

Д. ф.-м. н. А. В. КАРИМОВ, к. ф.-м. н. Д. М. ЁДГОРОВА,
Ф. А. ГИЯСОВА, Т. М. АЗИМОВ, У. М. БУЗРУКОВ,
А. А. ЯКУБОВ

Узбекистан, г. Ташкент, НПО "Физика-Солнце"
E-mail: karimov@uzsci.net

Дата поступления в редакцию
08.02 2007 г.

Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН
(ЦКБ "Ритм", г. Черновцы)

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОЭЛЕКТРОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР

Полученные результаты представляют интерес для создания фотоэлектронпреобразовательных структур, регистрирующих слабые световые сигналы при малых рабочих напряжениях.

В настоящее время для создания оптоэлектронных полупроводниковых приборов широко используются индий- и фосфорсодержащие гетерослои (GaInAs, GaAsP) с различной шириной запрещенной зоны. На их основе создаются эффективные светодиоды и быстродействующие фотодиоды, детекторы промышленных газов. При их изготовлении, наряду с барьерами Шоттки и $p-n$ -гетеропереходами, начали привлекаться также изотипные $n^+n^0n^+$ [1] и $m-p-p$ -гетеропереходы [2], обеспечивающие внутреннее усиление фототока. Процесс усиления фототока авторы работы [3] объясняют увеличением тока, протекающего через $p-n$ -структуру при освещении, благодаря инжекции темновых носителей в базу, что в результате приводит к модуляции (уменьшению) сопротивления базы, и, таким образом, усиление фототока обеспечивается за счет увеличения инжектируемых темновых составляющих.

Эффект усиления фототока за счет инжекции темновых носителей тока наблюдали и в изотипных $n^+GaSb-n^0GaInAsSb-n^+GaAlAsSb$ -структурах [1]. Характерным для этих структур являлось появление фототока в режиме прямого смещения в области напряжений до 0,6 В и его насыщение, а при обратных смещениях фототок возникал в узком интервале напряжений (0,63—0,75 В). Здесь следует отметить, что фототок можно создавать во всем рабочем диапазоне напряжений за счет фотогенерированных носителей в диодных $m-n-m$ -структурах [4]. Кроме того, использование в их базовой области изотипного $N-n$ -гетероперехода позволит обеспечить различную фоточувствительность, определяемую $m-n$ - и $N-m$ -барьерами "металл—полупроводник" при смене освещаемой поверхности и полярности рабочего напряжения.

Для удовлетворения возрастающей потребности в фотодиодных структурах, регистрирующих слабые оптические сигналы, стали интенсивно изучаться полупроводниковые структуры нового класса — структуры с барьерами Шоттки и $p-n$ -переходами, так называемые фотоэлектронпреобразователи [5]. К данным

фотоэлектронпреобразовательным структурам можно отнести $m-n-p-m$ - [6], $m-n-p$ - [7], $p-n^0-m$ - [8] и рассматриваемые ниже фотодиодные $m-N-n-m$ -структуры с внутренним фотоэлектрическим усилением.

В настоящей работе приведены результаты исследования токовых и фотоэлектрических характеристик фотоэлектронпреобразовательной $Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag$ -структуры на основе изотипного $N-n$ -гетероперехода с потенциальными барьерами из Ag .

Методика изготовления и исследование токовых характеристик $Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag$ -структур

Исследуемая структура получена на основе технологии изготовления трехбарьерного фотодиода [6], в котором p -область заменена на $NGaAs$, легированный кислородом, и поверх него жидкостной эпитаксией выращен изотипный эпитаксиальный гетерослой $nGaInAs$. Используемые подложки монокристаллического $NGaAs$ имеют концентрацию носителей $n \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщину 350—400 мкм. Толщина выращенных гетерослоев $nGaInAs$ равнялась 2—4 мкм при концентрации носителей $7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На поверхность эпитаксиального слоя, а также с тыльной стороны подложки, сформированы металлополупроводниковые переходы напылением Ag толщиной 50—70 Å.

Высоты потенциальных барьеров в $Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag$ -структуре найдены из зависимости корня квадратного из фотоотклика, пересчитанного на один фотон [9, с. 303—304], от энергии фотона для переходов $Ag-NGaAs$ и $nGaInAs-Ag$ соответственно для $\phi^{m-N} = 0,565 \text{ эВ}$, $\phi^{n-m} = 0,59 \text{ эВ}$. Входное сопротивление структуры при нулевом смещении $\approx 1 \text{ ГОм}$, что создает условия для получения высокой фоточувствительности от слабых оптических сигналов и высокой рабочей частоты.

