

7. Schreiber H.D., Settle F.A., Jr., Jamison P.L., Eckenrode J.P. and Headley G.W. Ruthenium in borosilicate melts //J. Less-common Metals **115** (1986), 145.
8. Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. М.-Л. Изд-во АН СССР, 1957. –492 с.
9. Agrawal B.K. Phonons in AX₂ glasses //J. Non-Crys. Solids **72** (1985) 191-197.
10. Joffin J. Coherent Phenomena in Glasses //“Coherence and Energy Transfer in Glasses. Proc. NATO Workshop, Cambridge, Sept. 1984”, New York-London. Pp. 95-113.
11. Отчет по НИР «Бисер-4». Рег. № У16083, Ташкент, 1985.–93 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ТОКОПЕРЕНОСА В ДВУХБАЗОВОЙ $Ag-N^0Al_{0.2}Ga_{0.8}As-n^+GaAs-n^0Ga_{0.9}In_{0.1}As-Au-$ СТРУКТУРЕ

Гиясова Ф.А.

*Физико-технический институт
НПО «Физика-Солнце» АН РУз, Ташкент*

При создании современных систем обработки и хранения информации, остаются актуальными, задачи повышения их быстродействия и снижения рабочих напряжений. Эти задачи решаются применением в базовой области полупроводниковых структур материалов с высокой подвижностью носителей и обеспечением их функционирования (фоточувствительности, регистрации сигналов) при малых напряжениях, что требует использования барьеров Шоттки на основе соединений A^3B^5 при создании СВЧ детекторов, микро и оптоэлектронных приборов. Соответственно, развитие информационной технологии с применением структур содержащих барьеры металл-полупроводник требует изучения физических процессов в области объемного заряда полупроводниковых структур на их основе, прежде всего барьеров металл-полупроводник с изотипными гомо и гетеропереходами, что

позволяет корректировать технологические процессы их получения и оптимизировать параметры. При этом в зависимости от параметров базовой области могут иметь место различные механизмы токопрохождения обусловленные конструктивными и физико-технологическими особенностями.

В настоящей работе приведены результаты исследования механизма токопереноса в двухбазовой $\text{Ag-N}^0\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As-n}^+\text{GaAs-n}^0\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{As-Au}$ -структуре работоспособной в фотогальваническом и фотодиодном режимах со сменяющимся знаком фототока. В частности, на спектральных характеристиках в режиме тока короткого замыкания при освещении со стороны $\text{Ag-N}^0\text{AlGaAs}$ создается фототок в области собственного поглощения (0,5–0,9 мкм) положительной, а в примесной области поглощения от 0,96 до 2 мкм отрицательной полярности с пиками при 1.1 и 1.55 мкм [1,2].

Исследуемые двухсторонне-чувствительные двухбазовые структуры на основе соединений арсенида галлия получены выращиванием методом жидкофазной эпитаксии [1,2] гетерослоя N^0AlGaAs на одну поверхность и n^0GaInAs слоя на вторую поверхность сильнолегированной подложки из монокристаллического $\text{n}^+\text{GaAs:Te}$ с концентрацией носителей $n \sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и толщиной 350-400 мкм. Изотипные гетероэпитаксиальные слои N^0AlGaAs и n^0GaInAs легированные кислородом имеют концентрацию носителей $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ с толщинами 2-3 мкм. Со стороны широкозонного гетерослоя сформирован выпрямляющий полупрозрачный (70 Å) потенциальный барьер из Ag, а со стороны узкозонного гетерослоя из Au. Эквивалентную схему исследуемой структуры можно представить в виде двухбарьерной структуры с базовой областью с изотипными $\text{N}^0\text{n}^+\text{n}^0$ -переходами, т.е. она состоит из двух последовательно расположенных изотипных переходов, ширина запрещенной зоны в которых уменьшается в направлении узкозонной части, имея 1.67, 1.43 и 1.32 эВ. При этом две базовые области ($\text{N}^0\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ и $\text{n}^0\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{As}$) соединяются через сильнолегированную подложку n^+GaAs . Она осуществляет

