратно смещенного перехода (кривая 3).

В случае внешнего напряжения, когда первый барьер смещается прямо, а тыловой обратно, при любых значениях длин волн падающего излучения большее число квантов поглощается в области первого барьера, но разделение фотогенерированных носителей происходит полем второго барьера, следовательно, увеличивается ток тылового барьера  $I_{\Phi 2}$ . В итоге, происходит уменьшение коротковолнового фототока, и, начиная с  $V \sim 1,5$  В, ток через структуру определяется тыловым обратно смещенным переходом.

Если в (2) принять, что ширина базы  $d$  стремится к бесконечности, то этим в выражении для фототока, протекающего через второй барьер, будет учтено влияние всех падающих на образец квантов. При этом выражение (2) примет следующий вид:

$$I'_{\Phi 2} = qS\beta S_0(1 - R_1)e^{-\alpha X_m}. \quad (7)$$

С учетом выражения фототока через первый барьер (1) результирующий фототок будет равен

$$I'_{\Phi} = I_{\Phi 1} - I'_{\Phi 2} = qS\beta S_0(1 - R_1)(1 - 2e^{-\alpha X_m}). \quad (8)$$

С учетом темнового тока получим

$$I = I_T + qS\beta S_0(1 - R_1)(1 - 2e^{-\alpha X_m}). \quad (9)$$

На рис.3 представлены расчетные спектральные кривые для структур NiSi-p-Si-TiSi<sub>2</sub> как с учетом “хвостовой” части поглощенных квантов, построенные по (9) (рис.3, кр. 4-6) для соответствующих значений  $V$ , так и без их учета, построенные по (4) (рис.3, кр. 1-3) при одинаковой мощности падающего излучения  $P=4 \times 10^{-9}$  Вт. Нетрудно заметить, что закономерности для этих кривых сохраняются, однако точка смены знака фототока смещается в сторону коротких длин волн. Это объясняется тем, что число поглощенных квантов вдали от влияния поля первого барьера в области длинных волн увеличивается. Поэтому максимумы длинноволнового фототока значительно больше при учете “хвостовой” части и находятся в области собственного поглощения. Из сравнения кривых 1-3 и 4-6 видно также, что в случае, когда не создается внутреннее отражение от противоположных контактов,

приводящее к увеличению эффективности поглощения, структуры могут служить эффективными фотоприемниками коротковолнового излучения, т.к. при  $\lambda < 0,5 \text{ мкм}$  падающее излучение полностью поглощается в базе с толщиной 1  $\text{мкм}$ .

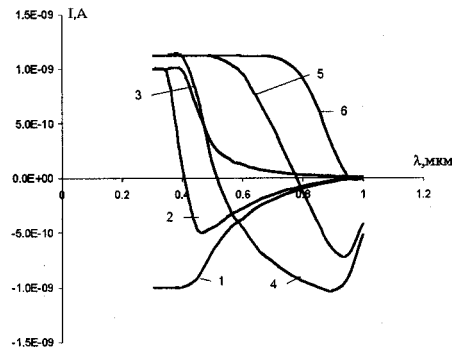


Рис.3. Спектральная характеристика NiSi-p-Si-TiSi<sub>2</sub> структур с учетом “хвостового” поглощения (кр. 1-3) и без их учета (кр 4-6).  
Мощность падающего излучения  $P=4 \times 10^{-9} \text{ Вт}$ .  
С увеличением нумерации кривых растет приложенное на контакте напряжение (“+” на Ni контакте)

Закономерность смещения точки “0” при изменении  $\Delta\phi_k$  или  $X_m$  без учета “хвостовой” части поглощения можно получить из условия  $I_\phi = I_{\phi 1} - I_{\phi 2}$ . Учитывая, что темновые токи составляют незначительную часть общего фототока и могут быть не учтены, приравнявая (1) и (2) (в точке инверсии спектрального фототока), при отсутствии отражения от контактов ( $R_2=R_1=0$ ) можно получить зависимость  $X_m$  от коэффициента поглощения ( $\alpha$ ), которая имеет вид