Геометрическая конструкция исследуемой структуры приведена на **рис. 1, в**. Эквивалентная схема структуры (рис. 1, а) состоит из прямовключенных двух барьеров с общей базовой областью из изотипного гетеро- $N-n$ -перехода, в которой в зависимости от режима включения внешнего напряжения поочередно будут запираются $Ag-NGaAs$ - и $nGaInAs-Ag$ -барьеры, поэтому в обоих направлениях имеем обратные ветви ВАХ. При подаче напряжения отрицательной полярности со стороны подложки в режиме $(-)m-N-n-m(+)$ создается общее напряжение $U_{\text{общее}}^{m-N-n-m} = U_{\text{обр}}^{m-N} + U_{\text{прям}}^{n-m}$, а при полярности $(+)m-N-n-m(-)$

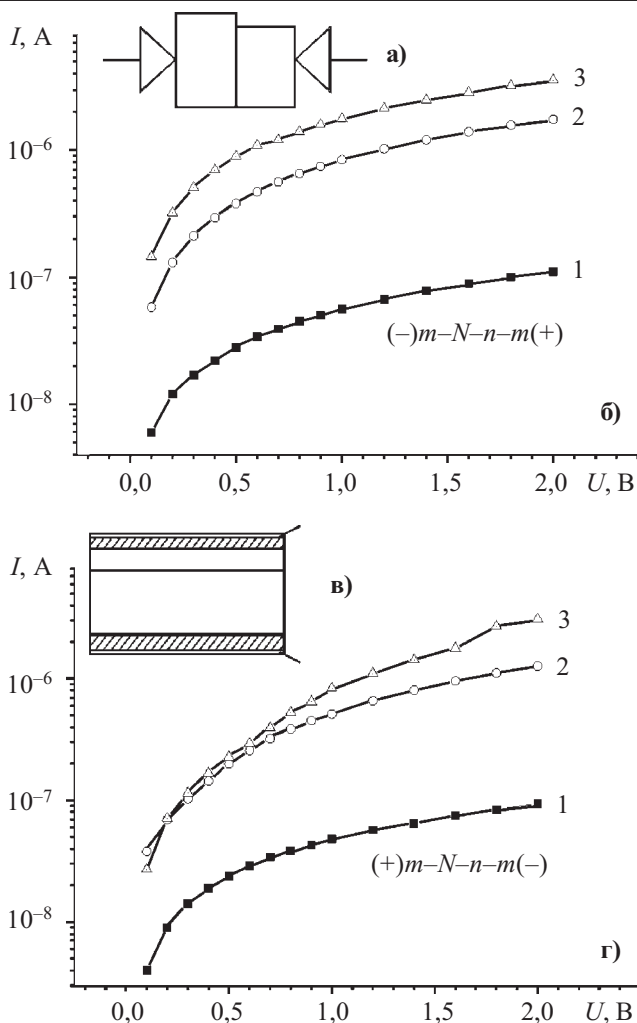


Рис. 1. ВАХ Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag-структуры: 1 — в темноте; 2 — 100 лк; 3 — 1000 лк

имеем $U_{\text{общ}}^{m-Nn-m} = U_{\text{прям}}^{m-N} + U_{\text{обр}}^{n-m}$. Поскольку величины напряжений, падающих в прямовключенных переходах, составляют незначительную часть прилагаемого напряжения, то в электронных процессах решающим является запираемый переход.

Ход зависимости темновых и световых токов, за исключением случая 1000 лк, в режимах запираения Ag-NGaAs- и nGaInAs-Ag-барьеров от напряжения

носит степенной характер ($I \sim U^N$) с показателем степени 1,0. Это указывает на то, что механизм токопередачи обусловлен термоэлектронной эмиссией носителей через запираемые барьеры, имеющие толщину слоя объемного заряда одного порядка — $W_{\text{обр}}^{m-N} \approx W_{\text{обр}}^{n-m}$. Однако в случае освещенности 1000 лк (рис. 1, з, кривая 3) поведение светового тока в зависимости от напряжения носит несколько иной возрастающий характер, связанный со сложным механизмом токопередачи. В частности, в данном случае в интервале напряжений 0,1—0,6 В показатель степени равен 1,2—1,4, и далее с увеличением напряжения его значение возрастает до 2—2,5, что объясняется диффузионно-генерационными токами с участием дефектных уровней и туннелированием фотоносителей через nGaInAs-Ag-барьер.