электрическую связь между обоими базами с потенциальными барьерами, превращая в единую структуру, со спектральными характеристиками с максимальными фототоками в области собственного поглощения базовых областей при $I_1 = 0.74$ мкм и $I_2 = 0.95$ мкм, соответственно [3]. Проведение исследований ее фотоэлектрических характеристик можно осуществить подключением структуры к источнику питания $V_1 = U_{nut}$ через амперметр, то есть путем измерения общего тока и падающего на структуру на протяжении $V_2 = U_{общее}^{m-Nn^+n-m}$. Вольтамперные характеристики $Ag-N^0 Al_{0.2} Ga_{0.8} As-n^+ GaAs-n^0 Ga_{0.9} In_{0.1} As-Au$ -структуры снятые в темноте и при освещении излучением с длиной волны $I_1 = 0.74$ мкм и $I_2 = 0.95$ мкм, соответствующим собственному поглощению каждого из гетерослоев приведены на рис. 1. Из рис. 1 видно, что кривые 1 представляют собой темновые токи в режиме прямого смещения и запирающего $Ag-N^0$ -перехода, а кривые 2 получены при освещении монохроматическим излучением длиной $I_1 = 0.74$ мкм со стороны барьера Мотта ($Ag-N^0 Al_{0.2} Ga_{0.8} As$) при смене режимов и, наконец, кривые 3 получены при освещении монохроматическим излучением длиной $I_2 = 0.95$ мкм со стороны барьера Шоттки ($n^0 Ga_{0.9} In_{0.1} As - Au$) при смене режимов. В режиме (+) $Ag-N^0 Al_{0.2} Ga_{0.8} As-n^+ GaAs-n^0 Ga_{0.9} In_{0.1} As-Au(-)$ от напряжения питания имеем обратный темновой ток через барьер Шоттки с последовательно соединенными изотипными $n^+ - n^0 - Au$ переходами. При смене полярности напряжения питания (-) $Ag-N^0 Al_{0.2} Ga_{0.8} As-n^+ GaAs-n^0 Ga_{0.9} In_{0.1} As-Au(+)$ получаем зависимость обратного темнового тока барьера Мотта от напряжения. То есть, в режиме (+) $Ag-N^0 Al_{0.2} Ga_{0.8} As-n^+ GaAs-n^0 Ga_{0.9} In_{0.1} As-Au(-)$ несмотря на то, что, когда на все три перехода подаются обратные напряжения, темновой ток через $n^+ GaAs-n^0 Ga_{0.9} In_{0.1} As-Au$ -переход достигает наибольшего значения (рис. 1.а кривая 1), поскольку препятствий для неосновных носителей не имеется. При смене полярности напряжения

подаваемого от источника питания на обратное относительно барьера с широкозонным гетерослоем $(-)\text{Ag-N}^0\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As-n}^+\text{GaAs-n}^0\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{As-Au}(+)$, то есть в запираемом $\text{Ag-N}^0\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ барьере имеем меньшее значение тока (рис. 1.б кривая 1). Наблюдаемое поведение темновой токовой характеристики можно объяснить тем, что в темноте сопротивление $R_{\text{Ag-N}^0}$ больше суммы сопротивлений трех переходов $R_{\text{N}^0-\text{n}^+} + R_{\text{n}^+-\text{n}^0} + R_{\text{n}^0-\text{Au}}$, причем на n^+-n^0 изотипном переходе падение напряжения близко к нулю, соответственно [4] и на изотипном N^0-n^+ -переходе тоже падение напряжения не может быть больше (на порядок меньше), чем на n^0-Au -барьере Шоттки. Реально структура разбивается на две части и общее напряжение, прилагаемое от источника, перераспределяется между запираемым и прямо смещаемым переходами $U_{\text{общее}}^{m-\text{Nn}^+\text{n}^-\text{m}} = U_{\text{обр}}^{m-\text{N}} + U_{\text{прям}}^{\text{N}-\text{n}^+} + U_{\text{прям}}^{\text{n}^+-\text{n}^-\text{m}}$, а при другой полярности $(+)\text{m-N-n}^+-\text{n-m}(-)$ имеем $U_{\text{общее}}^{m-\text{Nn}^+\text{n}^-\text{m}} = U_{\text{прям}}^{m-\text{N}} + U_{\text{обр}}^{\text{N}-\text{n}^+} + U_{\text{обр}}^{\text{n}^+-\text{n}^-\text{m}}$ [5].