$$X_m = (1/\alpha) \ln 2 - (1/\alpha) \ln(1 + e^{-\alpha d}) . \quad (10)$$

С учетом “хвостовой части ( $\alpha d > 1$ ) это выражение примет вид

$$X'_m = (1/\alpha) \ln 2 . \quad (11)$$

Зависимости ширины области объемного заряда первого перехода от тех длин волн, при которых происходит смена знака фототока, построенные для  $X_m$  и  $X'_m$  по (10) и (11) соответственно, приведены на рис.4. С увеличением  $X_m$  точка инверсии смещается в сторону длинных волн. Резкое изменение точки “0” с учетом “хвостового” поглощения происходит в более широком диапазоне длин волн, чем без его учета. Это связано с тем, что диапазон  $\lambda_{\text{инв}}$  увеличивается при увеличении эффективности поглощения длинноволнового излучения.

Таким образом, в двухбарьерных структурах, подобных рассматриваемым, экспериментально определяя длину волны, при которой происходит инверсия знака

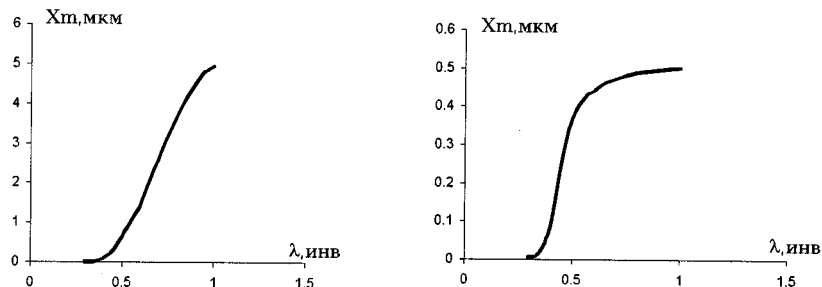


фото  
тока,  
и  
зная  
соот  
ветст  
вую  
щее  
знач

ение коэффициента поглощения, можно рассчитать по (10) и (11) ширину областей объемных зарядов переходов.

а)

б)

Рис.4. Зависимость точки инверсии фототока с учетом “хвостового” поглощения (а) и без его учета (б) от ширины области объемного заряда первого перехода

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Khudaverdyan S.Kh.** Photo-detecting characteristics of double barrier structures. // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A. 2003. – V. 504/1-3. – P. 350-353.
2. **Grigoryan G.E., Pogosyan L.N., Khudaverdyan S.Kh.** Detectors of Electromagnetic Radiation Based on the Double-Barrier Structures. Applied Electromagnetism. – 1999. – V 2, N 2. – P. 43-50.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 02.04.2002.

Ս.Խ. ԽՈՒՂԱՎԵՐԴՅԱՆ, Հ.Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ժ.Գ. ԴՈՒՈԼՅԱՆ,

Ա.Ա. ԶՈՉԱՐՅԱՆ

ԵՐԿԱՐԳԵԼԻՔ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ ԼԻՑՔԵՐՈՎ  
ՏԻՐՈՒՑԹԻ ԼԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Դիտարկվում են բարձր օհմային բազայով երկարգեղք կառուցվածքների վոլտ-ամպերային բնութագրերը և ֆոտոհոսանքների սպեկտրալ բաշխումը՝ երկարալիքային կորուստների առկայության և բացակայության պայմաններում: Բերվում է տրված պոտենցիալ արգելքների ծավալային լիցքերով շերտերի լայնության որոշման եղանակ՝ սպեկտրալ ֆոտոհոսանքի նշանափոխման կետի ալիքի երկարության չափման մեթոդով:

**S.H. KHUDAVERDYAN, H.H. HARUTYUNYAN, J.G. DOKHOLYAN,**

**A.A. KOCHARYAN**

**ON OPPORTUNITY TO DEFINE THE WIDTH OF SPACE CHARGE REGION IN  
THE DOUBLE-BARRIER STRUCTURES**

Current-voltage characteristics and spectral distribution of photocurrents of double-barrier structures with high-resistance base are reviewed in the presence and absence of long-wave losses. There is an opportunity to define the width of space charge region of junctions by measuring the length of inversion wave of spectral photocurrent.