Анализ физических процессов, происходящих в потенциальных барьерах

Физические процессы, протекающие в последовательно соединенных потенциальных барьерах, определяются падающими напряжениями в каждом из переходов, обусловленными перераспределением приложенного внешнего напряжения. Эти падающие напряжения находятся из экспериментальных кривых вольт-амперных характеристик (рис. 1, б, з) по методике, описанной в работе [10] (табл. 1). Используя данные, приведенные в таблице, определим напряжения с учетом контактной разности потенциалов, которая компенсирует падающее напряжение в прямых переходах, а в обратных переходах добавляется к падающему напряжению. Величина этой разности потенциалов, величина напряжения, "создающего слой объемного заряда в барьерах", меняется в зависимости от режима включения. В прямосмещаемом переходе nGaInAs-Ag напряжение, создающее слой объемного заряда, ($W_{\text{прям}}^{n-m}$) состоит из разницы между контактной разностью потенциалов и падающим напряжением: $U_{\text{прям}}^{*(n-m)} = U_K^{n-m} - U_{\text{прям}}^{n-m}$. Контактная разность потенциалов представляет собой разность между высотой барьера "металл—полупроводник" (n-m) и зазором зоны проводимости с уровнем Ферми со стороны гетерослоя nGaInAs —

$$U_K^{n-m} = \phi^{n-m} - (E_c^{\text{GaInAs}} - E_F^{\text{GaInAs}}),$$

Таблица 1

Значения падающих напряжений на переходах при различных режимах

$U_{\text{общ}}^{m-Nn-m}$, В	$(-)m-Nn-m(+)$			$(+)m-Nn-m(-)$		
	$I_{\text{общ}}^{m-Nn-m}$, 10^{-8} А	$U_{\text{прям}}^{n-m}$, В	$U_{\text{обр}}^{m-N}$, В	$I_{\text{общ}}^{m-Nn-m}$, 10^{-8} А	$U_{\text{прям}}^{m-N}$, В	$U_{\text{обр}}^{n-m}$, В
0	0	0	0,245	0	0	0,28
0,1	0,6	0,0546	0,0454	0,4	0,05	0,05
0,2	1,2	0,1092	0,0908	0,9	0,1125	0,0875
0,4	2,2	0,2002	0,1998	1,9	0,2375	0,1625
0,6	3,4	0,2548	0,3452	2,9	0,2375	0,3625
0,8	4,5	0,2548	0,5452	3,8	0,2375	0,5625
1,2	6,7	0,2548	0,9452	5,7	0,2375	0,9625
1,6	8,9	0,2548	1,3452	7,5	0,2375	1,3625
2	11,1	0,2548	1,7452	9,4	0,2375	1,7625

где ϕ^{n-m} — высота потенциального барьера со стороны пленки;
 E_c^{GaInAs} — энергия в зоне проводимости пленки;
 E_F^{GaInAs} — энергия уровня Ферми пленки,

а на запирающем Ag–NGaAs-переходе напряжение, создающее слой объемного заряда, ($W_{обр}^{m-N}$) определяется суммой контактной разности потенциалов с падающим напряжением —

$$U_{обр}^{*(m-N)} = U_K^{m-N} + U_{обр}^{m-N},$$

где контактная разность потенциалов представляет собой разность между высотой барьера "металл—полупроводник" ($m-N$) и зазором зоны проводимости с уровнем Ферми со стороны подложки NGaAs:

$$U_K^{m-N} = \phi^{m-N} - (E_c^{GaAs} - E_F^{GaAs}).$$

В режиме $(+)m-Nn-m(-)$ аналогично имеем напряжения, создающие слой объемного заряда в Ag–NGaAs-переходе — $U_{прям}^{*(m-N)} = U_K^{m-N} - U_{прям}^{m-N}$ и в $nGaInAs$ –Ag-переходе — $U_{обр}^{*(n-m)} = U_K^{n-m} + U_{обр}^{n-m}$, соответственно. Толщины слоев объемного заряда запираемого Ag–NGaAs-перехода в режиме $(-)m-Nn-m(+)$ оцениваются на основе выражения

$$W_{обр}^{m-N} = \left(\frac{2\epsilon^{GaAs}\epsilon_0 (U^{*(m-N)})}{q N_N} \right)^{1/2}$$

(где q — заряд электрона), а для запираемого $nGaInAs$ –Ag-перехода в режиме $(+)m-Nn-m(-)$ используется выражение [11, с. 256—260]

$$W_{обр}^{n-m} = \left(\frac{2\epsilon^{GaInAs}\epsilon_0 (U^{*(n-m)})}{q N_n} \right)^{1/2},$$

где ϵ^{GaAs} — диэлектрическая проницаемость GaAs;
 ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость;
 N_N — концентрации носителей GaAs;
 ϵ^{GaInAs} — диэлектрическая проницаемость $Ga_{0,9}In_{0,1}As$;
 N_n — концентрации носителей $Ga_{0,9}In_{0,1}As$.