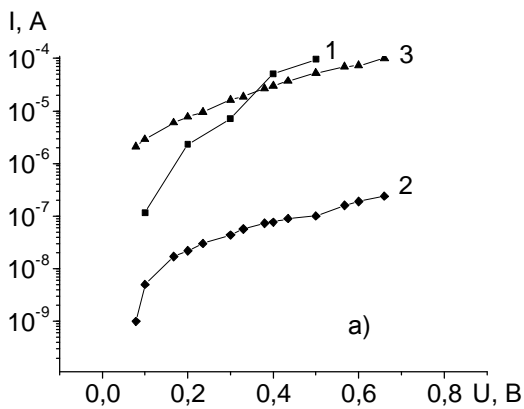


Рис. 1 а. Вольтамперная характеристика в режиме прямого смещения Ag-N^0 -перехода:
 1- $(+)\text{Ag-N}^0\text{n}^+\text{n}^0-\text{Au}(-)$ в темноте
 2- $I_1=0.74 \text{ мкм} \rightarrow (+)\text{Ag-N}^0\text{n}^+\text{n}^0-\text{Au}(-)$
 3- $(+)\text{Ag-N}^0\text{n}^+\text{n}^0-\text{Au}(-) \leftarrow I_2=0.95 \text{ мкм}$

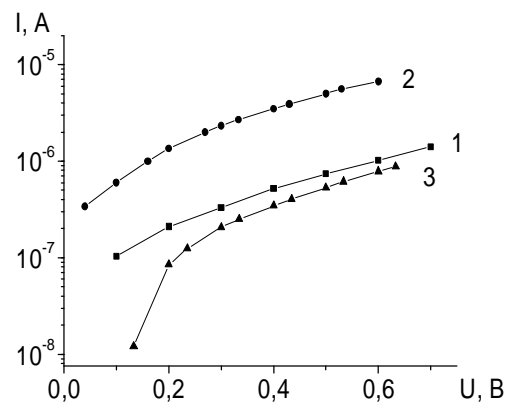


Рис. 1 б. Вольтамперная характеристика в режиме запирающего Ag-N^0 -перехода:
 1- $(-)\text{Ag-N}^0\text{n}^+\text{n}^0-\text{Au}(+)$ в темноте
 2- $I_1=0.74 \text{ мкм} \rightarrow (-)\text{Ag-N}^0\text{n}^+\text{n}^0-\text{Au}(+)$
 3- $(-)\text{Ag-N}^0\text{n}^+\text{n}^0-\text{Au}(+) \leftarrow I_2=0.95 \text{ мкм}$

В данной структуре в состав напряжения, соответствующего прямому включению входят напряжения, падающие как в области