Ход зависимости токовых характеристик от падающих напряжений определяет интервалы изменения толщины слоя объемного заряда и напряженности электрического поля в каждом из переходов (табл. 2, $\xi_{обр}^{m-N}$ — электрическое поле на запираемом переходе "металл—подложка" в режиме $(-)m-Nn-m(+)$, $\xi_{прям}^{n-m}$ — электрическое поле на прямосмещаемом переходе "металл—пленка" в режиме $(-)m-Nn-m(+)$).

Из таблицы видно, что толщина слоя объемного заряда в равновесном состоянии ($U_{общ}^{m-N-n-m} = 0$) определяется контактной разностью потенциалов U_K^{m-N} , U_K^{n-m} , и разность толщин слоев объемного заряда прямо- и обратновключенных переходов связана с разницей контактных разностей потенциалов каждого из переходов и концентрации носителей N и n облас-

Таблица 2

Электрофизические данные, характеризующие темновые параметры соответствующих переходов в различных режимах

(-)m-Nn-m(+)							
$U_{общ}^{m-N-n-m}$, В	$I_{общ}^{m-N-n-m}$, 10^{-8} А	$U_{обр}^{*(m-N)}$, В	$W_{обр}^{m-N}$, 10^{-5} см	$\xi_{обр}^{m-N}$, 10^4 В/см	$U_{прям}^{*(n-m)}$, В	$W_{прям}^{n-m}$, 10^{-5} см	$\xi_{прям}^{n-m}$, 10^4 В/см
0	0	0,245	2,73	0,90	0,28	2,24	1,25
0,1	0,6	0,29	2,97	0,98	0,23	2,01	1,12
0,2	1,2	0,34	3,19	1,05	0,17	1,75	0,97
0,4	2,2	0,44	3,68	1,21	0,08	1,20	0,67
0,6	3,4	0,59	4,24	1,39	0,03	0,67	0,37
0,8	4,5	0,79	4,90	1,61	0,03	0,67	0,37
1,2	6,7	1,19	6,01	1,98	0,03	0,67	0,37
1,6	8,9	1,59	6,95	2,29	0,03	0,67	0,37
2	11,1	1,99	7,78	2,56	0,03	0,67	0,37
(+)m-Nn-m(-)							
$U_{общ}^{m-N-n-m}$, В	$I_{общ}^{m-N-n-m}$, 10^{-8} А	$U_{прям}^{*(m-N)}$, В	$W_{прям}^{m-N}$, 10^{-5} см	$\xi_{прям}^{m-N}$, 10^4 В/см	$U_{обр}^{*(n-m)}$, В	$W_{обр}^{n-m}$, 10^{-5} см	$\xi_{обр}^{n-m}$, 10^4 В/см
0	0	0,245	2,73	0,90	0,28	2,24	1,25
0,1	0,4	0,195	2,43	0,80	0,33	2,44	1,35
0,2	0,9	0,132	2,01	0,66	0,37	2,57	1,43
0,4	1,9	0,0075	0,48	0,16	0,44	2,82	1,57
0,6	2,9	0,0075	0,48	0,16	0,64	3,40	1,89
0,8	3,8	0,0075	0,48	0,16	0,84	3,89	2,16
1,2	5,7	0,0075	0,48	0,16	1,24	4,73	2,63
1,6	7,5	0,0075	0,48	0,16	1,64	5,44	3,02
2	9,4	0,0075	0,48	0,16	2,04	6,06	3,37

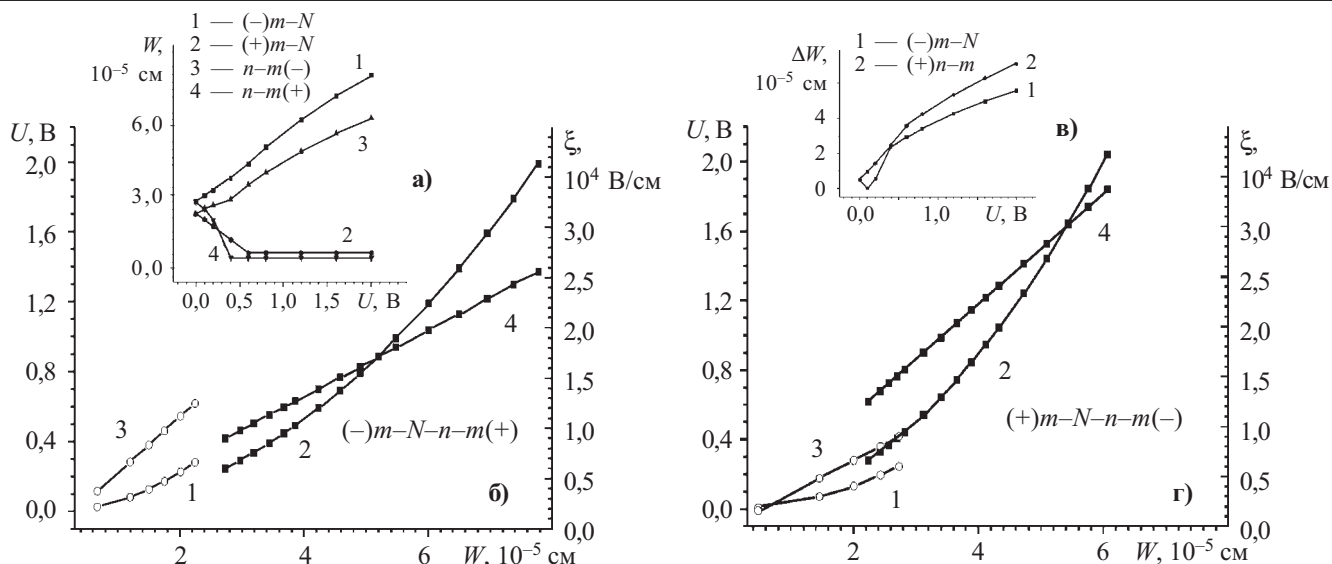


Рис. 2. Зависимости толщины слоя объемного заряда отдельных переходов от величины падающих напряжений и напряженности электрического поля при различных режимах

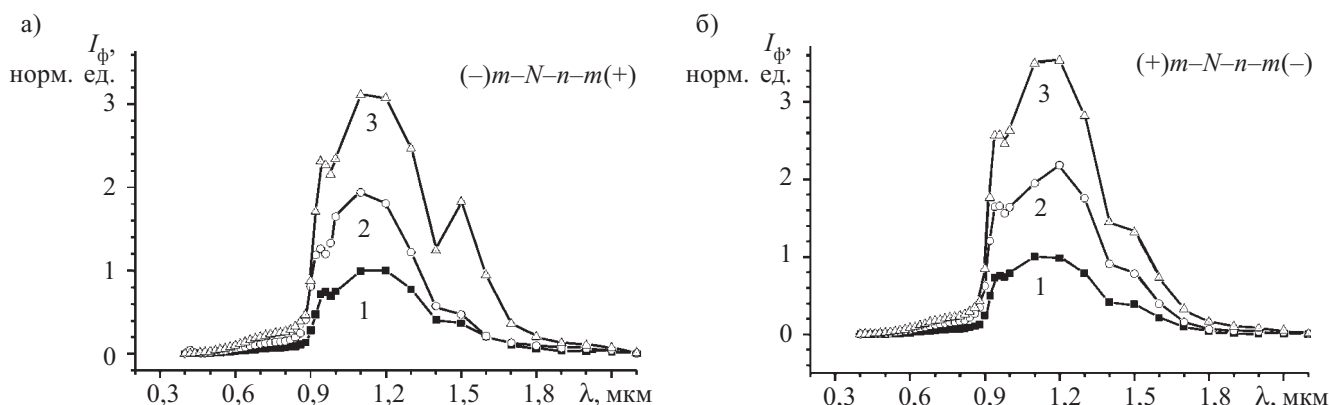


Рис. 3. Спектральная характеристика Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag-структуры при освещении запираемых переходов: 1 — U=1 В; 2 — U=2 В; 3 — U=3 В

тей: $\Delta W_0 = W_0^{m-N} - W_0^{n-m}$. В случае $U_{\text{общ}}^{m-N-n-m} \neq 0$ толщина слоя объемного заряда определяется напряжениями, создающими слой объемного заряда, $U_{\text{прям}}^{*(n-m)}$, $U_{\text{обр}}^{*(n-m)}$, $U_{\text{обр}}^{*(m-N)}$, $U_{\text{прям}}^{*(m-N)}$, и в каждом из переходов имеем ее уменьшение в прямовключенных переходах, а также ее увеличение в запираемых переходах в обоих режимах — $W_{\text{прям}}^{m-N} < W_0^{m-N} < W_{\text{обр}}^{m-N}$ и $W_{\text{прям}}^{n-m} < W_0^{n-m} < W_{\text{обр}}^{n-m}$ (рис. 2, а, б, кривые 1, 2).