объемного заряда, так и в базовой области $U_{\text{прям}}^{n^+-n^-m} = U_{\text{барьер}}^{n^-m} + U_{\text{база}}$. При этом величина падающего на барьере напряжения не может быть больше контактной разности потенциалов барьера, то есть $U_{\text{барьер}}^{n^-m} \leq U_K^{n^-m}$, а остальная часть напряжения падает в базе $U_{\text{база}}$. Соответственно запираемый переход как активный возбуждаемый световым излучением и в том числе как неосвещаемый управляет свойствами всей структуры. Независимо от полярности включения внешнего напряжения поочередно будут запираются Ag-N⁰AlGaAs и n⁰GaInAs-Au барьеры, поэтому в обоих направлениях вольт-амперной характеристики будем иметь обратные ветви. В соответствии с поведением изотипных N-n-гетеропереходов узкозонная область ведет себя как полупроводник p-типа (N⁰-n⁺ и n⁺-n⁰ переход трансформируется в N⁰-p и n⁺-p переходы) [6], в результате по электрическим свойствам будем иметь модельную картину, приведенную на рис. 2,а. Где от источника напряжения $U_{\text{пит}}$ в Ag-N⁰Al_{0.2}Ga_{0.8}As-n⁺GaAs-n⁰Ga_{0.9}In_{0.1}As-Au-структуре создается ток смещения $I_{\text{см}}$ в соответствующем направлении, а напряжение перераспределяется в зависимости от величины сопротивления каждого из переходов. Здесь следует отметить, что в режиме (+)Ag-N⁰Al_{0.2}Ga_{0.8}As-n⁺GaAs-n⁰Ga_{0.9}In_{0.1}As-Au(-) при освещении структуры со стороны барьера Мотта (рис. 1,а кривая 2) и со стороны барьера Шоттки (рис. 1, а кривая 3) наблюдаем уменьшение крутизны роста тока от напряжения. Для объяснения этого явления проанализируем каждый из случаев фотовозбуждения структуры. При освещении (+)Ag-N⁰Al_{0.2}Ga_{0.8}As-n⁺GaAs-n⁰Ga_{0.9}In_{0.1}As-Au(-)-структуры монохроматическим излучением, с длиной волны $I_1 = 0.74$ мкм, в освещаемом Ag-N⁰Al_{0.2}Ga_{0.8}As-переходе создается фотогальванический ток $-I_1$ создающий фотоэдс- $U_{\text{эдс}}$, направление которого противоположно направлению темнового тока, создаваемого от источника питания, рис. 2, а.

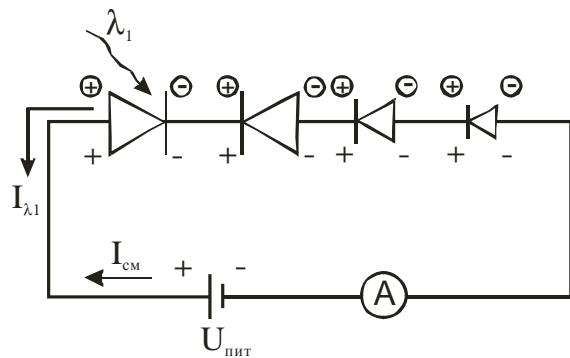


Рис. 2 а. Модельное представление направления темновых и световых токов в режиме прямого смещения освещаемого Ag-N⁰-перехода.

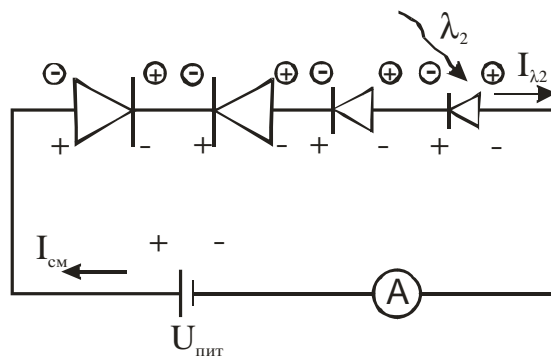


Рис. 2 б. Модельное представление направления темновых и световых токов в режиме прямого смещения при освещении n⁰Ga_{0,9}In_{0,1}As-Au-перехода

В результате к источнику питания оказывается последовательно навстречу соединенным ещё один источник – гальваническая фотобатарея на барьере Мотта (Ag-N⁰Al_{0,2}Ga_{0,8}As). При этом будем иметь разницу между напряжением питания и фотогальваническим эдс $V_2 = |U_{пит}| - \left| U_{эдс}^{Ag-N^0} \right|$. Как показали эксперименты, при этом световой ток через структуру становится меньше темнового тока, а ход зависимости светового тока от напряжения (рис. 1, а кривая 2) приобретает насыщающийся вид. Наблюдаемые меньшие значения светового тока можно объяснить изменением процесса токопереноса через n⁺GaAs-n⁰Ga_{0,9}In_{0,1}As-Au-переход при освещении вызываемым изменением хода роста падающих на данном переходе напряжений.