Аналогичный ход изменения наблюдается и в зависимости напряженности электрического поля от толщины, но с линейным характером (рис. 2, а, б, кривые 3, 4). При этом разность толщин слоев объемного заряда прямо- и обратновключенных переходов в режиме (-)m-N-n-m(+) возрастает более эффективно по сравнению с режимом (+)m-N-n-m(-), что связано с большей глубиной модуляции базовой области в режиме (-)m-N-n-m(+), причем тем выше, чем больше рабочее напряжение (рис. 2, в). Поэтому в режиме (+)m-N-n-m(-) имеем подавление пика в примесной области спектра ($\lambda=1,55$ мкм, рис. 3, б).

Анализ хода зависимостей толщины слоя объемного заряда и напряженности электрического поля для обоих режимов указывает на то, что в режиме (-)m-N-n-m(+) процесс расширения слоя объемного

заряда опережает прирост электрического поля от напряжения, поэтому напряженность электрического поля в режиме запираемого (-)m-N-перехода меньше, чем в режиме (+)m-N-n-m(-) запираемого n-m(-)-перехода (рис. 2, а, б, кривые 4).

Особенности фоточувствительности двухбарьерных фотоэлектронпреобразовательных структур

Эффективность расширения слоя объемного заряда запираемых переходов определяет степень увеличения количества генерируемых фотоносителей с напряжением, т. е. коэффициент внутреннего фотоэлектрического усиления. Оценка коэффициента усиления проводилась по методике, приведенной в [12]. В режиме (-)m-N-n-m(+) наблюдаем фотоэлектрическое усиление с самого начального участка (рис. 4, кривые 1, 2), а в случае превалирования роста электрического поля в режиме (+)m-N-n-m(-) фотоэлектрическое усиление на начальном участке мало, величина его увеличивается с ростом рабочего напряжения (рис. 4, кривые 3, 4). Это объясняется тем, что в режиме (+)m-N-n-m(-) вместе с появлением туннельного тока в освещаемом запираемом nGaInAs-Ag-барьере происходит инжекция темновых дырок

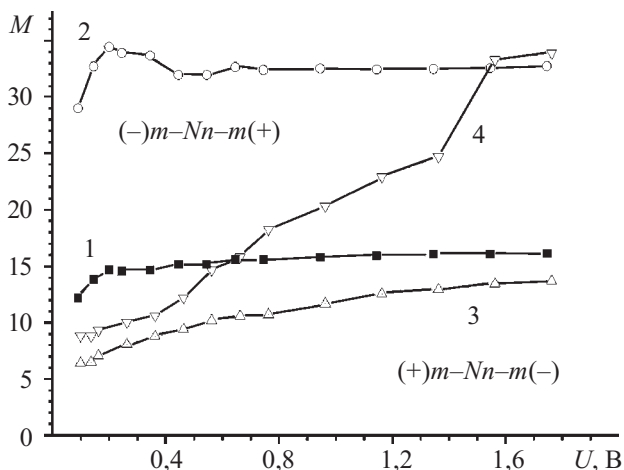


Рис. 4. Зависимости коэффициента фотоэлектрического усиления M от рабочего напряжения при освещении запираемых переходов:
1 — 100 лк; 2 — 1000 лк; 3 — 100 лк; 4 — 1000 лк

из металла через прямовключенный барьер Ag-NGaAs.

Особенность фотоэлектрической характеристики Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag-структуры заключается в том, что возбуждение фотоносителей осуществляется непосредственно из области объемного заряда потенциального барьера, где поле велико. Кроме того, насыщающийся характер зависимости толщины слоя объемного заряда от напряжения обеспечивает высокую фоточувствительность при малых интенсивностях освещения, т. е. прирост фотогенерируемых носителей уменьшается с напряжением. Поэтому наблюдается большее возрастание фоточувствительности при меньших интенсивностях (100 лк) в обоих режимах (рис. 5, кривые 1, 3).

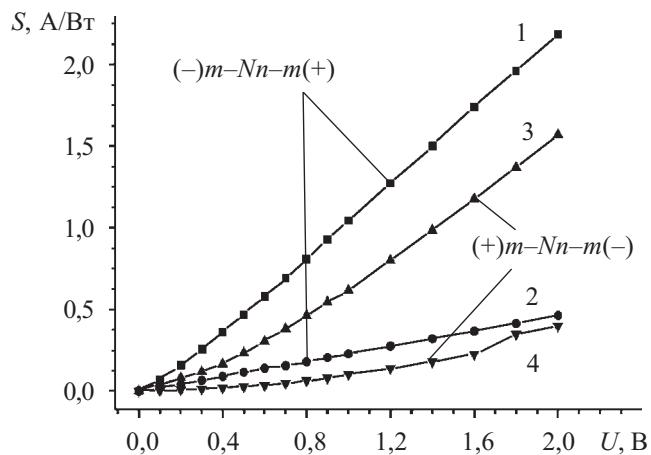


Рис. 5. Зависимости фоточувствительности S от рабочего напряжения при освещении запираемых переходов:
1 — 100 лк; 2 — 1000 лк; 3 — 100 лк; 4 — 1000 лк

Наблюдаемые фотоэлектрические характеристики более полно можно пояснить с помощью энергетических зонных диаграмм. В исследуемой Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag-структуре (см. рис. 6) световое излучение со стороны Ag-NGaAs-перехода напрямую попадает в область объемного заряда и в квазинейтральную часть объемного GaAs:O. При этом будут воз-

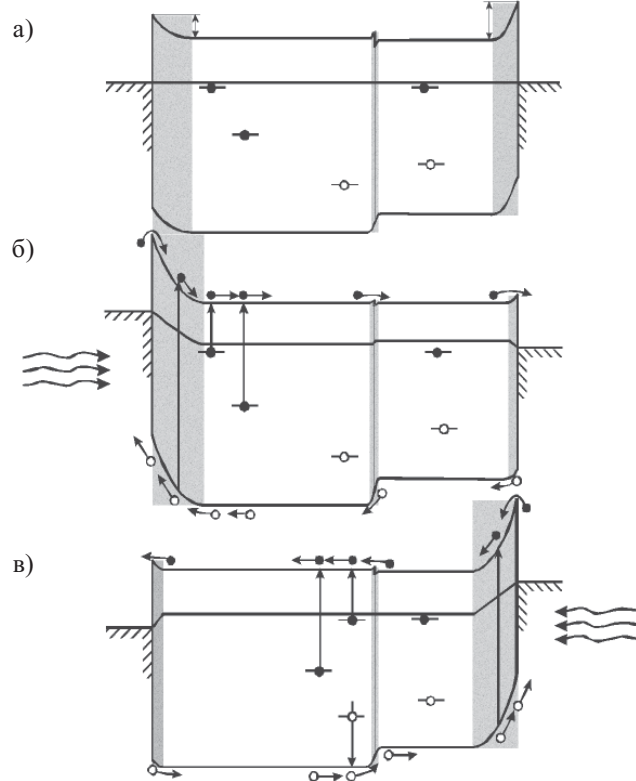


Рис. 6. Энергетическая зонная диаграмма Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag-структуры

буждаться носители из собственной и из примесной области поглощения GaAs, как показано на рис. 6, б. С повышением величины приложенного напряжения будет увеличиваться толщина слоя объемного заряда и величина фототока с преобладанием прироста в примесной области спектрального диапазона (рис. 3, а, кривые 2, 3).

При освещении структуры со стороны гетерослоя пик примеси кислорода ($\lambda=1,55$ мкм) превращается в полочку (рис. 3, б). Это можно объяснить тем, что излучение сначала попадает в слой объемного заряда потенциального барьера, затем поглощается в гетерослое (толщиной 1—2 мкм), а излучение с длиной волны больше ширины запрещенной зоны проникает в объемный GaAs и возбуждает носители с его примесных уровней (рис. 6, в). В результате при поочередном освещении барьеров возбуждение носителей с примесных уровней осуществляется преимущественно с объемной части базы из NGaAs (рис. 6, в). Вместе с тем в области спектра 1,2—1,3 мкм имеем максимальный фототок (рис. 3, а, б), связанный с собственными дефектами с уровнями залегания 0,35—0,4 эВ [13] в NGaAs и в гетерослое nGaInAs.

Заключение

Таким образом, отличительным для Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag-структуры является то, что в ней использование изотипного N-n-гетероперехода в базовой области открывает возможность увеличения фоточувствительности в примесной области поглощения, обусловленной собственными дефектами и примесями кислорода, имеющимися в подложке из GaAs. Их наличие обеспечивает фоточувствительность в областях спектра 1,2—1,3 и 1,55 мкм, перспективных для

волноводных фотоприемников, и одновременно эти же дефекты, выступая в роли рекомбинационных центров в подбарьерной области, подавляют фоточувствительность в коротковолновой части спектра, не влияя на фоточувствительность в примесной области спектра.