При смене излучаемой поверхности (+)Ag-N⁰-n⁺-n⁰-Au(-) ← $I_2 = 0.95$ мкм освещаемый барьер Шоттки (n⁰Ga_{0,9}In_{0,1}As-Au) превращается в фотогальванический источник, напряжение которого суммируется с напряжением $V_2 = U_{пит} + U_{эдс}^{n^0-Au}$ подаваемым от источника питания (рис. 2, б), в результате имеем большее значение светового тока по сравнению с темновым (рис. 1, а кривая 3). При этом изменение физического процесса в n⁺GaAs-n⁰Ga_{0,9}In_{0,1}As-Au-переходе осуществляется воздействующим оптическим излучением.

Для анализа вольтамперных характеристик в режиме запирания Ag-N^c-перехода (рис. 1, б) обратимся к модельным представлениям эквивалентных схем, поочередно освещая барьеры Мотта и Шоттки, как показано на рис. 3. При подключении отрицательной полярности источника питания к освещаемому ($I_1 = 0.74$ мкм) переходу (рис. 3, а) появляется фотоэдс генерируемый Ag-N⁰-переходом, направление тока которого совпадает с направлением темнового тока, а величина фотоэдс складывается с напряжением источника питания перехода $V_2 = U_{пит} + U_{эдс}^{Ag-N^0}$.

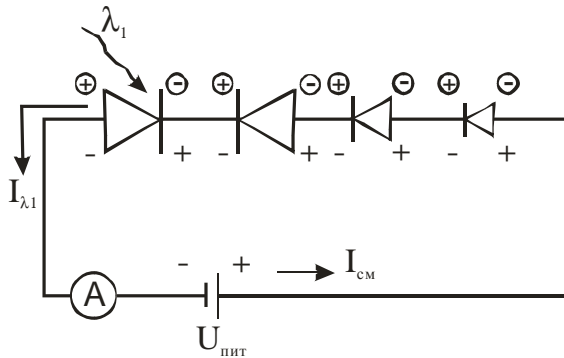


Рис. 3 а. Модельное представление направления темновых и световых токов в режиме запирания освещаемого Ag-N⁰-перехода:

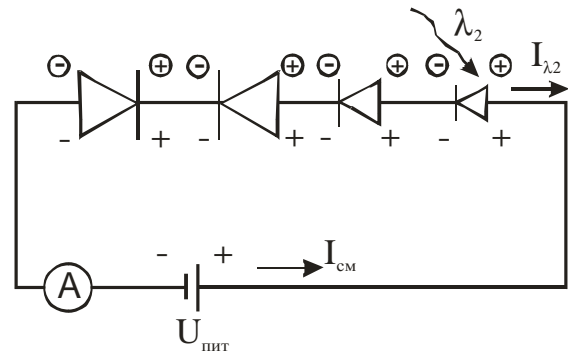


Рис. 3 б. Модельное представление направления темновых и световых токов в режиме запирания Ag-N⁰-перехода при освещении n⁰Ga_{0,9}In_{0,1}As-Au-перехода.

В данном случае наблюдается увеличение светового тока по сравнению с темновым током (рис. 1, б кривая 2), который приобретает насыщающийся вид. Наблюдаемые большие значения светового тока можно объяснить изменением процесса токопереноса через n⁺GaAs-n⁰Ga_{0,9}In_{0,1}As-Au-переход вызываемым при освещении Ag-N^c-барьера Мотта. А именно, к темновому току добавляется фототок барьера Мотта.

В режиме запирания Ag-N⁰-барьера Мотта при освещении n⁰Ga_{0,9}In_{0,1}As-Au-барьера Шоттки с длиной волны $I_2 = 0.95$ мкм появляется фототок, который направлен противоположно темновому току, а в результате будем иметь разницу между напряжением

питания и фотоэдс $V_2 = |U_{num}| - |U_{эдс}^{n^0-Au}|$ (рис. 3, б). При этом световой ток становится меньше темнового тока (рис.1, б кривая 3), что объясняется изменением физических процессов в барьере Шоттки при его переходе в фотогальванический режим.

Таким образом, при воздействии монохроматического излучения физические процессы, протекающие в освещаемых переходах, сменяются фотогенерационными, приводя к различию темнового и светового характеристик.

Заключение

Рассматриваемая $Ag-N^0Al_{0.2}Ga_{0.8}As-n^+GaAs-n^0Ga_{0.9}In_{0.1}As-Au$ -структура обладает двухсторонней фоточувствительностью в различном спектральном диапазоне определяемым областью собственного поглощения каждого из базовых областей.

Последовательное соединение выпрямляющего и изотипного барьеров с уменьшающимися в одном направлении ширинами запрещенной зоны способствуют уменьшению темнового тока структуры. В двухбазовой структуре с навстречу направленными барьерами при включении источника питания с отрицательной полярностью к соответствующим освещаемым барьерам, фототоки, генерируемые освещаемыми переходами, добавляются к темновым токам. При смене полярности источника питания световые токи становятся меньше темновых токов.

Выяснение физических процессов протекающих в подобных многобарьерных структурах требует проведения дальнейших исследований с помощью модифицированных структур.

1. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. –М :Сов. радио. 1975.С.44-64.
2. Ёдгорова Д.М., А.В.Каримов, Ш.Ш.Юлдашев, Ш.Ш. Болтаева Физико-технологические основы получения резкого р-п-перехода. ТКЭА-Одесса 2006 г. № 4. с.59-61.

3. Yodgorova D.M., Karimov A.V., Giyasova F.A., Karimova D.M., Yakubov A.A. "Photovoltaic effect in two-base $\text{Ag-n}^0\text{Al}_{0.2}\text{gGa}_{0.8}\text{As-n}^+\text{GaAs-n}^0\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{As-Au}$ structure" Khorezm. 2007. p. 63.
4. Блихер А. Физика тиристоров. – Пер.с англ. – Л. Энергоиздат.1981. С.48-49.
5. Каримов А.В., Ёдгорова Д.М. Определение характеристик двухбарьерных фотодиодных структур с металлополупроводниковыми переходами. // ТКЭА. 2005. № 5. с. 27-30.
6. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Кн. 1. Перевод с англ. М.Мир. 1981. стр. 259-262.

МОРФОЛОГИЯ И БАКТЕРИЦИДНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА, ПОЛУЧЕННЫХ НОВЫМ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Хайдаров Р.Р., Хайдаров Р.А., Гапурова О.У.
Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент

Получение стабильных концентрированных водных растворов на базе наночастиц серебра с заданными физико-химическими свойствами является необходимой стадией при создании наноструктурных материалов, применяемых в микроэлектронике, электрохимии, при синтезе оптоэлектронных сенсоров и др. [1] В связи с выявленными бактерицидными свойствами наночастиц серебра [2], их растворы могут служить основой для создания новых классов бактерицидных материалов, применяемых в текстильной и лакокрасочной промышленности, медицине и т.п.

В связи с этим, целью данной работы являлось исследование морфологии и бактерицидных свойств наночастиц серебра (далее НС), полученных с помощью разработанного нами нового электрохимического метода, в водных растворах и на поверхности различных материалов. Развитый метод электрохимического синтеза