Ввиду того, что толщина объемной части базовой области NGaAs больше, чем толщина гетерослоя $n\text{GaInAs}$, то падающее в базовой области напряжение приходится в основном на NGaAs , и возбуждение фотоносителей с его примесных уровней будет эффективным, т. к. концентрация носителей в гетерослое ($7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) больше, чем в подложке ($4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Именно это обстоятельство принято за основу при создании фотоэлектропреобразовательной $\text{Ag-NGaAs-nGaInAs-Ag}$ -структуры. Структуры с двумя потенциальными барьерами могут служить в качестве модельных для зондирования имеющихся в базовом материале уровней.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Слободчиков С. В., Салихов Х. М., Яковлев Ю. П., Самурков Б. Е. О механизмах усиления фототока в изотипных гетероструктурах $n^+-\text{GaSb}-n^0-\text{GaInAsSb}-n^+-\text{GaAlAsSb}$ // Письма в ЖТФ.— 1998.— Т. 24, № 10.— С. 37—42.
 2. Слободчиков С. В., Салихов Х. М., Руссу Е. В. Полупроводниковые фотодетекторы с палладиевым контактом как детекторы водорода и водородосодержащих газов // Прикладная физика.— 2000.— № 6.— С. 100—105.

3. Викулин И. М., Стафеев В. И. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Радио и связь, 1990.
 4. Ёдгорова Д. М., Якубов Э. Н. Детекторы оптического сигнала на основе структур Au-nSi-Al , Au-nSi // Технология и конструирование в электронной аппаратуре (ТКЭА).— 2005.— № 4.— С. 39—42.
 5. Бланк Т. В., Гольдберг Ю. А. Полупроводниковые фотоэлектропреобразователи для ультрафиолетовой области спектра // ФТП.— 2003.— Т. 37, вып. 9.— С. 1025—1055.
 6. Каримов А. В. Трехбарьерный фотодиод // Лазерная техника и оптоэлектроника.— 1991.— № 3.— С. 67—70.
 7. Karimov A. V., Yodgorova D. M., Yakubov E. N. Research of structures corrugated photoreceiving surface // Journal Semiconductor Physics Quantum Electronics Optoelectronics.— 2004.— Vol. 7, N 4.— P. 378—382.
 8. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М. Инжекционно-полевой фотодиод // Радиозлектроника.— 2006.— № 2.— С. 76—80.
 9. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1.— М.: Мир, 1984.
 10. Ёдгорова Д. М., Каримов А. В. Определение характеристик двухбарьерных фотодиодных структур с металлополупроводниковыми переходами // Технология и конструирование в электронной аппаратуре (ТКЭА).— 2005.— № 5.— С. 27—30.
 11. Елифанов Г. И. Физические основы микроэлектроники.— М.: Сов. радио, 1971.
 12. Karimov A. V., Karimova D. A. Three-junction $\text{Au/AlGaAs(n)/GaAs(p)/Ag}$ photodiode // Materials Science in Semiconductor Processing.— 2003.— Vol. 6, Is. 1—3.— P. 137—142.
 13. Жовнир Г. И., Коваленко В. Ф., Краснов В. А., Марончук И. Е. Жидкофазная эпитаксия трехкомпонентных твердых растворов // ЖТФ.— 1985.— Т. 56, № 9.— С. 1814—1815.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Кларк Э. Р., Эберхард К. Н. Микроскопические методы исследования материалов.— М.: Техносфера, 2007.— 376 с.

За последние десятилетия в области материаловедения был совершен огромный скачок вперед. Одновременно очень быстро развивались и оптические методы исследования материалов. В компьютерной микроскопии произошли столь значительные изменения, что появилась потребность в книге, описывающей возможности новейших оптических микроскопов, используемых для исследования конструкционных материалов.

В книге рассматриваются основы оптической микроскопии, описываются методы оптических исследований, как классические (методы темного поля и интерференционная микроскопия), так и новейшие, а также неоптические — например, акустические и рентгеновские. Рассматривается построение двумерного изображения на основе трехмерного массива данных и методы преобразования цифрового изображения на компьютере, изучается работа конфокального лазерного сканирующего микроскопа, приводятся примеры трехмерной реконструкции структуры композитов.

Книга будет полезна ученым, специалистам в области материаловедения, аспирантам.

НОВЫЕ КНИГИ



Ушаков В. Н. Акустооптические процессоры корреляционного типа.— М.: Радиотехника, 2007.— 184 с.

Рассмотрены акустооптические сигнальные процессоры корреляционного типа, являющиеся перспективным классом устройств функциональной электроники, существенно расширяющим возможности современных средств обработки сигналов. Предложены оригинальные структуры видео- и радиочастотных акустооптических корреляторов с временным и пространственным интегрированием, теоретически и экспериментально обоснована их работоспособность и установлены предельно достижимые значения основных параметров данного класса устройств.